



HAL
open science

Étude des états isomériques des noyaux dits superlourds : cas du ^{254}No

Margaux Forge

► **To cite this version:**

Margaux Forge. Étude des états isomériques des noyaux dits superlourds : cas du ^{254}No . Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de Strasbourg, 2023. Français. NNT : 2023STRAE006 . tel-04397507

HAL Id: tel-04397507

<https://theses.hal.science/tel-04397507v1>

Submitted on 16 Jan 2024

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

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

ÉCOLE DOCTORALE de Physique et Chimie-Physique 182

IPHC UMR182

THÈSE présentée par :

Margaux FORGE

soutenue le : 15 Septembre 2023

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Physique subatomique

**Étude des états isomériques des
noyaux dits superlourds : cas du ^{254}No**

THÈSE dirigée par :
M DORVAUX Olivier

Professeur, université de Strasbourg

RAPPORTEURS :
M LEMASSON Antoine
Mme SULIGNANO Barbara

Chargé de recherche, GANIL
Directrice de recherche, CEA

AUTRES MEMBRES DU JURY :

Mme COURTIN Sandrine
Mme MICHELAGNOLI Caterina
M BLOCK Michael
M CLARK Roderick

Professeure, université de Strasbourg
Chargé de recherche, ILL
Directeur de recherche, GSI
Directeur de recherche, LBNL

Remerciements

Je tiens à exprimer ma gratitude à toutes les personnes qui ont contribué de manière significative à la réalisation de cette thèse. Le chemin a été long et parsemé de défis, mais il a été rendu possible grâce au soutien et à l'encouragement de nombreuses personnes exceptionnelles. Cette thèse est le fruit d'un effort collectif et je suis reconnaissante envers chacun d'entre vous pour avoir rendu cela possible. Merci du fond du cœur.

Tout d'abord, je voudrais exprimer ma profonde reconnaissance envers mon directeur de thèse, Olivier Dorvaux, pour sa guidance, son expertise et sa patience tout au long de ce projet. Je ne pouvais rêver mieux comme directeur de thèse. Tu as su me faire confiance dès le début, en me prenant comme stagiaire puis doctorante. Humainement, j'ai également adoré les moments passés ensemble, que ce soit autour d'un café ou dans un restaurant perdu au milieu de la Russie dont je garde d'excellents souvenirs.

Je vais désormais continuer mes remerciements de façon linéaire en remontant à la source de mes motivations pour en arriver là aujourd'hui. Initialement je souhaitais faire de l'astrophysique mais je suis tombée sous le charme de la physique nucléaire grâce au cours passionnant du Pr. Noureeddine en première année d'école à TPS. De là, je me suis lancée dans un cursus de master où j'ai rencontré deux professeurs qui ont su m'aiguiller et me conseiller quand j'en avais besoin, Yann Leroy et Anne-Sophie Le Cordan. Merci d'avoir été présents dans un moment de grand questionnement de ma vie d'étudiante.

Tu étais mon professeur puis tu es devenu mon collègue de travail, je te remercie amicalement (le fameux) Benoit Gall pour tes cours des plus pédagogiques et des nombreuses discussions de physique que nous avons pu avoir. Et de façon plus générale, je tiens à remercier le groupe DNE, dont Kieran Kessaci fait aussi parti, et qui a su me prendre sous son aile et me conseiller durant toute ma thèse.

Cette thèse n'aurait pas été possible sans la précieuse aide de Araceli Lopez Martens, alias Wealy, notre collègue de l'IJCLab. Ton professionnalisme, ton expertise et tes connaissances m'ont toujours fascinée et je te remercie grandement de m'avoir aidée à de nombreuses reprises dans mon analyse et les interprétations physiques du ²⁵⁴No. Avec Karl Hauschild, vous formez une paire de chercheurs admirables et je vous remercie pour l'accueil chaleureux que j'ai reçu en venant sur le campus d'Orsay.

Je dois aussi remercier tous mes collègues japonais qui m'ont accueillie à bras ouverts lors de ma mission JSPS de 3 mois à RIKEN. Vous avez été mes repères dans ce pays dont je ne connaissais rien. Je cite Pierre Brionnet, mon mentor à RIKEN qui s'est rendu disponible pour mes nombreuses questions. J'ai adoré collaborer avec toi et j'espère te recroiser que ce soit en France ou au Japon. Aussi, je dois remercier Haba-san, Morimoto-san et Keiko-san qui ont tout fait pour me mettre à l'aise. Je tiens particulièrement à remercier Morita-san qui a pris un temps plus que précieux pour échanger avec moi, que ce soit pour nos discussions scientifiques ou nos diners. Vous m'avez fait découvrir les délicieux sashimis japonais. Enfin, Sakaguchi-san, vous avez été une personne

formidable par votre gentillesse et votre disponibilité. Un grand merci.

Merci à mes collègues russes, j'ai passé très peu de temps avec vous mais j'ai grandement apprécié les échanges que nous avons eu ensemble. J'aurais aimé passé plus de temps avec vous mais le contexte politique nous en a empêché. J'espère alors sincèrement pouvoir collaborer dans le futur avec vous.

Je tiens à remercier l'ensemble des membres de mon jury, Antoine Lemasson, Barbara Sulignano, Sandrine Courtin, Caterina Michelagnoni, Roderick Clark et Mickeal Block. Vous avez pris le temps de lire cette longue thèse et de vous déplacer jusqu'à Strasbourg. Je vous remercie pour vos commentaires qui ont participé à la qualité de cette thèse.

Un grand merci à mes collègues de laboratoire, et surtout aux collègues du couloir, qui ont partagé leurs connaissances, leurs idées et leur soutien tout au long de cette aventure académique. Les pauses cafés avec vous furent de réels moments de plaisir et de partage, qui m'ont beaucoup fait sourire.

Un grand MERCI à mes amis qui m'ont soutenu dans toutes les pentes émotionnelles de la thèse. En particulier, Emma et Jean avec qui je partage mon bureau. Je me souviendrais toujours des moments de fous rires, de débats, de brainstorming que l'on a partagé ensemble. Vous êtes de réels amis que je tiens à garder dans ma vie. Ensuite, je ne peux faire l'impasse sur Raph (le ologir) qui m'a plus que soutenue sur les périodes les plus stressantes de cette thèse. Entre remise en questions, stress et pression, tu as su trouver les mots pour me remonter le moral ! Enfin, je remercie les copains de l'IPHC pour toutes ces soirées dans les bars de Strasbourg ainsi que Marion (et oui, je suis sûre que tu t'y attends pas) pour ton soutien à distance qui a tellement compté.

A ma famille, je sais que j'ai fait des choix de vie où je n'ai pu être proche de vous, que ce soit mes oncles, mes tantes, mes cousins, mes cousines, etc. Je vous remercie de votre soutien à distance. Je sais que je peux compter sur vous et que rien ne bouge entre nous. J'aimerais aussi orienter mes remerciements auprès de mon beau-père, Eric Blanpain, qui m'a toujours considérée comme sa propre fille et qui a toujours su montrer de l'encouragement, de l'intérêt et de la fierté par mon parcours de vie.

Maman, mon modèle, et comme tu aimes le dire : les chats ne font pas des chiens. Toute ce que je suis devenue provient de ton héritage, de ton éducation et de ta force d'esprit. Tu as toujours soutenu mes choix de vie, même quand j'étais à des milliers de kilomètres de toi, et tu as eu une confiance aveugle en mes capacités. Je suis très fière d'être ta fille. Je ne pourrai te remercier suffisamment pour ton soutien infini.

Je dédie cette thèse à un ange parti trop tôt, mamie Suzanne, qui a su être mon ange gardien durant toutes ces années. J'espère que de là-haut, tu es fière de moi.

Table des matières

Introduction	1
I Contexte scientifique des noyaux lourds et superlourds	5
1 Historique et Motivation	6
1.1 English summary : History and motivation	6
1.2 Les noyaux superlourds	8
1.2.1 Une définition théorique	8
1.2.2 Les nombres magiques	10
1.2.3 Le modèle à couche déformée	12
1.2.4 L'îlot de stabilité	13
1.3 L'intérêt de cette thèse	16
1.3.1 La zone des éléments superlourds	16
1.3.2 La frustration coulombienne	18
1.3.3 Les motivations pour l'étude du noyau ^{254}No	20
2 Les concepts scientifiques	22
2.1 English summary : Scientific concepts	22
2.2 Les mécanismes de réaction	26
2.2.1 Le mécanisme de fusion-évaporation	26
2.2.2 Résidu d'évaporation et section efficace	28
2.2.3 Fusion chaude et fusion froide	31
2.3 Les modes de désexcitation	33
2.3.1 Le rayonnement gamma	33
2.3.2 La conversion interne	35
2.3.3 La relaxation atomique	37
2.4 Les modes de décroissance	38
2.4.1 La décroissance α	38
2.4.2 La décroissance isobarique	40
2.4.3 La fission spontanée	41
2.5 L'état isomérique	41

2.5.1	La déformation quadrupolaire	42
2.5.2	Les excitations nucléaires	44
2.5.2.1	Le rapport d'énergie d'excitation	44
2.5.2.2	La rotation collective	45
2.5.2.3	Le moment d'inertie	47
2.5.3	Le modèle de Nilsson	50
2.5.4	L'isométrie de haut-K	50
2.5.4.1	L'empêchement d'une transition	51
2.5.4.2	Les états de quasi-particules	54
2.5.4.3	Les couplages : règles de Gallagher	55
2.5.4.4	Le facteur gyromagnétique	56
2.5.4.5	Le rapport d'embranchement	58

II Les techniques expérimentales d'expériences de synthèse et de spectroscopie des éléments superlourds **63**

3	Dispositifs expérimentaux	64
3.1	English summary : Experimental set up	64
3.2	Principe de la spectroscopie	69
3.2.1	Spectroscopie prompte	69
3.2.2	Spectroscopie retardée	71
3.3	La cible	72
3.4	Les différents types de séparateurs	73
3.4.1	Principe de fonctionnement	73
3.4.2	La fonction de réjection	76
3.4.3	Le séparateur à vide : SHELS du FLNR	78
3.4.4	Le séparateur à gaz : GARIS de RIKEN	80
3.5	Les différents types de détecteurs	82
3.5.1	Le système de détection GABRIELA au FLNR	83
3.5.2	Le système de détection au plan focal de GARIS III à RIKEN	84
3.5.3	Le détecteur temps de vol	85
3.5.4	Le détecteur d'implantation	88
3.5.5	Les détecteurs Tunnels	90
3.5.6	Les détecteurs Germanium	92
3.5.7	Les détecteurs VETO	96
3.6	Les chaînes d'acquisition et format de données	98
3.6.1	Au plan focal de SHELS	98
3.6.1.1	Électronique analogique	98
3.6.1.2	Test sur l'électronique numérique	100

3.6.2	Au plan focal de GARIS III	103
3.6.2.1	Électronique analogique	103
3.6.2.2	Développement de l'électronique numérique	105

III Etude spectroscopique du noyau ²⁵⁴No **111**

4	Analyse de données	112
4.1	English Summary : Data analysis	112
4.2	Le dispositif expérimental GABRIELA au plan focal de SHELS au FLNR	116
4.2.1	Reconstitution d'un pixel	116
4.2.2	L'étalonnage	117
4.2.2.1	Étalonnage α	118
4.2.2.2	Étalonnage ICE	119
4.2.2.3	Étalonnage γ	121
4.2.3	Les corrélations génétiques	123
4.2.4	Mesure du temps de vie	124
4.3	Etat de l'art	125
4.3.1	Découverte du Nobelium	127
4.3.2	Les précédents résultats spectroscopiques	127
4.4	Résultats	129
4.4.1	Généralités	129
4.4.2	L'isomère à long temps de vie	132
4.4.3	L'isomère à court temps de vie	138
5	Interprétation des données expérimentales	145
5.1	English summary : A new nuclear structure	145
5.2	Une nouvelle structure nucléaire	148
5.2.1	Découverte d'une nouvelle tête de bande dans l'isomère "long"	148
5.2.1.1	Le nouveau schéma de niveaux de l'isomère "long"	148
5.2.1.2	Couplages d'orbitales	149
5.2.2	Redéfinition du schéma de niveaux dans l'isomère "court"	151
5.2.3	Simulations	153
5.2.3.1	Isomère à long temps de vie	154
5.2.3.2	Isomère à court temps de vie	155
5.3	Suspicion d'un état "exotique"	158
5.3.1	Une conversion électronique anormale	158
5.3.2	Comparaison avec la théorie	159
5.3.3	Systématique dans les autres Nobelias	163

IV Synthèse du nouvel élément : Z = 119	167
6 Principe de l'analyse de données	168
6.1 English summary : Principle of data analysis	168
6.2 L'expérience au plan focal de GARIS III à RIKEN	171
6.2.1 Objectifs	171
6.2.2 Les corrélations génétiques utilisées	172
6.3 L'optimisation de l'expérience	173
6.3.1 Intérêt	174
6.3.2 Le dispositif expérimental	176
6.3.3 Distribution de barrière	179
6.3.4 Fonction d'excitation	180
6.4 Exemple d'analyse de données : ^{257}Db	185
6.4.1 L'étalonnage α	185
6.4.1.1 L'étalonnage du détecteur d'implantation	187
6.4.1.2 L'étalonnage des détecteurs tunnel	187
6.4.2 Les méthodes de filtrage	188
6.4.2.1 Le détecteur VETO	189
6.4.2.2 L'intégration QDC	192
6.4.2.3 Les particules α échappées	193
6.4.2.4 La mesure du temps de vol	193
6.4.2.5 Résultats après filtrage	194
6.4.3 Les chaînes alpha détectées	197
Conclusion & Perspectives	199
A Calcul cinématique	204
B Tableau des rayons-X du ^{254}No	206
C Schémas électroniques	208
C.1 Schéma de la chaîne d'acquisition de GABRIELA	208
C.2 Schéma de la chaîne d'acquisition du plan focal de GARIS III	209
D Spectres de coïncidences	211
E Reconstitution du ToF à RIKEN	216
Références	217

Table des figures

1.1	Courbe représentant l'énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de nucléons A selon la formule de Beth-Weizsäcker [Kra91]. Les points correspondent aux mesures expérimentales. Une différence pour certains nombres A particuliers (2, 8, 20) montre un excédent de stabilité attribué aux nombres magiques affichés en haut de la figure. / <i>Binding energy per nucleon as a function of nucleon number A using the Beth-Weizsäcker formula [Kra91]. Data points correspond to the experimental measurements. A variation is observed for certain specific values of A (2, 8, 20), indicating an excess of stability attributed to the magic numbers displayed at the top of the figure.</i>	10
1.2	Séquence des états à une particule selon le modèle en couches sphériques extrait de [May60]. / <i>Sequence of single-particle states in the spherical shell model extracted from [May60].</i>	11
1.3	Schéma de la levée de déformation selon la projection $j = \frac{7}{2}$ sur l'axe de symétrie en fonction de la déformation β (oblate ou prolate). Figure extraite de [Pio10]. / <i>Deformation lifting according to the projection $j = \frac{7}{2}$ on the symmetry axis as a function of β deformation (oblate or prolate). Figure extracted from [Pio10].</i>	13
1.4	Évolution des niveaux de particules individuelles protons (gauche) et neutrons (droite) en fonction de la déformation quadripolaire v_2 [Cha77]. A déformation nulle, il existe des candidats pour les nouveaux nombres magiques $Z = 114$ et $N = 184$. Pour une déformation non nulle, une levée de dégénérescence de l'orbital $f_{5/2}$ ($h_{11/2}$) en proton (neutron) donne lieu à des orbitales de projection K différentes comme illustré en rouge sur le schéma. Les dégénérescences offrent de nouveaux gaps de stabilité comme pour le ^{254}No qui possède un gap à $N = 152$ pour une déformation $v_2 \sim 0.26$. Il est important de souligner que cette figure est modèle dépendant et peut différer d'un modèle à un autre. / <i>Evolution of individual single particle levels, proton (left) and neutron (right) as a function of quadrupole deformation v_2 [Cha77]. Candidates for the new magic numbers $Z = 114$ and $N = 184$ emerge at zero deformation. At non-zero deformation, a lifting of degeneracy of the $f_{5/2}$ ($h_{11/2}$) orbital in protons (neutrons) results in different K-projected orbitals, as illustrated in red in the diagram. The degeneracies provide new stability gaps, such as the one observed for ^{254}No, which exhibits a gap at $N = 152$ for a deformation $v_2 \sim 0.26$. Note that this figure is model-dependent and may differ depending on the choice of model.</i>	14

1.5	Mesures du temps de vie (points ouverts et pleins) de la fission spontanée des éléments lourds et superlourds déjà synthétisés en fonction du nombre de neutrons et extrapolation des temps de vie (lignes pointillées) des éléments superlourds selon [Smo97; Smo95]. Les différents points sont extraits des données récapitulées dans [Heß17]. / <i>Measurements of the spontaneous fission half-lives (represented by both open and solid data points) for heavy and superheavy elements that have already been synthesized, plotted with respect to the number of neutrons. The graph also includes extrapolated half-life values (indicated by dashed lines) for superheavy elements according to [Smo97; Smo95]. Data points are extracted from the data in [Heß17].</i>	15
1.6	Dernière version du tableau périodique des éléments établie par l'IUPAC le 04 Mai 2022. [Pro22]. / <i>Most recent version of the periodic table of elements published by the IUPAC as of May 4, 2022 [Pro22].</i>	17
1.7	Le nouveau tableau périodique compact des éléments 1-172 prédit par [Pyy11]. / <i>New compact periodic table of elements 1 to 172 predicted by [Pyy11].</i>	18
1.8	Charte des noyaux pairs-pairs connus et limites d'existence théoriques des noyaux [Erl12] : drip-line proton et neutron. / <i>Chart of known even-even nuclei and theoretical existence limits of nuclei [Erl12] : proton and neutron drip-lines.</i>	19
1.9	Densité en neutron (gauche) et proton (droite) des isotopes ²⁹⁴ Og (haut), ³⁰² Og (milieu) et ³²⁶ Og (bas) dans le plan (x, z) à y = 0 [Naz18]. / <i>Neutron (left) and proton (right) densities of isotopes ²⁹⁴Og (top), ³⁰²Og (middle) et ³²⁶Og (bottom) in the (x, z) plane, at y = 0 [Naz18].</i>	20
1.10	Déformation du paramètre β_2 pour les isotopes pair-pair Th (kaki), U (bleu), Pu (noir), Cm (vert) et No (rouge) obtenu par les calculs DFT avec la fonctionnelle UNEDF1 [Rae18]. L'encart de la figure montre la distribution proton du ²⁵⁴ No de la plus haute densité (rouge) à la plus basse densité (bleu). / <i>Deformation of the β_2 parameter for even-even isotopes Th (khaki), U (blue), Pu (black), Cm (green), and No (red) obtained through DFT calculations using the UNEDF1 functional [Rae18]. The inset displays the proton distribution of ²⁵⁴No, ranging from the highest to the lowest density, respectively red to blue.</i>	21
2.1	Différentes étapes et mécanismes en compétition de la réaction de fusion évaporation [Dor19]. / <i>Various steps and competing mechanisms in the fusion- evaporation reaction [Dor19].</i>	27
2.2	Fonction d'excitation pour les réactions ²⁰⁸ Pb(⁴⁸ Ca, xn) obtenues dans [Bel03] à partir des études menées dans [Oga01; Gäg89; Yer98] (symboles). Ces résultats sont comparés avec les calculs HIVAP [Rei92] (lignes). / <i>Excitation functions for the ²⁰⁸Pb(⁴⁸Ca, xn) reactions obtained in [Bel03], from studies conducted in [Oga01; Gäg89; Yer98] (symbols). These results are compared with the HIVAP calculations [Rei92] (lines).</i>	30
2.3	Représentation schématique de la perte énergétique liée au faisceau (bleu), de la section efficace de la voie choisie (rouge) et de l'énergie perdue par le noyau composé (vert) en fonction de la profondeur de cible d'épaisseur e. Figure extraite de [Kha07]. / <i>Schematic representation of energy loss due to the beam (blue), the chosen channel's cross-section (red), and the energy lost by the compound nucleus (green) as a function of target depth with thickness e. Figure extracted from [Kha07].</i>	31

2.4	Mesures des sections efficaces pour (a) les réactions de fusion froide et (b) les réactions de fusion chaude utilisées pour la synthèse des éléments superlourds. Figure extraite de [Zag08]. / <i>Measurements of cross-sections for (a) cold fusion reactions and (b) hot fusion reactions used in the synthesis of superheavy elements. Figure extracted from [Zag08].</i>	32
2.5	Schéma des différents processus se produisant durant la relaxation atomique : la fluorescence [Bar18] (gauche), les émissions d'électrons Auger [Aug25] (milieu) et les émissions d'électrons Coster-Kronig [Cos35] (droite). / <i>Representation of the various processes occurring during atomic relaxation : fluorescence [Bar18] (left), Auger electron emissions [Aug25] (middle), and Coster-Kronig electron emissions [Cos35] (right).</i>	37
2.6	Zoom de la charte des noyaux sur la région de masse de l'Uranium ($Z = 92$) à l'Oganesson ($Z = 118$). Le code couleur indique les modes de décroissances principaux pour chaque isotope [San]. / <i>Zoom on the chart of nuclei in-between the Uranium ($Z = 92$) and Oganesson ($Z = 118$) mass regions. The colour code indicates the main decay modes for each isotope [San].</i>	39
2.7	Illustrations de l'évolution de l'énergie potentielle du noyau en fonction des différents types d'isomérie : l'isomère de forme (gauche), l'isomère de spin (milieu) et l'isomère K (droite). Figure extraite de [Wal99]. / <i>Illustrations of the evolution of nuclear potential energy for distinct isomeric types, presented from left to right as follows : shape isomer, spin isomer, and K-isomer. Figure extracted from [Wal99].</i>	42
2.8	Différents types de déformation observée dans les noyaux connus en fonction de leur multipolarité [Gal99]. / <i>Different deformation types observed in known nuclei as a function of their multipolarity [Gal99].</i>	43
2.9	Rapport $R_{42} = E(4^+)/E(2^+)$ dans les noyaux pairs-pairs allant du Pb ($Z=82$) au Rf ($Z=104$). Les couleurs correspondent à différents types d'excitations collectives : vibrationnelles (bleu) et rotationnelles (rouge). Les noyaux sphériques sont indiqués en gris. La figure est extraite de [Rub13]. / <i>Ratio $R_{42} = E(4^+)/E(2^+)$ in even-even nuclei ranging from Pb ($Z=82$) to Rf ($Z=104$). The colors correspond to different types of collective excitations : vibrational (blue) and rotational (red). Spherical nuclei are displayed in gray. Figure extracted from [Rub13].</i>	45
2.10	Représentation schématique du moment angulaire total \vec{I} (somme vectorielle du moment angulaire intrinsèque \vec{J} et du moment rotationnel \vec{R}) pour un noyau à déformation quadrupolaire. Le moment angulaire intrinsèque correspond à la somme vectorielle du moment orbital \vec{l} et du spin \vec{s} de chaque nucléon. Le déformation est selon l'axe Z (axe de symétrie) avec une fréquence de rotation ω selon l'axe X. Le nombre quantique K correspond à la projection de \vec{J} sur l'axe de symétrie du noyau. / <i>The diagram illustrates a schematic representation of the total angular momentum \vec{I} in a nucleus with a quadrupolar deformation. It is the vector sum of the intrinsic angular momentum \vec{J} and the rotational angular momentum \vec{R}. The intrinsic angular momentum arises from the vector sum of the orbital angular momentum \vec{l} and the spin \vec{s} of each nucleon. The nucleus is deformed along the Z-axis (axis of symmetry) and has a rotational frequency ω around the X-axis. The quantum number K corresponds to the projection of \vec{J} onto the nucleus's axis of symmetry.</i>	46

2.11	Évolution de la différence d'énergie ΔE_γ en fonction du spin I de l'état fondamental du ^{254}No . La ligne théorique rouge correspond à l'évolution du moment d'inertie statique $\mathcal{J}^{(0)}$. La différence ΔE_γ diminue suivant le spin, dû à la force de Coriolis de plus en plus présente pour de grands spins I . / <i>Evolution of the energy difference ΔE_γ as a function of the spin I of the ground state of ^{254}No. The red theoretical line represents the evolution of the static moment of inertia $\mathcal{J}^{(0)}$. The decrease in the energy difference ΔE_γ compared to the linear tendency can be attributed to the influence of the Coriolis force on the nuclear system, which increases at higher spins I.</i>	49
2.12	Schéma de la désexcitation de l'isomère K pour une transition $\lambda = 1$, interdite par K, d'un état $K = 8, I = 8$ à un état $K = 0, I = 8$. On note I le moment angulaire total d'un état donné. À gauche, le schéma représente une coupe transversale d'un noyau à déformation prolate, et les flèches représentent les vecteurs de moment angulaire. À droite, on trouve une illustration des niveaux d'énergie quantifiés, y compris les états rotationnels de basse énergie $K = 0$. La figure est extraite de [Wal15]. / <i>Illustration of the de-excitation of the K-isomer for a $\lambda = 1$ transition, which is forbidden by K selection rule, from a state with $K = 8$ and $I = 8$ to a state with $K = 0$ and $I = 8$. I represents the total angular momentum of a given state. The left scheme represents a cross-section of a prolate-deformed nucleus, with arrows indicating the angular momentum vectors, and the right scheme illustrates the quantized energy levels, including low-energy rotational states with $K = 0$. The figure is extracted from [Wal15].</i>	51
2.13	Graphique de la tendance du facteur d'empêchement F_W en fonction de différentes transitions électromagnétiques extraite des études de K. E. G. Löbner (lignes plaines) et de L. I. Rusinov (pointillés) [Lob68]. / <i>The graph illustrates the variation of the hindrance factor F_W for different electromagnetic transitions, extracted from research conducted by K. E. G. Löbner (represented by solid lines) and L. I. Rusinov (represented by dotted lines) [Lob68].</i>	53
2.14	Représentation schématique des configurations protons (gauche) et neutrons (droite) disponibles basées sur un schéma de particules individuelles calculé dans [Cha77] pour un noyau pair-impair : le ^{255}Lr . La figure est extraite de [Hau08]. / <i>Schematic representation of the available proton (left) and neutron (right) configurations based on an individual particle scheme calculated in [Cha77] for an even-odd nucleus : ^{255}Lr. The figure is extracted from [Hau08].</i>	55
2.15	Illustration d'exemple de configurations à 2-qp protons et neutrons possibles pour le ^{254}No . Les niveaux d'énergie de particules individuelles sont inspirées des niveaux trouvés dans les isotopes et isotones voisins à une déformation axiale $\beta \approx 0.25$ [Rub13; Asa15; Kes22]. Les valeurs de K des configurations 2-qp favorisées sont indiquées (les défavorisées sont indiquées entre parenthèse). / <i>Illustrative examples of possible 2-qp configurations for protons and neutrons in the ^{254}No nucleus. These configurations are based on energy levels of individual particles inspired by neighbouring isotopes and isotones with an axial deformation of approximately $\beta \approx 0.25$ [Rub13; Asa15; Kes22]. The K values for the favored 2-qp configurations are shown, with the unfavored ones in parentheses.</i>	57
2.16	Schéma de niveaux proposé dans [Her06a] du ^{254}No . / <i>Proposed ^{254}No decay schemes in [Her06a].</i>	59

3.1	Schéma de la technique de sélection Recoil-Decay Tagging en vue de réaliser la spectroscopie prompte et retardée d'un noyau synthétisé par fusion-évaporation. Les fenêtres temporelles utilisées lors de l'analyse de ces expériences sont indiquées en-dessous. La figure est extraite de [Rub13]. / <i>Diagram of the Recoil-Decay Tagging selection technique for prompt and delayed spectroscopy of a nucleus synthesised through fusion-evaporation. The time windows used during these experiments analysis are indicated below. The figure is extracted from [Rub13].</i>	70
3.2	Cible de ^{208}Pb déposée sur son support de titane montée sur le cadre rotatif au FLNR (Dubna). / ^{238}U target on a titanium backing, mounted on a rotating frame at FLNR (Dubna).	72
3.3	Vue d'un dipôle magnétique (ou électrique) en trois dimensions. La figure est extraite de [Jac08]. / <i>Three-dimensional view of a magnetic (or electric) dipole. The figure is extracted from [Jac08].</i>	74
3.4	Schéma de principe d'un dipôle magnétique (vue en coupe). La figure est extraite de [Jac08]. / <i>Diagram illustrating the concept of a magnetic dipole in a cross-sectional view. The figure is extracted from [Jac08].</i>	74
3.5	Vue d'un quadripôle magnétique dont les quatre bobines sont en rouge. La figure est extraite de [Jac08]. / <i>View of a magnetic quadrupole with all four coils shown in red. The figure is extracted from [Jac08].</i>	75
3.6	Lignes de champ générées par les quatre bobines : les forces focalisent dans une direction (ici horizontal) et défocalisent dans l'autre (ici vertical). La figure est extraite de [Jac08]. / <i>Magnetic field lines generated by the four coils : the forces focus in one direction (here horizontal) and disperse in the other (here vertical). The figure is extracted from [Jac08].</i>	75
3.7	Schéma du principe de fonctionnement d'un filtre de Wien. Les particules de vitesse $v_0 = v_{\text{passage}}$ ne sont pas déviées par les champs électromagnétiques. La figure est extraite de [Bri17]. / <i>Diagram illustrating the operating principle of a Wien filter. Particles with velocity $v_0 = v_{\text{passage}}$ are not curved by the electromagnetic fields. The figure is extracted from [Bri17].</i>	76
3.8	Schéma des différents paramètres pour caractériser les propriétés d'un séparateur. On note N le nombre de particules incidentes sur la cible, N_i le nombre de particules d'intérêt produits en sortie de cible, n_i le nombre de particules d'intérêt transportées en sortie du séparateur, n le nombre de particules indésirables transportées en sortie du séparateur et ϵ l'efficacité du système de détection. / <i>Schematic view of the different parameters used to characterise the properties of a separator. We denote N as the number of incident particles on the target, N_i as the number of particles of interest produced, n_i as the number of particles of interest transported at the separator exit, n as the number of unwanted particles transported at the separator exit, and ϵ as the detection system efficiency.</i>	77
3.9	Schéma optique du séparateur SHELS [Pop16]. On retrouve les composants de base d'un séparateur tels que six quadripôles magnétiques pour la focalisation des particules, deux déflecteurs électrique et trois dipôles magnétiques (dont deux filtres de Wien) pour la sélection. Un mur sépare le séparateur SHELS de son plan focal pour le préserver des particules indésirables. / <i>Optical representation of the SHELS separator [Pop16]. It includes the basic components of a separator, such as six magnetic quadrupoles for focusing particles, two electric deflectors, and three magnetic dipoles (including two Wien filters) for selection. A wall splits the SHELS separator from its focal plane to preserve it from undesirable particles.</i>	80

3.10	Comparaison du transport d'une particule chargée possédant plusieurs états de charge : (a) dans le vide cette dernière prendra un chemin différent tandis que (b) dans le gaz, l'état de charge est moyenné sur $\langle q \rangle$ [Bri17]. / <i>Comparison of the transport of charged particles with multiple charge states : (a) in a vacuum, these states will take different paths, whereas (b) in a gas, the charge state is averaged over $\langle q \rangle$ [Bri17].</i>	81
3.11	Schéma de l'optique des séparateurs GARIS II et III. Le séparateur est composé d'une structure QDQQD. La figure est extraite de [Mor08]. / <i>Representation of the optical system of the GARIS II and III separators. The separator is composed of a QDQQD structure. The figure is extracted from [Mor08].</i>	83
3.12	Photo des quadripôles magnétiques Q2 et Q3 du séparateur GARIS III à RIKEN. / <i>Picture of the Q2 and Q3 magnetic quadrupoles, from the GARIS III separator, in RIKEN.</i>	83
3.13	Photo du système de détection GABRIELA au plan focal de SHELS au FLNR. On y retrouve les détecteurs germanium et les boucliers anti-Compton. Une partie de la chaîne d'acquisition est également présente sur la photo. La photo a été prise par K. Rezykina. / <i>Photo of the GABRIELA detection system at the focal plane of SHELS at FLNR. The photo shows the germanium detectors and the anti-Compton shields. A section of the acquisition chain is also visible in the picture. The photo was taken by K. Rezykina.</i>	84
3.14	(gauche) Illustration (3D) du système de détection GABRIELA sans détecteur germanium. Le détecteur d'implantation est en marron et les détecteurs tunnel en jaune [Gal10]. (droite) Schéma (2D) de profil du système de détection GABRIELA. / <i>A 3D illustration of the GABRIELA detection system without germanium detectors (left). The implantation detector is depicted in brown, and the tunnel detectors in yellow [Gal10]. A 2D profile diagram of the GABRIELA detection system (right).</i>	85
3.15	Photo du système de détection au plan focal de GARIS III à RIKEN. Le plan focal (boîte métallique) contient le détecteur d'implantation, les détecteurs tunnels et le détecteur veto. / <i>Photo of the detection system at the focal plane of GARIS III at RIKEN. The focal plane (metallic box) contains the implantation detector, tunnel detectors, as well as the veto detector.</i>	86
3.16	Schéma (a) d'une galette à microcanaux (MCP) et (b) d'un module de ToF complet utilisé sur le détecteur ToF de SHELS [And95]. / <i>(a) Representation of a microchannel plate (MCP) wafer (a), and diagram of a complete Time-of-Flight (ToF) module used in the ToF detector of SHELS (b) [And95].</i>	87
3.17	Schéma du détecteur temps de vol de GARIS III à RIKEN en amont du plan focal de l'expérience. La figure est extraite de [Sak22]. / <i>Figure extracted from [Sak22] showing the schematic of the Time-of-Flight (ToF) detector used in GARIS III at RIKEN, located upstream of the experimental focal plane.</i>	88
3.18	Vue de face du détecteur d'implantation entouré de quatre des huit détecteurs tunnels au plan focal de SHELS. On distingue les 128 pistes de la face avant du détecteur. La photo a été prise par O. Dorvaux. / <i>Front view of the implantation detector surrounded by four out of the eight tunnel detectors at the focal plane of SHELS. The 128 strips on the front face of the detector are visible. The photo was taken by O. Dorvaux.</i>	90
3.19	Photo de face du détecteur d'implantation au plan focal de GARIS III où l'on peut distinguer les deux DSSD côte-à-côte. La photo a été prise par K. Morimoto. / <i>Photo showing the front view of the implantation detector at the focal plane of GARIS III, where the two DSSD (Double-Sided Silicon Strip Detector) placed side by side are visible. The photo was taken by K. Morimoto.</i>	91

3.20	Principe de détection d'une particule émise depuis le détecteur d'implantation (α et/ou électron de conversion). La zone active du détecteur est en bleu tandis que les zones mortes induisant des pertes énergétiques sont en bleu foncé. La figure est extraite de [Bri17]. / <i>Detection principle of a particle emitted from the implantation detector (alpha and/or conversion electron). The active area of the detector is shown in blue, while the energy loss-inducing dead zones are depicted in dark blue. The figure is extracted from [Bri17].</i>	92
3.21	Courbe d'efficacité absolue de détection des particules à basses énergie (électrons) dans les détecteurs tunnels au plan focal de SHELS d'après l'étalonnage du ^{209}Ra [Cha20]. Les points ● représentent l'efficacité électron simulée. Les points + et ✖ correspondent aux points simulés extraits de l'isométrie du ^{209}Ra suivant une méthode directe et de coïncidence réciproquement. Les points ■ correspondent à l'efficacité mesurée en électron dans le ^{209}Ra . / <i>Absolute efficiency curve to detect low energy particles (electrons) in tunnel detectors at the focal plane of SHELS according to ^{209}Ra calibration run [Cha20]. The ● points correspond to the simulated e-efficiency. The + and ✖ points correspond to the simulated efficiency extracted from simulated ^{209}Ra isomeric data using the singles and coincidence methods respectively. The ■ correspond to the measured electron efficiency in ^{209}Ra.</i>	93
3.22	Photo de la chambre de détection ouverte au plan focal de GARIS III. On y observe trois des six détecteurs tunnel encadrant le détecteur d'implantation. La photo a été prise par K. Morimoto. / <i>Photo of the detection chamber, opened at the focal plane of GARIS III. Three out of the six tunnel detectors can be seen surrounding the implantation detector. The photo was taken by K. Morimoto.</i>	94
3.23	Courbes de l'efficacité absolue de détection de rayonnements γ dans les détecteurs germanium au plan focal de SHELS d'après l'étalonnage du ^{209}Ra [Cha20]. Les points ■ et ● correspondent à l'efficacité simulée en mode simple et add-back pour l'ensemble des détecteurs germanium respectivement. Les points ★ représentent l'efficacité du détecteur Clover seul en mode add-back. Les points + et ✖ correspondent aux points simulés extraits de l'isométrie du ^{209}Ra suivant une méthode directe et de coïncidence réciproquement. Les points ■ correspondent à l'efficacité mesurée en gamma dans le ^{209}Ra . / <i>Absolute efficiency curves to detect the γ-rays in Ge detectors at the focal plane of SHELS according to ^{209}Ra calibration run [Cha20]. The ■ and ● points correspond to the simulated efficiencies in singles and add back mode for the whole Ge array respectively. The ★ points represent the simulated efficiencies for the clover detector alone in the add back mode. The + and ✖ points correspond to the simulated efficiency extracted from simulated ^{209}Ra isomeric data using the singles and coincidence methods respectively. The ■ correspond to the measured gamma efficiency in ^{209}Ra.</i>	95
3.24	(gauche) Photo du détecteur Clover CLODETTE au plan focal de SHELS [Pop16]. On y observe les quatre segmentations des quatre détecteurs monocristaux Ge contenu dans Clover. (droite) Photo d'un détecteur monocristal de Ge de profil monté sur la chambre de détections dans son enceinte BGO. Les photos sont extraites de [Rez16]. / <i>Photo of the Clover CLODETTE detector at the focal plane of SHELS (left) [Pop16]. The picture shows the four segments of the four single-crystal Ge detectors housed within Clover. Profile photograph of a single-crystal Ge detector mounted on the detection chamber within its BGO enclosure (right). The photos are extracted from [Rez16].</i>	96

3.25	Photo du détecteur VETO séparé en deux détecteurs indépendants. On peut remarquer que l'ensemble des signaux collectés de chaque piste sont rassemblés en un unique signal. La photo a été prise par K. Morimoto. / <i>Photo of the VETO detector separated into two independent detectors. It can be observed that all the collected signals from each strip are combined into a single signal. The photo was taken by K. Morimoto.</i>	97
3.26	Principe de fonctionnement de la chaîne d'acquisition du détecteur d'implantation de GABRIELA. Lorsqu'une particule relâche son énergie dans le détecteur silicium, le signal continu généré traverse un pré-amplificateur et un amplificateur variable selon le gain d'énergie puis est quantifié <i>via</i> un ADC. L'amplitude de ce signal est ensuite stockée et codée sur 13 bits (8192 canaux). Selon le type de gain que l'on considère, le codage en canal varie sur différentes plages en énergie. / <i>Working principle of the acquisition chain for the GABRIELA implantation detector : When a particle deposits its energy in the silicon detector, the continuous generated signal passes through a preamplifier and an amplifier, with the gain adjusted based on the energy. Then, the signal is quantified by an ADC. The amplitude of this signal is subsequently stored and encoded using 13 bits (8192 channels). Depending on the considered gain type, the channel encoding varies across different energy ranges.</i>	99
3.27	Photos d'une carte électronique TNT2 (à gauche) et des nouvelles cartes électroniques NI (à droite). / <i>Photographs of a TNT2 (left) and the new NI (right) electronic cards.</i>	100
3.28	Spectre énergétique obtenu par mon algorithme de Jordanov avec une source tri- α de ^{239}Pu , ^{241}Am et ^{244}Cm avec les cartes électroniques TNT2. / <i>Energy spectrum obtained using my Jordanov algorithm with a tri-α source of ^{239}Pu, ^{241}Am and ^{244}Cm using TNT2 electronic cards.</i>	101
3.29	Schéma illustratif du principe de comparaison des performances des cartes électronique NI suivant un traitement par Labview (en bleu) ou un traitement par C++ (en rouge). L'image à gauche représente le code Labview en fenêtre en appliquant un algorithme Jordanov pour la construction du spectre (construit par C. Mathieu), en bas la fenêtre arrière du code LabView permettant de faire l'acquisition des traces en format lu par mon code C++ (fichier binaire) et à droite les spectres en sortie obtenus selon les deux méthodes. / <i>Illustrative diagram of the NI electronic cards performances comparison principle, using using Labview (blue) or C++ (red). The image on the left represents the Labview code before applying the Jordanov algorithm, for spectrum construction (constructed by C. Mathieu). At the bottom, the back window of the Labview code allowing the acquisition of traces in a format read by my C++ code (binary file), and on the right, the output spectra obtained using the two methods.</i>	102
3.30	Schéma simplifié du principe de fonctionnement de l'électronique analogique au plan focal de GARIS III suivant différentes portes de synchronisation : ungated trigger, DAQ busy, delayed gate et gate ADC. / <i>Simplified diagram showing the working principle of analog electronics at the focal plane of GARIS III with different synchronization gates : ungated trigger, DAQ busy, delayed gate, and gate ADC.</i>	104
3.31	Exemple de trace obtenue présentant trois empilements. / <i>Example of a trace with three pile-up particle.</i>	105
3.32	Rack contenant les sept modules PIXIE-16 nécessaire pour couvrir le dispositif expérimental entier. Les quatre modules supplémentaires sont présents pour les futures améliorations du dispositif [Bri23a]. / <i>Rack containing the seven PIXIE-16 modules needed to cover the entire experimental setup. The four additional modules are present for the future improvements of the device [Bri23a].</i>	106

3.33	Photo de la vue de face (gauche) et de côté d'une carte électronique Pixie-16 [Pix]. / <i>Photo of the front (left) and side view of a Pixie-16 electronic card [Pix].</i>	106
3.34	Trace simple en sortie des cartes électronique PIXIE-16 à RIKEN avec son ajustement par une double exponentielle. On y retrouve tous les les paramètres d'ajustement, soit t_0 , b , A , τ et θ . / <i>Simple trace output from the Pixie-16 electronic cards at RIKEN with a double exponential fitting function. It includes all the fitting parameters, namely t_0, b, A, τ and θ.</i>	107
3.35	Dispersion du point trigger t_0 sur 20000 traces ajustées. On note que le point trigger est ajusté à $t_0 = 237 \pm 12$ (4ns). / <i>Dispersion of the t_0 trigger point over 20,000 fitted traces. Note that the trigger point is adjusted to $t_0 = 237 \pm 12(4ns)$.</i>	108
3.36	Dispersion du temps de montée θ sur 20000 traces ajustées. On note que le temps de montée est ajusté à $\theta = 7.2 \pm 1.9$ (4ns). / <i>Dispersion of the rise time θ over 20,000 fitted traces. Note that the rise time is adjusted to $\theta = 7.2 \pm 1.9(4ns)$.</i>	108
3.37	Résultat d'un ajustement par double exponentielle sur une trace avec deux empilements (haut) et trapèze issu d'un algorithme de Jordanov rapide (bas) pour obtenir une bonne initialisation de point trigger t_0 de chaque trace individuelle. / <i>Result of a double exponential fitting on a trace with two pile-up (top) and trapezoids coming from a rapid Jordanov algorithm (bottom) to obtain a good initialization of the trigger point t_0 for each individual trace.</i>	109
3.38	Graphique du temps de vie en échelle logarithmique d'une particule suivant une implantation d'un noyau de recul en fonction de son énergie (en MeV) dans la face avant du détecteur d'implantation. La limite à $4.6\mu s$ représente le temps mort des cartes électroniques PIXIE-16. Toutes les données affichées entre $4.6\mu s$ et 64 ns proviennent de l'analyse hors ligne des traces avec empilement. / <i>Graph of the particle lifetime (in logarithmic scale) following an implantation of a recoil nucleus as a function of its energy (in MeV) in the front face of the implantation detector. The limit at $4.6\mu s$ represents the dead time of the PIXIE-16 electronic cards. All data displayed between $4.6\mu s$ and 64 ns are from the offline analysis of traces with pile-up.</i>	110
4.1	Principe de la reconstitution d'un pixel dans un détecteur d'implantation. Une particule traversant le détecteur va déposer de l'énergie sur une piste de la face avant et une de la face arrière. Un pixel sera attribué à cette particule traversante, illustré en carré rouge, comme étant l'intersection de ces deux pistes déclenchées au même moment. / <i>Pixel reconstitution in an implantation detector. A particle traversing the detector will deposit energy on two strips, one on the front face and another on the back face. The intersection of these two triggered strips at the same moment is identified as a pixel, represented by a red square, and assigned to the passing particle.</i>	117
4.2	Différence en temps Δt (en μs) entre l'acquisition de la face avant t_{front} et celle de la face arrière t_{back} . Plus de 99% des évènements déclenchent les deux faces du détecteur d'implantation dans une fenêtre en temps comprise en 1 et 4 μs . / <i>The time difference Δt (in μs) between the acquisition of the front face t_{front} and the back face t_{back} is contained within a time window of 1 to 4 μs for over 99% of the events triggering both sides of the implantation detector.</i>	118

4.3	Histogramme 2D du nombre d'évènements "noyau de recul" détecté selon son emplacement dans le détecteur d'implantation. La direction du faisceau est indiquée en haut à gauche. / <i>2D histogram of the number of detected "recoil nucleus" events based on their location in the implantation detector. The beam direction is indicated in the top-left corner.</i>	119
4.4	Histogramme 2D du nombre d'évènements α d'énergie centrée autour de 8093 keV (correspondant à la décroissance α du ^{254}No) détecté selon son emplacement dans le détecteur d'implantation. La direction du faisceau est indiquée en haut à gauche. / <i>2D histogram of the number of α events with energy centered around 8093 keV (corresponding to the α decay of ^{254}No) detected based on their location in the implantation detector. The beam direction is indicated in the top-left corner.</i>	119
4.5	Matrice représentant le numéro de la piste en fonction de l'énergie (en keV) détectée en bas gain de la face avant du détecteur d'implantation, avec sa projection sur l'axe X. Cette matrice 2D permet de visualiser rapidement la qualité de l'étalonnage réalisé. Une résolution α à mi-hauteur de ~ 20 keV est obtenue pour le pic à 6254 keV. / <i>2D matrix displaying the strip number corresponding to the detected energy (in keV) on the front face of the implantation detector at low gain, with its projection on X-axis. This matrix provides a rapid overview of the calibration quality. An α resolution at half-maximum of around 20 keV is achieved for the peak at 6131 keV.</i>	121
4.6	(gauche) Schéma de niveaux des états isomériques du ^{207}Rn . Les transitions à 234 et 665.1 keV émettent en grand nombre des électrons de conversion. (droite) Tableau récapitulatif des coefficients de conversion interne et des énergies des électrons de conversion émis lors de la décroissance des états isomériques du ^{207}Rn [Rez74]. / <i>Diagram of the level scheme of the isomeric states of ^{207}Rn (left). The transitions at 234 and 665.1 keV emit a large number of conversion electrons. Summary table of internal conversion coefficients and energies of conversion electrons emitted during the decay of the isomeric states of ^{207}Rn (right) [Rez74].</i>	122
4.7	Graphique de l'énergie des électrons détectés en bas gain de la face avant du détecteur d'implantation pour la réaction $^{164}\text{Dy}(^{48}\text{Ca}, xn)^{212-x}\text{Rn}$. Une résolution électron à mi-hauteur de ~ 30 keV est obtenue pour le pic à 135.6 keV. / <i>Graph depicting the energy of detected electrons at low gain of the front face of the implantation detector for the $^{164}\text{Dy}(^{48}\text{Ca}, xn)^{212-x}\text{Rn}$ reaction. An electron resolution at half-maximum of approximately 30 keV is achieved for the peak at 135.6 keV.</i>	122
4.8	Principe de fonctionnement d'une corrélation génétique en temps pour la réaction de fusion-évaporation suivante $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$ au plan focal de SHELS. Lorsque le noyau de recul est implanté dans un pixel du détecteur d'implantation, on observe sa chaîne de décroissance <i>via</i> des rayonnements émis dans une certaine fenêtre en temps (selon le temps de vie des différents isomères, de l'état fondamental, etc.). / <i>Working principle of a time-correlated genetic correlation for the fusion-evaporation reaction $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$ at the focal plane of SHELS. When the recoil nucleus is implanted in a pixel of the implantation detector, we observe its decay chain thanks to the emissions of radiations within a certain time window (according to the lifetimes of different isomers, the ground state, etc.).</i>	123

4.9	Ajustement des temps de vie des différents isomères du ^{254}No selon l'équation décrite en 4.7. La figure a été obtenue en prenant tous les électrons du détecteur d'implantation impliqués dans une corrélation du type R-CE _{DSSD-$\alpha_{254}\text{No}$} . La somme de trois courbes a été effectuée pour obtenir cet ajustement : une courbe centrée sur l'isomère à court temps de vie (autour de $2^{7.4} = 170.7 \mu\text{s}$), sur l'isomère à long temps de vie (autour de $2^{18} \mu\text{s} = 263.7 \text{ms}$) et sur les corrélations aléatoires. / <i>Adjustment of the lifetimes of different isomers of ^{254}No performed using the equation described in 4.7. The figure was obtained by considering all the electrons involved in a correlation of the type R-CE_{DSSD-$\alpha_{254}\text{No}$}. The fitting was achieved by summing three curves : one centered around the short-lived isomer (around $2^8 \mu\text{s}$), another around the long-lived isomer (around $2^{18} \mu\text{s}$), and the third representing random correlations (around $2^{26} \mu\text{s}$).</i>	126
4.10	Schémas de niveau publiés du ^{254}No et affichés selon la même échelle énergétique : (a) BGS-LBNL [Cla10], (b) SHIP-GSI [Heβ10], (c) RITU-JYFL [Her06a], (d) FMA-ANL [Tan06]. On y observe la présence des deux états isomériques de haut-K. / <i>Published level schemes of ^{254}No displayed on the same energy scale : (a) BGS-LBNL [Cla10], (b) SHIP-GSI [Heβ10], (c) RITU-JYFL [Her06a], (d) FMA-ANL [Tan06]. The presence of both high-K isomeric states can be observed in each scheme.</i>	128
4.11	Présentation des différents spectres γ en coïncidence avec la corrélation Recul-ICE _{isomere} provenant du ^{254}No . (haut) Spectres γ en coïncidence avec la décroissance des deux isomères respectivement (a, b) [Her06a], (c, d) [Tan06] ; (bas) Spectre γ - γ provenant de la décroissance de l'isomère 4-qp en coïncidence avec les transitions d'énergie 133 et 605 keV (e, f) [Cla10], (g, h) [Heβ10]. / <i>Representation of the different γ spectra in coincidence with the Recoil-ICE_{isomere} correlation originating from ^{254}No. (Top) γ spectra in coincidence with the decay of both isomers, respectively (a, b) [Her06a], (c, d) [Tan06]; (Bottom) γ-γ spectrum of the 4-qp isomer decay in coincidence with energy transitions at 133 and 605 keV, (e, f) [Cla10], (g, h) [Heβ10].</i>	130
4.12	Matrice 2D de la différence en temps (en échelle logarithmique) entre la première particule détectée suivant l'implantation dans un même pixel d'un noyau de recul en fonction de l'énergie de la particule. / <i>2D matrix of the time difference (log scale) between the first detected particle following the recoil nucleus implantation within the same pixel, as a function of the particle's energy.</i>	131
4.13	Schéma de niveaux publié de l'isomère à long temps de vie du ^{254}No dans [Cla10]. / <i>Long-lived ^{254}No isomer's decay scheme published in [Cla10].</i>	133
4.14	Spectre γ observé par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère long dans le détecteur d'implantation. Pour plus de visibilité, l'affichage est en échelle logarithmique. Les nouvelles raies identifiées dans cette thèse sont affichées en rouge. / <i>γ spectrum observed by HPGe detectors (in AddBack mode) in coincidence with an electron originating from the long-lived isomer in the implantation detector. For better visibility, the display is on a logarithmic scale. The newly identified peaks in this thesis are shown in red.</i>	133

4.15	Spectre des électrons observés par les détecteurs tunnel en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère long dans le détecteur d'implantation. Pour plus de visibilité, l'affichage est en échelle logarithmique. Il est possible d'observer l'existence d'un plateau autour de 100keV dû aux effets du "back scattering" : les électrons de basses énergie peuvent rebondir et s'échapper des détecteurs tunnel formant ainsi ce plateau. / <i>Electron spectrum observed by the tunnel detectors in coincidence with an electron originating from the long-lived isomer in the implantation detector. For better visibility, the display is on a logarithmic scale. It is possible to observe the existence of a plateau around 100 keV due to the backscattering effect : low-energy electrons can bounce back and escape from the tunnel detectors, thus forming this plateau.</i>	135
4.16	Somme de tous les signaux provenant d'une décroissance capturée en coïncidence avec l'isomère à long temps de vie (rayons γ , rayons-X, ICE, relaxation atomique) en fonction de l'énergie des rayonnements γ . La projection sur l'axe y est affiché à droite. / <i>Sum of all signals originating from a decay captured in coincidence with the long-lived isomer (γ rays, X-rays, ICE, atomic relaxation) as a function of the energy of the γ radiation. The y-axis projection is displayed on the right.</i>	136
4.17	Comparaison des spectres γ , en échelle logarithmique, en coïncidence avec le pic ICE à 735 keV (noir), le pic γ à 943keV (rouge), le pic γ à 842keV (vert) et le pic γ à 888keV (bleu). / <i>Comparison of γ spectra, displayed on a logarithmic scale, in coincidence with the ICE peak at 735 keV (black), the gamma peak at 943 keV (red), the gamma peak at 842 keV (green), and the gamma peak at 888 keV (blue).</i>	137
4.18	Schéma de niveaux publié pour l'isomère à court temps de vie du ^{254}No dans [Cla10]. / <i>Diagram of the decay scheme published for the short-lived isomer of ^{254}No in [Cla10].</i>	138
4.19	Spectre γ observé par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère court dans le détecteur d'implantation. Pour plus de visibilité, l'affichage est en échelle logarithmique. Les nouvelles raies identifiées dans cette thèse sont affichées en rouge. / <i>γ spectrum observed by HPGe detectors (in AddBack mode) in coincidence with an electron originating from the short-lived isomer in the implantation detector. For better visibility, the display is on a logarithmic scale. The newly identified peaks in this thesis are shown in red.</i>	139
4.20	Spectre γ observé par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) en coïncidence avec les pics à 605, 482, 319 et 133 keV. / <i>γ spectrum observed by HPGe detectors (in AddBack mode) in coincidence with the 605, 482, 319 and 133 keV peaks.</i>	140
4.21	Spectre électrons observés par les détecteurs tunnel en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère à court temps de vie dans le détecteur d'implantation. Pour plus de visibilité, l'affichage est en échelle logarithmique. / <i>Electron spectrum observed by the tunnel detectors in coincidence with an electron originating from the short-lived isomer in the implantation detector. For better visibility, the display is on a logarithmic scale.</i>	141
4.22	Somme de tous les signaux provenant d'une décroissance en coïncidence avec l'isomère à court temps de vie (rayons γ , rayons-X, ICE, relaxation atomique) en fonction de l'énergie d'un des rayonnements γ . La projection sur l'axe y est affiché à droite. / <i>Sum of all signals originating from a decay captured in coincidence with the short-lived isomer (γ-rays, X-rays, ICE, atomic relaxation) as a function of the energy of the γ radiation. The y-axis projection is displayed on the right.</i>	143

5.1	Schéma de niveaux proposé pour l'isomère à longue durée de vie dans le ^{254}No . Les énergies des transitions sont indiquées en keV et les nouvelles transitions identifiées dans cette thèse sont en rouge. Les transitions que l'on ne peut pas différencier des effets de sommations (à 135, 173, 205 et 226 keV) sont en pointillés. / <i>Proposed level scheme for the long-lived isomer in ^{254}No. The transition energies are indicated in keV, and the newly identified transitions in this thesis are shown in red. The transitions that cannot be distinguished from summing effects (at 135, 173, 205, and 226 keV) are shown in dotted lines.</i>	149
5.2	Diagramme des niveaux d'énergie d'une seule particule autour de la surface de Fermi, tiré des isotopes et isotones voisins [Kes22; Rub13; Asa15; Kes21] à une déformation axiale $\beta_2 \sim 0.25$ basée sur les paramètres universels de Woods-Saxon [Ćwi87] par F. Kondev [Ćwi13]. Les différentes configurations 2-qp possibles pour le couplage d'orbitales sont discutées. Les couplages favorisés et défavorisés (entre parenthèses) sont indiqués selon les règles de Gallagher [Bla52]. / <i>Diagram of a single particle level around the Fermi surface, taken from neighboring isotopes and isotones [Kes22; Rub13; Asa15; Kes21] at an axial deformation $\beta_2 \sim 0.25$ based on the universal Woods-Saxon parameters [Ćwi87] by F. Kondev [Ćwi13]. The different possible 2-qp configurations for orbital coupling are discussed. The favored and unfavored couplings (in parentheses) are indicated following the Gallagher's rules [Bla52].</i>	150
5.3	Proposition des deux schémas de niveaux concurrents et partiels suivant la désexcitation de l'isomère à courte durée de vie dans le ^{254}No . La désintégration de l'état intermédiaire est en compétition entre (a) l'état $K^\pi = 10^+$ (proposé dans [Cla10]) et (b) l'état $K^\pi = 11^-$. Les énergies de transition sont données en keV. / <i>Proposed competing and partial level schemes following the de-excitation of the short-lived isomer in ^{254}No. The decay of the intermediate state is in competition between (a) the $K^\pi = 10^+$ state (proposed in [Cla10]) and (b) the $K^\pi = 11^-$ state. The transition energies are given in keV.</i>	154
5.4	Spectre expérimental d'énergie des rayons γ en coïncidence rapide avec des électrons retardés provenant de l'isomère à longue durée de vie. Les spectres des simulations GEANT4 [LM22a] (en bleu) reproduisent parfaitement les données (en rouge) issues du schéma de niveaux proposé dans cette thèse en Fig. 5.1. / <i>Experimental spectrum of γ-ray energy in fast coincidence with delayed electrons originating from the long-lived isomer. The GEANT4 simulation spectra [LM22a] (in blue) perfectly reproduce the data (in red) obtained from the level scheme proposed in this thesis in Figure 5.1.</i>	155
5.5	Spectre expérimental d'énergie des ICEs des détecteurs tunnel en coïncidence rapide avec des électrons retardés provenant de l'isomère à longue durée de vie. Les spectres des simulations GEANT4 [LM22a] (en bleu) reproduisent parfaitement les données (en rouge) issues du schéma de niveaux proposé dans cette thèse en Fig. 5.1. / <i>Experimental spectrum of Internal Conversion Electrons detected by the tunnel detectors in fast coincidence with delayed electrons originating from the long-lived isomer. The GEANT4 simulation spectra [LM22a] (in blue) perfectly reproduce the data (in red) obtained from the level scheme proposed in this thesis in Figure 5.1.</i>	155

5.6	<p>Spectre expérimental d'énergie des ICEs des détecteurs tunnel en coïncidence rapide avec des électrons retardés provenant de l'isomère à courte durée de vie. Les spectres des simulations GEANT4 [LM22a] sont en bleus tandis que nos données sont en rouges. On note trois divergences entre simulation et données expérimentales illustrées en encadré vert. / <i>Experimental spectrum of internal conversion electrons detected by the tunnel detectors in fast coincidence with delayed electrons originating from the short-lived isomer. The GEANT4 simulation spectra [LM22a] are shown in blue, while our experimental data are in red. Three discrepancies between the simulation and experimental data are highlighted in green boxes.</i></p>	157
5.7	<p>Spectre expérimental d'énergie des rayons γ en coïncidence rapide avec des électrons retardés provenant de l'isomère à courte durée de vie. Les spectres des simulations GEANT4 [LM22a] sont en rouges, les données expérimentales sont en noires et le spectre obtenu du ^{255}No (isotope polluant nos données) est en violet. On remarque quatre divergences entre la simulation et nos données illustrées en encadré vert. / <i>Experimental spectrum of γ-ray energy in fast coincidence with delayed electrons originating from the short-lived isomer. The GEANT4 simulation spectra [LM22a] are shown in red, the experimental data are in black, and the spectrum obtained from ^{255}No (isotope contaminating our data) is in purple. Four discrepancies between the simulation and our data are highlighted in green boxes.</i></p>	157
5.8	<p>Graphique de l'énergie de sommation calorimétrique dans l'isomère à courte durée de vie incluant le pic de 605 keV. La simulation a été réalisée selon le schéma de désintégration dans [Cla10] visible en Fig. 4.10a et est comparée aux données de ce travail. La simulation (en bleu) montre une énergie de sommation $E^* \leq 1633(\pm 40)$ keV alors que les données (en rouge) sont plus conformes avec une énergie de sommation de $1500(\pm 40)$ keV. / <i>Graph of the calorimetric sum energy in the short-lived isomer, including the 605 keV peak. The simulation was performed based on the decay scheme in [Cla10] shown in Fig. 4.10a and is compared to the data from this work. The simulation (in blue) shows a sum energy $E^* \leq 1633(\pm 40)$ keV, while the data (in red) is more consistent with a sum energy of $1500(\pm 40)$ keV.</i></p>	158
5.9	<p>Électrons de conversion interne détectés dans les détecteurs tunnel en coïncidence avec un électron implanté dans le détecteur d'implantation dans la corrélation "R - CE - $\alpha_{254\text{No}}$". Un pic autour de 735 keV fournit la preuve d'une nouvelle structure dans l'isomère à longue durée de vie de ^{254}No. Les pics verts, bleus et rouges correspondent à la conversion de la transition γ de 842, 888 et 943 keV respectivement. / <i>Internal conversion electrons detected in the tunnel detectors in coincidence with an electron implanted in the implantation detector in the correlation "R - CE - $\alpha_{254\text{No}}$". A prominent peak around 735 keV provides evidence for a new structure in the long-lived isomer of ^{254}No. The green, blue, and red peaks correspond to the conversion of the γ transitions at 842, 888, and 943 keV respectively.</i></p>	160
5.10	<p>Barrière de fission pour différentes valeurs de spin (énergie d'excitation en fonction de moment de charge quadrupolaire Q_{20}). Le moment angulaire I est donnée en unité de \hbar [Egi00]. / <i>Fission barrier for different spin values (excitation energy as a function of quadrupole moment Q_{20}). The angular momentum I is given in units of \hbar [Egi00].</i></p>	161
5.11	<p>Courbes d'énergie potentielle et niveaux $I^\pi = 0^+$ pour les isotopes du Nobelium en fonction de la déformation axiale β_0 [Del06]. / <i>Potential energy curves and $I^\pi = 0^+$ levels for Nobelium isotopes as a function of axial deformation β_0 [Del06].</i></p>	161

5.12	Prédiction des premiers niveaux collectifs de parité $\pi = +$ dans le potentiel secondaire pour (a) les isomères de forme, (b) les bandes vibrationnelles β , (c) les bandes vibrationnelles γ . Les cercles et triangles ouverts représentent les données expérimentales tandis que les carrés pleins représentent les prédictions [Del06]. On note que l'énergie d'excitation ΔE_x représente la différence d'énergie avec l'état fondamental (a) et la différence relative d'énergie $E_x(K^\pi) - E_x(\text{isomer})$ (b, c). / Prediction of the first collective levels of parity $\pi = +$ in the secondary potential for (a) shape isomers, (b) β vibrational bands, and (c) γ vibrational bands. Empty circles and triangles represent experimental data, whereas solid squares represent predictions [Del06]. It should be noted that the excitation energy ΔE_x represents the energy difference with the ground state (a) and the relative energy difference $E_x(K^\pi) - E_x(\text{isomer})$ (b, c).	162
5.13	Schéma de niveaux suggéré dans la chaîne de décroissance du ^{286}Fl vers un état excité du ^{282}Cn [SR21]. Les tentatives de placement des transitions et des états excités sont en pointillés. / Suggested level scheme in the decay chain from ^{286}Fl to an excited state of ^{282}Cn [SR21]. The attempts to place transitions and excited states are indicated by dashed lines.	163
5.14	Comparaison des énergies d'excitation entre les états excités expérimentaux proposés pour le ^{282}Cn [SR21] et les prédictions de deux calculs TBMF [Egi20] pour l'état 2_1^+ de l'état fondamental (losange) et le deuxième état 0_2^+ (cercle). Les prédictions pour l'état excité 2_1^+ est très proches des valeurs prédites par les deux calculs. / Comparison of excitation energies between proposed experimental excited states for ^{282}Cn [SR21] and predictions from two TBMF calculations [Egi20] for the 2_1^+ state of the ground state (diamond) and the second 0_2^+ state (circle). The predictions for the 2_1^+ excited state are very close to the values predicted by both calculations.	163
5.15	Energie Potentielle de Surface (PES) du ^{254}No calculé avec l'interaction effective Kuo-Herling pour une déformation quadrupolaire $\beta = 0.2$ [Dao22]. / Potential Energy Surface (PES) of ^{254}No calculated with the Kuo-Herling effective interaction for a quadrupolar deformation $\beta = 0.2$ [Dao22].	164
5.16	Représentation de l'évolution du moment d'inertie (à travers les transitions énergétique) de la bande rotationnelle en fonction du nombre de neutrons dans les isotopes de No et de Fm. On remarque une augmentation du moment d'inertie suivant l'augmentation du nombre de neutrons dans les isotopes, se traduisant par une diminution des énergies de transitions de la bande. La figure a été fournie par A. Lopez Martens. / Representation of the evolution of the moment of inertia (through energy transitions) of the rotational band as a function of the number of neutrons in No and Fm isotopes. We observe an increase in the moment of inertia with an increase in the number of neutrons in the isotopes, resulting in a decrease in band transition energies. The figure was provided by A. Lopez Martens.	165
5.17	Schéma de niveaux proposé de l'isotope pair-pair du ^{250}No suite à l'analyse de A. Lopez Martens. Une tête de bande de spin-parité 0^+ a été ajoutée en rouge. / Proposed level scheme of the even-even isotope ^{250}No following the analysis by A. Lopez Martens. A 0^+ spin-parity bandhead has been added in red.	166
6.1	Chaîne de décroissance α prédite de l'isotope du nouvel élément $^{297}119$ suivant la chaîne de décroissance du Tennesseine (Z=117) connue [Gal10]. / Predicted α decay chain of the isotope of the new element $^{297}119$ following the known decay chain of Tennesseine (Z=117) [Gal10].	172

6.2	Principe de fonctionnement d'une corrélation génétique pour la réaction de fusion-évaporation $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}\text{119} + xn$ au plan focal de GARIS III. Lorsque le noyau de recul est implanté dans un pixel du détecteur d'implantation, on observe une chaîne de décroissances par émission de particules α ou fission spontanée dans une certaine fenêtre en temps (selon le temps de vie des différents noyaux peuplés). / <i>Principle of operation of a genetic correlation for the fusion-evaporation reaction $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}\text{119} + xn$ at the focal plane of GARIS III. When the recoil nucleus is implanted in a pixel of the implantation detector, a decay chain is observed through the emission of α particles or spontaneous fission within a certain time window (according to the lifetimes of the different populated nuclei).</i>	173
6.3	Sections efficaces de la réaction $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, xn)^{296-x}\text{116}$ mesurées [Hof12]. Les données expérimentales correspondant à la voie 4n (carré rouge) et à la voie 3n (triangle bleu) tandis que les courbes correspondent aux calculs théoriques de [Zag04]. / <i>Measured cross-sections of the reaction $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, xn)^{296-x}\text{116}$ [Hof12]. The experimental data corresponding to the 4n channel (red square) and the 3n channel (blue triangle), while the curves represent the theoretical calculations from [Zag04].</i>	175
6.4	Schéma illustrant le potentiel énergétique d'un noyau $V(r)$ selon son rayon r . Le potentiel nucléaire crée une barrière de fusion propre à chaque noyau qu'il faut surpasser pour entrer en phase de capture. La hauteur de la barrière de fusion peut se calculer expérimentalement à une probabilité de réflexion $R(E)=0.5$ et/ou lorsque le maximum de la distribution de barrière $D(E)$ est atteint. La figure est extraite de [Tan22]. / <i>Diagram illustrating the energy potential $V(r)$ of a nucleus as a function of its radius r. The nuclear potential creates a fusion barrier specific to each nucleus that must be overcome to enter the capture phase. The height of the fusion barrier can be experimentally determined at a reflection probability $R(E)=0.5$ and/or when the maximum of the barrier distribution $D(E)$ is reached. The figure is extracted from [Tan22].</i>	176
6.5	Distribution de barrière et section efficace obtenues pour différentes voies d'évaporation de la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}\text{Lv}^*$ [Tan20]. La flèche pleine (pointillée) correspond à l'énergie optimale pour maximiser la section efficace de la réaction avec une cible orientée de face (côté). / <i>Barrier distribution and cross-section obtained for different evaporation channels of the reaction $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}\text{Lv}^*$ [Tan20]. The solid (dashed) arrow corresponds to the optimal energy to maximize the reaction cross-section with a tip (side) target.</i>	177
6.6	Schéma illustrant le potentiel énergétique d'un noyau $V(r)$ selon son rayon r suivant différentes orientations de la cible. On remarque qu'une forme prolata allonge le noyau (r est plus grand), abaissant sa barrière de Coulomb et réciproquement. La figure est extraite de [Tan22]. / <i>Diagram illustrating the energetic potential $V(r)$ of a nucleus as a function of its radius r for different target orientations. It can be observed that a prolate shape elongates the nucleus (which increases r), lowering its Coulomb barrier, and vice versa. The figure is extracted from [Tan22].</i>	177
6.7	Schéma de principe du comptage des événements dits "target-like" (N_{QE}) par la mesure de leur temps de vol dans le détecteur tunnel et de leur énergie au plan focal de GARIS III. La figure est extraite de [Tan22]. / <i>Schematic principle of counting of "target-like" events (N_{QE}) by measuring their time of flight in the tunnel detector and their energy at the focal plane of GARIS III. The figure is extracted from [Tan22].</i>	178
6.8	Schéma de principe du comptage des événements diffusés Rutherford (N_{Ruth}) au niveau de la cible. La figure est extraite de [Tan22]. / <i>Schematic principle of counting of Rutherford scattered events (N_{Ruth}) at the target. The figure is extracted from [Tan22].</i>	178

6.9	Energie détectée dans le détecteur d'implantation au plan focal de GARIS III en fonction du temps de vol mesuré dans le ToF. On identifie clairement les évènements "target-like" créé par diffusion quasi-élastique de l'énergie la plus basse à $E_{lab} = 3.844$ MeV (gauche) à la plus haute à $E_{lab} = 5.102$ MeV (droite). / <i>Detected energy in the implantation detector at the focal plane of GARIS III as a function of the time of flight (ToF) measured in the ToF detector. "Target-like" events created by quasi-elastic scattering are clearly identified in the plot from the lowest energy at $E_{lab} = 3.844$ MeV (left) to the highest energy $E_{lab} = 5.102$ MeV (right).</i>	180
6.10	Mesure de la probabilité de réflexion $R(E)$ (haut) et de la distribution de barrière $D(E)$ (bas) de la réaction $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$. On mesure une énergie optimale en milieu de cible dans le laboratoire $B_0 = 218.12 \pm 0.5$ MeV. / <i>Measurement of the reflection probability $R(E)$ (top) and the barrier distribution $D(E)$ (bottom) of the $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$ reaction. An optimal energy is measured in the middle of the target $B_0 = 218.12 \pm 0.5$ MeV.</i>	181
6.11	Résultat de l'ajustement obtenu sur le spectre énergétique α de la réaction $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$ pour une énergie faisceau de 215 MeV. Chaque voie d'évaporation correspondante est indiquée dans la légende. / <i>Result of the fits obtained on the α energy spectrum of the $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$ reaction for a beam energy of 215 MeV. Each corresponding evaporation channel is indicated in the legend.</i>	182
6.12	Fonction d'excitations, i.e. section efficace en fonction de l'énergie en milieu de cible dans le centre du laboratoire, de la réaction $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$ pour les voies d'évaporation xn (a), pxn (b) et αxn (c). / <i>Excitation functions, i.e., cross-section as a function of energy in the middle of the target at the laboratory center, in the $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$ reaction for the evaporation channels xn (a), pxn (b), and αxn (c).</i>	184
6.13	(a) Spectre des décroissances α observées au cours des réactions d'étalonnage avec les deux cibles de ^{139}La et ^{159}Tb dans le détecteur d'implantation. (b) Numéro de piste touchée en fonction de l'énergie mesurée. Ce graphique permet de visualiser la qualité de l'étalonnage suivant les différentes pistes du détecteur. / <i>(a) Spectrum of observed α decays during the calibration reactions with the two targets, ^{139}La and ^{159}Tb, in the implantation detector. (b) Strip number hit as a function of the measured energy. This graph allows the visualisation of the calibration quality across different strips of the detector.</i> . . .	188
6.14	Graphique de l'énergie observée dans les détecteurs tunnel suivant l'énergie détectée en coïncidence dans le détecteur d'implantation. On remarque que la somme des énergies sur les anti-diagonales correspondent aux énergies des isotopes produits lors de la réaction de fusion-évaporation $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} \rightarrow +xn$. / <i>Energy observed in the tunnel detectors as a function of the energy detected in coincidence in the implantation detector. It can be observed that the sum of energies on the anti-diagonals corresponds to the energies of the isotopes produced during the fusion-evaporation reaction $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} \rightarrow +xn$.</i> .	189

- 6.15 (a) Spectre des décroissances α observées au cours de la réaction d'étalonnage avec la cible de ^{159}Tb dans les détecteurs tunnel. On note que le spectre est obtenu par sommation de l'énergie totale détectée en coïncidence dans le détecteur d'implantation et les détecteurs tunnel. (b) Numéro de piste touchée en fonction de l'énergie totale mesurée. Ce graphique permet de visualiser la qualité de l'étalonnage suivant les différentes pistes du détecteur touché. / (a) *Spectrum of observed α decays during the calibration reaction with the ^{159}Tb target in the tunnel detectors. It is noted that the spectrum is obtained by summing the total energy detected in coincidence in the implantation detector and the tunnel detectors. (b) Strip number hit as a function of the total measured energy. This graph allows the visualisation of the calibration quality across different strips of the detector.* 190
- 6.16 Graphique de l'énergie non étalonnée dans le détecteur VETO suivant l'énergie détectée dans le détecteur d'implantation lors de la réaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$. Les courbes de Bragg des particules légères ^1He , ^2He , ^3He et ^4He provenant du faisceau sont visibles sous les formes en "V" inversées. Deux sélections de réjection des évènements sont illustrées en rouge sur le graphique : la réjection des différents pics de Bragg ou la réjection de tous les évènements au dessus de ~ 200 a.u. (en énergie non étalonnée). / *Graph showing the uncalibrated energy in the VETO detector as a function of the energy detected in the implantation detector during the reaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$. The Bragg curves of light particles ^1He , ^2He , ^3He and ^4He from the beam are visible as inverted "V" shapes. Two event rejection selections are illustrated in red on the graph : rejection of different Bragg peaks or rejection of all events above ~ 200 a.u. (in uncalibrated energy).* 191
- 6.17 Graphique de la valeur de l'intégration de la charge QDC (n°1 à gauche et n°2 à droite) suivant l'énergie détectée dans le détecteur d'implantation lors de la réaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$. L'encadré en rouge correspond aux évènements n'ayant en réalité pas déclenché le détecteur ToF et l'encadré en noir à ceux ayant réellement déclenché le détecteur ToF. / *Graph showing the value of the charge integration QDC (n°1 on the left and n°2 on the right) as a function of the energy detected in the implantation detector during the reaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$. The red box corresponds to events that did not actually trigger the ToF detector, and the black box corresponds to events that actually triggered the ToF detector.* 192
- 6.18 Graphique de l'énergie observée dans les détecteurs tunnel suivant l'énergie détectée en coïncidence dans le détecteur d'implantation lors de la réaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$. Pour s'abstenir du bruit de fond, j'analyse uniquement les évènements correspondant à de réelles particules α échappées du détecteur d'implantation qui se situent alors sur les anti-diagonales présentes dans l'encadré rouge. / *Graph showing the observed energy in the tunnel detectors as a function of the energy detected in coincidence in the implantation detector during the reaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$. To eliminate background noise, only events corresponding to real α particles escaping from the implantation detector and located on the anti-diagonals present in the red box will be analyzed.* 194
- 6.19 Graphique de l'énergie observée dans le détecteur d'implantation suivant la mesure du temps de vol dans le détecteur ToF, en ns, lors de la réaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$. Le courbe en rouge représente la courbe théorique de l'évolution de l'énergie du noyau de recul du Db en fonction du ToF. / *Graph showing the observed energy in the implantation detector as a function of the ToF measurement, in ns, for the $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$ reaction. The red curve represents the theoretical curve of the evolution of the recoil nucleus energy of Db as a function of ToF.* 195

6.20	Energie observée dans le détecteur d'implantation suivant la mesure du temps de vol dans le détecteur ToF, en ns, lors de la réaction $^{51}\text{V}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{258-x}\text{Db}+x\text{n}$ après filtrage. La figure est à comparé avec la Fig. 6.19 qui correspond à la même figure avant filtrage. / <i>Observed energy in the implantation detector as a function of the Time-of-Flight measurement, in ns, for the $^{51}\text{V}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{258-x}\text{Db}+x\text{n}$ reaction, after filtering. This figure is to be compared with Fig. 6.19 which corresponds to the same plot before filtering.</i>	196
6.21	Matrice $\alpha_{\text{père}}-\alpha_{\text{fils}}$ détectée dans les chaînes de décroissance de la réaction $^{51}\text{V}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{258-x}\text{Db}+x\text{n}$ avant (noir) et après (rouge) filtrage. / <i>Matrix of $\alpha_{\text{mother}}-\alpha_{\text{daughter}}$ detected in the decay chains of the reaction $^{51}\text{V}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{258-x}\text{Db}+x\text{n}$ before (black) and after (red) filtering.</i>	197
6.22	Schéma de décroissance proposé du ^{257}Db dans [Str06]. / <i>Proposed decay scheme of ^{257}Db in [Str06].</i>	198
6.23	Matrice 2D représentant l'énergie mesurée pour une génération X+1 (α_{fils}) en fonction de l'énergie mesurée pour la génération X ($\alpha_{\text{père}}$). On remarque l'apparition des structures correspondant aux chaînes de décroissances du ^{257}Db : $^{257}\text{Db}_{1/2}$, ^{253}Lr , ^{249}Md et ^{245}Es . Le nombre de corrélations détectées dans le graphique pour chaque génération est affiché entre parenthèse. / <i>2D matrix representing the measured energy for a generation X+1 (α_{daughter}) as a function of the measured energy for generation X (α_{mother}). The appearance of structures corresponding to the decay chains of ^{257}Db : $^{257}\text{Db}_{1/2}$, ^{253}Lr, ^{249}Md and ^{245}Es are observed. The number of detected correlations in the graph for each generation is displayed in parentheses.</i>	199
C.1	Schéma de la chaîne d'acquisition de GABRIELA (2016). La figure est extraite de [Rez16]. / <i>Schematic diagram of the GABRIELA (2016) acquisition chain. Figure taken from [Rez16].</i>	208
C.2	Schéma de la chaîne d'acquisition du plan focal de GARIS III avant et après trigger 1 (2023). / <i>Schematic diagram of the GARIS III focal plane acquisition chain before and after trigger 1 (2023).</i>	209
C.3	Schéma de la chaîne d'acquisition du plan focal de GARIS III après trigger 2 (2023). / <i>Schematic diagram of the GARIS III focal plane acquisition chain after trigger 2 (2023).</i>	210
D.1	Matrice des coïncidences $\gamma-\gamma$ observées par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère long dans le détecteur d'implantation. On remarque des coïncidences de la 943 keV avec la 173, 216 et 226 keV. / <i>$\gamma-\gamma$ coincidence matrix observed by HPGe detectors (in AddBack mode) in coincidence with an electron originating from the long-lived isomer in the implantation detector. Notable coincidences are observed between the 943 keV and the 173, 216, and 226 keV γ-rays.</i>	212
D.2	Matrice des coïncidences $\gamma-e^-$ observées par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) et les détecteurs électrons en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère long dans le détecteur d'implantation. Les énergies sont données en keV. / <i>$\gamma-e^-$ coincidence matrix observed by HPGe detectors (in AddBack mode) and tunnel detectors in coincidence with an electron originating from the long-lived isomer in the implantation detector. The energies are given in keV.</i>	213
D.3	Matrice des coïncidences $\gamma-\gamma$ observées par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère à court temps de vie dans le détecteur d'implantation. Les énergies sont données en keV. / <i>$\gamma-\gamma$ coincidence matrix observed by HPGe detectors (in AddBack mode) in coincidence with an electron originating from the short-lived isomer in the implantation detector. The energies are given in keV.</i>	214

D.4	Matrice des coïncidences γ - e^- observées par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) et les détecteurs électrons en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère court dans le détecteur d'implantation.	
	Les énergies sont données en keV. / γ - e^- coincidence matrix observed by HPGe detectors (in AddBack mode) and tunnel detectors in coincidence with an electron originating from the short-lived isomer in the implantation detector. The energies are given in keV.	215

Liste des tableaux

2.1	Multipolarité dominante pour une transition γ en fonction de son spin ΔI et sa parité π . / <i>Dominant multipolarity for a γ transition as a function of its spin ΔI and parity π.</i>	34
2.2	Estimation des probabilités de Weisskopf λ^W (en s^{-1}) pour les transitions électriques et magnétiques jusqu'à la multipolarité $\lambda = 4$. Les énergies E_γ sont exprimées en MeV. / <i>Estimation of Weisskopf probabilities λ^W (in s^{-1}) for electric and magnetic transitions up to multipolarity $\lambda = 4$. Energies of the γ-rays are expressed in MeV.</i>	35
2.3	Energies de liaison B_i pour les électrons des trois premières couches atomiques K, L et M de l'élément Nobelium ($Z = 102$) tiré de [Kib08]. / <i>Nobelium ($Z = 102$) binding energies B_i for electrons in the first three atomic shells : K, L, and M, taken from [Kib08].</i>	36
3.1	Transmission mesurée pour différentes réactions de test et comparée entre les séparateurs SHELS et VASSILISA. On observe l'amélioration de la transmission pour les réactions très asymétriques utilisant un faisceau de ^{22}Ne au passage du séparateur SHELS. Le tableau est extrait de [Pop16]. / <i>Measured transmission for different test reactions compared using SHELS and VASSILISA separators. An improvement in transmission is observed for highly asymmetric reactions using a ^{22}Ne beam when passing through the SHELS separator. The table is extracted from [Pop16].</i>	79
4.1	Caractéristiques des sources α (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm) utilisées pour l'étalonnage en bas gain (α et fission) et des sources de ^{152}Eu et ^{133}Ba utilisées pour l'étalonnage en haut gain (électrons) des détecteurs silicium de GABRIELA. La figure est extraite de [Cha20]. / <i>Characteristics of the α sources (^{239}Pu, ^{241}Am, ^{244}Cm) used for low gain calibration (α and fission) and the ^{152}Eu and ^{133}Ba sources used for high gain calibration (electrons) of the silicon detectors in GABRIELA. The figure is extracted from [Cha20].</i>	120
4.2	Comparaison des temps de vie obtenus pour les deux isomères du ^{254}No entre les précédentes publications et les résultats de cette thèse. / <i>Comparison of the lifetimes obtained for the two isomers of ^{254}No between previous publications and the results of this thesis.</i>	126
4.3	Coefficient de conversion interne mesuré pour les raies les plus intenses suivant la désexcitation de l'isomère à long temps de vie du ^{254}No . / <i>Internal conversion coefficient measured for the most intense peaks following the decay of the long-lived isomer in ^{254}No.</i>	134
4.4	Coefficient de conversion interne mesuré pour les raies les plus intenses suivant la désexcitation de l'isomère à court temps de vie du ^{254}No . / <i>Internal conversion coefficient measured for the most intense peaks following the decay of the short-lived isomer in ^{254}No.</i>	141

4.5	Proportion relative entre les transitions γ 133/127, 178/133 keV et 178/133 keV calculées sans coïncidence γ (données brutes tirées de la Fig.4.14), avec coïncidence avec le pic à 605 keV et 170 keV. / <i>Relative proportions between the γ transitions 133/127 keV and 178/133 keV calculated without γ coincidence (raw data from Fig.4.14), and with coincidence with the peaks at 605 keV and 170 keV.</i>	144
5.1	Rapports d'embranchement théoriques (colonnes du milieu) et expérimentaux (colonne de droite) de la bande de rotation intermédiaire sur laquelle décroît l'isomère à court temps de vie. Le facteur gyromagnétique g_K est explicité suivant différentes configurations orbitales pour une tête de bande de spin-parité $K^\pi=11^-$. Les cas avec les configurations 4-qp $3_\pi^+ \otimes 8_\nu^-$ et $3_\pi^+ \otimes 8_\pi^-$ sont testées ici. / <i>Theoretical (middle columns) and experimental (right column) branching ratios for the intermediate rotational band on which the short-lived isomer decays. The gyromagnetic factor g_K is specified for different orbital configurations of a spin-parity bandhead $K^\pi=11^-$. The cases with configurations $3_\pi^+ \otimes 8_\nu^-$ and $3_\pi^+ \otimes 8_\pi^-$ are tested here.</i> .	152
5.2	Rapports d'embranchement théoriques (colonne du milieu) et expérimentaux (colonne de droite) de la bande de rotation intermédiaire sur laquelle décroît l'isomère à court temps de vie. Le facteur gyromagnétique g_K est explicité pour une tête de bande de spin-parité $K^\pi=10^+$ 2-qp en configuration neutron ν^2 ([734]9/2- \otimes [725]11/2-). / <i>Theoretical (middle column) and experimental (right column) branching ratios for the intermediate rotational band on which the short-lived isomer decays. The gyromagnetic factor g_K is specified for a bandhead with spin-parity $K^\pi=10^+$ in the neutron configuration ν^2 ([734]9/2- \otimes [725]11/2-).</i>	152
6.1	Propriétés sur les décroissances des isotopes impliqués dans l'étalonnage des détecteurs au plan focal de GARIS III à RIKEN. Ils sont issus des réactions de fusion-évaporation suivantes : $^{51}\text{V}+^{139}\text{La} \rightarrow ^{185}\text{Hg}+5n$ et $^{51}\text{V}+^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra}+xn$. Les données sont extraites de [Fir97]. / <i>Properties on the decays of isotopes involved in the calibration of the detectors at the focal plane of GARIS III at RIKEN. They originate from the two following fusion-evaporation reactions : $^{51}\text{V}+^{139}\text{La} \rightarrow ^{185}\text{Hg}+5n$ and $^{51}\text{V}+^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra}+xn$. The data is extracted from [Fir97].</i>	186
B.1	Liste de l'énergie (en keV) de tous les rayons-X émis par le ^{254}No selon la vacance d'électrons de l'état initial et final [Fir97]. / <i>List of the energy (in keV) of all the X-rays emitted by the ^{254}No according to the electron vacancy of the initial and final states [Fir97].</i>	207

Introduction

A neutron and a proton walk into a bar and order a drink. "How much?" the particles ask. The barman shakes his head and says "For you, neutron, no charge but for proton, I'm gonna charge plus".

(Inspired by worldwide internet)

Bienvenue en physique nucléaire, où les mystères de la matière sont révélés à travers l'étude des noyaux atomiques. Imaginez un instant que chaque atome qui compose notre univers, qu'il s'agisse d'un grain de sable ou d'une étoile lointaine, renferme un noyau atomique dense et complexe, composé de protons et de neutrons. Ces minuscules particules, de nature subatomique, sont à l'origine de phénomènes étonnants. Mais, comment les protons, porteurs de charges positives, et les neutrons, de charges neutres, pouvaient-ils coexister sans se repousser violemment? Le tout est en réalité maintenu par l'interaction forte, également connue sous le nom de "force nucléaire". Des modèles théoriques et des techniques expérimentales ont alors essayé de confronter les mystères de cette interaction fondamentale.

Dans les années 30, la cohésion du noyau atomique posait un défi aux scientifiques car la force gravitationnelle et la force électromagnétique connues à l'époque n'étaient pas suffisantes pour expliquer sa stabilité. Hideki Yukawa a proposé l'existence d'une nouvelle particule, le pion, en tant que médiateur de l'interaction forte. Cependant, ce n'est qu'en 1964 que Murray Gell-Mann et George Zweig ont introduit la notion de quarks comme constituants des protons et des neutrons pour mieux comprendre la nature de l'interaction forte. La physique quantique a ensuite expliqué que ces quarks sont capables de se lier ensemble par la force nucléaire, formant des hadrons. Ainsi, cette interaction, bien qu'étudiée depuis de nombreuses années, reste l'un des grands mystères de la physique moderne. Or, pour des masses et des charges très importantes, il est possible de négliger la force gravitationnelle et la force faible. Alors, la région des noyaux lourds et superlourds offre un terrain unique pour tester expérimentalement les deux forces restantes : l'interaction forte et la force électromagnétique, pour peut-être un jour les appréhender et les décrire parfaitement.

Parallèlement à ces découvertes théoriques, la physique nucléaire a trouvé des applications pratiques dans de nombreux domaines, tels que la médecine, l'archéologie, la géologie, la sécurité, l'énergie, etc. Des techniques développées à partir de noyaux lourds telles que la radiothérapie, la datation aux isotopes rares et la production d'électricité par des centrales nucléaires ont révolutionné

notre société. Cependant, de nombreux défis techniques persistent, notamment la fusion nucléaire, qui représente l'un des enjeux majeurs du 21^e siècle en matière d'énergie.

Les modèles théoriques prédisent l'existence d'un "îlot de stabilité" superlourd, où les noyaux sphériques ayant un nombre particulier de protons et de neutrons devraient être particulièrement stables. Cependant, la synthèse et l'étude expérimentale de ces noyaux extrêmes représentent un défi technologique important. C'est dans ce contexte que s'inscrit ma thèse. J'ai eu l'opportunité de travailler au sein de l'équipe "superlourds" du groupe "Du Noyau aux Étoiles" (DNE) de l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC) à l'Université de Strasbourg. En collaboration avec des équipes internationales, nous avons exploré la synthèse de nouveaux éléments et la spectroscopie fine des noyaux transfermia. Grâce à notre collaboration avec le Flerov Laboratory for Nuclear Research (FLNR) de Dubna en Russie et la collaboration américano-japonaise de synthèse de nouveaux éléments à RIKEN au Japon, nous avons pu mener des expériences de pointe et étudier deux isomères-K dans les noyaux ^{254}No et en apprendre plus sur la synthèse du nouvel élément $Z = 119$.

Ce manuscrit présente les résultats de mes recherches au cours de ces trois années de thèse. Il se compose de quatre grandes parties. Dans une première partie, le contexte des noyaux transfermia est discuté d'un point de vue expérimentateur. Alors, l'histoire et les motivations qui ont conduit à cette thèse sont présentées plus en détail dans un premier chapitre puis les concepts scientifiques sont décrits dans un second chapitre. Les mécanismes de réaction de fusion-évaporation permettant de synthétiser les noyaux transfermia, leurs désexcitations et décroissances ainsi que la physique entourant l'étude de leurs structures nucléaires grâce à des états isomériques de haut-K sont discutés. Dans une seconde partie, et donc un troisième chapitre, je décris les techniques expérimentales développées pour atteindre de tels noyaux. J'ai travaillé sur deux dispositifs expérimentaux performants permettant leur spectroscopie. Le premier situé au JINR-FLNR de Dubna (Russie) est constitué d'un séparateur à vide tandis que le deuxième, situé à RIKEN de Tokyo (Japon) est à gaz. Leurs dispositifs de détection sont présentés ainsi que mon travail concernant l'analyse de leurs différents systèmes d'électronique numérique. Aussi, j'ai eu l'occasion d'analyser les états isomériques du noyau ^{254}No sur l'expérience réalisée au JINR-FLNR du Dubna grâce au dispositif expérimental GABRIELA situé au plan focal du séparateur SHELS. Je présente donc l'intégralité de mon travail sur ce noyau dans une troisième partie, découpée en deux chapitres. Le quatrième chapitre concerne donc mes résultats expérimentaux qui ont conduit à l'observation de deux états isomériques dans le ^{254}No et le cinquième chapitre présente l'interprétation physique de ces résultats. Je discute notamment de la découverte de nouveaux états qui ont conduit, entre autre, à la mesure de l'énergie de séparation de Gallagher-Moszkowski de deux bandes partenaires ainsi que l'éventuelle découverte d'une coexistence de forme, pour la première fois dans un tel noyau. Enfin, je bascule sur une quatrième et dernière partie, et donc un sixième chapitre, résumant mes analyses sur la synthèse du nouvel élément du tableau périodique de Mendeleiev $Z = 119$ réalisées au plan focal du séparateur GARIS III à RIKEN de Tokyo. J'ai eu la chance d'obtenir une bourse JSPS (Japan Society for the Promotion of Science) qui m'a permis d'étudier durant trois mois, sur place, l'optimisation de cette expérience grâce à la mesure de la distribution de barrière et de la fonction d'excitation de réactions plus légères. Je termine ce manuscrit par une brève conclusion ainsi que des perspectives à court et

à plus long terme pour faire avancer au mieux la physique expérimentale des noyaux superlourds, et mieux comprendre la nature de forces fondamentales régissant de tels systèmes.

Cette thèse contribue à notre compréhension de la structure nucléaire, de la stabilité des noyaux lourds et superlourds par des expériences qui ont longuement été réfléchies. Ma volonté derrière cette thèse est d'être un manuel d'information *via* l'accès à toute la physique de mes recherches. Une version "longue" est d'ailleurs disponible qui détaille plus en profondeur l'histoire derrière les noyaux superlourds. En espérant que cette recherche stimulante suscite votre intérêt, je vous invite à poursuivre la lecture pour explorer la structure nucléaire des noyaux atomiques les plus extrêmes.

Première partie

Contexte scientifique des noyaux lourds et superlourds

Chapitre 1

Historique et Motivation

1.1 English summary : History and motivation

Superheavies nuclei

Theoretical definition Rutherfordium ($Z=104$) is commonly regarded as the first superheavy element. This classification is based on the Liquid Drop Model [Wei35], where the binding energy, as described by the Beth-Weizäcker formula (refer to Eq.1.1), successfully reproduces the experimental data shown in Fig.1.1. Nevertheless, the model reaches its limitations when applied to $Z=104$, as it fails to predict the stability of nuclei at this point.

Magic numbers Certain "magic" numbers of protons and neutrons, such as 2, 8, 20, 28, etc., exhibit an enhanced level of stability. This phenomenon prompted the development of the nuclear shell model (refer to Fig.1.2), which attributes the stability to shell closures and the degeneracy of subshells. These subshells' degeneracy arises from the known spin-orbit coupling. While the shell model successfully predicts the spin and parity of states in spherical nuclei, significant deviations are observed in deformed nuclei.

Deformed shell model Studies have demonstrated that the deformation of a nucleus induces an additional degeneracy, denoted as d_j , with a value of $2j+1$. This degeneracy is determined by the projection j of the angular momentum on the nucleus's deformation axis [AS13], as depicted in Fig.1.3 and 1.4. The potential energy, considering the influence of deformed shells, introduces new potential wells that play a crucial role in the stability of superheavy nuclei.

The island of stability It is estimated there could be 172 possible elements existing in the Universe [Pyy11]. This expansion of the nuclide chart would reveal a region known as the "Island of Stability," centered around a new nucleus with double magic numbers : $^{310}126_{184}$. Predictions regarding the precise location of this island vary. Experimental observations indicate a slight increase in the lifetimes of flerovium ($Z=114$) through the spontaneous fission (Fig.1.5), while an increase in the number of neutrons suggests enhanced stability of nuclei, although it does not conclusively

demonstrate that it occurs at $N \sim 184$.

Significance of this thesis

The Superheavy Elements area The prediction of future superheavy nuclei behavior is challenging due to the vast and yet unexplored nuclear landscape, particularly in the neutron rich region (refer to Fig. 1.8). Notably, the emergence of new shell structures around elements 139 and 140 is anticipated, as depicted in Fig. 1.7 in [Pyy11]. Consequently, the synthesis of a new element with $Z=119$, as elaborated in Part IV, could indicate the existence of a new period known as the "superactinide group."

Coulomb frustration Coulomb frustration arises from the interplay between the Coulomb force, which aims to maximize the average distance between protons, and the nuclear force, which works to bind nucleons together. This interaction results in exotic nuclear density topologies, such as voids and tori [Sch17]. Oganesson, for instance, represents a highly frustrated system, as illustrated in Fig. 1.9. Consequently, the nuclear envelopes of superheavy elements exhibit significant variability, challenging the conventional definition of "magicity" within this region.

Motivations for studying nucleus ^{254}No Effects of Coulomb frustration are also observed in lighter nuclei such as ^{254}No . Experimentally, its hyperfine structure has revealed a significant central depression in charge density (over 12%), as shown in Fig. 1.10, providing a better understanding of these exotic topologies. Additionally, due to its prolate deformation and degenerate shell closure at $N=152$, ^{254}No is an ideal candidate for studying the degeneracy of superheavy nuclei and constraining the existing theoretical models.

1.2 Les noyaux superlourds

Le domaine de la physique nucléaire trouve ses racines dans la révolutionnaire découverte de la radioactivité au cours du 19^e siècle. Cette avancée majeure a jeté les fondations de l'élaboration du tableau périodique des éléments, présenté par Dmitri Mendeleïev en 1869. À la suite de ces travaux, les chercheurs ont réussi à identifier les électrons, ainsi que les particules α , β et γ , ouvrant ainsi la voie à une meilleure compréhension du noyau atomique et à la mise en lumière de la fission nucléaire. Cette exploration minutieuse a permis de découvrir de nombreux éléments, allant jusqu'à l'uranium ($Z=92$), l'élément naturel le plus lourd.

En 1940, une nouvelle ère a vu le jour, marquée par l'exploitation du neutron, en parallèle à la compréhension croissante de la fission nucléaire grâce aux travaux pionniers de Hann et Meitner [Mei37]. Motivés par les avancées liées aux armes nucléaires, les scientifiques ont réussi à produire des éléments allant du néptunium ($Z=94$) au californium ($Z=98$), que ce soit en bombardant des cibles avec des neutrons ou en les générant dans les champignons nucléaires. Cependant, ces méthodes de synthèse rencontraient leurs limites. L'introduction de réactions de fusion impliquant des projectiles légers entrant en collision avec des cibles lourdes a ouvert la voie à la création d'éléments jusqu'au Seaborgium ($Z=106$). Le nobélium ($Z=102$) s'inscrit dans cette catégorie de noyaux qualifiés de "très lourds", un terme généralement réservé aux éléments plus lourds que l'uranium ($Z = 92$), mais moins lourds que le rutherfordium ($Z = 104$). Dans cette section, nous établissons une définition des noyaux superlourds en utilisant des modèles théoriques, en nous appuyant sur les nombres magiques, avant de nous pencher sur l'avenir qui se dessine pour cette région encore mystérieuse de la carte nucléaire.

1.2.1 Une définition théorique

Le tableau périodique des éléments de Mendeleïev permet de classer les éléments de façon organisée selon leur configuration électronique, laquelle sous-entend leurs propriétés chimiques. Elles peuvent rapidement évoluer le long d'une même chaîne isotopique ou à contrario, peuvent être très similaires entre numéros atomiques relativement différents. Ainsi, la définition précise des noyaux superlourds n'est pas très claire aujourd'hui. Cette appellation peut se baser sur des critères arbitraires, des propriétés nucléaires ou simplement sur le nombre de protons ou nucléons.

Il est récurrent de trouver dans la littérature que le 1^{er} élément superlourd soit le rutherfordium ($Z=104$). D'autres définissent les noyaux superlourds comme étant les noyaux appartenant strictement à l'hypothétique îlot de stabilité (voir Section 1.2.4). Cependant, une des définitions de plus en plus admises par la communauté est celle se basant sur la stabilité et l'existence même des noyaux superlourds.

Afin de mieux comprendre la physique se cachant derrière ces noyaux, des modèles théoriques ont vu le jour. La première représentation concrète du noyau fut le Modèle de la Goutte Liquide

[Wei35] introduit par Lise Meitner en 1935. Elle utilisa l'idée qu'un noyau se comporte comme une goutte liquide chargée électriquement suite au comportement collectif, presque classique, de l'énergie de liaison par nucléon en fonction de la masse comme représenté à partir de $Z \geq 80$ dans la Fig. 1.1. Quelques variations sont à noter autour de certains nombres (dits magiques) et seront discutées dans la section suivante. Dans cette description, l'énergie de liaison par nucléon est décrite par [Kra91] :

- Un terme de volume (proportionnel au nombre de nucléons A du noyau car le noyau peut être approximé par $r = r_0 \cdot A^{1/3}$),
- Un terme d'énergie superficielle (proportionnel à la surface, ie à $A^{2/3}$),
- Un terme d'énergie coulombienne répulsive s'exerçant sur les Z protons du noyau (proportionnel à $\frac{Z^2}{A^{1/3}}$),
- Un terme d'asymétrie (dépendant d'une différence entre le nombre de protons Z et de neutrons N),
- Un terme d'appariement $\delta(A, Z)$ (dépendant de la parité des nucléons).

La formule semi-empirique regroupant cette description est la formule de Bethe-Weizsäcker. Elle représente l'énergie de liaison $B(A, Z)$ et est définie par :

$$B(A, Z) = a_v \cdot A - a_s \cdot A^{2/3} - a_c \cdot \frac{Z \cdot (Z - 1)}{A^{1/3}} - a_a \cdot \frac{(A - 2 \cdot Z)^2}{A} - \delta(A, Z) \quad (1.1)$$

avec $a_{nu} = 15,75$ MeV, $a_s = 17,8$ MeV, $a_c = 0,711$ MeV et $a_a = 23,7$ MeV. Le terme $\delta(A, Z)$ prend la valeur nulle pour A impair et $+f(A)$ pour Z et N impairs et $-f(A)$ pour Z et N pairs ; $f(A)$ valant $11,18 \cdot A^{-1/2}$ MeV (valeurs provenant de [Roh94]).

Comme montré dans la Fig. 1.1, ce modèle reproduit bien les données expérimentales avec cette forme de cloche typique. Il permet notamment de comprendre les principales caractéristiques de la fission nucléaire. La diminution de l'énergie de liaison suivant le nombre A de nucléons explique alors les sections efficaces de production observées de plus en plus faibles pour des noyaux de plus en plus lourds. Toutefois, il ne reproduit ni les oscillations d'origine quantique ni les états excités nucléaires.

Ce modèle présente aussi une limite de stabilité nucléaire pour des numéros atomiques élevés, ce qui a déjà été relevé par N. Bohr en 1939 [Boh39]. Les prédictions montrent qu'autour de $Z = 100$, les temps de vie deviennent plus courts que les observations expérimentales. En effet, pour $Z \sim 104$, l'énergie de liaison diminue fortement pour passer en dessous de 0 avec ce modèle. La répulsion coulombienne deviendrait supérieure à celle de l'énergie de surface et de ce fait, ces noyaux ne devraient pas survivre pendant un temps fini. Pourtant, ces noyaux existent toujours expérimentalement. Cette existence sera expliquée plus tard par des effets quantiques de couches nucléaires qui apportent un surplus de stabilité et donc des puits de potentiels suffisamment importants pour leur permettre d'avoir un temps de vie mesurable.

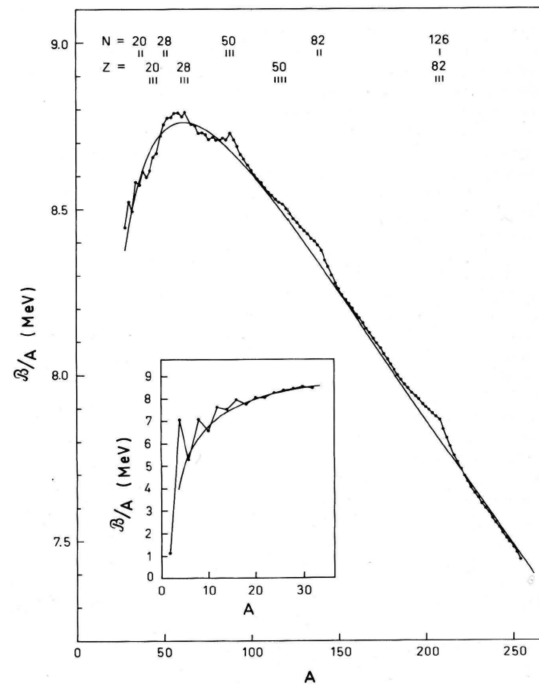


FIGURE 1.1 – Courbe représentant l'énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de nucléons A selon la formule de Beth-Weizsäcker [Kra91]. Les points correspondent aux mesures expérimentales. Une différence pour certains nombres A particuliers (2, 8, 20) montre un excédent de stabilité attribué aux nombres magiques affichés en haut de la figure. / *Binding energy per nucleon as a function of nucleon number A using the Beth-Weizsäcker formula [Kra91]. Data points correspond to the experimental measurements. A variation is observed for certain specific values of A (2, 8, 20), indicating an excess of stability attributed to the magic numbers displayed at the top of the figure.*

On voit alors se dessiner le début d'une définition pour les noyaux superlourds. Il est considéré que pour produire un élément chimique, le système nucléaire composite doit survivre plus de 10^{-14} secondes [Har76]. C'est le temps nécessaire pour que ce dernier ait le temps suffisant pour capturer suffisamment d'électrons pour former son cortège électrique. Par cette limite et d'après le modèle de la goutte liquide, cela nous amène alors aux atomes avec $Z \leq 104$ (rutherfordium).

1.2.2 Les nombres magiques

La Fig 1.1 montre les limites du modèle de la goutte liquide lorsque ce dernier est comparé à des données expérimentales. Certains nombres possèdent une énergie de liaison plus importante que la formule de Bethe-Weizsäcker (1.1). Ces nombres s'appellent les nombres magiques : 2, 8, 20, 28,

50, 82 etc. et sont notés en haut de la Fig.1.1 pour les protons Z et les neutrons N . Ces excès de stabilité pour des nombres particuliers de protons et neutrons rappellent le modèle atomique, où les gaz rares, par exemple, ont des propriétés de stabilité chimique selon la saturation externe de leur couche électronique. Cette comparaison a donc inspiré le modèle en couches nucléaires : la fermeture de couche entraîne une grande stabilité suffisamment importante pour obtenir des temps de vie mesurables. Ces premiers modèles ont été créés par les allemands Maria Göppert-Mayer et J. H. D. Jensen (prix Nobel en 1963) qui ont proposé d'organiser les nucléons en niveaux d'énergie quantifiés selon le principe d'exclusion de Pauli [May49; Ott49]. En effet, le modèle décrit l'organisation des nucléons (objets quantiques) en couches (niveau d'énergie), elles-mêmes constituées de sous-couches. Ces couches engendrent alors des dégénérescence produites par le couplage spin-orbite et font apparaître les nombres magiques.

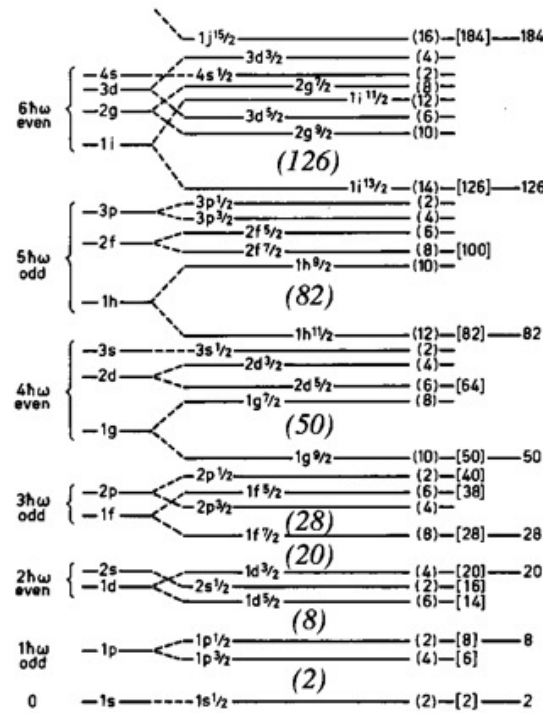


FIGURE 1.2 – Séquence des états à une particule selon le modèle en couches sphériques extrait de [May60]. / Sequence of single-particle states in the spherical shell model extracted from [May60].

Ce modèle en couches sphériques a permis de bien décrire les orbitales de tous les nucléons d'un noyau comme illustré dans la Fig.1.2. On retrouve ainsi les nombres magiques observés expérimentalement jusqu'au ^{208}Pb (noyau magique en protons, $Z=82$, et en neutrons, $N=126$, le plus lourd connu à ce jour). Ce modèle permet de prédire la plupart des caractéristiques (spin, parité) des niveaux fondamentaux et excités des noyaux légers sphériques ou quasi-sphériques mais il se

heurte à des écarts importants pour les noyaux déformés.

Dans les années 40, les physiciens ont remarqué que les noyaux pair-pair étaient systématiquement plus liés que leurs voisins impairs, les conduisant à supposer un effet d'appariement nucléaire. L'idée est que chaque nucléon se lie avec un partenaire pour former une paire. M. Goeppert-Mayer a fourni en 1950 la première explication théorique de ce phénomène : l'interaction nucléon-nucléon à courte portée favorise énergiquement les paires pour une couche de moment angulaire j donnée [May50]. Pour compenser cet effet d'appariement, il faut fournir plus d'énergie pour casser ou exciter des systèmes pair-pair plutôt que des systèmes impairs. En effet ce dernier possède un nucléon dit "célibataire" dont l'excitation ne requière pas de brisure de paire abaissant alors l'énergie d'excitation du système. Il a également été remarqué que l'appariement proton-proton est légèrement plus important que l'appariement neutron-neutron, ce qui peut avoir un impact sur les configurations d'excitation favorisées comme cela sera détaillé par la suite (voir section 2.5.4.2).

1.2.3 Le modèle à couche déformée

Les noyaux aux nombres de nucléons différents des nombres magiques (et donc éloignés d'une fermeture d'une couche) présentent une certaine déformation axiale. Combiner cette déformation au modèle en couches sphériques mène à une levée de dégénérescence supplémentaire d_j [AS13] de chaque couche j selon la projection K de leur moment angulaire total \vec{J} sur l'axe de déformation. Cette dégénérescence d_j vaut $2j+1$.

La fig. 1.3 montre la levée de dégénérescence suivant la déformation β . Dans cet exemple, nous retrouvons bien la dégénérescence $d_j = 2 \cdot \frac{7}{2} + 1 = 8$ états dont la dégénérescence est levée. Chacun de ces états possède une dégénérescence $d_K = 2$. Ainsi, pour une déformation prolate ($\beta > 0$) les états auront des énergies croissantes selon K tandis qu'une déformation oblate ($\beta < 0$) fournira des énergies décroissantes. La fig. 1.4 permet de visualiser cette nouvelle levée de dégénérescence qui fait apparaître de nouveaux gaps déformés dans la région des superlourds. Nous pouvons nous focaliser sur le gap déformé $N = 152$ dont l'étude expérimentale fait l'objet de cette thèse à travers le ${}_{152}^{254}\text{No}_{102}$ (nobélium) qui possède un niveau de Fermi (*i.e.* le niveau en dessous duquel toutes les couches sont remplies par les nucléons) en plein milieu de ce gap déformé. De plus, nous pouvons observer des contributions d'orbitales dégénérées provenant de noyaux superlourds ($Z = 114$ et $N = 184$ par exemple) à déformation nulle. Non seulement l'étude spectroscopique de ces noyaux déformés confèrent des données expérimentales aux modèles qui souhaitent prédire le comportement de ces couches mais également il permet de fournir des informations sur des noyaux sphériques superlourds hors d'atteinte actuellement.

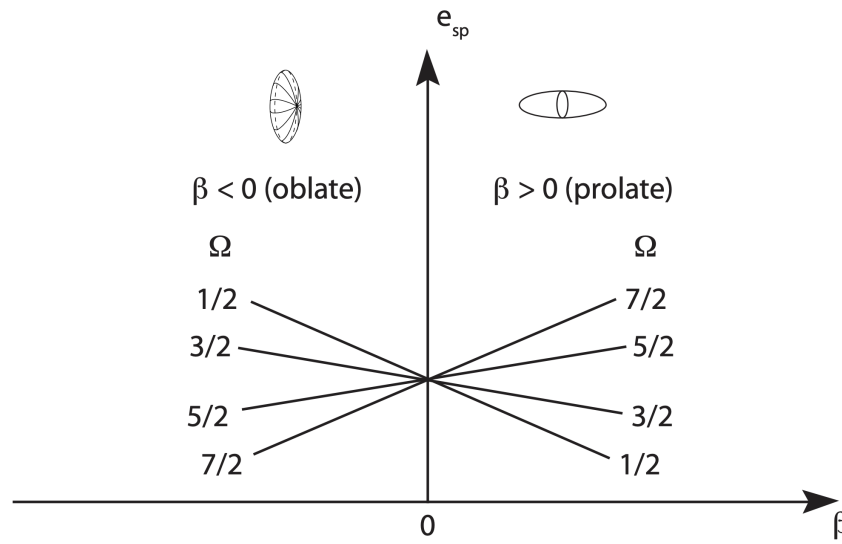


FIGURE 1.3 – Schéma de la levée de déformation selon la projection $j = \frac{7}{2}$ sur l'axe de symétrie en fonction de la déformation β (oblate ou prolata). Figure extraite de [Pio10]. / Deformation lifting according to the projection $j = \frac{7}{2}$ on the symmetry axis as a function of β deformation (oblate or prolata). Figure extracted from [Pio10].

1.2.4 L'îlot de stabilité

Avec les 118 éléments répertoriés dans le tableau périodique des éléments, alias le tableau de Mendeleïev, nous sommes loin d'avoir découvert l'ensemble de ces atomes. On estimerait à 172 le nombre d'éléments possible existants dans l'Univers [Pyy11], soit 54 éléments encore à découvrir par l'humanité. Or, ces prédictions sont de plus en plus contestées avec l'émergence de nouvelles prédictions allant jusqu'à un nombre total d'éléments de $Z=215$ selon la théorie de Born-Infeld par exemple [Raf71].

L'idée d'une extension de la charte des noyaux vers les noyaux plus lourds a été émise pour la première fois par J. A. Wheeler en 1955 [Whe56; Wie12]. Il a proposé l'idée d'un "îlot de stabilité superlourd" centré autour d'un nouveau noyau doublement magique. Par la magie des prochains nombres, les noyaux de cette zone auraient une stabilité accrue et seraient même non-radioactifs. D'après le modèle en couche déformée, cet îlot serait centré autour du noyau $^{310}_{126}$ ($Z = 126$, $N = 184$). Cependant, la prédiction de son positionnement est très dépendante du modèle utilisé. Nous pouvons citer trois modèles exploités dans le domaine des noyaux superlourds : Woods-Saxon Universal (W.S.U), Hartree-Fock-Bogoliubov (H.F.B) et le champ moyen relativiste (R.M.F). Pour le modèle W.S.U, on suppose que les nucléons sont plongés dans un champ moyen et paramétrise donc le potentiel. Pour les deux autres modèles, il existe une paramétrisation de forces nucléaires qui ont chacune leurs paramètres propres. Ainsi, le modèle W.S.U prédit le centre de l'îlot de stabi-

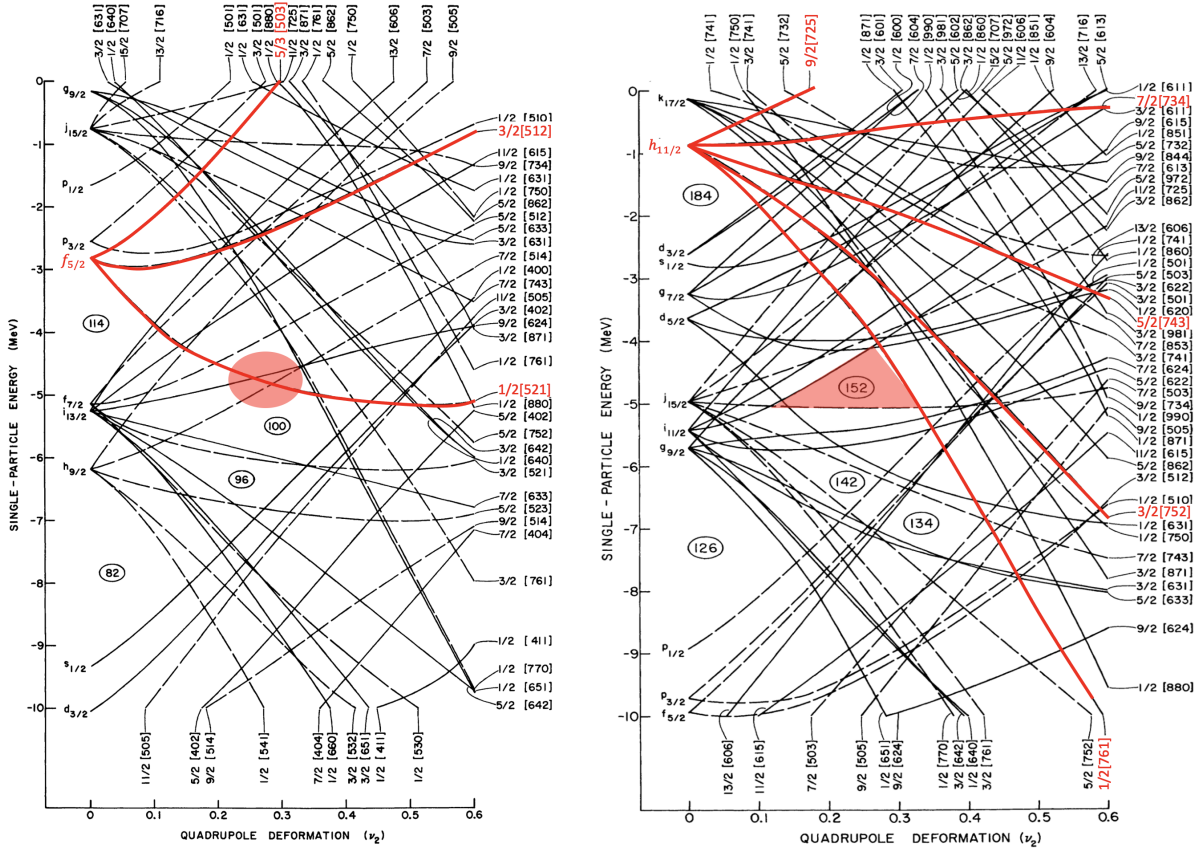


FIGURE 1.4 – Évolution des niveaux de particules individuelles protons (gauche) et neutrons (droite) en fonction de la déformation quadripolaire v_2 [Cha77]. A déformation nulle, il existe des candidats pour les nouveaux nombres magiques $Z = 114$ et $N = 184$. Pour une déformation non nulle, une levée de dégénérescence de l'orbital $f_{5/2}$ ($h_{11/2}$) en proton (neutron) donne lieu à des orbitales de projection K différentes comme illustré en rouge sur le schéma. Les dégénérescences offrent de nouveaux gaps de stabilité comme pour le ^{254}No qui possède un gap à $N = 152$ pour une déformation $v_2 \sim 0.26$. Il est important de souligner que cette figure est modèle dépendant et peut différer d'un modèle à un autre. / Evolution of individual single particle levels, proton (left) and neutron (right) as a function of quadrupole deformation v_2 [Cha77]. Candidates for the new magic numbers $Z = 114$ and $N = 184$ emerge at zero deformation. At non-zero deformation, a lifting of degeneracy of the $f_{5/2}$ ($h_{11/2}$) orbital in protons (neutrons) results in different K -projected orbitals, as illustrated in red in the diagram. The degeneracies provide new stability gaps, such as the one observed for ^{254}No , which exhibits a gap at $N = 152$ for a deformation $v_2 \sim 0.26$. Note that this figure is model-dependent and may differ depending on the choice of model.

lité à $Z=114$ et $N=184$, le modèle H.F.B à $Z=126$ et $N=184$ tandis que le modèle R.M.F le prédit

à $Z=120$ et $N=172$.

Toutefois, les modèles s'accordent sur la nature "molle" de l'îlot de stabilité superlourd sphérique, *i.e.* que l'on ne s'attend pas à un noyau doublement magique au caractère aussi prononcé que le ^{16}O ou le ^{208}Pb . Une explication de ce phénomène est proposée dans [Ben01]. Par des modèles auto-consistants, la forte magie des gaps sphériques disparaît au-delà de $Z = 82$ et $N = 126$. A la place, de larges zones de stabilité apparaissent pour les masses élevées. Ceci est dû à la densité des particules individuelles qui s'accroît et cause l'apparition de nombreuses couches de bas J autour du niveau de Fermi.

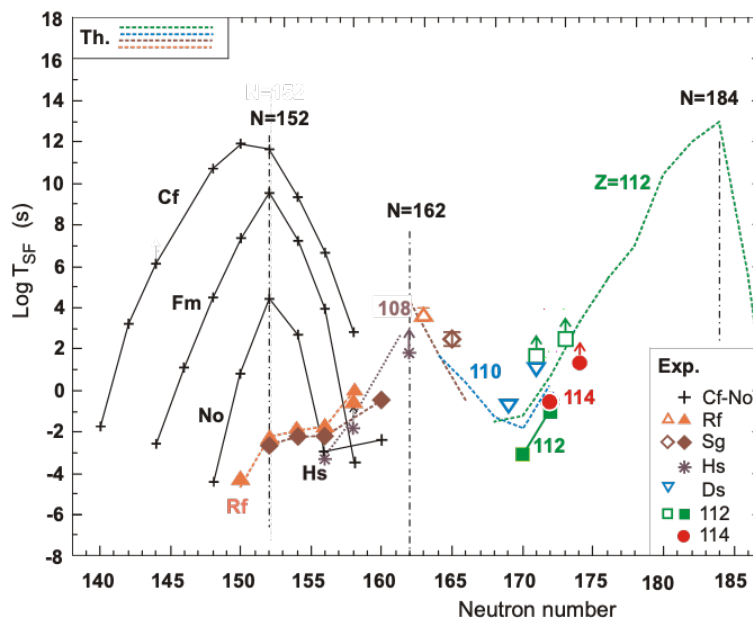


FIGURE 1.5 – Mesures du temps de vie (points ouverts et pleins) de la fission spontanée des éléments lourds et superlourds déjà synthétisés en fonction du nombre de neutrons et extrapolation des temps de vie (lignes pointillées) des éléments superlourds selon [Smo97; Smo95]. Les différents points sont extraits des données récapitulées dans [Heß17]. / *Measurements of the spontaneous fission half-lives (represented by both open and solid data points) for heavy and superheavy elements that have already been synthesized, plotted with respect to the number of neutrons. The graph also includes extrapolated half-life values (indicated by dashed lines) for superheavy elements according to [Smo97; Smo95]. Data points are extracted from the data in [Heß17].*

Il est légitime de se questionner sur la validité de ces modèles et de l'existence de cet îlot de stabilité. L'élément le plus lourd jamais synthétisé est l'élément Oganesson $Z = 118$. Tous les noyaux synthétisés jusqu'à ce dernier nous donnent des indications sur cet îlot de stabilité, notamment par les mesures de temps de vie des éléments $Z = 110$ à $Z = 118$ [Heß17] qui nous mènent à penser

que le prochain gap sphérique proton se situerait autour de $Z = 114$. Expérimentalement, on remarque que, dans la Fig. 1.5, les temps de vie liés à la fission spontanée tendent à augmenter selon l'augmentation du nombre de neutrons au sein des isotopes avec un faisceau doublement magique de ^{48}Ca [Oga15]. En effet, en extrapolant les données expérimentales autour des noyaux $Z = 110$, 112 et 114, on s'attend à atteindre la prochaine fermeture de couche côté neutron à $N = 184$ selon [Smo97]. Cependant, ces regains de stabilité ne sont pas significatifs étant donné que nous restons loin des prédictions théoriques. On peut simplement remarquer que l'augmentation du nombre de neutrons dans un même élément accroît sa durée de vie. Il n'y a actuellement pas de réponse concrète à cette question d'îlot de stabilité et cette réponse proviendra sûrement des expériences futures réalisées dans cette région.

1.3 L'intérêt de cette thèse

Cette thèse fait l'objet de deux thématiques principales : la synthèse du nouvel élément $Z = 119$ et l'étude de la structure nucléaire du ^{254}No ($Z = 102$). Ces deux noyaux ne sont pas choisis au hasard et malgré leur différence de 17 protons, ils partagent des propriétés physiques similaires ce qui rend leur étude complémentaire. Cette partie présente alors les particularités de ces deux noyaux qui se placent dans un environnement unique pour étudier la compétition des deux forces fondamentales : la force nucléaire attractive et la répulsion électrostatique.

1.3.1 La zone des éléments superlourds

L'existence des noyaux superlourds, de façon générale, est régie par un subtil mélange de deux forces fondamentales. En effet, l'interaction forte dont la portée est très courte (de l'ordre du femtomètre) lie les nucléons entre eux. Cette force est très intense et rend les noyaux remarquablement stables malgré l'action de la force coulombienne qui est répulsive. Cette dernière est de portée infinie et s'exerce uniquement sur les particules chargées, notamment les protons (chargé positivement) qui tendent à s'éloigner. Par leur nombre de nucléons de plus en plus grands, les noyaux lourds et superlourds donnent alors lieu à une physique unique qui sera détaillée dans le chapitre 2.

Le travail de cette thèse se place aux limites du monde atomique. Il est possible d'observer l'emplacement du dernier élément du tableau périodique des éléments de Mendeleiev dans la Fig. 1.6 : l'oganesson ($Z = 118$). D'après les modèles théoriques, une centaine d'isotopes de l'oganesson devraient exister, entre $N \sim 170$ et $N \sim 270$ avec une stabilité accrue à $N \sim 192$ [Ćwi96; Hee15]. En 2018, un papier de l'université de Nouvelle-zélande et du Michigan calcula que l'oganesson ne présenterait pas de couches électroniques distinctes comme ses congénères plus légers mais plutôt un comportement uniforme de type gazeux [Jer18]. Pour un noyau si lourd, on entre dans une "soupe" d'électrons connu sous le nom de gaz de Fermi. Le théoricien Pyykkö prédit même un nouveau type

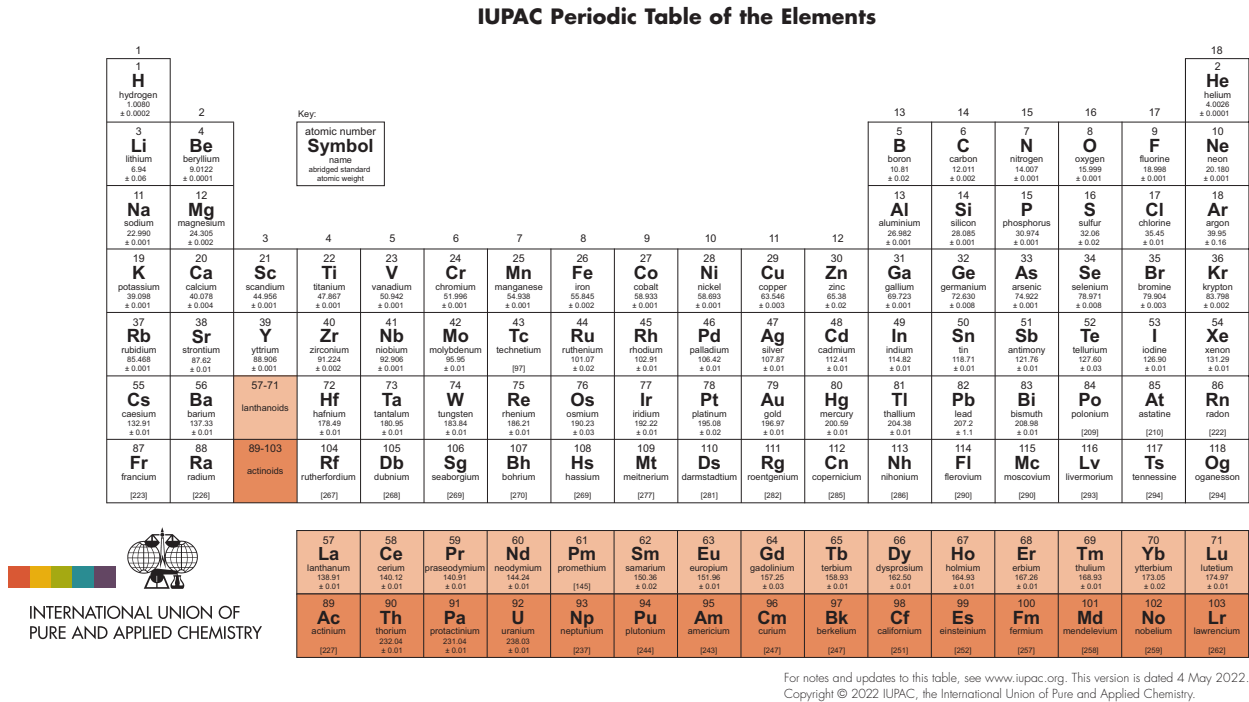


FIGURE 1.6 – Dernière version du tableau périodique des éléments établie par l’IUCPA le 04 Mai 2022. [Pro22]. / Most recent version of the periodic table of elements published by the IUPAC as of May 4, 2022 [Pro22].

de couches électroniques dont les éléments 139 et 140 en seront les premiers éléments comme on le remarque dans le nouveau tableau périodique, en Fig. 1.7, qu’il prédit [Pyy11]. Les théories se multiplient mais personne ne peut prédire de façon précise le futur de ces éléments. Certains prédisent un domaine d’existence jusqu’au $Z = 172$, d’autres à 173 voire plus. A ces masses, le cortège électronique devient si lourd que les orbitales se contractent sur elles-mêmes conduisant les électrons à passer une fraction significative du temps à l’intérieur du noyau.

Hormis le fait que l’Oganesson s’inscrit dans la continuité des recherches pour se rapprocher de plus en plus de "l’îlot de stabilité", cet élément remplit également la dernière case de libre dans le tableau actuel et se place, pour le moment, dans la colonne des gaz rares. L’ajout d’un nouvel élément, $Z = 119$, permettra éventuellement d’ajouter une toute nouvelle période de ce tableau, une sorte de "groupe de super-actinides". Cette thèse fait l’objet d’une analyse de données pour synthétiser ce dernier élément comme développé dans la partie IV.

Pour mieux comprendre l’ampleur actuelle de la recherche sur les noyaux superlourds, la Fig. 1.8 montre le paysage nucléaire tel qu’il est prédit par la théorie nucléaire [Er12]. L’encadré montre

Periodic Table 1-172

Period 1																	18 Orbitals		
1	1 H	2											13	14	15	16	17	2 He	1s
2	3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne	2s2p
3	11 Na	12 Mg	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar	3s3p
4	19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr	4s3d4p
5	37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe	5s4d5p
6	55 Cs	56 Ba	57-71 La Ce Pr Nd Pm Sm Eu Gd Tb Dy Ho Er Tm Yb Lu	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn	6s5d6p
7	87 Fr	88 Ra	89-103 Rf Db Sg Bh Hs Mt Ds Rg Cn	104 Rf	105 Db	106 Sg	107 Bh	108 Hs	109 Mt	110 Ds	111 Rg	112 Cn	113	114	115	116	117	118	7s6d7p
8	119	120	121-138	156	157	158	159	160	161	162	163	164	139	140	169	170	171	172	8s7d8p
9	165	166											167	168				9s9p	

6	57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu	4f
7	89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr	5f
8	141	142	143	144	145	146	147	148	149	150	151	152	153	154	155	6f

8	121	122	123	124	125	126	127	128	129	130	131	132	133	134	135	136	137	138	5g
---	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	----

FIGURE 1.7 – Le nouveau tableau périodique compact des éléments 1-172 prédit par [Pyy11]. / *New compact periodic table of elements 1 to 172 predicted by [Pyy11]*.

la région des superlourds de manière plus détaillée. On voit que les noyaux superlourds connus produits par des réactions de fusion d'ions lourds habitent une région assez petite de la carte nucléaire qui est proche de la ligne d'existence du proton, *i.e.* que ces isotopes sont tous des systèmes riches en protons. Le territoire totalement inconnu des noyaux superlourds riches en neutrons est quant à lui énorme laissant place à de nombreux éléments qu'ils restent à découvrir.

1.3.2 La frustration coulombienne

La force nucléaire favorise des valeurs de la densité nucléonique interne proches de la densité de saturation de la matière nucléaire, $\rho_{sat} \sim 0,16$ nucléons fm^{-3} . Comme la répulsion de Coulomb minimise l'énergie totale en augmentant la distance moyenne entre les protons, l'énergie de liaison est considérablement abaissée soit en poussant les protons vers la surface nucléaire, soit en déformant le noyau.

La concurrence entre l'énergie de surface, qui favorise les formes compactes, et la force électrostatique, qui préfère les configurations étendues, entraîne une frustration de Coulomb, également connue sous le nom d'effets de redistribution [Mye66], qui devrait produire des topologies exotiques de densités nucléoniques, telles que des vides (bulles) ou des tores [Sch17].

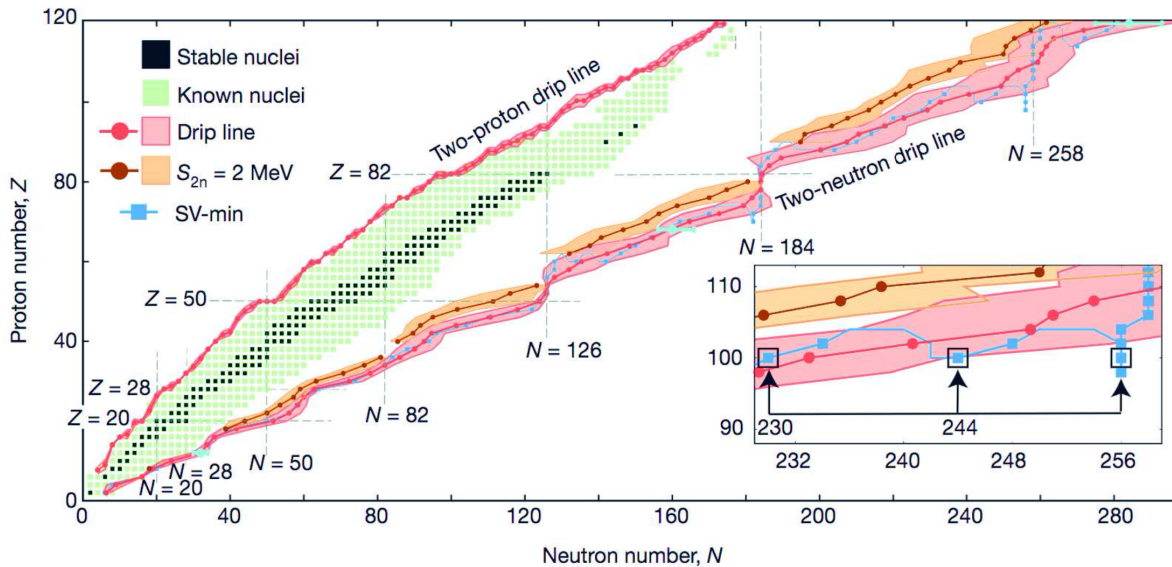


FIGURE 1.8 – Charte des noyaux pairs-pairs connus et limites d'existence théoriques des noyaux [Erl12] : drip-line proton et neutron. / Chart of known even-even nuclei and theoretical existence limits of nuclei [Erl12] : proton and neutron drip-lines.

Les isotopes d'Oganesson devraient être des systèmes fortement frustrés. La Fig. 1.9 montre les distributions de densité de neutrons et de protons calculées pour les noyaux ^{294}Og , ^{302}Og et ^{326}Og . Dans la plupart des calculs [Hee15; Ćwi05], ^{294}Og devrait être légèrement déformé, avec une forme triaxiale; ^{302}Og est prédit pour être sphérique; et ^{326}Og est calculé pour avoir une déformation prolate appréciable. Dans les trois cas, la structure en semi-bulles de la distribution des protons est clairement présente.

La structure des enveloppes nucléoniques subit des changements significatifs à l'extrémité en masse de la charte des noyaux [Ćwi96; Ben01; Agb15; Jer18]. Les principaux facteurs à l'origine de ces changements sont les effets de frustration de Coulomb et la grande densité de niveaux d'énergie qui croît très rapidement. Ce dernier facteur implique que les différences entre les modèles théoriques peuvent avoir un impact significatif sur l'ordre des couches nucléoniques lors de l'extrapolation de la masse et du numéro atomique. De ce point de vue, il est tout à fait possible que le noyau ^{208}Pb soit le dernier noyau doublement magique "à proprement parler" avec les lacunes de particules uniques bien localisées à $Z=82$ et $N=126$, et que la notion de "magicité" ait une signification plutôt limitée dans les noyaux superlourds.

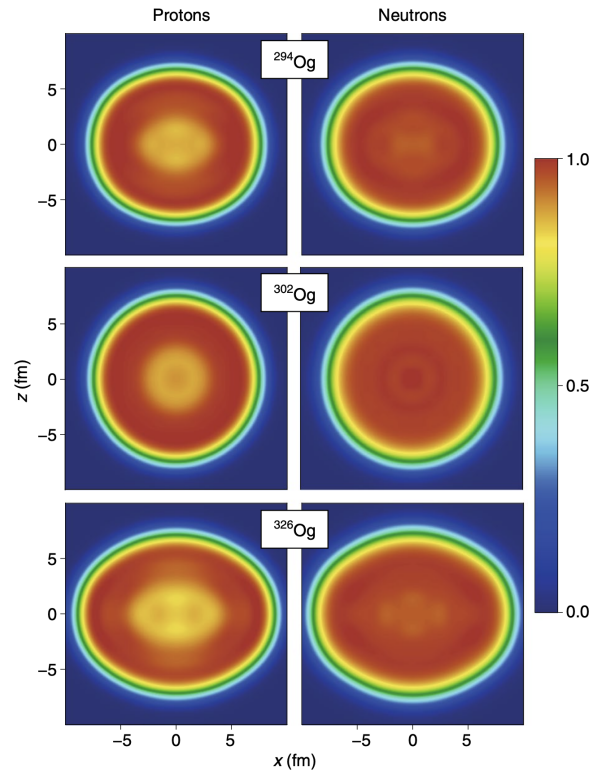


FIGURE 1.9 – Densité en neutron (gauche) et proton (droite) des isotopes ^{294}Og (haut), ^{302}Og (milieu) et ^{326}Og (bas) dans le plan (x, z) à $y = 0$ [Naz18]. / Neutron (left) and proton (right) densities of isotopes ^{294}Og (top), ^{302}Og (middle) et ^{326}Og (bottom) in the (x, z) plane, at $y = 0$ [Naz18].

1.3.3 Les motivations pour l'étude du noyau ^{254}No

Il est difficile de dire actuellement si les topologies exotiques peuvent apparaître comme des états métastables et quelle est leur stabilité à divers modes de désintégration. Il serait donc souhaitable d'obtenir des informations indépendantes du modèle sur l'ampleur de la redistribution des charges. Pour se faire, des études expérimentales des rayons de charge nucléaire et des moments quadrupolaires à partir de la structure hyperfine de noyaux plus légers comme le $^{252-254}\text{No}$ sont très prometteuses [Dül18]. En particulier, il a été calculé dans le ^{254}No une forte déplétion centrale de la densité de charge (plus de 12%) comme on peut le voir dans la Fig. 1.10 ce qui en fait un très bon candidat pour mieux étudier ces aspects des noyaux superlourds.

De plus, le ^{254}No contient 152 neutrons qui correspondent à une fermeture de couches dégénérées par sa déformation prolata (comme vu dans la section 1.2.3). Les orbitales créant la stabilité des noyaux sphériques superlourds correspondent alors aux mêmes (qui sont dégénérées) pour le ^{254}No . Ainsi l'étude spectroscopique de ce noyau, qui fait l'objet de cette thèse dans la partie III, permet

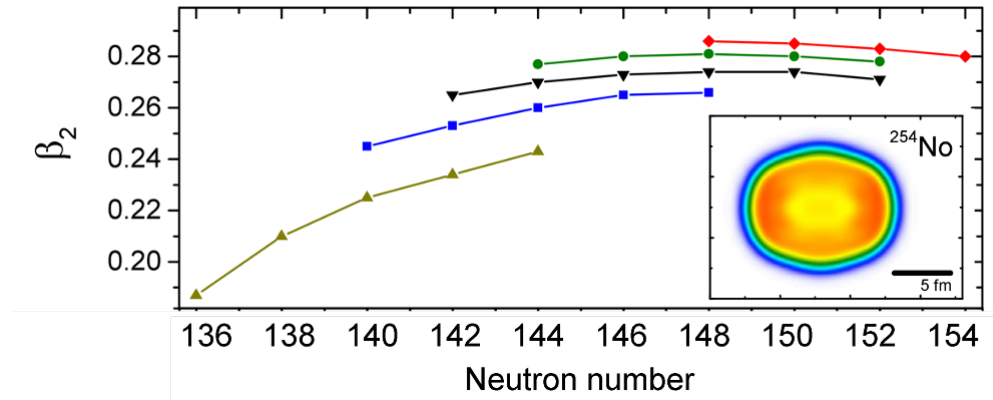


FIGURE 1.10 – Déformation du paramètre β_2 pour les isotopes pair-pair Th (khaki), U (bleu), Pu (noir), Cm (vert) et No (rouge) obtenu par les calculs DFT avec la fonctionnelle UNEDF1 [Rae18]. L'encart de la figure montre la distribution proton du ^{254}No de la plus haute densité (rouge) à la plus basse densité (bleu). / Deformation of the β_2 parameter for even-even isotopes Th (khaki), U (blue), Pu (black), Cm (green), and No (red) obtained through DFT calculations using the UNEDF1 functional [Rae18]. The inset displays the proton distribution of ^{254}No , ranging from the highest to the lowest density, respectively red to blue.

grandement de contraindre les modèles théoriques.

Chapitre 2

Les concepts scientifiques

2.1 English summary : Scientific concepts

The reaction mechanisms

Fusion-evaporation mechanism This fusion-evaporation mechanism, widely employed in our nuclear physics study, entails the fusion of a projectile and a target, resulting in the formation of an excited compound nucleus CN^* and then an excited residue ER^* . Finally, it subsequently undergoes de-excitation through electromagnetic transitions, leading to the sequential reaction described by Eq. 2.1. However, achieving maximum cross-section σ_{ER} , involves overcoming other mechanisms, such as the quasi-elastic reactions competing with the capture phase of cross-section σ_{cap} , the quasi-fission, competing with the formation of the compound nucleus of probability P_{CN} and the fusion-fission, competing with the survival of the compound nucleus of probability P_{surv} . Finally, the total cross-section of evaporation residue formation, σ_{ER} , is described by Eq. 2.2 and all these parasitic mechanisms are depicted in Fig. 2.1.

Evaporation residue and cross-section The determination of the beam energy, in the center of mass, denoted T_{CM} , is crucial to maximize the fusion-evaporation reaction's cross-section σ_{ER} , as depicted in Fig. 2.2. It must be sufficient to overcome the target's fusion barrier without being too high to limit fission. It is expressed in terms of the compound nucleus's excitation energy E_{NC}^* and the Q-value Q_{NC} described in Eq. 2.3. Our objective is to create an endothermic CN reaction, converting the initial kinetic energy of the system into mass (by ensuring $Q_{NC} < 0$). To achieve this, typical beam energies of approximately $\sim 4-5$ MeV/nucleon are used. Furthermore, we aim to reach this energy within the target due to the energy loss in its thickness, which also affects the production rate of evaporation residues (illustrated in Fig. 2.3).

Hot and cold fusion Based on the target/projectile combination, a fusion-evaporation reaction can be categorized into two types : hot and cold fusion. The distinction lies in the excitation energy they possess at the end of the reaction. Cold fusion emits few neutrons due to the most sym-

metrical reactions possible, involving magic projectile/target combinations. On the other hand, hot fusion emits a larger number of neutrons due to very asymmetrical reactions. The choice of the reaction depends on the nucleus of interest, as shown in Fig 2.4. Hot fusion is employed for the synthesis of the new element $Z = 119$, while cold fusion is used for the production of ^{254}No .

De-excitation modes

γ radiation γ transition follows selection rules on the angular momentum λ and parity π of the initial and final states, as shown in Eqs 2.6 and 2.7. It can be either electric (E) or magnetic (M) depending on its multipolarity λ (see Eqs 2.9 and 2.10). By considering the states involved, one can determine the most probable type of transition to be emitted (see Tab 2.1), noting that they are not always pure. Their probability can be calculated using Weisskopf estimates shown in Tab 2.2, and their estimated lifetimes can be determined using Eq 2.11 in the case of transitions involving single particles.

Internal conversion γ transitions can transfer their energy to an electron in the electron shell. The energy of the latter is quantified according to the binding energy B_i of the concerned electron shell (mainly K, L, and M shells) as shown in Tab 2.3. The internal conversion coefficient α is then defined as presented in Eq 2.14, representing the ratio of the intensities of these two de-excitation modes, which can be measured experimentally.

Atomic relaxation The emission of a converted electron leads to a rearrangement of the electron shell, resulting in three main emissions depicted in Fig 2.5 : fluorescence (or X-rays), Auger electrons and Coster-Kronig electrons, which are detected in our experiments.

Decay modes

α decay α particle emission is one of the dominant decay modes in transactinoid nuclei, as depicted in Fig 2.6. It follows the selection rules described in Eqs 2.18 and 2.19. By measuring its energy and lifetime, it enables us to identify the nucleus from which it originates.

Isobaric decay β^- decay is the primary decay mode in the production of neutron-rich nuclei. However, due to its continuous energy spectrum, it does not provide information to identify the nucleus of origin.

Spontaneous fission As fission barriers decrease, this decay becomes prevalent in the superheavy region (for $A \geq 230$). Fission fragments release approximately a hundred MeV of energy, allowing the detection of 100% of this decay mode in our experiments.

Isomeric state

Isomers refer to excited states of nuclei with detectable lifetimes as measured by detection instruments. This stability arises from the specific arrangement of protons and neutrons within their quan-

tum orbitals [Wei36]. There are three categories of isomerism : shape isomers, spin isomers, and high-K isomers (see Fig 2.7), with a focus on the latter in the investigation of the axially symmetric nucleus ^{254}No in Part III.

Quadrupole deformation Transfermium nuclei are characterized by quadrupole deformation, giving them an ellipsoidal shape, in which they stabilize, as illustrated in Fig 2.8. For instance, ^{254}No is considered to have an axial-symmetric quadrupole deformation.

Nuclear excitations There are three types of nuclear excitations that result in a γ radiation spectrum : single-particle excitations, collective vibrational excitations (which can form phonon states), and collective rotational excitations. Among these, collective rotational excitations are highly prevalent in ^{254}No .

Excitation energy ratio An informative indicator of the predominant excitation type in a nucleus is the ratio of energies between the first 4^+ and 2^+ states, denoted $R_{42} = \frac{E(4^+)}{E(2^+)}$ (see Eq 2.25). This ratio has been measured for various nuclei in the superheavy region, as shown in Fig 2.9.

Collective rotation A deformed nucleus possesses multiple possible rotation axis, all perpendicular to its symmetry axis. The convention used to schematically represent the nucleus is presented in Fig 2.10. For nuclei with axial symmetry, we define K as the sum of the angular momentum projections of all valence nucleons, denoted Ω , on the symmetry axis, as defined in Eq 2.27.

Moment of inertia By drawing an analogy between classical mechanics and quantum mechanics, we can describe the collective rotation around a symmetry axis, as explained in Eq 2.32. Consequently, through various developments, it is demonstrated that the rotational motion of the nucleus results in a sequence of excited states E^* depending on their spin I , as shown in Eq 2.35. The difference ΔE_γ between successive states is thus proportional to the spin I (see Eq 2.38). Experimentally, we expect a regular increase in energy, but within the same rotational band, we observe a slight decrease in ΔE_γ with increasing spin, as depicted in Fig 2.11. This phenomenon is attributed to superfluidity, known as the Coriolis force.

Nilsson model The Nilsson model corresponds to a labeling of wave functions (see Eq 2.40) that allows us to designate the orbitals involved in the physical interpretations of experimental data in this thesis.

High-K isomer

Inhibition of a transition The high-K isomer is governed by electromagnetic selection rules, implying that the multipolarity λ of a radiation must exceed the difference ΔK between the bandheads of the initial and final states. Large ΔK requires transitions with high multipolarity λ , and cases where $\lambda < \Delta K$ are forbidden, as illustrated in Fig 2.12. However, due to wave function impurity, these transitions are not strictly forbidden but rather delayed. We then define the degree of inhibition ν for a transition, such that $\nu = |\Delta K| - \lambda$ (see Eq 2.42). Using the hindrance factor F_W (see Eq 2.43), Löbner conducted a systematic study summarized in Fig 2.13, showing a logarithmic trend of this factor depending on the transition type [Löb68], leading to the definition of the hindrance by degree

of inhibition f_v (see Eq.2.45), used as a point of comparison in our data analyses. Also, for large ΔK , F.G. Kondev proposed a new corrected definition of the hindrance factor F that aligns better with experimental data.

Quasi-particle states The formation of a high-K isomeric state arises from the excitation of one or more nucleons to different orbitals. Each contribution to 2-qp (quasi-particles) can be either neutron or proton, depending on the available couplings around the Fermi surface, as schematically shown in Fig.2.14. However, this coupling has an energy cost due to the breaking of nucleon pairing. The excitation energy of a 2-qp state, denoted $e_{2qp(a \rightarrow b)}$, is then given in Eq.2.48, providing valuable information to experimentalists about the energy levels of each state.

Couplings : Gallagher's rules For nuclei with axial symmetry, their spin can be coupled either parallel or antiparallel, resulting in a total spin projection $\Omega = |\Omega_1 \pm \Omega_2|$ (see Eq.2.50). However, the energy contributions of these two couplings are not equivalent, and C.J. Gallagher proposed a rule, for nuclei with masses $150 < A < 190$, to determine the favorable coupling [Gal58] (explained in Eqs.2.51 and 2.52). We will use it for the physical interpretation of the nuclear structure of ^{254}No in Chap.5.

Gyromagnetic factor The gyromagnetic factor is used to calculate the magnetic moment of the spin of a nucleus and is a strong indicator of the configurations of the coupled orbitals. In the case of a nucleus with axial symmetry, the gyromagnetic factor of an excited state comes from the coupling of several individual orbitals. We then define g_K in Eq.2.58, which is very sensitive to the orbital configuration of the couplings and can be measured experimentally and compared to theoretical values [Por99].

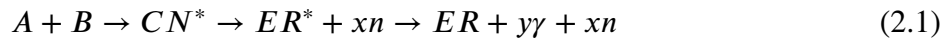
Branching ratio In the same rotational band, a state can decay either by emitting an M1 transition, carrying one unit of angular momentum, or an E2 transition, carrying one or two units of angular momentum, due to its impurity, as shown in the example in Fig.2.16. Therefore, we can calculate a mixing factor, denoted δ , which takes into account the proportion of impurity of the E2 transition (see Eq.2.64). From this factor, we deduce a corrected internal conversion coefficient defined in Eq.2.65. Thus, we obtain the branching ratio $B(M1)/B(E2)$ for a state, as defined in Eq.2.69. Experimentally, this ratio is widely used to infer the gyromagnetic factor g_K and thus the configurations of the coupling orbitals.

2.2 Les mécanismes de réaction

Les éléments les plus lourds des actinides semblent ne pas posséder d'isotopes ayant une durée de vie suffisamment importante pour les trouver naturellement sur Terre. C'est pourquoi aucun signe de leur existence n'a été trouvé pour l'instant. Toutefois, les éléments jusqu'au Californium ($Z = 98$) peuvent être produits en quantité suffisante grâce à la capture neutronique. Or, pour synthétiser des noyaux et des isotopes plus lourds, il est nécessaire de les synthétiser en laboratoire et de les étudier rapidement avant qu'ils ne décroissent vers des noyaux plus légers. Pour cela, plusieurs mécanismes de réaction ont été utilisés : irradiation neutronique, transfert de nucléons, fusion-évaporation, etc. Finalement, le mécanisme le plus utilisé pour synthétiser les noyaux lourds et superlourds est la réaction de fusion-évaporation, introduite dans cette partie. Pour maximiser la section efficace de nos noyaux d'intérêt, d'autres techniques sont utilisées telle que l'optimisation de l'énergie faisceau et la fusion chaude ou froide qui sont également présentées.

2.2.1 Le mécanisme de fusion-évaporation

La réaction de fusion-évaporation consiste à fusionner deux noyaux pour en former un plus lourd. Idéalement, la projection d'un faisceau de noyaux projectiles A sur une cible composée de noyaux B donne lieu à un noyau composé CN puis un résidu d'évaporation ("Evaporation Residue" - ER) dans des états excités notés $*$. Ce sont ces résidus d'évaporation que l'on cherche à étudier par spectroscopie par la suite. Cette réaction séquentielle peut se résumer comme suit (2.1) :



Or, d'autres mécanismes de réaction indésirables sont en compétition avec la formation d'un résidu d'évaporation issu d'une réaction de fusion-évaporation : la quasi-fission, le transfert de nucléons, la réaction quasi-élastique et la fusion-fission. Ils sont résumés dans la Fig. 2.1. Ainsi, le résidu d'évaporation n'est pas formé à chaque fois. Chaque mécanisme forme un système probabiliste et chacune de ces étapes possède une certaine probabilité de se réaliser. La probabilité d'obtenir un résidu d'évaporation est notée σ_{ER} .

La première étape de formation d'un résidu d'évaporation débute par la phase de capture où les noyaux du projectile doivent surpasser la barrière de Coulomb des noyaux de la cible afin d'être "capturés" par ces derniers. Ce processus est alors en compétition directe avec la réaction quasi-élastique. Le système entre en phase de capture avec une certaine probabilité notée σ_{cap} . Ensuite, la quasi-fission est dominante dans les interactions entre noyaux lourds et forme un obstacle dans la formation des résidus d'évaporation. Le projectile et la cible forment un système composite en échangeant des nucléons dans un temps très court (de l'ordre de 10^{-22} s). Or, ce système peut se séparer en deux noyaux qui peuvent aisément être confondus avec de réels fragments de fusion-fission ou de fission. La probabilité de former un noyau composé est alors notée P_{CN} . Ensuite, une fois le processus de fusion engagé, le noyau composé se forme dans un état fortement excité. Il

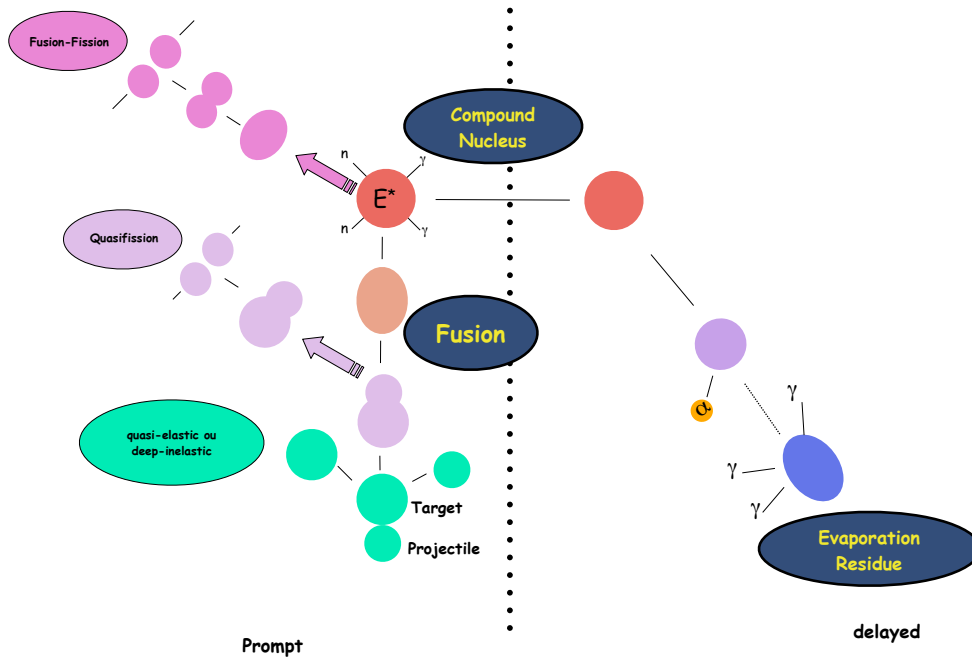


FIGURE 2.1 – Différentes étapes et mécanismes en compétition de la réaction de fusion évaporation [Dor19]. / Various steps and competing mechanisms in the fusion- evaporation reaction [Dor19].

partage cette énergie d’excitation entre son énergie cinétique et son énergie d’excitation interne. Parfois, l’énergie d’excitation interne est si importante que le noyau composé se sépare en deux fragments : on parle alors de fusion-fission. Cette étape se déroule sur un temps très court également (de l’ordre de 10^{-19} - 10^{-20} s) [Ber21]. Elle est considérée comme indésirable car elle produit un fragment de fission très stable (autour du ^{208}Pb doublement magique) et un second fragment de fission plus léger. Heureusement, avec une certaine probabilité notée P_{surv} , le noyau composé est également capable de se désexciter en évaporant des particules légères comme des neutrons et des γ majoritairement (mais aussi des protons et des α) pour former un noyau lourd plus stable : le résidu d’évaporation. Par la suite, le résidu est toujours excité et tente de se stabiliser à travers des transitions électromagnétiques, l’émission de particules α ou même la fission. Finalement, la section efficace (*i.e.* la probabilité σ_{ER}) pour obtenir le mécanisme de fusion-évaporation est calculée comme suit :

$$\sigma_{ER} = \sigma_{cap} \cdot P_{CN} \cdot P_{survie} \tag{2.2}$$

Une fois l’évaporation du résidu d’évaporation réalisée, il est possible d’étudier la désexcitation de ce noyau de recul ainsi formé en réalisant une spectroscopie retardée au plan cible des expériences (voir section 3.2.2). Cette voie de réaction a été largement exploitée pour synthétiser et identifier les éléments de l’Einsteinium ($Z = 99$) à l’Oganesson ($Z = 118$) et est utilisée pour la synthèse du nouvel élément $Z = 119$ ainsi que pour l’étude spectroscopique du ^{254}No .

2.2.2 Résidu d'évaporation et section efficace

Pour réaliser une réaction de fusion-évaporation, on utilise un certain couple faisceau/cible. Un des paramètres sur lequel il est possible de jouer est l'énergie cinétique du faisceau de ce couple. Il est nécessaire d'apporter une certaine énergie cinétique au système afin de surpasser la barrière coulombienne (résultant de la force électromagnétique entre protons, de la force de viscosité entre nucléons, de la force de Coriolis, etc.). Or, l'énergie cinétique ne doit pas être trop grande, au risque de favoriser la fission du système. Cette optimisation d'énergie faisceau est cruciale dans l'étude des noyaux lourds et superlourds comme on le verra dans la section [6.3](#).

Le noyau composé est synthétisé avec une certaine énergie d'excitation, noté E_{CN}^* , correspondant à la somme de l'énergie cinétique du système projectile/cible dans son centre de masse, noté T_{CM} et la chaleur de réaction pour former le noyau composé, noté Q_{NC} :

$$E_{NC}^* = T_{CM} + Q_{NC} \quad (2.3)$$

On note que T_{CM} s'exprime avec l'énergie cinétique du système projectile/cible dans le centre du laboratoire, noté T_{lab} , et les masses de la cible et du projectile du système telle que :

$$T_{CM} = \frac{m_{cible}}{m_{cible} + m_{projectile}} \cdot T_{lab} \quad (2.4)$$

Les calculs de ces deux équations sont détaillés dans l'annexe [A](#).

La chaleur de réaction correspond à la quantité d'énergie libérée au cours de la réaction et peut être définie à partir de l'équivalence masse-énergie (compte tenu de la conservation de l'énergie de réaction). Q_{NC} peut donc être définie à partir d'énergie de masse correspondant à la différence d'énergie de liaison entre le système final et initial :

$$Q_{NC} = (\sum M_{initial} - \sum M_{final}) \cdot c^2 = \sum \Delta_{initial} - \sum \Delta_{final} = \sum B_{final} - \sum B_{initial} \quad (2.5)$$

avec M correspondant à la masse, Δ le défaut de masse et B l'énergie de liaison.

La réaction est dite exothermique lorsque $Q_{NC} > 0$, *i.e.* l'énergie cinétique du système final est plus grande que l'énergie cinétique du système initial, ce qui implique une conversion de masse en énergie cinétique et/ou énergie d'excitation. Dans le cas contraire, la réaction est dite endothermique ($Q_{NC} < 0$). Les réactions de fusion-évaporation sont donc très endothermiques car on convertit l'énergie cinétique du système initial en masse pour former un noyau plus lourd. Il paraît donc clair que l'on cherche à minimiser cette valeur négative de la chaleur de réaction Q_{NC} pour minimiser l'énergie d'excitation du noyau composé et donc évaporer un minimum de neutrons (pour favoriser la stabilisation du système rapidement). D'après les équations [2.3](#) et [2.4](#), on cherche alors à minimiser l'énergie cinétique T_{CM} *via* la minimisation de l'énergie du faisceau T_{lab} et/ou du rapport de masse $\frac{m_f}{m_i + m_f}$ (en prenant par exemple un couple faisceau/cible le plus symétrique possible).

Finalement, les chances de survie du noyau composé augmente ce qui se traduit par des sections efficaces beaucoup plus grandes. L'énergie (cinétique) du faisceau joue alors un rôle important dans la section efficace des différents isotopes que l'on synthétise par évaporation de neutrons. Cet effet est visible dans la Fig. 2.2 où différentes énergies cinétiques du noyau projectile ont été testées pour mesurer la section efficace du noyau de recul. Ces fonctions d'excitations permettent de déterminer la section efficace optimale pour chaque voie d'évaporation de neutron. J'ai alors effectué ce même travail avec un faisceau de ^{51}V sur une cible de ^{159}Tb dans le cadre de la synthèse du nouvel élément visible dans la section 6.3.4.

Pour illustrer ces propos, nous pouvons prendre en exemple la réaction $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$ dont la spectroscopie du ^{254}No est l'un des objets de cette thèse. Le faisceau et la cible sont tous les deux des noyaux doublement magiques. Les sections efficaces pour cette réaction sont les plus grandes dans cette région de masse, de l'ordre du microbarn. D'après la Fig. 2.2, l'énergie du faisceau qui maximise cette voie d'évaporation est $E_{beam} \sim 215$ MeV. Avec une telle énergie cinétique de faisceau, le noyau composé atteint une énergie d'excitation E_{NC}^* de 20.58 MeV. Sachant que l'énergie d'évaporation du premier neutron est de ~ 8.5 MeV et du deuxième neutron de ~ 7.5 MeV (l'énergie cinétique des neutrons est issue de [Hol63]), il est possible d'évaporer deux neutrons au système pour synthétiser le ^{254}No qui possèdera une énergie d'excitation de ~ 4.5 MeV.

Pour maximiser la section efficace de production du résidu d'évaporation, il est nécessaire d'optimiser l'énergie d'excitation du noyau composé au moment de sa production. Dans ce but, l'énergie cinétique du noyau projectile doit être ajustée pour être comprise dans une petite fenêtre qui doit permettre au noyau projectile de franchir la barrière coulombienne au contact du noyau cible sans pour autant apporter trop d'énergie pour favoriser la fission. Pour franchir cette barrière, les noyaux projectiles sont accélérés à des énergies typiques de $\sim 4-5$ MeV par nucléon (soit quelques % de la vitesse de la lumière).

Pour maximiser la production de noyaux d'intérêt, on s'arrange pour que l'énergie cinétique optimale E_{opt} soit atteinte approximativement au milieu d'une cible d'épaisseur e . Les ions du faisceau perdent en moyenne une énergie E_{perte} en traversant la moitié de la cible. Ainsi, on cherche à obtenir une énergie d'ions du faisceau $E_{fais.} = E_{opt} + E_{perte}$ comme illustré dans la Fig. 2.3. Après la fusion-évaporation, l'énergie de recul du noyau composé E_{CN} perd une énergie ΔE_{CN} dans la cible. Ainsi, lors d'une expérience, il faut veiller à ce que l'énergie $E_{CN} - \Delta E_{CN}$ soit suffisante pour atteindre le détecteur d'implantation. Également, l'épaisseur de la cible joue un rôle sur le taux de production des noyaux de recul et du stragglng angulaire. L'optimisation de ces différents paramètres a été réalisée dans les travaux de [Kha07].

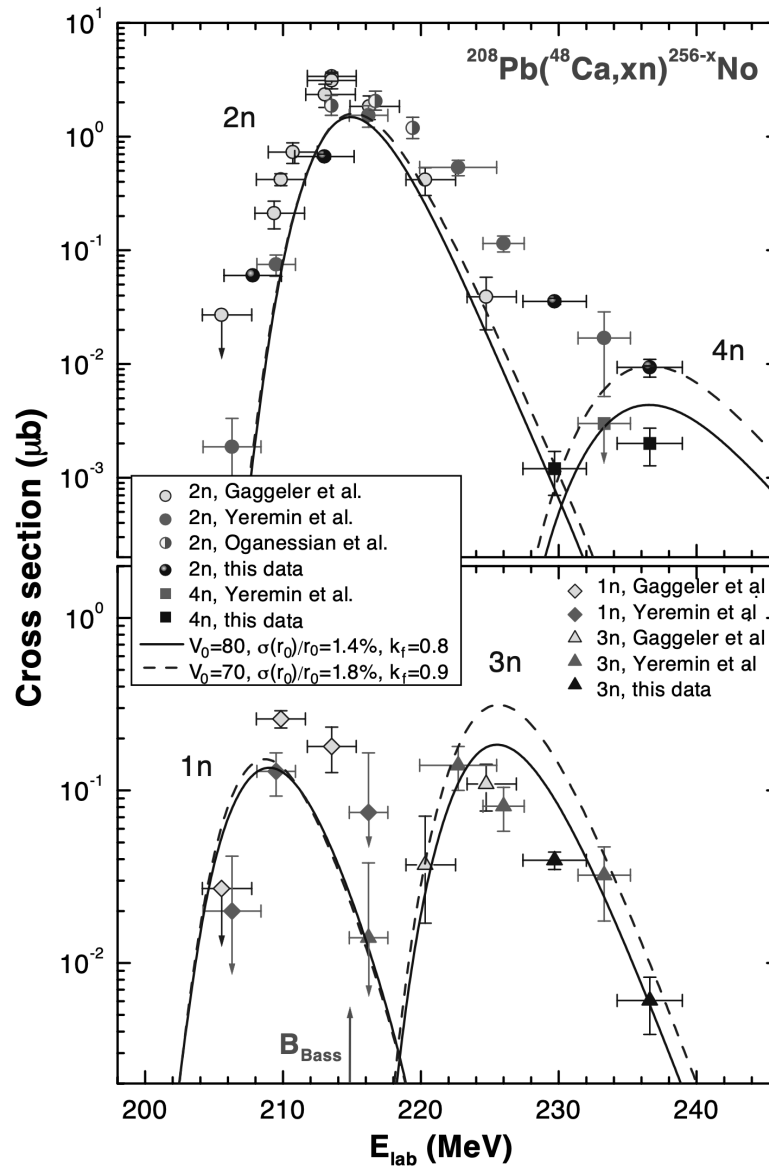


FIGURE 2.2 – Fonction d’excitation pour les réactions $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)$ obtenues dans [Bel03] à partir des études menées dans [Oga01; Gäg89; Yer98] (symboles). Ces résultats sont comparés avec les calculs HIVAP [Rei92] (lignes). / Excitation functions for the $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)$ reactions obtained in [Bel03], from studies conducted in [Oga01; Gäg89; Yer98] (symbols). These results are compared with the HIVAP calculations [Rei92] (lines).

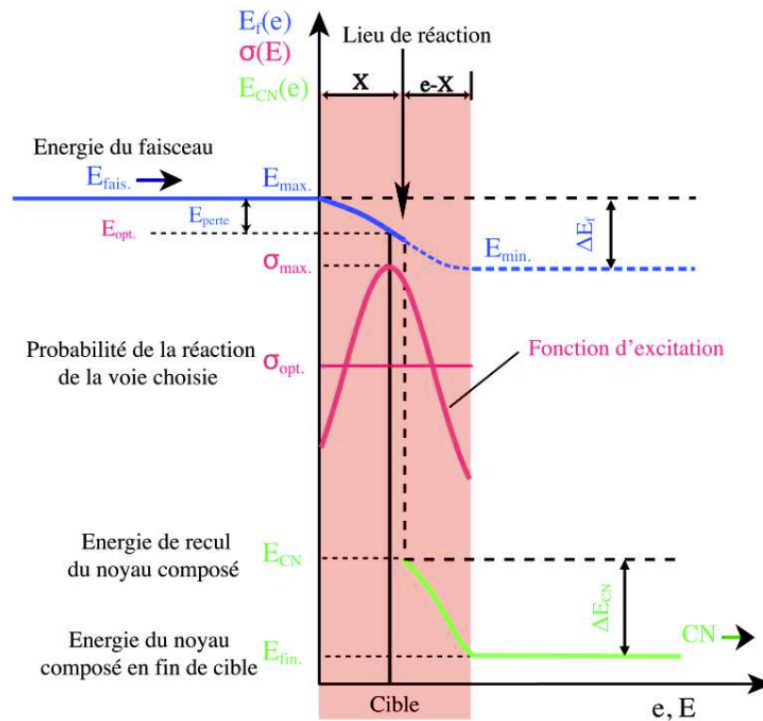


FIGURE 2.3 – Représentation schématique de la perte énergétique liée au faisceau (bleu), de la section efficace de la voie choisie (rouge) et de l'énergie perdue par le noyau composé (vert) en fonction de la profondeur de cible d'épaisseur e . Figure extraite de [Kha07]. / Schematic representation of energy loss due to the beam (blue), the chosen channel's cross-section (red), and the energy lost by the compound nucleus (green) as a function of target depth with thickness e . Figure extracted from [Kha07].

2.2.3 Fusion chaude et fusion froide

On peut classer les réactions de fusion-évaporation en deux classes : la fusion dite "froide" et "chaude" qui dépend du couple cible-projectile utilisé.

Lors d'une fusion "froide", le système est formé avec une faible énergie d'excitation (de l'ordre de 10 à 20 MeV). Cette dernière est induite par l'utilisation de la magicité ou de la quasi-magicité de la cible et/ou du projectile qui présente un très petit défaut de masse (dû à leur stabilité). Pour de tels couples, la valeur de la chaleur de réaction Q_{CN} est fortement négative par l'apport d'une grande énergie de liaison au système. Cette réaction présente alors peu d'émissions neutroniques (1 à 2 neutrons généralement). Elle est principalement utilisée pour des réactions les plus symétriques possibles avec des noyaux stables comme le ^{48}Ca et le ^{208}Pb .

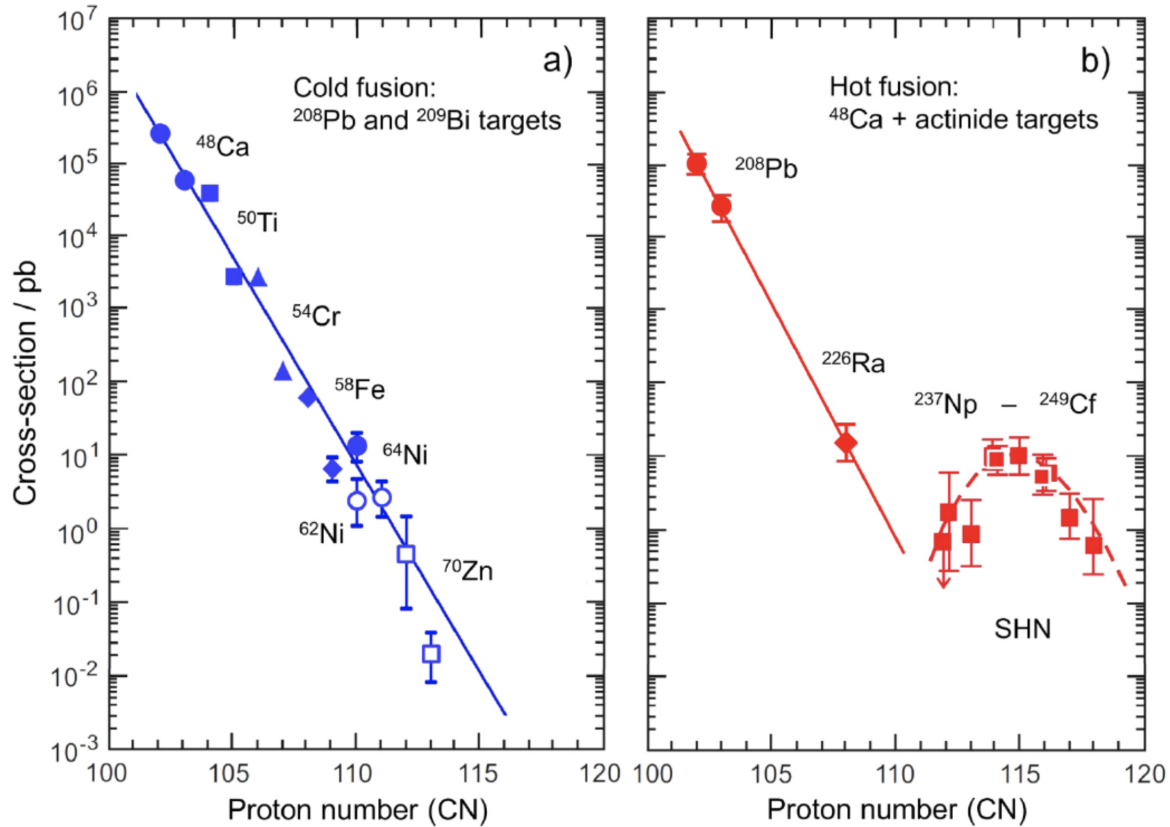


FIGURE 2.4 – Mesures des sections efficaces pour (a) les réactions de fusion froide et (b) les réactions de fusion chaude utilisées pour la synthèse des éléments superlourds. Figure extraite de [Zag08]. / *Measurements of cross-sections for (a) cold fusion reactions and (b) hot fusion reactions used in the synthesis of superheavy elements. Figure extracted from [Zag08].*

Lors d'une fusion "chaude", la chaleur de réaction prélève moins d'énergie. Le système formé par fusion va alors posséder une plus grande énergie d'excitation (de l'ordre de 25 à 50 MeV) se traduisant par une haute émission de neutrons (plus de 3 neutrons généralement). C'est ce que l'on observe dans des réactions très asymétriques faisant intervenir des cibles plus lourdes (souvent radioactives) et des projectiles légers. On peut par exemple citer des réactions de $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ ou $^{18}\text{O} + ^{242}\text{Pu}$.

Le choix du type de fusion dépend beaucoup de l'instrumentation utilisée et du noyau d'intérêt à synthétiser. Comme l'illustre la Fig. 2.4, la fusion froide favorise largement la synthèse des éléments jusqu'au Nihonium ($Z = 113$) à l'aide de cibles doublement magiques comme le ^{208}Pb ou le ^{209}Bi . C'est cette méthode qui est d'ailleurs utilisée pour synthétiser le $^{254}_{102}\text{No}$ analysé dans cette thèse grâce à la réaction de fusion évaporation $^{48}\text{Ca}(^{208}\text{Pb}, 2n)^{254}\text{No}$. Or, les limites de cette fusion

sont atteintes à partir de l'élément 113 qui possède une section efficace de l'ordre de 10^{-1} pb lorsque des noyaux projectiles de plus en plus lourds (et donc de moins en moins stables) sont utilisés. A contrario, en exploitant la double magie du ^{48}Ca couplé à des cibles de plus en plus lourdes, la fusion chaude présente des sections efficaces plus grandes autour de noyaux composés autour de $Z = 115$. C'est ce qui est exploité pour la synthèse du nouvel élément au $Z = 119$ qui utilise un faisceau projectile de ^{51}V sur une cible lourde de ^{248}Cm . Finalement, ces deux méthodes sont très complémentaires et permettent donc de viser des isotopes différents d'un même élément selon les voies d'évaporation empruntées.

2.3 Les modes de désexcitation

Les noyaux transfermia synthétisés suite à une fusion-évaporation se trouvent dans des états très excités se traduisant par une énergie d'excitation importante qu'ils ont besoin d'évacuer. Suite à l'évaporation neutronique, cette énergie va s'évaporer à travers différents processus tels que des transitions électromagnétiques émettrices de rayonnements γ . Ces processus sont des sources précieuses d'information pour sonder la structure nucléaire de nos noyaux d'intérêt (^{254}No dans cette thèse). Nous allons voir dans cette partie ces différents rayonnements plus en détail ainsi que les phénomènes de conversion interne qui les accompagnent.

2.3.1 Le rayonnement gamma

Un noyau dans un état excité est capable d'émettre une partie ou l'intégralité de son énergie d'excitation *via* l'interaction électromagnétique (émission d'un photon). Ce processus ne change pas la charge électrique du noyau émetteur. Il réduit son énergie d'excitation et peut changer le spin et la parité de l'état excité peuplé par le noyau. Cependant, ce processus est régi par des règles de sélection. Un photon, dit rayonnement γ d'une énergie $E_\gamma = E_i - E_f$ est émis en passant d'un état excité de spin initial \vec{I}_i de parité π_i à un état final de spin \vec{I}_f de parité π_f . On note son moment angulaire $\vec{\lambda}$ et sa parité π_γ . Ce rayonnement respecte les règles de conservation suivantes :

$$\pi_i \cdot \pi_\gamma \cdot \pi_f = 1 \quad (2.6)$$

$$\vec{\lambda} = \vec{I}_i + \vec{I}_f \quad (2.7)$$

La nature de cette transition peut être soit électrique (notée E) ou soit magnétique (notée M) en fonction de son moment angulaire $\vec{\lambda}$ et des deux règles de sélection suivantes. Premièrement, la transition possède une certaine multipolarité λ dont les valeurs quantiques possibles sont encadrées par :

$$|I_i - I_f| \leq \lambda \leq |I_i + I_f| \quad (\lambda \neq 0) \quad (2.8)$$

Deuxièmement, la parité des transitions électriques, notée $\pi_f^{E_\lambda}$, et magnétiques, notées $\pi_f^{M_\lambda}$, est régie par :

$$\pi_f^{E_\lambda} = (-1)^\lambda \cdot \pi_i^{E_\lambda} \quad (2.9)$$

$$\pi_f^{M_\lambda} = (-1)^{\lambda+1} \cdot \pi_i^{M_\lambda} \quad (2.10)$$

Si les spins des états initiaux et finaux sont connus, il est possible de prédire le type de rayonnement qui sera émis avec la plus grande probabilité comme montré dans le tableau [2.1](#).

ΔI	0	1	2	3	4
$\pi_f = -\pi_i$	E1	E1	M2	E3	M4
$\pi_f = \pi_i$	M1	M1	E2	M3	E4

TABLE 2.1 – Multipolarité dominante pour une transition γ en fonction de son spin ΔI et sa parité π . / *Dominant multipolarity for a γ transition as a function of its spin ΔI and parity π .*

Cependant, la nature des transitions électromagnétiques ne sont pas toujours pures et peuvent être composées d'un mélange de différentes multipolarités. Par exemple, une différence de spin $|\Delta I| = 2$ peut aussi bien être une transition à composante majoritaire magnétique (M2) et une composante minoritaire électrique (E1).

Il est possible de mesurer la probabilité de transition γ , *i.e.* la probabilité de passage de l'état initial à l'état final d'une transition. Elle est différente selon le caractère de la transition. Un ordre de grandeur de ces probabilités de transition $\lambda(E_i)$, $\lambda(M_i)$ est donné par les estimations de Weisskopf dans la table [2.2](#) [[Kra91](#)]. Ces valeurs servent de comparaison avec les probabilités observées expérimentalement et décroissent d'environ 4 à 5 ordres de grandeur pour chaque ordre de multipolarité. On peut également remarquer que les probabilités des transitions électriques sont plus fortes que celles des transitions magnétiques. Ces estimations Weisskopf sont réservées aux transitions de particules individuelles et non aux transitions collectives (bandes de rotation, isomères, etc.) bien qu'elles peuvent donner une idée du degré de collectivité des transitions collectives. Ces dernières peuvent être émises beaucoup plus rapidement.

Enfin, il est possible d'estimer le temps de vie $T_{1/2}^W$ associé à ces probabilités de transitions Weisskopf λ^W qui nous donne une mesure minimale du temps de vie de la transition. Il est donné par :

$$T_{1/2}^W = \frac{\ln(2)}{\lambda^W} \quad (2.11)$$

$$\begin{array}{ll}
 \lambda^W(E_1) = 1,0 \cdot 10^{14} \cdot A^{2/3} \cdot E_\gamma^3 & \lambda^W(M_1) = 5,6 \cdot 10^{13} \cdot E_\gamma^3 \\
 \lambda^W(E_2) = 7,3 \cdot 10^7 \cdot A^{4/3} \cdot E_\gamma^5 & \lambda^W(M_2) = 3,5 \cdot 10^7 \cdot A^{2/3} \cdot E_\gamma^5 \\
 \lambda^W(E_3) = 3,4 \cdot 10^1 \cdot A^2 \cdot E_\gamma^7 & \lambda^W(M_3) = 1,6 \cdot 10^1 \cdot A^{4/3} \cdot E_\gamma^7 \\
 \lambda^W(E_4) = 1,1 \cdot 10^{-5} \cdot A^{8/3} \cdot E_\gamma^9 & \lambda^W(M_4) = 4,5 \cdot 10^{-6} \cdot A^2 \cdot E_\gamma^9
 \end{array}$$

TABLE 2.2 – Estimation des probabilités de Weisskopf λ^W (en s^{-1}) pour les transitions électriques et magnétiques jusqu'à la multipolarité $\lambda = 4$. Les énergies E_γ sont exprimées en MeV. / *Estimation of Weisskopf probabilities λ^W (in s^{-1}) for electric and magnetic transitions up to multipolarity $\lambda = 4$. Energies of the γ -rays are expressed in MeV.*

Le rapport de ce temps de vie Weisskopf $T_{1/2}^W$ par rapport à celui relevé expérimentalement nous permet alors de quantifier la nature de la transition mesurée. On note qu'un rapport unitaire correspondra à une transition de particule individuelle tandis qu'un rapport différent de l'unité révélera une erreur d'attribution du spin-parité de l'état final et/ou initial de la transition [Lov17] dans la région des noyaux très lourds et superlourds.

2.3.2 La conversion interne

La conversion interne est un processus de décroissance électromagnétique qui entre fortement en compétition avec l'émission d'un rayonnement γ de basses énergies. L'énergie de la transition électromagnétique peut être transférée à un électron du cortège électronique de l'atome entraînant son émission.

La conversion interne est un processus à seuil, *i.e.* l'énergie nécessaire pour émettre un électron est quantifiée et doit être supérieure à celle de l'énergie de liaison de l'électron. L'énergie cinétique de l'électron de conversion E_{e^-} est égale à la différence entre l'énergie de la transition E_γ et de l'énergie de liaison B_i de la couche atomique concernée :

$$E_{e^-} = E_\gamma - B_i \quad (2.12)$$

La valeur de l'énergie de liaison B_i dépend de la couche électronique d'origine de l'électron de conversion. Ce sont majoritairement les électrons des couches internes K, L et M qui sont concernés par ce processus. Le spectre énergétique de conversion interne présente, pour chaque transition, un ensemble de pics discrets correspondant aux contributions des différentes couches électromagnétiques du noyau émetteur. Les énergies de liaison de ces trois couches sont listées dans le tableau 2.3 pour l'élément nobélium ($Z = 102$).

Comme il y a compétition entre les deux rayonnements γ et ICE, il existe une probabilité totale de décroissance λ_{tot} définie comme la somme des probabilités d'émission d'un rayonnement γ , notée λ_γ , et d'émission d'un électron de conversion interne, notée λ_e tel que :

Couche	K	L1	L2	L3	M1	M2	M3	M4	M5
B_i (keV)	149.3	29.222	28.28	21.85	7.670	7.23	5.73	5.05	4.765

TABLE 2.3 – Energies de liaison B_i pour les électrons des trois premières couches atomiques K, L et M de l'élément Nobelium ($Z = 102$) tiré de [Kib08]. / Nobelium ($Z = 102$) binding energies B_i for electrons in the first three atomic shells : K, L, and M, taken from [Kib08].

$$\lambda_{tot} = \lambda_\gamma + \lambda_e = \lambda_\gamma \cdot (1 + \alpha) \quad (2.13)$$

On note alors α le coefficient de conversion interne total défini comme :

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \quad (2.14)$$

Ce coefficient α correspond à la somme des coefficients partiels α_{ij} où i représente la couche atomique de l'électron de conversion et j la sous-couche atomique de chaque couche i tel que :

$$\alpha = \sum_i \sum_j \alpha_{ij} = \alpha_K + \alpha_{L1} + \alpha_{L2} + \alpha_{L3} + \alpha_{M1} + \dots \quad (2.15)$$

Il est possible d'approximer le coefficient de conversion interne α pour les transitions multipolaires électriques et magnétiques par la formule suivante [Kra91] :

$$\alpha(E\lambda) \approx \frac{Z^3}{n^3} \cdot \frac{\lambda}{\lambda + 1} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar \cdot c} \right)^4 \cdot \left(\frac{2 \cdot m_e \cdot c^2}{E_\lambda} \right)^{\lambda + \frac{5}{2}} \quad (2.16)$$

$$\alpha(M\lambda) \approx \frac{Z^3}{n^3} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \hbar \cdot c} \right)^4 \cdot \left(\frac{2 \cdot m_e \cdot c^2}{E_\lambda} \right)^{\lambda + \frac{3}{2}} \quad (2.17)$$

où n est le numéro de la couche atomique de l'électron de conversion interne émis, E_γ l'énergie de la transition électromagnétique (en MeV) et m_e la masse de l'électron au repos (en MeV/ c^2).

Il est important de noter que le coefficient de conversion est plus élevé pour les transitions magnétiques qu'électriques à une même énergie et même multipolarité. Finalement, à partir des équations 2.16 et 2.17, certaines occurrences sont rencontrées en termes de conversion interne comme :

- elle est d'autant plus grande que l'ordre de multipolarité de la transition électromagnétique λ est grand,
- elle décroît pour des couches atomiques n plus élevées,
- elle décroît avec l'augmentation de l'énergie de la transition E_γ ,
- elle augmente rapidement avec l'augmentation du numéro atomique Z .

Cette dernière caractéristique montre l'importance de la conversion interne dans les noyaux trans-fermia de Z très élevés [The08]. En effet, on observera un très fort taux de conversion interne pour

les transitions de basses énergies de types magnétiques par exemple, ce qui nous permet de mieux appréhender le schéma de niveaux de noyaux comme dans le ^{254}No (voir partie III). On appelle d'ailleurs une "bouffée d'électrons" (ou douches d'électrons) la cascade de plusieurs transitions électromagnétiques converties (ICE) et les effets de relaxation atomique (qui sont détaillés dans la section suivante) dans un noyau transfermium. Or, cette bouffée d'électrons peut poser un problème pour la détection des pics d'électrons car ces derniers se somment dans nos détecteurs. Pour pallier cet effet, des détecteurs tunnels sont placés aux abords du détecteur d'implantation comme on le verra en détail dans la section 3.5.5.

2.3.3 La relaxation atomique

La conversion interne consiste en l'émission d'un électron provenant du cortège électronique du noyau. Or, la place vacante laissée par cet électron est rapidement remplie par un autre électron d'une couche atomique plus élevée ce qui aboutira à un réarrangement du cortège électronique. On appelle relaxation atomique tous les effets qui en découlent. Elle consiste en trois principaux processus comme illustrés dans la Fig. 2.5. Il est important de prendre en compte ces processus lors des analyses des spectres expérimentaux car ils sont très présents.

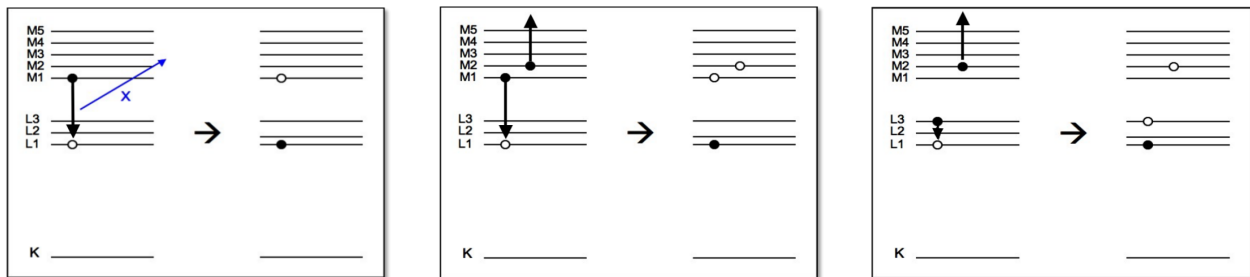


FIGURE 2.5 – Schéma des différents processus se produisant durant la relaxation atomique : la fluorescence [Bar18] (gauche), les émissions d'électrons Auger [Aug25] (milieu) et les émissions d'électrons Coster-Kronig [Cos35] (droite). / Representation of the various processes occurring during atomic relaxation : fluorescence [Bar18] (left), Auger electron emissions [Aug25] (middle), and Coster-Kronig electron emissions [Cos35] (right).

La fluorescence consiste en l'émission d'un rayonnement X (photon) par le passage d'un électron d'une couche plus élevée à plus basse. L'énergie du rayon X est donc quantifiée et correspond à la différence entre les énergies de liaison des couches atomiques [Bar18]. Ces derniers sont très utiles pour identifier l'élément du noyau car ils sont typiques de chaque élément. Également, les intensités des rayons X que l'on trouve dans les spectres expérimentaux sont dépendants des types de transitions impliquées. Comme on peut le remarquer dans le tableau 2.3, les énergies de liaison sont d'autant plus grandes pour des couches basses. Ainsi, des transitions électriques (très souvent de hautes énergies > 100 keV) vont pouvoir fournir assez d'énergie pour le passage d'un électron

d'une couche $L \rightarrow K$ par exemple créant beaucoup de fluorescence autour de 120 keV tandis que des transitions magnétiques (très souvent de basses énergies < 100 keV) ne pourront pas fournir de telles énergies ; elles produiront alors beaucoup de fluorescence autour de 25 keV par des passages de couches de type $M \rightarrow L$ par exemple. L'ensemble des énergies des rayons X de l'élément nobélium ($Z = 102$) sont affichées dans l'annexe **B**.

L'émission d'un électron Auger [Aug25] peut être comparée au même principe que la fluorescence mais appliquée à un électron. Au lieu d'obtenir l'émission d'un rayon X, on obtient l'émission d'un électron (d'énergie quantifiée). En effet, lors du réarrangement du cortège électronique, l'énergie relâchée peut parfois être transférée à un électron d'une couche plus haute provoquant l'éjection de ce dernier. Ainsi, deux places vacantes apparaissent après ce processus contrairement à la fluorescence qui n'en laisse qu'une seule.

Enfin, le dernier processus est un cas particulier d'une transition Auger. La transition Coster-Krönig [Cos35] apparaît lorsque la couche vacante de l'électron de conversion émis est remplie par un électron de la même couche (mais de sous-couches différentes).

2.4 Les modes de décroissance

Une fois que le noyau s'est désexcité à travers des transitions électro-magnétiques ou des conversions internes, le noyau va décroître vers des noyaux plus stables, au bout d'un certain temps de vie, *via* plusieurs émissions comme la particule α , β ou la fission spontanée. Les zones majoritaires de chaque décroissance est représentées dans la Fig. 2.6 dans la région des noyaux transférmiia. Ces émissions sont caractéristiques de chaque élément et isotope ce qui constitue de précieux indicateurs pour identifier les noyaux synthétisés.

2.4.1 La décroissance α

La décroissance α s'effectue par l'émission d'un ion doublement magique ${}^4\text{He}^{2+}$. Le noyau père, noté ${}^A_Z X_N$, de spin I_i décroît vers son noyau fils, noté ${}^{A-4}_{Z-2} X_{N-2}$, de spin I_f en émettant une particule α de spin-parité $I^{\pi_\alpha} = 0^+$ et d'énergie E_α . Cette dernière obéit à des règles de sélection telle que :

$$|I_i + I_f| \leq l \leq |I_i - I_f| \quad (2.18)$$

$$\pi_\alpha = (-1)^l \quad (2.19)$$

Dans la région des transférmiium, l'énergie emportée par la particule α est généralement comprise entre 5 et 12 MeV. Elle constitue le mode de décroissance majoritaire dans les noyaux lourds

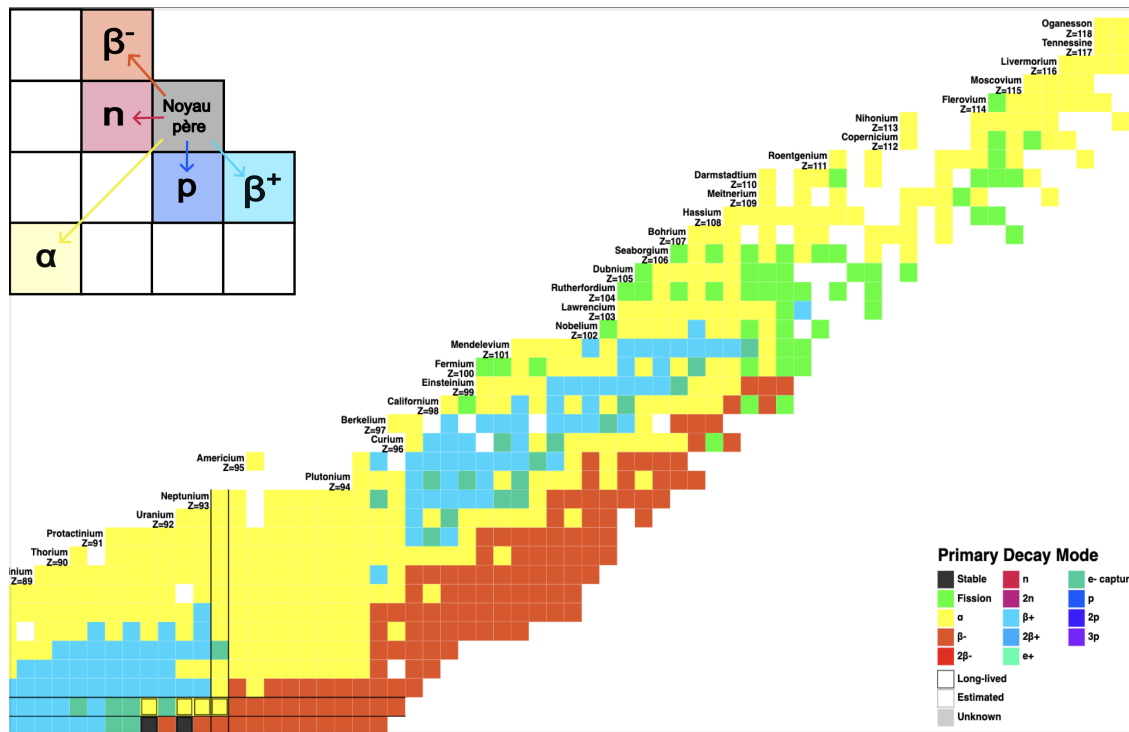


FIGURE 2.6 – Zoom de la charte des noyaux sur la région de masse de l’Uranium ($Z = 92$) à l’Oganesson ($Z = 118$). Le code couleur indique les modes de décroissances principaux pour chaque isotope [San]. / Zoom on the chart of nuclei in-between the Uranium ($Z = 92$) and Oganesson ($Z = 118$) mass regions. The colour code indicates the main decay modes for each isotope [San].

comme illustré dans l’insert de la Fig. 2.6. De plus, l’énergie de cette particule α est unique pour chaque élément et chacun de ses isotopes. En couplant la mesure de cette énergie avec le temps de vie du noyau père, il est possible d’identifier avec une grande certitude le noyau père. C’est ce que l’on appelle spectroscopie α .

Lors d’une expérience de spectroscopie nucléaire, le noyau père est arrêté dans un détecteur d’implantation. Ce dernier étant au repos, la particule α d’énergie cinétique T_α , et le noyau fils d’énergie cinétique T_Y se partagent donc la chaleur de réaction libérée au cours de la réaction de décroissance. En reprenant l’équation 2.5, on peut réécrire la chaleur de réaction Q telle que :

$$Q = T_\alpha + T_Y \tag{2.20}$$

Par conservation du moment cinétique, on obtient :

$$T_Y = \frac{m_\alpha}{m_Y} \cdot T_\alpha \tag{2.21}$$

Pour une décroissance α , on peut approximer le rapport de masse tel que :

$$\frac{m_\alpha}{m_Y} \approx \frac{4}{A-4} \quad (2.22)$$

Alors, l'énergie cinétique T_α est approximée telle que :

$$T_Y = \frac{A-4}{A} \cdot Q \quad (2.23)$$

Finalement, l'énergie cinétique T_α de la particule α emporte avec elle une fraction $\frac{A-4}{A}$ de la chaleur de réaction correspondant à plus de 98% de la chaleur de réaction pour des noyaux de masse $A \sim 250$. Ainsi, un grand nombre de noyaux transférera décroissant par émission d'une particule α dans leur état fondamental qui constitue un moyen très efficace pour évacuer de l'énergie et donc de se stabiliser. On peut d'ailleurs montrer, grâce au modèle de la goutte liquide, que les premières désexcitations α apparaissent autour de $N \sim 150$ (le plus léger étant le ^{144}Nd).

Une des propriétés principales de la décroissance α est qu'elle peut provenir de différents états du noyau père et aboutir sur différents états du noyau fils. Cette propriété est connue comme étant la structure fine de la décroissance α . La mesure des intensités des pics provenant du spectre énergétique discret des décroissances α donne accès à des informations sur le spin et la parité des noyaux père et fils grâce aux règles de sélection et nous permet également de construire la fonction d'excitation d'une réaction en identifiant les noyaux père produits à différentes énergies faisceau données. C'est ce qui sera fait dans la section [6.3.4](#) de cette thèse.

2.4.2 La décroissance isobarique

La décroissance β^- est la plus répandue dans l'ensemble des nucléides. Cependant, au delà du Plomb ($Z = 82$), elle entre en compétition avec la décroissance α jusqu'à quasiment être inexistante au-delà du Fermium ($Z = 100$). En effet, dans la région de masse des noyaux lourds, les noyaux sont plus sensibles à la capture électronique et à la décroissance α pour les très riches en protons (le dernier isotope décroissant en β^- est le mendelevium ($Z = 101$) et la fission pour les riches en neutrons. Dans la zone d'intérêt de cette thèse, on parlera de la décroissance β^- qui est majoritaire dans la production de noyaux riches en neutrons.

Malheureusement, la décroissance β ne nous permet pas d'identifier de façon précise le noyau père duquel il est issu. Son spectre continu en énergie rend impossible l'identification du noyau père et est facilement confondu avec le bruit de fond. Ainsi, plus le rapport d'embranchement β est important, plus le nombre de noyaux non identifiés au cours des expériences est grand.

2.4.3 La fission spontanée

La fission spontanée consiste en la fragmentation d'un noyau en deux noyaux plus légers. Elle constitue un des modes de décroissance le plus courant dans notre région car les noyaux très lourds existent principalement par des effets de couches qui abaissent leur barrière de fission. La force coulombienne devient de plus en plus forte pour un nombre de protons Z de plus en plus grand, favorisant cette décroissance à la décroissance α par exemple. C'est pourquoi cette décroissance est uniquement observé pour des noyaux de masse $A \geq 230$ et a été observée pour la première fois dans le ^{230}Th [Vor67]. L'élément Nobelium possède quelques isotopes avec ce mode de décroissance majoritaire, de rapport d'embranchement de l'ordre de 100%, comme dans le ^{250}No , ^{258}No , ^{260}No et ^{262}No [Svi17].

L'énergie libérée au cours de la fission tourne autour d'une centaine de MeV pour une détection de 100% de cette décroissance lors de nos expériences. En effet, puisqu'au moins un des fragments de fission va traverser notre détecteur d'implantation, l'énergie relâchée est si importante qu'elle est hors de tout bruit de fond, le tout accompagné d'un grand nombre d'émission neutronique et de rayonnement γ . Cette décroissance, bien que parasite dans nos analyses, reste donc très facilement identifiable. Cependant, elle ne nous permet pas une identification sans ambiguïté du noyau fissionnant.

2.5 L'état isomérique

En 1917, F. Soddy remarqua que certains états possédaient un temps de vie et des caractéristiques de désexcitation différentes dans un même noyau [Sod17]. C'est alors que le physicien théoricien G. Gamow les dénomma "isomères" en 1921 par analogie avec la physique moléculaire où un état isomérique nucléaire désigne un état métastable autres que les états fondamentaux. Ainsi, un état excité est considéré comme isomérique lorsqu'il possède un certain temps de vie (détectable par les instruments de mesure en physique expérimentale). Le premier fut détecté par O. Hahn qui observa expérimentalement un isomère dans le $^{234}_{90}\text{Th}$ [Hah21]. Par la suite, en 1936, C. F. Weizsäcker [Wei36] proposa une explication théorique à ce phénomène en établissant que les protons et les neutrons pouvaient être arrangés différemment selon leurs orbitales quantiques au sein d'un même noyau. Cet arrangement permet alors la formation d'états métastables maintenus en vie dans des minima secondaires énergétique [Alb57]. Enfin, alors que la systématique des désintégrations bêta, les énergies de liaison des neutrons, les spins et les moments magnétiques des noyaux à l'état fondamental ont tous apporté des preuves convaincantes à l'appui du modèle en couches, il y avait un certain nombre d'incohérences entre les données des transitions isomériques et les assignations de niveaux prédites par ce modèle. En 1951, Goldhaber et Sunyar adoptèrent alors une nouvelle approche en redéfinissant la classification des isomères nucléaires [Gol51].

Il est possible de distinguer trois grandes familles d'isomère nucléaires comme illustré en Fig. 2.7 :

1. Les isomères de forme [Bri73], que l'on retrouve dans le ^{242}Am par exemple,
2. Les isomères de spin [DV83], dont un exemple très connu est dans le ^{212}Fr [Byr90],
3. Les isomères de haut-K [Löb68], que l'on retrouve dans le ^{180}Hf par exemple.

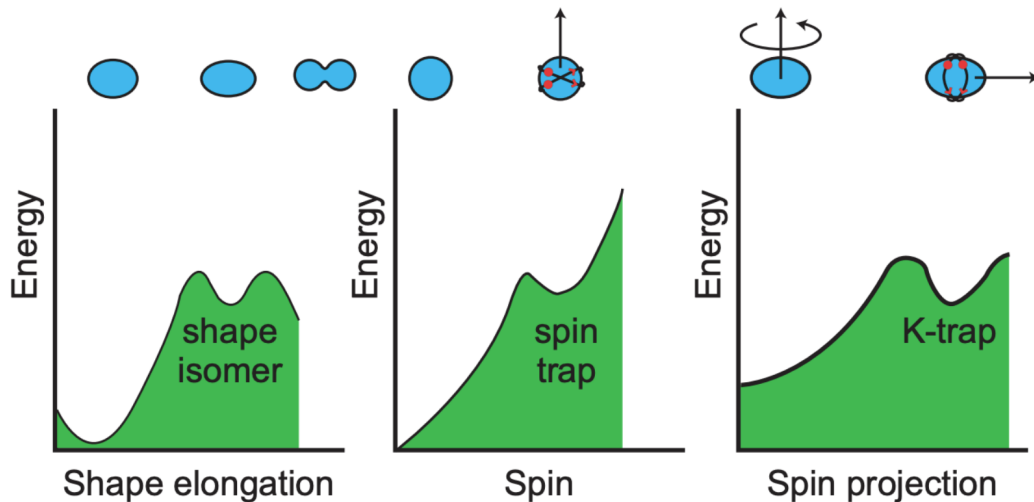


FIGURE 2.7 – Illustrations de l'évolution de l'énergie potentielle du noyau en fonction des différents types d'isomérisie : l'isomère de forme (gauche), l'isomère de spin (milieu) et l'isomère K (droite). Figure extraite de [Wal99]. / *Illustrations of the evolution of nuclear potential energy for distinct isomeric types, presented from left to right as follows : shape isomer, spin isomer, and K-isomer. Figure extracted from [Wal99].*

L'isomérisme qui nous intéresse dans le cadre de cette thèse est l'isomérisie de haut-K. Cette partie se concentre donc sur la nature de cette forme d'isomérisie qui provient directement de la déformation du noyau, et donc de sa rotation pour former des excitations particulières entre nucléons.

2.5.1 La déformation quadrupolaire

Les noyaux ayant un nombre de nucléons proche des fermetures de couches magiques sont considérés comme sphériques mais en s'éloignant de ces fermetures, les noyaux peuvent posséder un état fondamental déformé par le mouvement collectif des nucléons. Pour les décrire, on peut définir la surface nucléaire $R(\theta, \phi)$ qui représente, en toute rigueur, la délimitation de la surface en fonction des harmoniques sphériques. Elle est dépendante des angles polaires θ et ϕ et on la paramétrise en

général dans le référentiel du laboratoire [Gal99] comme telle :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \cdot \left(1 + \sum_{\lambda=0}^{\lambda_{max}} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu} \cdot Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \phi) \right) \quad (2.24)$$

où R_0 est le rayon d'un noyau sphérique de même volume, θ et ϕ sont les angles polaires, λ est la multipolarité, μ est l'ordre de la déformation, $Y_{\lambda\mu}^*$ sont les harmoniques sphériques et $\alpha_{\lambda\mu}$ sont les coefficients de déformation.

Le terme monopolaire ($\lambda = 0$) correspond à une sphère. Le dipôle ($\lambda = 1$) ne correspond pas à une forme particulière mais au déplacement d'une sphère par translation. La déformation d'ordre le plus bas est donc le quadrupôle ($\lambda = 2$) suivi de l'octupôle ($\lambda = 3$) et de l'héxadécapôle ($\lambda = 4$). Ces différentes formes sont schématisées dans la Fig. 2.8.

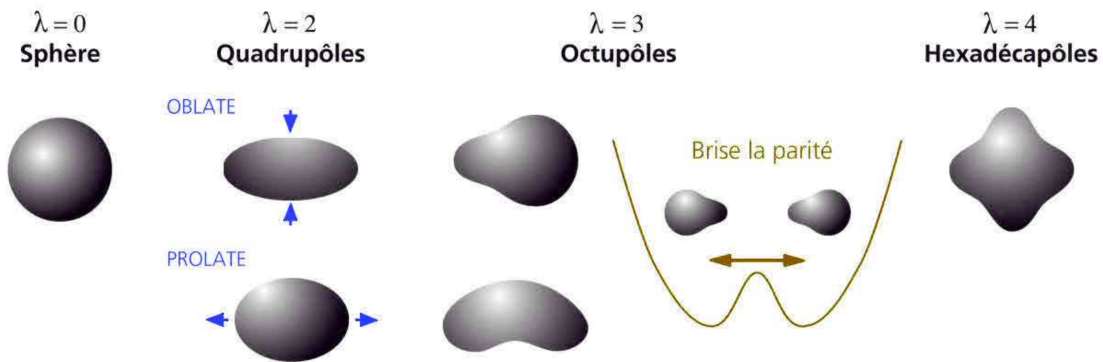


FIGURE 2.8 – Différents types de déformation observée dans les noyaux connus en fonction de leur multipolarité [Gal99]. / Different deformation types observed in known nuclei as a function of their multipolarity [Gal99].

Les noyaux transférmiia sont connus pour posséder une déformation quadrupolaire, *i.e.* ayant une forme ellipsoïde. Ainsi, dans le suite de la discussion, nous considérerons seulement l'ordre $\lambda = 2$. Dans ce cadre, les coefficients $\alpha_{\lambda\mu}$ peuvent être réécrits de cette manière $\alpha_{20} = \beta_2 \cdot \cos(\gamma)$ et $\alpha_{22} = \beta_2 \cdot \sin(\gamma)$ nous faisant introduire le paramètre de déformation quadrupolaire β_2 ainsi que l'angle de déviation γ par rapport à l'axe de symétrie du noyau. Or, nous étudions dans cette thèse le ^{254}No , étant un noyau de forme quadrupolaire que nous allons considérer, pour le moment, avec une symétrie axiale ($\gamma = 0$). Ainsi, on peut simplifier ces coefficients tels que $\alpha_{20} = \beta_2$ et $\alpha_{22} = 0$.

On note que pour une valeur nulle du paramètre de déformation β_2 , le noyau est sphérique. Si $\beta_2 < 0$, le noyau est dit oblate (*i.e.* de la forme d'un disque) alors que si $\beta_2 > 0$, le noyau est dit

prolate (*i.e.* de la forme d'un ballon de rugby).

2.5.2 Les excitations nucléaires

Le spectre de rayonnement γ d'un noyau déformé de façon quadrupolaire peut contenir trois sources différentes de transitions :

1. Des excitations de particules individuelles observées dans les noyaux de symétrie sphérique, généralement proches de couches fermées,
2. Des excitations collectives de type vibrationnelles observées dans les noyaux possédant peu de nucléons de valence en-dehors du cœur sphérique et sont dominantes par rapport à la rotation dans ce cas,
3. Des excitations collectives de type rotationnelles observées dans des noyaux éloignés des couches fermées sphériques.

En particulier, les excitations de types rotationnelles sont omniprésentes dans la structure nucléaire du ^{254}No . Ce mode d'excitation est donc vu plus en détail dans cette section ainsi que la labelisation de Nilsson qui en découle. En faisant l'analogie avec la mécanique classique, il est possible de prédire les moments d'inertie du noyau grâce à la rotation de ce dernier. Également, le mode d'excitation de particules individuelles sera vu plus en détails dans la section [2.5.4.2](#) car ce dernier est particulier à l'isomérie K. Enfin, le mode collectif de type vibrationnel, n'étant pas observé dans l'étude des noyaux de cette thèse, ne sera pas discuté.

2.5.2.1 Le rapport d'énergie d'excitation

Le rapport des énergies d'excitation des premiers états 2^+ et 4^+ est un bon indicateur du type d'excitation prédominant dans le noyau. On le définit tel quel :

$$R_{42} = \frac{E(4_1^+)}{E(2_1^+)} \quad (2.25)$$

Ce coefficient est proche de l'unité pour les noyaux avec des excitations de particules individuelles. En effet, étant proche de couches fermées, la force d'appariement regroupe les premiers états excités les uns les autres. Ce coefficient est d'environ 2 pour les noyaux purement vibrationnels car l'état 2_1^+ correspond à l'excitation d'un seul phonon tandis que l'état 4_1^+ correspond à celle de deux phonons. Enfin, pour des excitations purement rotationnelles, le rapport est de 3.33 car l'énergie de rotation est proportionnel à $I(I + 1)$ avec I le spin de l'état. Cependant, il est possible d'obtenir des mélanges de ces différents modes vibrationnels et rotationnels amenant le coefficient R_{42} à prendre

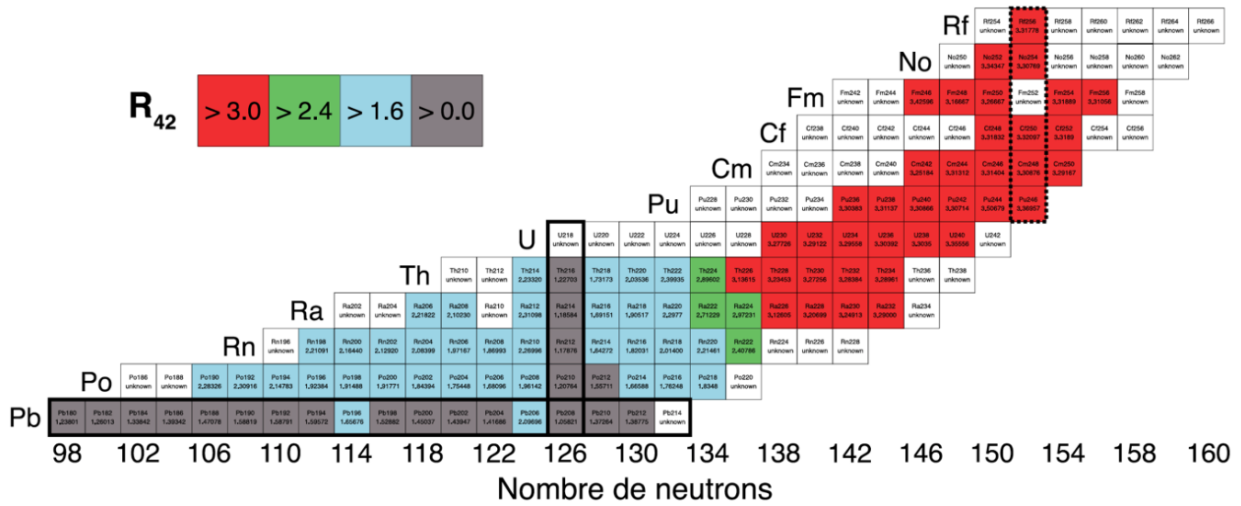


FIGURE 2.9 – Rapport $R_{42} = E(4^+)/E(2^+)$ dans les noyaux pairs-pairs allant du Pb ($Z=82$) au Rf ($Z=104$). Les couleurs correspondent à différents types d’excitations collectives : vibrationnelles (bleu) et rotationnelles (rouge). Les noyaux sphériques sont indiqués en gris. La figure est extraite de [Rub13]. / Ratio $R_{42} = E(4^+)/E(2^+)$ in even-even nuclei ranging from Pb ($Z=82$) to Rf ($Z=104$). The colors correspond to different types of collective excitations : vibrational (blue) and rotational (red). Spherical nuclei are displayed in gray. Figure extracted from [Rub13].

des valeurs comprises dans ces valeurs extrêmes.

Ce rapport est visible dans la Fig. 2.9 pour les isotopes pairs-pairs entre le plomb et le rutherfordium de la région des noyaux transfermia. Cette figure a été mise à jour dans [Rub13]. On observe clairement les noyaux magiques sur les gaps sphériques $Z = 82$ et $N = 126$, des noyaux vibrationnels proches de ces couches fermées et des noyaux rotationnels pour les masses plus hautes. On observe également une nette transition des deux régimes autour de $N = 134-136$. Les noyaux transfermia semblent alors purement rotationnels, notamment le ^{254}No illustré en rouge sur la figure.

2.5.2.2 La rotation collective

Un noyau de forme sphérique ne possède pas de rotation collective autour d’un axe de symétrie étant donné que les différentes orientations du noyau ne peuvent pas être distinguées par la mécanique quantique. A contrario, un noyau de déformation prolate (par exemple) possède un ensemble d’axes de rotations possibles, tous perpendiculaires à l’axe de symétrie. Par convention, on considère une rotation selon l’axe X comme illustré dans la Fig. 2.10, perpendiculaire à l’axe de déformation du noyau (l’axe Z ici) selon une fréquence de rotation ω . Le moment rotationnel \vec{R} est

généralisé par le mouvement collectif des nucléons autour de l'axe X.

Un moment angulaire additionnel \vec{J} , que l'on nomme moment angulaire intrinsèque, peut être généré par la somme des contributions individuelles des moments angulaires, notés \vec{j} , des nucléons de valence. Chaque nucléon a un moment angulaire propre qui est la somme de son moment orbital \vec{l} et de son spin \vec{s} .

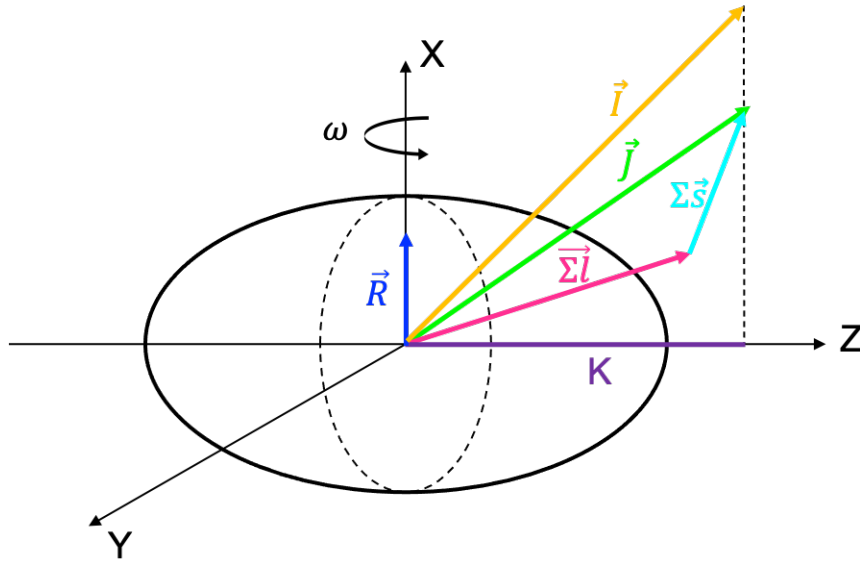


FIGURE 2.10 – Représentation schématisée du moment angulaire total \vec{I} (somme vectorielle du moment angulaire intrinsèque \vec{J} et du moment rotationnel \vec{R}) pour un noyau à déformation quadrupolaire. Le moment angulaire intrinsèque correspond à la somme vectorielle du moment orbital \vec{l} et du spin \vec{s} de chaque nucléon. Le déformé est selon l'axe Z (axe de symétrie) avec une fréquence de rotation ω selon l'axe X. Le nombre quantique K correspond à la projection de \vec{J} sur l'axe de symétrie du noyau. / The diagram illustrates a schematic representation of the total angular momentum \vec{I} in a nucleus with a quadrupolar deformation. It is the vector sum of the intrinsic angular momentum \vec{J} and the rotational angular momentum \vec{R} . The intrinsic angular momentum arises from the vector sum of the orbital angular momentum \vec{l} and the spin \vec{s} of each nucleon. The nucleus is deformed along the Z-axis (axis of symmetry) and has a rotational frequency ω around the X-axis. The quantum number K corresponds to the projection of \vec{J} onto the nucleus's axis of symmetry.

Enfin, le moment angulaire total, noté \vec{I} est donné par la somme de ces deux contributions :

$$\vec{I} = \vec{J} + \vec{R} \quad (2.26)$$

Une représentation schématique de toutes ces contributions vectorielles est donnée dans la Fig. 2.10. La projection du moment angulaire d'un nucléon de valence sur l'axe de symétrie est appelé Ω_i . S'il y a N nucléons de valence, la projection \vec{J} correspond à la somme de ces projections telle que $\Omega = \sum_{i=1}^N \Omega_i$. Le nombre quantique K est la projection du moment angulaire total \vec{I} sur l'axe de symétrie. Or, dans le cas de symétrie axiale, \vec{R} est perpendiculaire à cet axe ce qui implique que sa projection sur l'axe de déformation est nulle et donc que :

$$K = \Omega = \sum_{i=1}^N \Omega_i \quad (2.27)$$

Ainsi, il est alors courant de trouver dans la littérature que K correspond à la projection du moment angulaire intrinsèque \vec{J} .

Dans le cas d'un noyau pair-pair, les nucléons de valence se regroupent par paire tel que $\vec{J} = \vec{0}$ et donc $\vec{I} = \vec{R}$. De ce fait, la projection K est nulle. Toutefois, le noyau peut se trouver dans des états excités pour certaines valeurs de K non nulle. On parle d'états isomériques de haut-K si leur temps de vie est suffisamment long pour être observé (voir section 2.5.4).

2.5.2.3 Le moment d'inertie

En comparant le noyau à une sphère solide en mécanique classique, on peut déterminer l'énergie collective de rotation définie par :

$$E_{rot}^* = \frac{1}{2} \cdot \mathcal{J} \cdot \omega^2 \quad (2.28)$$

où \mathcal{J} est le moment d'inertie classique tel que $\mathcal{J} = \sum m_i \cdot r_i^2$ (on note m_i la masse du solide et r_i son rayon) et ω la fréquence de rotation de la sphère solide.

La norme du moment cinétique L en mécanique classique est définie tel que :

$$L = \mathcal{J} \cdot \omega \quad (2.29)$$

Ainsi, en injectant le moment cinétique L dans l'Eq. 2.28, on obtient :

$$E_{rot}^* = \frac{L^2}{2 \cdot \mathcal{J}} \quad (2.30)$$

Par analogie avec la mécanique quantique, il est possible d'assimiler le moment d'inertie L à l'opérateur du moment angulaire total \hat{I} du noyau, selon l'axe de rotation X. D'après la Fig. 2.10, on peut décomposer l'opérateur \hat{I} en trois contributions spatiales selon les axes X, Y et Z : \hat{I}_x, \hat{I}_y

et \hat{I}_z . Comme la déformation est axiale, le moment d'inertie \mathcal{J} peut également être décomposé en plusieurs contributions. Nous obtenons alors :

$$\hat{H}_{rot} = \frac{\hat{I}^2}{2.\mathcal{J}} = \frac{\hat{I}_x^2}{2.\mathcal{J}_x} + \frac{\hat{I}_y^2}{2.\mathcal{J}_y} + \frac{\hat{I}_z^2}{2.\mathcal{J}_z} \quad (2.31)$$

En mécanique quantique, une rotation collective autour d'un axe de symétrie est interdite. Ainsi, la rotation collective est interdite autour de l'axe de déformation Z. Sa contribution est donc nulle. De plus, par convention, on considère que le noyau tourne uniquement autour de l'axe X. la contribution selon l'axe Y devient également nulle. Ainsi, nous obtenons la simplification suivante :

$$\hat{H}_{rot} = \frac{\hat{I}_x^2}{2.\mathcal{J}_x} \quad (2.32)$$

En utilisant le théorème de Pythagore dans le plan Oxy de la Fig. 2.10, on obtient l'égalité suivante :

$$\hat{I}^2 = \hat{I}_x^2 + \hat{I}_z^2 \Leftrightarrow \hat{I}_x = \sqrt{\hat{I}^2 - \hat{I}_z^2} \quad (2.33)$$

Comme \hat{I}^2 et \hat{I}_z^2 commutent avec \hat{H}_{rot} , il est possible d'utiliser les valeurs propres des opérateurs de la précédente équation, nous donnant :

$$I_x = \sqrt{I(I+1) - K^2} \text{ avec } K = I_z \quad (2.34)$$

Finalement, en reprenant l'équation 2.32 et utilisant les valeurs propres obtenues de l'équation ci-dessus, on peut montrer que le mouvement rotationnel du noyau mène à une séquence d'états dont les énergies excitées E^* dépendent de leur spin I tel que :

$$E^*(I) = \frac{\hbar^2}{2.\mathcal{J}^{(0)}}(I(I+1) - K^2) \quad (2.35)$$

avec $\mathcal{J}^{(0)}$ le moment d'inertie statique.

Dans le cas d'une bande de rotation basée sur l'état fondamental d'un noyau pair-pair, le nombre quantique K est nul. Alors, on peut réécrire :

$$I_x = \sqrt{I.(I+1)} \quad (2.36)$$

Seules les valeurs paires de spin sont autorisées dans la bande de rotation de l'état fondamental. En reprenant l'équation 2.35, on peut définir l'énergie E_γ de la transition entre deux états excités, séparés d'un écart de spin $\Delta I = 2$ par :

$$E_\gamma(I \rightarrow I-2) = E^*(I) - E^*(I-2) = \frac{\hbar^2}{2.\mathcal{J}^{(0)}}.(4.I-2) \quad (2.37)$$

On peut alors montrer aisément que la différence ΔE_γ entre deux transitions γ successives s'exprime par :

$$\Delta E_\gamma(I) = E_\gamma(I) - E_\gamma(I - 2) = \frac{4\hbar^2}{\mathcal{J}^{(0)}} \quad (2.38)$$

Expérimentalement, la rotation est caractérisée par des transitions électromagnétiques dont l'énergie croît régulièrement formant les bandes de rotation. Ces structures peuvent aussi bien se construire sur l'état fondamental ($K = 0$) que sur des états excités ($K \neq 0$). Elles sont illustrées dans la Fig. 2.11 où l'on observe une diminution lente de la différence ΔE_γ selon l'augmentation du spin d'une même bande de rotation (bande fondamentale ici). Cet effet de la rotation indique alors une modification progressive du moment d'inertie. Ce comportement est dû à l'appariement des nucléons qui introduit un comportement de type superfluide. On nomme la force derrière cette superfluidité, la force de Coriolis. Lorsque le noyau tourne, le moment d'inertie peut évoluer en fonction du spin et peut donc devenir différent du moment d'inertie statique $\mathcal{J}^{(0)}$.

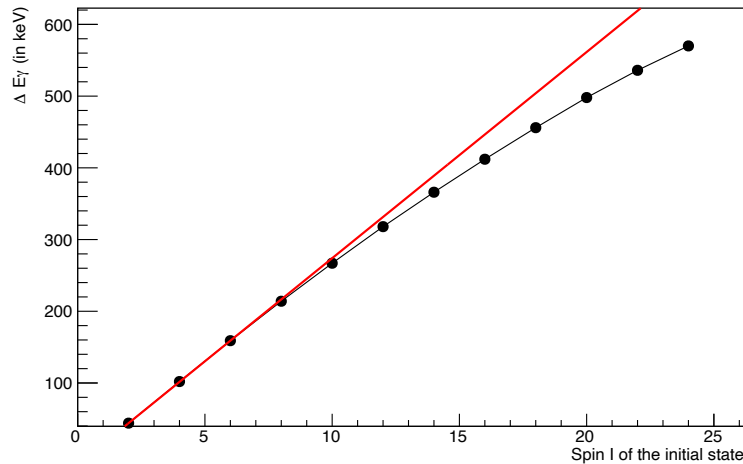


FIGURE 2.11 – Évolution de la différence d'énergie ΔE_γ en fonction du spin I de l'état fondamental du ^{254}No . La ligne théorique rouge correspond à l'évolution du moment d'inertie statique $\mathcal{J}^{(0)}$. La différence ΔE_γ diminue suivant le spin, dû à la force de Coriolis de plus en plus présente pour de grands spins I . / Evolution of the energy difference ΔE_γ as a function of the spin I of the ground state of ^{254}No . The red theoretical line represents the evolution of the static moment of inertia $\mathcal{J}^{(0)}$. The decrease in the energy difference ΔE_γ compared to the linear tendency can be attributed to the influence of the Coriolis force on the nuclear system, which increases at higher spins I .

Finalement, l'étude de ces bandes de rotation nous permet de comprendre les modes collectifs des noyaux. En confrontant les résultats issus des différents modèles développés par les théoriciens, nous faisons rencontrer théorie et expérience.

2.5.3 Le modèle de Nilsson

Le modèle de Nilsson a été proposé par le physicien suédois Sven Gösta Nilsson dans les années 1950 [Nil69]. Il prend en compte la déformation des noyaux et la répartition des particules à l'intérieur du noyau. Ainsi, en supposant que le noyau se comporte comme un système de ressorts à trois dimensions avec une raideur différente sur l'axe de déformation par rapport à celle des axes perpendiculaires, il arrive à prédire les niveaux énergétiques discrets (états propres) du noyau. Chacun de ces états propres correspond à des combinaisons linéaires des fonctions d'ondes des particules individuelles. Il les définit telles que :

$$E(N, n_z) = \hbar\omega_0(N + \frac{3}{2}) + \hbar\omega_0(\frac{N}{3} - n_z)\delta \quad (2.39)$$

avec δ le paramètre de déformation, $N = n_{\perp} + n_z$ et $n_{\perp} = 2n_p + |\Delta|$

Suite à cette notation, S.G.Nilsson introduisa une nouvelle labelisation des fonctions d'ondes, toujours utilisée aujourd'hui :

$$\Omega^{\pi}[N, n_z, \Delta] \quad (2.40)$$

Elle repose sur le nombre quantique principal N , le nombre de quanta sur l'axe de déformation n_z , la projection Δ du moment orbital \vec{l} sur l'axe de déformation z , Ω (notée K dans la suite) la projection du moment angulaire total \vec{J} sur l'axe de déformation et π la parité de l'orbitale telle que :

$$\pi = (-1)^l = (-1)^N \quad (2.41)$$

Pour plus de clarté, ces nombres quantiques sont représentés sur un schéma d'un noyau déformé dans la Fig. 2.10. Par exemple, lorsque l'on utilise l'orbitale de label $9/2^- [734]$, nous obtenons les correspondances suivantes : $N = 7$, $n_z = 3$, $\Delta = 4$, $\Omega = K = 9/2 = 4 + 1/2$ (spin up) et $\pi = (-1)^7 = -1$.

Cette notation sera utilisée pour désigner les orbitales en jeu dans les interprétations physiques de cette thèse, en particulier pour les isomères découverts dans le ^{254}No (voir section 4.4). Toutefois, il est important de noter que les fonctions d'onde des nucléons considérés par les expérimentateurs ne sont pas des états de Nilsson purs, bien que les expérimentateurs ont pris l'habitude de libeller les états de cette manière. En pratique, la contribution d'une fonction d'onde de Nilsson dans la fonction d'onde n'est que de l'ordre de quelques dizaines de %. De ce fait, les théoriciens n'utilisent pas beaucoup cette notation, bien qu'elle soit utilisée dans les schémas de particules individuelles comme vu dans la Fig. 1.4.

2.5.4 L'isométrie de haut-K

Nous nous concentrerons en particulier sur l'isomère de haut-K qui est une catégorie d'isomères intéressants dans la région des noyaux transfermia. Leur existence s'explique par une forte interdiction (un frein) de la transition γ . Leur origine provient de l'excitation des particules individuelles

qui se couplent au voisinage de la surface de Fermi pour leur donner vie. Leur identification est une source d'information très précieuse pour comprendre la structure nucléaire des noyaux transférmiia.

2.5.4.1 L'empêchement d'une transition

L'isomérisie de haut-K est régie par des règles de sélection électromagnétique. Elles impliquent que la multipolarité λ d'un rayonnement soit supérieure à la différence ΔK de la projection du moment angulaire total sur l'axe de déformation entre l'état initial et final. On prend en compte ici les projections K des têtes de bande de chaque état comme illustré dans la schéma 2.12. Les grands ΔK nécessitent alors des transitions de grandes multipolarités λ et tous les cas où $\lambda < \Delta K$ sont interdits. Or, les fonctions d'onde ne sont pas pures et possèdent des contributions de ΔK plus faibles. On parle alors d'empêchement plutôt que d'interdiction de ces transitions électromagnétiques K. Cet empêchement retarde donc la transition d'être émise ce qui donne des durées de vie à des bandes de rotation avec des différences de K grandes. On appelle ce principe l'isomérisie de haut-K.

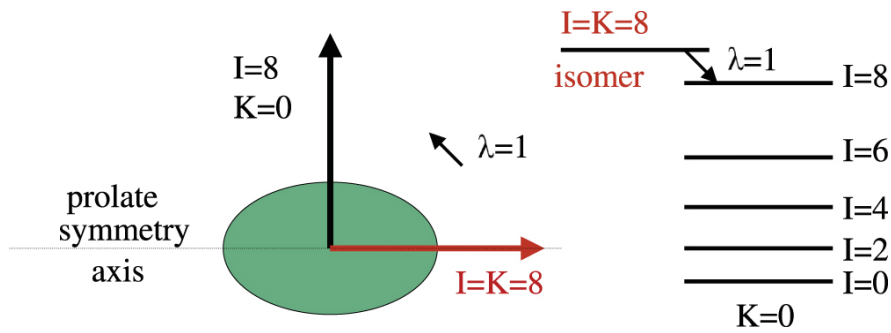


FIGURE 2.12 – Schéma de la désexcitation de l'isomère K pour une transition $\lambda = 1$, interdite par K, d'un état $K = 8$, $I = 8$ à un état $K = 0$, $I = 8$. On note I le moment angulaire total d'un état donné. À gauche, le schéma représente une coupe transversale d'un noyau à déformation prolate, et les flèches représentent les vecteurs de moment angulaire. À droite, on trouve une illustration des niveaux d'énergie quantifiés, y compris les états rotationnels de basse énergie $K = 0$. La figure est extraite de [Wal15]. / Illustration of the de-excitation of the K-isomer for a $\lambda = 1$ transition, which is forbidden by K selection rule, from a state with $K = 8$ and $I = 8$ to a state with $K = 0$ and $I = 8$. I represents the total angular momentum of a given state. The left scheme represents a cross-section of a prolate-deformed nucleus, with arrows indicating the angular momentum vectors, and the right scheme illustrates the quantized energy levels, including low-energy rotational states with $K = 0$. The figure is extracted from [Wal15].

Le degré d'interdiction K d'une transition donnée, noté ν , exprime la probabilité d'une décroissance et est défini par :

$$\nu = |\Delta K| - \lambda \tag{2.42}$$

D'après cette équation, on remarque que les transitions de grande multipolarité peuvent réduire le degré d'interdiction ν . Or, d'après les estimations de probabilités Weisskopf, une grande multipolarité réduit considérablement la probabilité d'émission d'une telle transition. A contrario, pour réduire le degré ν , le noyau peut émettre des transitions de faible multipolarité λ grâce aux petites contributions de faible ΔK dans la fonction d'onde. Généralement, ces contributions ont une probabilité d'émission plus élevées que les transitions de grande multipolarité. On note toutefois qu'un état est considéré comme étant de haut-K si et seulement si toutes ses voies de décroissances sont suffisamment interdites.

Pour comparer les temps de demi-vie observés expérimentalement à ceux de Weisskopf, on définit le facteur d'empêchement, noté F_W , défini par :

$$F_W = \frac{T_{1/2}^\gamma}{T_{1/2}^W} \quad (2.43)$$

où $T_{1/2}^W$ est l'estimation du temps de demi-vie théorique de Weisskopf et $T_{1/2}^\gamma$ est le temps de demi-vie partiel du rayonnement γ .

K.E.G Löbner a réalisé une étude systématique des temps de demi-vie des isomères de haut-K [Löb68]. Il a compilé les facteurs d'empêchement F_W des transitions E1, E2, E3, M1, M2 et M3 connues à cette époque pour toutes les valeurs de ΔK . On retrouve les résultats de cette étude sur la Fig. 2.13. On observe une tendance logarithmique des rapports F_W en fonction de la nature de la transition. Une loi empirique simple a été proposée par L.I. Rusinov [Rus61] :

$$\log(F_W) = 2(|\Delta K| - \lambda) = 2\nu \quad (2.44)$$

Cette équation montre que pour chaque unité de facteur d'interdiction supplémentaire, le temps de vie est augmenté d'environ 100. Toutefois, cette règle est souvent incorrecte (voir ref. [Löb68]) mais cette systématique permet néanmoins d'exclure certaines possibilités dans l'interprétation de la décroissance d'un état isomérique.

On définit également l'empêchement par degré d'interdiction f_ν (ou empêchement réduit) tel que :

$$f_\nu = F_W^{1/\nu} = \left(\frac{T_{1/2}^\gamma}{T_{1/2}^W}\right)^{1/\nu} \quad (2.45)$$

Cette valeur est souvent utilisée dans la région des noyaux transférmiia afin de comparer les transitions isomériques d'une région donnée de la charte des noyaux. Cependant, on observe de grandes variations de f_ν d'un noyau à l'autre. Par exemple, dans la région des Nobélia, les valeurs de f_ν des isomères observés jusqu'à présents varient entre 100 et 800 [Hau08].

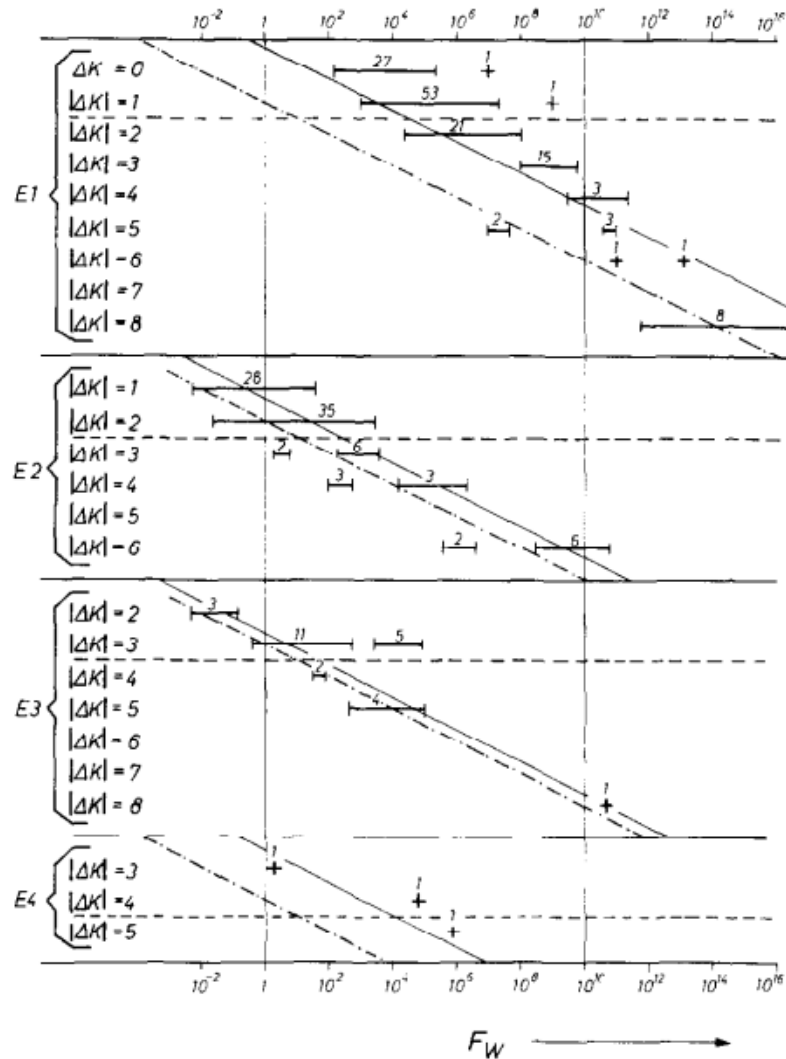


FIGURE 2.13 – Graphique de la tendance du facteur d’empêchement F_W en fonction de différentes transitions électromagnétiques extraite des études de K. E. G. Löbner (lignes plaines) et de L. I. Rusinov (pointillés) [Löb68]. / The graph illustrates the variation of the hindrance factor F_W for different electromagnetic transitions, extracted from research conducted by K. E. G. Löbner (represented by solid lines) and L. I. Rusinov (represented by dotted lines) [Löb68].

Or, suite à la compilation des résultats expérimentaux sur les noyaux transférmiia, une nouvelle approche a vu le jour. En effet, F.G. Kondev observa une tendance légèrement différente de l’évolution du facteur d’empêchement F_W pour de grands ΔK . Alors, il proposa une nouvelle définition du facteur d’empêchement, noté F , telle que [Kon15] :

$$F = F_0 \cdot f_0^\nu \tag{2.46}$$

où F_0 correspond au facteur d'empêchement intrinsèque et f_0^ν un facteur correctif relié à l'interdiction supplémentaire engendrée par la grande différence ΔK entre les deux bandes de rotation en jeu.

Sa forme logarithmique nous amène à :

$$\log(F) = \log(F_0) + \nu \cdot \log(f_0) \quad (2.47)$$

Dans la pratique, nous exploitons cette systématique à l'envers, *i.e.* que nous l'utilisons pour estimer les temps de vie d'une transition électromagnétique donnée, à une énergie donnée. Il est important de garder en tête que cette systématique présente de grandes barres d'erreur, de plusieurs ordres de grandeur.

2.5.4.2 Les états de quasi-particules

Les états isomériques de haut-K correspondent à l'excitation d'un ou plusieurs nucléons. Ils puisent leur existence dans les excitations de quasi-particules pour lesquelles la notion de "particule" et de "trou" est employée. Dans le cas d'un noyau pair-pair, on appelle état à deux quasi-particules (notée 2-qp), un état peuplé par l'excitation d'un nucléon. Ce dernier laisse une place vacante (un trou) et remplit un état excité d'énergie supérieure (une particule). Il peut exister plusieurs états 2-qp par noyau en fonction des couplages d'orbitales possibles. Des états avec des excitations de plus d'un nucléon peuvent exister tels que 4-qp (2 nucléons), 6-qp (3 nucléons), etc. Chaque contribution à deux quasi-particules peut être soit neutron, soit proton selon les couplages possibles. Ce sont uniquement les orbitales au voisinage de la surface de Fermi du noyau qui sont concernées.

Cependant, il est possible de former des états à une quasi-particule (1-qp). C'est ce que l'on retrouve dans les noyaux pairs-impairs. Le noyau possède un nucléon célibataires et aucun trou. Les isomères dans ces noyaux correspondent donc à des excitations d'un nombre impair de quasi-particules (3-qp, 5-qp, etc.). Ces états dans les noyaux pair-impair sont illustrés dans la Fig. 2.14 dans le cas du ^{255}Lr . On y retrouve l'état fondamental du noyau impair dans une configuration 1-qp puis les différentes excitations possibles selon les excitations particules-trous des nucléons sur les orbitales.

Comme on l'a vu dans le modèle de la goutte liquide en section 1.2.1, l'énergie de liaison par nucléon est dépendante d'un terme d'appariement $\delta(A, Z)$. Le nucléon qui a été excité doit briser son appariement avec un autre nucléon et cela a un coût énergétique. On peut alors calculer l'énergie d'excitation d'un état à 2-qp d'une orbitale a vers une orbital b selon ce terme d'appariement tel que [Ott49] :

$$e_{2qp}(a \rightarrow b) = \sqrt{(e_{sp}(a) - \lambda)^2 + \delta(A, Z)^2} + \sqrt{(e_{sp}(b) - \lambda)^2 + \delta(A, Z)^2} \quad (2.48)$$

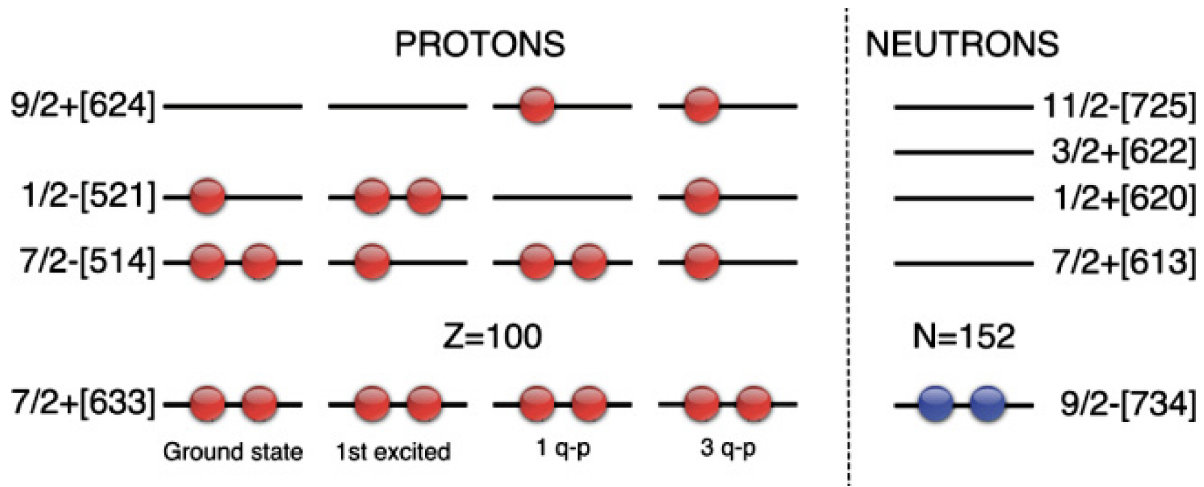


FIGURE 2.14 – Représentation schématique des configurations protons (gauche) et neutrons (droite) disponibles basées sur un schéma de particules individuelles calculé dans [Cha77] pour un noyau pair-impair : le ^{255}Lr . La figure est extraite de [Hau08]. / Schematic representation of the available proton (left) and neutron (right) configurations based on an individual particle scheme calculated in [Cha77] for an even-odd nucleus : ^{255}Lr . The figure is extracted from [Hau08].

avec e_{sp} l'énergie de particule individuelle de l'orbitale.

On remarque qu'il y a deux contributions de l'appariement $\delta(A, Z)$ dans l'équation ci-dessus. Une excitation 2-qp brise la paire de particules de l'orbitale dont provient le nucléon (orbitale a) mais aussi la paire de trous de l'orbitale sur laquelle s'excite le nucléon (orbitale b). D'après [Kra91], l'énergie de brisure de paire d'un noyau pair-pair se calcule telle que :

$$\delta(A, Z) = -11.18 \times A^{-1/2}(\text{MeV}) \quad (2.49)$$

L'énergie de brisure de paire est de l'ordre de $\sim 500\text{keV}$ dans la région des noyaux transfermia. Dans le cas particulier du ^{254}No qui est un noyau pair-pair, le terme d'appariement vaut $|\delta(A, Z)| = 707 \text{ keV}$. Cependant, l'équation 2.48 n'est pas suffisamment précise pour prédire les séquences énergétiques observées expérimentalement, en particulier dans la région de masse des noyaux trans-fermia. Néanmoins, les expérimentateurs l'utilisent pour avoir une vague idée des niveaux énergétiques de chaque état. Ainsi, l'étude expérimentale de ces isomères est particulièrement intéressante pour fournir des points d'ancrage aux différents modèles théoriques.

2.5.4.3 Les couplages : règles de Gallagher

Pour chaque schéma d'excitation de quasi-particules, il y a une valeur de K correspondante. Les valeurs de K des états à 2-qp sont obtenues par le couplage de deux moments angulaires des états

de quasi-particules concernés sachant que l'axe quantique est déjà fixé. Comme on l'a vu en section [2.5.2.2](#), le nombre quantique K est égal à la projection des moments angulaires intrinsèques Ω pour les noyaux à symétrie axiale. Pour une excitation à 2-qp, les deux particules individuelles couplent leur spin parallèlement ou antiparallèlement donnant une projection de spin total :

$$\Omega = |\Omega_1 \pm \Omega_2| \quad (2.50)$$

La contribution énergétique de ces deux couplages possibles ne sont pas équivalents et dépendent du couplage résiduel des spins s_i des deux orbitales en jeu. On parle de séparation énergétique du doublet à 2-qp ("energy splitting of two-quasiparticle doublets"). C.J. Gallagher a proposé une règle permettant de déterminer le couplage favorable pour des états à 2-qp dans les noyaux pair-pair et impair-impair de masse $150 < A < 190$ (à haute déformation). D'après sa règle, le couplage favorisé est celui pour lequel la somme des projections de spins intrinsèques des particules individuelles est nulle [[Gal58](#)]. Dans le cas favorisé, les deux projections Ω_1 et Ω_2 se couplent en suivant les deux règles suivantes, dites de Gallagher, exprimées par :

$$\Omega = |\Omega_1 - \Omega_2| \text{ si les spins des deux nucléons sont parallèles} \quad (2.51)$$

$$\Omega = \Omega_1 + \Omega_2 \text{ si les spins des deux nucléons sont anti-parallèles} \quad (2.52)$$

On note Ω_i la projection du moment angulaire total j_i de la particule individuelle i . Il s'agit de la somme des projections du moment angulaire intrinsèque Λ_i et du spin s_i correspondant (valant $\pm \frac{1}{2}$) tel que :

$$\Omega_i = \Lambda_i + s_i \quad (2.53)$$

Enfin, si la différence de valeurs de Ω_1 et Ω_2 est importante, deux états de haut- K de longue durée de vie sont obtenus. Au contraire, si la différence est faible, on obtient un état de haut- K de longue durée de vie et un état de bas- K de très faible durée de vie. Dans le cas où les deux valeurs de projection sont très faibles, aucun état de longue durée de vie ne peut être obtenu.

Des exemples d'états à 2-qp au voisinage du niveau de Fermi du ^{254}No sont montrés dans la Fig. [2.15](#). Les configurations favorisées et défavorisées selon la règle de Gallagher sont affichées. On retrouve par exemple une configuration 2-qp protons favorisée $\Omega = 3+$ pour le couplage des orbitales $7/2^- [514] \downarrow$ et $1/2^- [521] \downarrow$, notées selon le modèle de Nilsson (voir section [2.5.3](#)). Les spins des deux orbitales sont parallèles. La configuration favorisée est donc, d'après l'équation [2.51](#) ici, $\Omega = |\frac{7}{2} - \frac{1}{2}| = 3$. La parité du couplage correspond simplement au produit des parités des deux orbitales en jeu. Finalement, le couplage favorisée dans cette excitation à 2-qp est bien $\Omega^\pi = K^\pi = 3^+$.

2.5.4.4 Le facteur gyromagnétique

Le facteur gyromagnétique est une grandeur qui décrit l'interaction entre le moment magnétique et le moment cinétique d'un noyau atomique. Il est sans dimension et est utilisé pour caractériser la

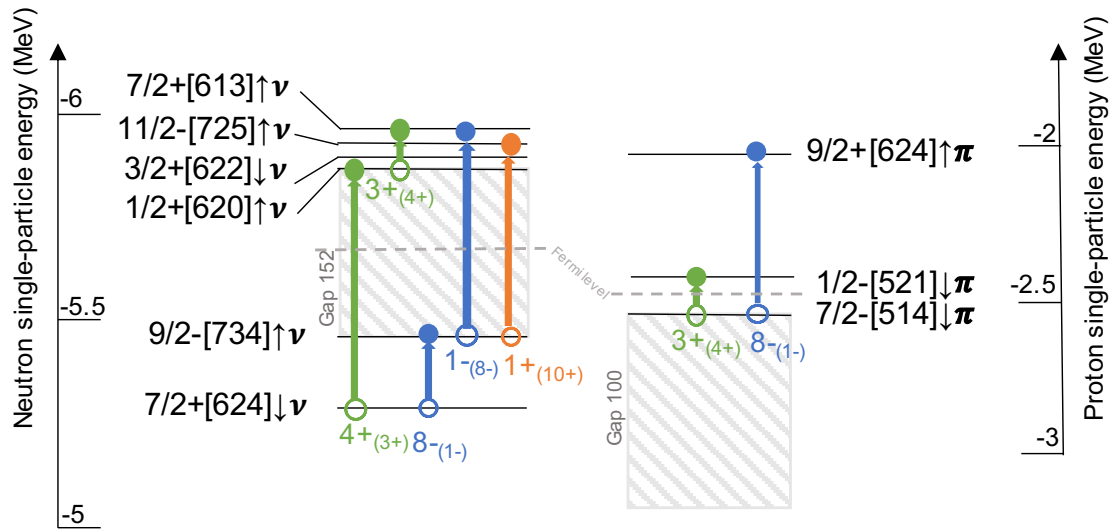


FIGURE 2.15 – Illustration d'exemple de configurations à 2-qp protons et neutrons possibles pour le ^{254}No . Les niveaux d'énergie de particules individuelles sont inspirées des niveaux trouvés dans les isotopes et isotones voisins à une déformation axiale $\beta \approx 0.25$ [Rub13; Asa15; Kes22]. Les valeurs de K des configurations 2-qp favorisées sont indiquées (les défavorisées sont indiquées entre parenthèse). / Illustrative examples of possible 2-qp configurations for protons and neutrons in the ^{254}No nucleus. These configurations are based on energy levels of individual particles inspired by neighbouring isotopes and isotones with an axial deformation of approximately $\beta \approx 0.25$ [Rub13; Asa15; Kes22]. The K values for the favored 2-qp configurations are shown, with the unfavored ones in parentheses.

réponse magnétique d'un noyau atomique à un champ magnétique externe. En particulier, le facteur gyromagnétique est utilisé pour calculer le moment magnétique de spin d'un noyau, qui en fait un très bon indicateur de la configuration des orbitales en jeu.

Chaque état nucléaire possède un certain moment magnétique $\vec{\mu}$ donné par :

$$\vec{\mu} = g \cdot \mu_n \cdot \frac{\vec{I}}{\hbar} \quad (2.54)$$

avec g le facteur gyromagnétique, $\mu_n = 3.15 \times 10^{-18} \text{ MeV/T}$ le magnéton nucléaire et \vec{I} le spin de l'état.

Lorsque le nucléon célibataire occupe un état de base $I = K$, le facteur gyromagnétique g peut s'exprimer par le vecteur de moment angulaire total \vec{I} qui se définit par la somme d'une composante spin sur \vec{s} , une composante moment orbital sur \vec{l} et une composante rotation collective sur \vec{R} tel que

[Por99] :

$$g \cdot \vec{I} = g_l \cdot \vec{l} + g_s \cdot \vec{s} + g_R \cdot \vec{R} \quad (2.55)$$

où g_l correspond au facteur gyromagnétique lié au moment orbital (vaut 1 pour un proton et 0 pour un neutron) et g_s lié au spin (vaut 5.58 pour un proton et -3.8 pour un neutron [Por99]) et g_R lié au moment de rotation collective.

Il est à noter que la valeur de g_s et g_R sont généralement réduite à un facteur de quenching correctif près (~ 0.7) [Por99]. Ce facteur de quenching provient de la comparaison des valeurs des moments dipolaires magnétiques obtenues expérimentalement et théoriquement. L'influence du milieu nucléaire sur les propriétés de spin et de rotation amènent à corriger le facteur gyromagnétique d'une valeur proche de 0.7.

Dans le cas d'un noyau transferrmia à symétrie axiale déformée, on approxime le facteur gyromagnétique de la façon suivante :

$$g_R \approx \frac{Z}{A} \quad (2.56)$$

Par projection sur l'axe de déformation et en utilisant l'écriture de Nilsson, $\Omega^\pi [N n_z \Delta]$, nous pouvons réécrire la projection du facteur gyromagnétique g_Ω pour chaque état telle que :

$$g_\Omega \cdot \Omega = 0.7 g_s \Sigma + g_l \Lambda \quad (2.57)$$

avec Ω , la projection du moment angulaire total \vec{J} , $\Sigma = \Omega - \Lambda$ la projection du spin \vec{s} et Λ la projection du moment orbital \vec{l} sur l'axe de déformation.

Le facteur gyromagnétique d'un état excité provient du couplage de plusieurs orbitales individuelles. Ainsi, pour calculer le facteur gyromagnétique d'une excitation de i quasi-particules, il est nécessaire de sommer les facteurs gyromagnétiques des orbites individuelles en jeu dans l'excitation tel que :

$$g_K \cdot K = \sum_i \Omega_i \cdot g_{\Omega_i} \quad (2.58)$$

Ce facteur gyromagnétique g_K est modifié selon les configurations d'orbitales du couplage. Il dépend beaucoup de la structure interne du noyau et peut varier considérablement d'un noyau à l'autre. Il est généralement mesuré expérimentalement à l'aide de techniques telles que la spectroscopie nucléaire comme réalisé dans le ^{254}No dans le chapitre 5.

2.5.4.5 Le rapport d'embranchement

Un état d'une bande de rotation de spin I peut se désexciter sur un état, de spin $I-1$ ou $I-2$ dans la même bande de rotation. Un exemple du schéma de niveaux proposé dans [Her06a] du ^{254}No est montré en Fig. 2.16. Plus particulièrement sur la tête de bande de projection $K = 3$, l'état excité

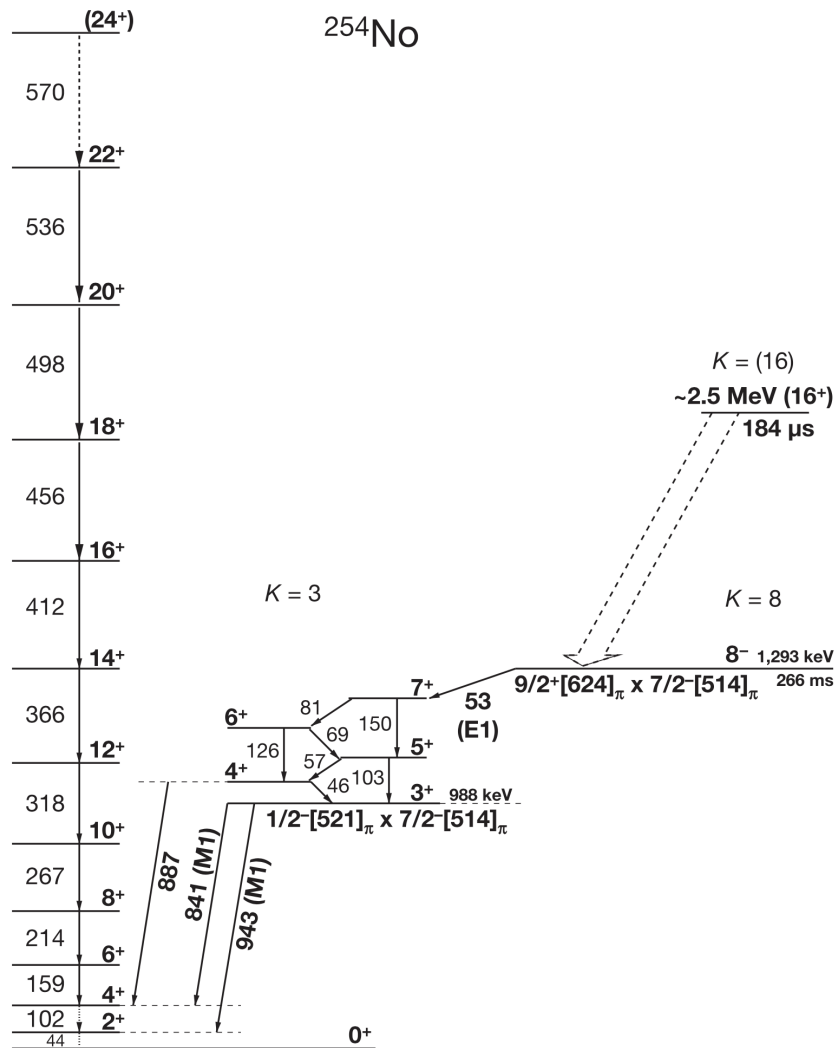


FIGURE 2.16 – Schéma de niveaux proposé dans [Her06a] du ^{254}No . / Proposed ^{254}No decay schemes in [Her06a].

de spin-parité 7^+ peut décroître par transition E2 sur l'état de spin-parité 5^+ (par une transition d'énergie 150 keV) ou par transition M1 sur l'état de spin-parité 6^+ (par une transition d'énergie 81 keV).

De façon générale, ces désexcitations se réalisent *via* l'émission :

- d'une transition magnétique de multipolarité $\lambda = 1$ (M1) emportant une unité de moment angulaire $\Delta I = 1$,
- d'une transition électrique de multipolarité $\lambda = 2$ (E2) emportant une unité de moment

- angulaire $\Delta I = 1$,
- d'une transition électrique de multipolarité $\lambda = 2$ (E2) emportant deux unités de moment angulaire $\Delta I = 2$,

Ces trois émissions entrent en compétition au sein d'une même bande de rotation et possèdent chacune une certaine probabilité.

A chaque spin I d'un état d'une bande de rotation de projection K , on peut calculer la probabilité de transition réduite de chaque transition grâce au théorème de Wigner-Eckart telle que [Por99]; [Gal99] :

$$B(M1, I_i \rightarrow I_f) = \frac{3}{4\pi} \langle I_i K 1 0 | I_f K \rangle^2 \cdot (g_K - g_R)^2 \cdot K^2 \quad (2.59)$$

$$B(E2, I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} \langle I_i K 2 0 | I_f K \rangle^2 \cdot Q_0^2 \quad (2.60)$$

avec g_R le facteur gyromagnétique de rotation collectif, g_K le facteur gyromagnétique comme défini dans l'Eq. 2.58, Q_0 le moment quadrupolaire intrinsèque et $\langle j_i j_f m_i m_f | J M \rangle$ les coefficients de Clebsch-Gordon de l'état propre de moment angulaire avec valeur propre J et de projection M .

Le moment quadrupolaire intrinsèque est également approximé pour les noyaux à symétrie axiale *via* un développement au 1^{er} ordre tel que [Por99] :

$$Q_0 \approx \frac{3}{\sqrt{5\pi}} \cdot Z \cdot R^2 \cdot \beta \quad (2.61)$$

avec R le rayon valant $R = 1.2A^{1/3}$ et β la déformation du noyau.

Une fois les probabilités de transition réduites calculées, il est possible de calculer les probabilités de transition (en s^{-1}) telles que [Por99] :

$$T(M1) = 1.758 \times 10^{13} \cdot B(M1) \cdot E_\gamma^3 \quad (2.62)$$

$$T(E2) = 1.225 \times 10^{13} \cdot B(E2) \cdot E_\gamma^3 \quad (2.63)$$

avec E_γ l'énergie de la transition électromagnétique.

Les transitions électromagnétiques ne sont jamais pures à 100%. D'après les règles de sélection, une transition E2 peut emporter au maximum deux unités de moment angulaire. Cette dernière participe donc à la transition M1 si elle emporte une seule unité de moment angulaire. Par développement limité, on néglige les transitions de multipolarité supérieures à 2. Ainsi, on peut résumer l'impureté de ces transitions par le facteur de mélange, noté δ , tel que [Rez16] :

$$\delta^2 = \frac{T(E2, \Delta I = 1)}{T(M1, \Delta I = 1)} \quad (2.64)$$

De ce facteur de mélange, nous obtenons le coefficient de conversion interne avec facteur de mélange, noté $\alpha_{\Delta_I=1}$ défini comme [Rez16] :

$$\alpha_{\Delta_I=1} = \frac{\alpha_{M1} + \delta^2 \cdot \alpha_{E2}}{1 + \delta^2} \quad (2.65)$$

Pour obtenir les réelles probabilités de transition, il est important de tenir compte de ce nouveau facteur de mélange. On peut donc les redéfinir telles que :

$$T_{tot}(M1, I \rightarrow I - 1) = T(M1, I \rightarrow I - 1) \cdot (1 + \alpha_{\Delta_I=1}) \quad (2.66)$$

$$T_{tot}(E2, I \rightarrow I - 1) = T(E2, I \rightarrow I - 1) \cdot (1 + \alpha_{\Delta_I=1}) \quad (2.67)$$

$$T_{tot}(E2, I \rightarrow I - 2) = T(E2, I \rightarrow I - 2) \cdot (1 + \alpha_{E2}) \quad (2.68)$$

Finalement, on calcule le facteur d'embranchement $B(M1)/B(E2)$ tel que :

$$\frac{B(M1)}{B(E2)} = \frac{T_{tot}(M1, I \rightarrow I - 1) + T_{tot}(E2, I \rightarrow I - 1)}{T_{tot}(E2, I \rightarrow I - 2)} \quad (2.69)$$

Ce rapport est très utile pour comparer les rapports d'embranchement expérimentaux et théoriques pour différents couplages d'orbitales. On retrouve cet exercice sur le ²⁵⁴No dans le chapitre 5.

Deuxième partie

Les techniques expérimentales d'expériences de synthèse et de spectroscopie des éléments superlourds

Chapitre 3

Dispositifs expérimentaux

3.1 English summary : Experimental set up

Principle of Spectroscopy

Prompt Spectroscopy Prompt spectroscopy enables the measurement of radiations emitted during the immediate de-excitation of evaporation residues at the moment of their creation in the target. A set of germanium and silicon detectors are placed as shown in Fig. 3.1. However, at the target, we also capture all the unwanted reaction mechanisms that contaminate the detection. To reduce this noise, a Recoil Decay Tagging (RDT) is performed, which involves a time correlation in a time window of Δt with the detected nuclei at the focal plane.

Delayed Spectroscopy Delayed spectroscopy focuses on the detection of radiation emitted during the decay of a recoil nucleus, after its transport time $\Delta t \sim \mu s$, at the separator's focal plane, as illustrated in Fig. 3.1. Isomeric states with lifetimes longer than Δt are particularly interesting since the recoil nuclei are implanted in an excited state at the focal plane. With the implemented detection system, all the radiation depopulating this isomeric state can be detected.

The Target

The rotating target consists of a backing and the target material forming a layer of a few μm thickness, as seen in Fig. 3.2. The target eventually breaks due to several factors such as continuous pressure from high intensities (up to $10 p\mu A$), mechanical stress from rotation, material evaporation due to temperature, and alteration of the target backing's crystalline structure caused by accumulated doses. Additionally, at the RIKEN target, a silicon photodiode monitors the Rutherford scattering of the target.

Different Types of Separators

Operating Principle Separators are placed after the target to isolate evaporation residues from background noise based on their selected charge state. The separation is achieved by using electromagnetic fields to guide or divert charged particles towards the focal plane. Four main components are employed : electrostatic dipoles (denoted as E) and magnetic dipoles (denoted as D) for particle transportation and charge selection (see Figs. 3.3 and 3.4), magnetic quadrupoles (denoted as Q) for particle focusing (see Figs. 3.5 and 3.6), electrostatic deflectors for trajectory bending, and Wien filters to select for ion velocities selection (see Fig. 3.7).

Rejection Function The primary function of a separator is rejection, which involves eliminating as many particles as possible from the primary beam while preserving the particles of interest up to the focal plane. Various parameters characterize the separator's performance, such as the transmission defined in Eq. 3.5, rejection defined in Eq. 3.6, efficiency defined in Eq. 3.7, selectivity defined in Eq. 3.8, and sensitivity defined in Eq. 3.9 [Jac08]. The relevant parameters for these quantities are illustrated in Fig. 3.8.

Vacuum Separator : SHELS @ FLNR The Separator for Heavy Element Spectroscopy (SHELS) at FLNR-JINR in Dubna is a vacuum separator optimized for highly asymmetric fusion-evaporation reactions. Coupled with the U400 cyclotron, it achieves higher transmissions (up to 40% for ^{48}Ca beam) compared to its predecessor, VASSILISA [Yer20], as presented in Tab. 3.1. Its final and optimal configuration is QQQ-E-D-D-E-QQQ-D, as shown in Fig. 3.9. The vacuum system prevents further deceleration of already slow evaporation residues in highly asymmetric reactions. Additionally, its length enables better discrimination of charged particle radii of curvature. The behaviour of a particle between a gas-filled and a vacuum system is made in Fig. 3.10.

Gas-filled Separator : GARIS @ RIKEN The GARIS III separator, an improved version of GARIS I and a replica of GARIS II, is a gas-filled separator. Its optimal configuration is Q-D-Q-Q-D (see Figs. 3.11 and 3.12). Its advantage lies in the kinetic energy loss of the evaporation residues when they encounter gas particles. This leads to an average charge state, denoted as $\langle q \rangle$, centered in the middle of the implantation detector, maximizing statistics without selecting a specific charge state. This type of separator is optimized for synthesis reactions, including new element $Z=119$.

Different Types of Detectors

GABRIELA Detection System at FLNR The GABRIELA (Gamma Alpha Beta Recoil Investigation with the Electromagnetic Analyser) detection system is installed at the focal plane of the SHELS separator for delayed spectroscopy of heavy and superheavy nuclei. It consists of a Time of Flight (ToF) detector, an implantation detector, four tunnel detectors, and five germanium detectors (see Fig. 3.13 and 3.14).

Detection System at the Focal Plane of GARIS III at RIKEN The detection system at the focal plane of GARIS III at RIKEN is composed of a Time of Flight detector, an implantation detector, six tunnel detectors, and a VETO detector (see Fig. 3.15).

Time of Flight Detector The ToF detector discriminates between heavy and light particles by measuring their velocity before implantation with a detection efficiency of over 99%. It consists of two electron-emissive foils collected by Micro Channel Plates (MCPs). The ToF detector triggers when a sufficient number of electrons are collected upon the passage of a charged particle. It also measures the time difference between the signals of the two foils with high precision ($<ns$). Particularly, at FLNR, the ToF detector is equipped with two MCPs per foil, providing two different gains (Fig. 3.16), while at RIKEN, it has one MCP per foil (Fig. 3.17).

Implantation Detector The implantation detector, also known as the Double-Sided Silicon Detector (DSSD), operates based on ionization of a semiconductor material. It stops the evaporation residues, allowing the measurement of their kinetic energy, as well as alpha decays, spontaneous fission, and electrons. Recoil nuclei are aimed to be implanted within a small length, typically between 1 and $7\mu m$, in order to maximize the escaping particles towards the front of the detector and subsequently implanting in the tunnel detectors. A degrader can also be placed in front of the DSSD to achieve this. At FLNR, the DSSD is square-shaped, with dimensions of $10 \times 10 \text{ cm}^2$ and a thickness of $300\mu m$. It possesses 128 charge collection strips on two faces oriented perpendicularly to each other (Fig. 3.18). Each face has two different gains, adjusted for the energy range of the particles to be detected. At RIKEN, the implantation detector has an active area of $64 \times 64 \text{ mm}^2$ and a thickness of $500\mu m$ (Fig. 3.19). It features 64 strips on the front and 32 strips on the back face.

Tunnel Detectors The tunnel detectors (DSSD), surrounding the implantation detector, capture radiation escaping from it (Fig. 3.20). They measure electrons, fission fragments, and alpha particles. When combined with the implantation detectors, an approximately 60% alpha particle detection efficiency is achieved at FLNR using eight $700\mu m$ -thick tunnel detectors with 256 pixels each [Rez16], and approximately 88% at RIKEN using six $300\mu m$ -thick tunnel detectors (Fig. 3.22). At RIKEN, the main focus is to determine the energy of "escape" alphas, while at FLNR, the emphasis is on studying electrons, which exhibit low background noise in these detectors (the detection efficiency for electrons is shown in Fig. 3.21).

Germanium Detectors The High Purity Germanium (HPGe) detectors measure γ -rays and X-rays by collecting charges in their semiconductor material. Only the FLNR experiment has four HPGe detectors around the tunnel detectors and a Clover-type behind the DSSD (Fig. 3.24). They are shielding with an anti-Compton enclosure, and the AddBack mode of the Clover detector will be used later in the analysis of ^{254}No . Detection efficiency of 30% at 150 keV with resolutions below 2 keV is achieved (Fig. 3.23).

VETO Detectors The VETO detectors enable the detection of energetic and light particles coming from the primary beam. When used in anti-coincidence with the implantation detector, they filter data. Only the RIKEN experiment is equipped by two VETO detectors with a thickness of $300\mu m$ and dimensions of $58 \times 58 \text{ mm}^2$ each (Fig. 3.25).

Data Acquisition Systems and Data Format

At the Focal Plane of SHELS

Analog electronics An analog electronics setup is used, comprising a preamplifier (PA), a spectroscopy amplifier for adjusting gain based on detected particle types, and an Analog-to-Digital Converter (ADC). The ADC has 13-bit resolution, and the clock frequency is 1 MHz (Fig. 3.26). The TriggerLess logic is employed for triggering, and needs to be time-sorted during offline analysis. In summary, the key parameters from the data acquisition system are Time, Detector triggered, Strip, ToF, and Energy.

Test on digital electronics

(Card Description) The TNT2 cards have a frequency of $f_c=100$ MHz with a 12-bit ADC, while the NI PXI 5170R cards have a frequency of $f_c=250$ MHz with a 14-bit ADC, all in a more compact format (see Fig. 3.27). The latter has a programmable FPGA version in LabView.

(Performance Analysis) I evaluated the performance TNT2 and NI cards by comparing their energy spectra. For this purpose, I used a triple- α source of ^{239}Pu , ^{241}Am , and ^{244}Cm to assess the TNT2 cards' Jordanov algorithm. The result is depicted in Fig. 3.28 and validated. Then, I compared the Jordanov spectrum directly from the NI cards' FPGA, illustrated in blue in Fig. 3.29, with the one obtained by my Jordanov algorithm in C++, illustrated in red. To acquire raw traces, I previously developed a LabView code. I obtained a resolution ratio of these two spectra $\frac{\sigma_{\text{LabV}}}{\sigma_{\text{c++}}} = 0.9612$, confirming the successful implementation of the code in the FPGA.

At the Focal Plane of GARIS III

Analog electronics Analog electronics is also used, although a digital electronics system is under development. The analog setup includes a preamplifier and a Gaussian shaper with a shaping time of $4\mu\text{s}$. The resulting signal amplitude is then converted by an ADC. Global triggering logic is used, and the clock is coded at 100 MHz. The electronic setup includes two triggers, whose working principles are shown in Fig. 3.30. In summary, the key parameters from the data acquisition system are Time, X, Y, E_{dssd} , E_{veto} , E_{tunnel} , ToF, QDCs, and TDCs.

Development of digital electronics

(Management of Pile-up) Rapid implantation of particles in detectors causes "pile-up" in output signals, affecting energy measurements (see an example in Fig. 3.31). Pile-up renders our analog electronic systems inoperative below $\sim 4\mu\text{s}$ at FLNR and $\sim 6\mu\text{s}$ at RIKEN. Therefore, it is essential to deconvolve this pile-up by off-line trace analysis.

(PIXIE-16 Cards) The GARIS III experiment utilizes digital electronics with PIXIE-16 revF modules from XIA LLC [Pix]. These 16-bit modules have a clock rate of 250 MHz and 16 input channels (see Figs. 3.32 and 3.33). Unlike analog electronics, these are triggerless, capable of real-time detection of pile-up signals and recording the corresponding traces.

(Single Trace Analysis) First, the fitting of single traces is tested, for instance without pile-up,

using calibration data from the reaction $^{51}\text{V}+^{159}\text{Tb}\rightarrow^{210-x}\text{Ra}+x\text{n}$. A double-exponential fitting approach is employed, as shown in Eq 3.11. The relevant parameters for this fitting are displayed in Fig. 3.34. The fit is accurate, allowing access to the trace amplitude.

(Pile-up Analysis) Next, I applied the fitting function to the spectrum obtained from the reaction $^{51}\text{V}+^{248}\text{Cm}\rightarrow^{299-x}\text{119}+x\text{n}$ to study reaction products with lifetimes below $6\ \mu\text{s}$. To obtain a converging fit, it's necessarily to initialize the trigger point t_0 to 237 ± 12 (4ns) (automatically triggered by a fast Jordanov algorithm I developed) and the rise time θ to 7 ± 1.9 (4ns) based on their dispersion study in Figs. 3.35 and 3.36. The baseline b is also initialized by detecting the average value of the first 200 points of the trace. The final fit is presented in Fig. 3.37. Consequently, the time limitations have been reduced to 512 ns (see [Bri23c] for more in-depth analysis of this electronics).

L'aspect théorique de la physique de cette thèse a été présenté ainsi que son contexte scientifique. Il est désormais important de comprendre le passage de la théorie à la pratique. Les techniques expérimentales derrière l'étude des états isomériques des noyaux transférables ainsi que la synthèse de nouveaux éléments sont très proches mais présentent également chacune leurs spécificités. Nous utilisons alors le principe de spectroscopie qui permet d'investiguer la structure nucléaire et identifier les noyaux synthétisés. La spectroscopie est possible grâce à deux dispositifs expérimentaux : un séparateur pour isoler les noyaux d'intérêt et des détecteurs pour étudier les rayonnements émis par les noyaux séparés. Ce chapitre est donc consacré à la présentation de toutes ces techniques expérimentales.

3.2 Principe de la spectroscopie

La spectroscopie est un principe très utilisé en physique expérimentale dans la zone des noyaux transférables. Lors d'une réaction de fusion-évaporation, le résidu d'évaporation se situe dans un état excité. Lors de sa désexcitation puis sa décroissance, il change d'états quantiques nucléaires *via* différentes émissions : α , γ , électrons de conversion, fission, etc. (voir sections 2.3 et 2.4). La spectroscopie se base donc sur la mesure de ces rayonnements pour pouvoir reconstruire ces états quantiques par lesquels est passé le noyau.

La spectroscopie repose sur deux types d'étude : prompte (au niveau de la cible) et retardée (au niveau du plan focal du séparateur) qui sont détaillées dans cette partie. Chacune d'entre elles présente des avantages et des inconvénients et sont adaptées au type d'étude que l'on souhaite réaliser. Elles peuvent également être complémentaires comme réalisées avec les dispositifs SAGE (plan cible) [Cox15] et GREAT (plan focal) [Pag03] couplé au séparateur RITU [Lei95] au laboratoire de Jyväskylä où la première spectroscopie prompte d'un élément superlourd ($Z \geq 104$) sur le ${}_{104}^{256}Rf_{152}$ a pu y être réalisée [Rub13; Gre12].

3.2.1 Spectroscopie prompte

Le spectroscopie prompte permet de mesurer les rayonnements émis lors de la désexcitation du noyau de recul au moment de sa création dans la cible, *i.e.* que l'on mesure les décroissances immédiatement après l'évaporation de neutrons du noyau composé. Lors de cette phase, des rayonnements γ et des phénomènes de conversion interne et de relaxation atomique sont observés à des temps de vie de l'ordre de la femtoseconde jusqu'à atteindre un état suffisamment long (état isomérique, état fondamental, etc.). Pour observer la structure nucléaire des noyaux durant cette phase très rapide, un ensemble de détecteurs de rayonnements γ et/ou de spectromètres à électrons sont placés autour de la cible comme illustrés dans la Fig. 3.1.

Au plan cible, un important bruit de fond provenant de l'excitation des noyaux cibles, des quasi-cibles, des produits de transfert et des fragments de fission est produit. Des centaines de milliers

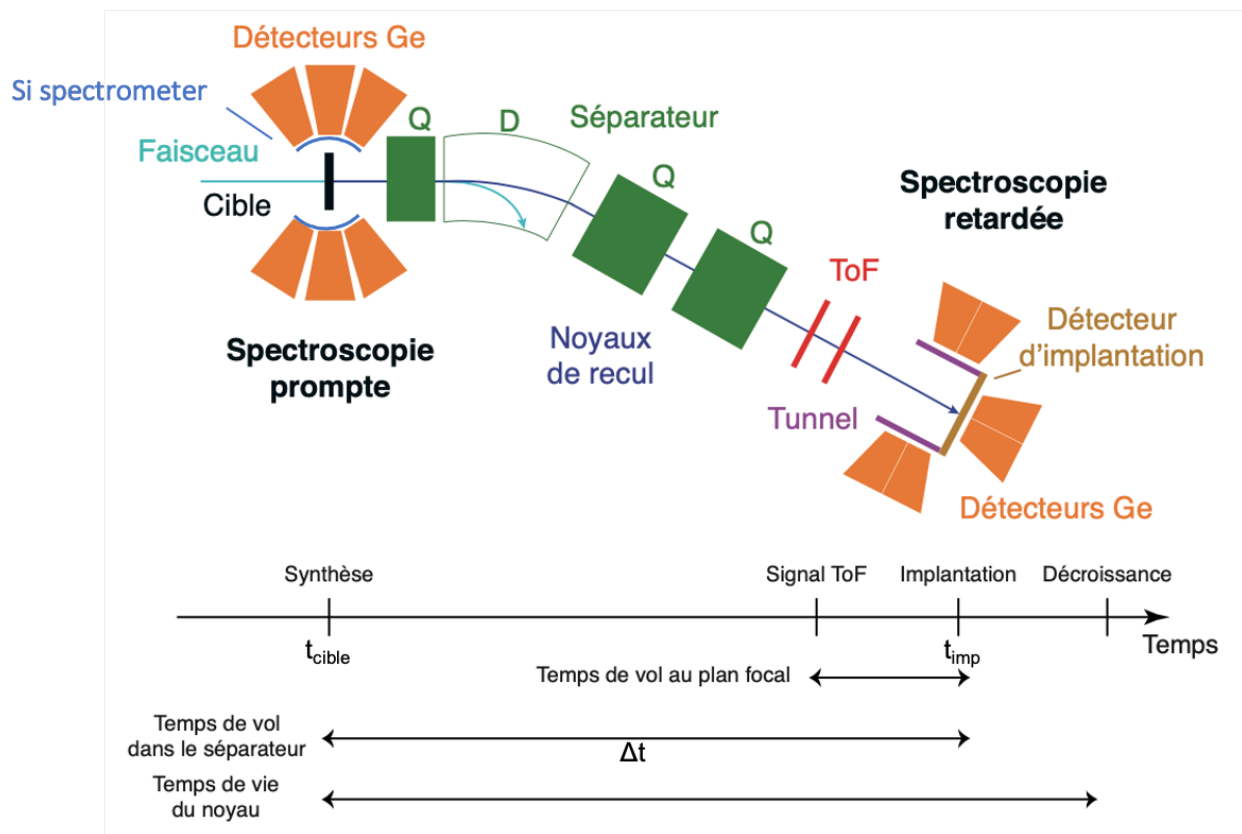


FIGURE 3.1 – Schéma de la technique de sélection Recoil-Decay Tagging en vue de réaliser la spectroscopie prompte et retardée d'un noyau synthétisé par fusion-évaporation. Les fenêtres temporelles utilisées lors de l'analyse de ces expériences sont indiquées en-dessous. La figure est extraite de [Rub13]. / Diagram of the Recoil-Decay Tagging selection technique for prompt and delayed spectroscopy of a nucleus synthesised through fusion-evaporation. The time windows used during these experiments analysis are indicated below. The figure is extracted from [Rub13].

de rayonnements peuvent être émis chaque seconde. Il est donc important de procéder à une discrimination des noyaux de recul face à tous ces évènements. Pour cela, il est possible d'identifier l'élément Z à travers ses rayonnements X ou l'isotope à travers des transitions γ connues. Il est possible également d'utiliser le temps de vol dans le séparateur, noté Δt comme illustré dans la Fig. 3.1. Les rayonnements détectés au niveau de la cible au temps $t_{cible} = t_{imp.} - \Delta t$ sont alors associés au noyau détecté au plan focal au temps $t_{imp.}$. On appelle RDT (Recoil Decay Tagging) la recherche d'une émission α ou fission associée au noyau d'intérêt dans le plan focal [Sch86; Pau95].

Selon les besoins de l'expérience, du degré de précision recherché et de la statistique disponible, le choix entre ces différents types de sélection est plus ou moins imposé. Il faut retenir que l'objectif

de ces sélections est d'établir une fenêtre temporelle dans laquelle on peut corrélérer les observations du plan focal au plan cible afin de s'assurer de l'identification du noyau d'intérêt. Le bruit est donc une limite majeure dans ce type de spectroscopie qui a un impact direct sur le taux de production des noyaux étudiés. C'est pourquoi, on limite les intensités faisceaux à ~ 100 pA.

3.2.2 Spectroscopie retardée

La spectroscopie retardée permet d'observer les rayonnements émis lors de la décroissance d'un noyau de recul au plan focal du séparateur comme illustré dans la Fig. 3.1. Un ensemble de détecteurs à rayonnements γ , d'émissions α et/ou de spectromètres à électrons sont alors installés au plan focal du séparateur, laissant aveugle toute émission de particules entre le plan cible, de temps t_{cible} et le plan focal, de temps $t_{imp.}$. On note que le temps de transport d'un noyau de recul pour traverser le séparateur est généralement de l'ordre de $\Delta t \sim \mu s$ (on calcule un temps de transport théorique de $1.42 \mu s$ dans SHELS pour le ^{254}No par exemple).

Pour observer la structure nucléaire du noyau d'intérêt avant qu'il atteigne son état fondamental ou qu'il décroisse vers un noyau plus léger, les états isomériques sont d'un fort intérêt ici. En effet, si le noyau d'intérêt créé par fusion-évaporation au plan cible se retrouve dans un état isomérique possédant un temps de vie supérieur à $\Delta t \sim \mu s$, le noyau sera transporté puis implanté dans le plan focal toujours dans ce même état isomérique. Ainsi, lorsque le noyau finit par se désexciter, il est déjà implanté au plan focal et l'observation de toute la décroissance de l'état isomérique devient possible.

Cette spectroscopie est très précise grâce aux corrélations génétiques en temps et dans l'espace. Les noyaux d'intérêt sont implantés dans un détecteur silicium pixelisé, *i.e.* présentant une segmentation verticale et horizontale, dont chaque pixel est indépendant. On peut donc restreindre la fenêtre d'étude d'une chaîne de décroissance au pixel près. Cela permet de réduire le bruit de fond et de gérer des chaînes de décroissances simultanément à condition qu'elles n'aient pas lieu dans le même pixel. Ainsi, un noyau peut être identifié sans ambiguïté si une émission correspondante au type (généralement par émission de particule α ou par fission spontanée) et à l'énergie caractéristique de décroissance est détectée à la position d'implantation dans une fenêtre temporelle. C'est la méthode utilisée pour le RDT. Également, pour limiter le bruit de fond, le temps de vol du détecteur ToF au plan focal permet de s'affranchir de bon nombres d'évènements inintéressants tels que les produits de transfert ou des noyaux quasi-cibles indésirables. La section 3.5.3 détaille le fonctionnement du détecteur ToF.

3.3 La cible

Bien que les accélérateurs peuvent fournir des intensités faisceau de $10\mu\text{A}$, les cibles ne sont pas capables de soutenir de telles intensités. Généralement, elles possèdent deux couches de matériaux différents : un support de cible et le matériau cible lui-même. Ces 2 couches forment quelques μm d'épaisseur. Les cibles sont de forme circulaire et possèdent une vingtaine d'encoches dans lesquelles les échantillons de cible sont insérés (voir Fig. 3.2). Elles sont tournantes (~ 2000 tours/min) afin de maximiser l'évacuation de la chaleur accumulée lors des expériences.

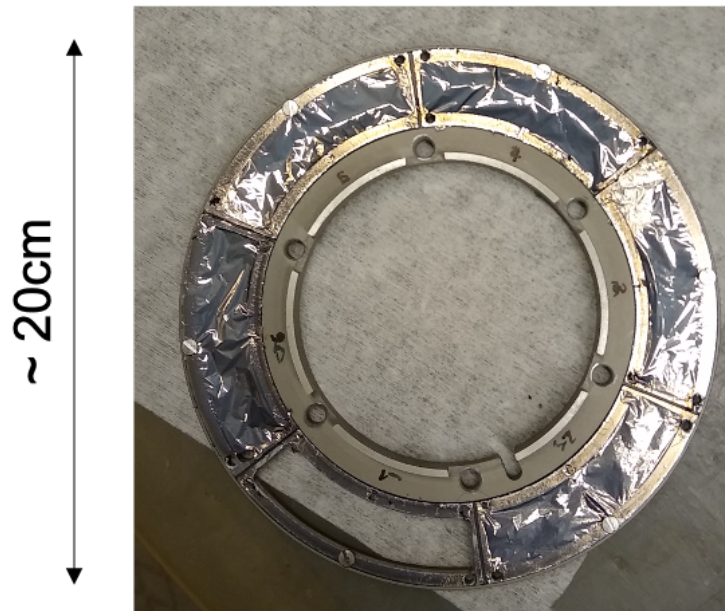


FIGURE 3.2 – Cible de ^{208}Pb déposée sur son support de titane montée sur le cadre rotatif au FLNR (Dubna). / ^{238}U target on a titanium backing, mounted on a rotating frame at FLNR (Dubna).

La cible casse au bout d'un certain temps dû à plusieurs facteurs. Tout d'abord, l'intensité du faisceau provoque une pression sur la cible, de l'ordre de 10^{-6}N pour une intensité de $1\mu\text{A}$. Cette faible pression devient significative pour de longues expériences (comme pour la synthèse du nouvel élément 119). Aussi, la rotation de la cible, de l'ordre de ~ 2000 tours/min, provoque un stress mécanique dans le matériel, favorisant la cassure. Enfin, le problème majeur est l'évaporation thermique. Les doses accumulées, à 10^{19} typiquement, sont telles que la constitution cristalline du support de cible est modifiée (effet de vague) et une partie des matériaux de la cible s'évapore. En effet, le support de cible est placé en amont du matériau de la cible afin d'absorber au maximum la chaleur et limiter tous ces effets sur le précieux matériau de la cible. L'élévation de la température atteint les 2000°C . Alors, les tests des supports de cibles sont en plein développement afin d'en trouver des résistants à ces effets [Zag12]. En voici quelques exemples : le graphène, les alliages de titane, le

carbone, etc. Pour le moment, un support standard de titane est utilisé dans les expériences de cette thèse, étant le meilleur compromis en termes de résistance aux intensités faisceau (sa température de fusion est de "seulement" 1668°C). Finalement, la cible est optimisée en fonction de la consommation, du rendement, de l'homogénéité et de la durabilité des matériaux de la cible.

RIKEN En plus de la cible, le plan focal de GARIS III possède une photodiode PIN de silicium de surface active $3.6 \times 3.6 \text{ mm}^2$ monté à une distance de 186 mm de la cible dans un angle solide de 45° par rapport à l'axe du faisceau. Ce détecteur permet de surveiller l'état de la cible grâce à la mesure de la diffusion Rutherford. De cette manière, on obtient le spectre élastique de l'expérience et donc une estimation de la dose.

3.4 Les différents types de séparateurs

Comme il a été déjà présenté dans la section [2.2](#), de nombreux mécanismes physiques entrent en jeu avant d'aboutir à une réaction de fusion-évaporation : quasi-fission, fusion-fission, transfert, etc. Les noyaux créés par fusion-évaporation (*i.e.* les résidus d'évaporation) sont donc très minoritaires. Par exemple, on note une section efficace de fission $\sigma_{fission} \sim 30 \text{ mb}$ contre $\sigma_{ER} = 2 \mu\text{b}$ pour une énergie d'excitation du noyau de recul de $E^* \sim 21 \text{ MeV}$ dans la réaction $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$ [[Pro08](#)]. Pour séparer ces résidus du bruit de fond, nous utilisons alors des séparateurs. Ils rejettent les particules chargées indésirables tout en sélectionnant les résidus d'évaporation pour les transporter jusqu'à leur plan focal à l'aide de champs électromagnétiques. Le principe de fonctionnement d'un séparateur est donc présenté ici.

Au cours de ma thèse, j'ai eu l'opportunité de découvrir deux dispositifs expérimentaux différents présentant chacun un séparateur avec leurs spécificités. On retrouve d'une part le séparateur SHELS au FLNR-JINR (Dubna) qui a été conçu et optimisé pour des études de spectroscopie de noyaux issus des réactions de fusion-évaporation asymétriques et d'autre part le séparateur GARIS III à RIKEN (Tokyo) développé pour des réactions de synthèse de nouveaux éléments. Les caractéristiques de chacun de ces séparateurs sont présentés dans les sections suivantes.

3.4.1 Principe de fonctionnement

Lors d'une expérience de réaction de fusion-évaporation, nous travaillons avec un faisceau d'ions. Ce dernier est extrait d'une source ionisée puis injecté dans un accélérateur de particules qui accélère le faisceau jusqu'à $10^{12} - 10^{14}$ ions/s. Il existe alors des distributions de charges à plusieurs niveaux dans toute l'expérience, induites par des échanges de charges entre les ions. Alors, il en existe en sortie de source (par la haute intensité du faisceau), en sortie de l'accélérateur (par le

passage dans un feuille de carbone) et en sortie de cible (par le passage dans la cible). C'est sur cette dernière que nous travaillons. Un séparateur est placé en sortie de cible afin de séparer les résidus d'évaporation issus de la réaction de fusion-évaporation du bruit de fond à l'aide de l'état de charge sélectionné. Pour cela, le séparateur utilise des champs électromagnétiques pour guider (ou non) les particules chargées vers le plan focal. On peut le décomposer en quatre composants majoritaires : des dipôles électrostatiques et magnétiques, des quadripôles magnétiques, des déflecteurs électrostatiques et des filtres de Wien.

Le dipôle électrostatique et magnétique (voir Fig. 3.3 et 3.4) permettent de transporter les ions au travers du séparateur tout en sélectionnant leur charge selon des champs \vec{E} et \vec{B} . Le parcours d'une particule chargée dans un champ électromagnétique est décrit par la force de Lorentz :

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (3.1)$$

On sélectionne alors les ions d'intérêt avec leur charge en optimisant le rayon de courbure, noté R, dans un champ magnétique \vec{B} et électrostatique \vec{E} uniformes et transverses au mouvement de la particule chargée tel que :

$$R = \frac{Mv}{|q|B} \quad (3.2)$$

$$R = \frac{Mv^2}{|q|E} \quad (3.3)$$

avec M la masse, v la vitesse et q la charge de la particule.

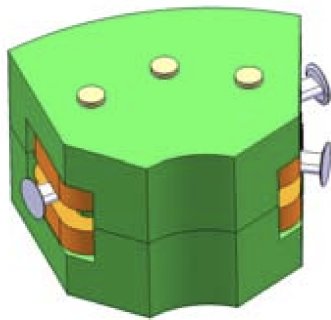


FIGURE 3.3 – Vue d'un dipôle magnétique (ou électrique) en trois dimensions. La figure est extraite de [Jac08]. / Three-dimensional view of a magnetic (or electric) dipole. The figure is extracted from [Jac08].

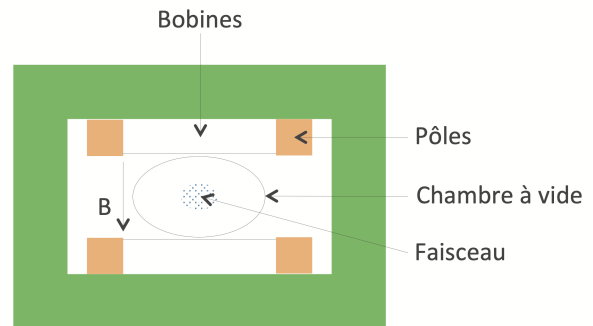


FIGURE 3.4 – Schéma de principe d'un dipôle magnétique (vue en coupe). La figure est extraite de [Jac08]. / Diagram illustrating the concept of a magnetic dipole in a cross-sectional view. The figure is extracted from [Jac08].

Les quadripôles magnétiques (voir Fig. 3.5 et 3.6) permettent quant à eux de focaliser les particules chargées dans une direction privilégiée. Ils sont généralement placés au début et à la fin du séparateur pour ramener les particules dans l'axe du détecteur d'implantation. Ils sont capables de focaliser les ions horizontalement et verticalement. En utilisant plusieurs de ces quadripôles magnétiques à la suite, on peut donc focaliser les ions dans toutes les directions.

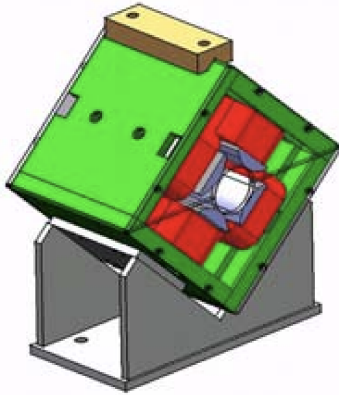


FIGURE 3.5 – Vue d'un quadripôle magnétique dont les quatre bobines sont en rouge. La figure est extraite de [Jac08]. / *View of a magnetic quadrupole with all four coils shown in red. The figure is extracted from [Jac08].*

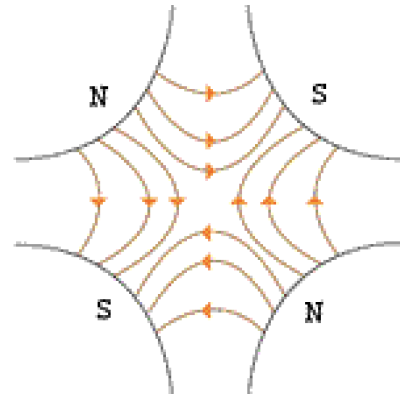


FIGURE 3.6 – Lignes de champ générées par les quatre bobines : les forces focalisent dans une direction (ici horizontale) et défocalisent dans l'autre (ici verticale). La figure est extraite de [Jac08]. / *Magnetic field lines generated by the four coils : the forces focus in one direction (here horizontal) and disperse in the other (here vertical). The figure is extracted from [Jac08].*

Les déflecteurs électrostatiques courbent la trajectoire des ions, de la même façon qu'un dipôle électrostatique mais en appliquant un champ \vec{E} parallèle entre deux plaques dans un même plan. Ainsi, le champ électrostatique n'est pas en tout point perpendiculaire au mouvement des particules chargées. Il sert principalement à sélectionner en vitesse les particules comme c'est le cas pour les séparateurs SHIP [Mün79; Mün81] et SHELS [Pop16].

Le filtre de Wien est un filtre de vitesse permettant de combiner un champ magnétique à un champ électrostatique pour sélectionner une vitesse de passage, notée v_{passage} . On sélectionne ici les ions uniquement par rapport à leur vitesse v . Ainsi, un noyau de masse M négligeable, de vitesse \vec{v} perpendiculaire au champ magnétique \vec{B} et électrostatique \vec{E} subissant la force de Lorentz nous donne par application du principe fondamental de la dynamique :

$$q \cdot E = q \cdot v \cdot B \leftrightarrow v = v_{\text{passage}} = \frac{E}{B} \quad (3.4)$$

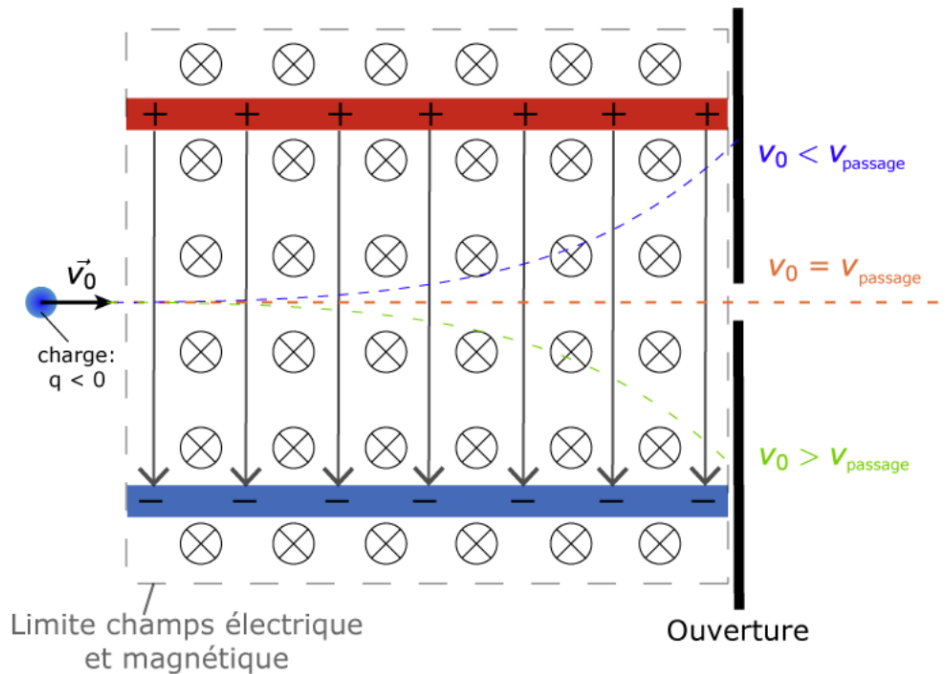


FIGURE 3.7 – Schéma du principe de fonctionnement d’un filtre de Wien. Les particules de vitesse $v_0 = v_{\text{passage}}$ ne sont pas déviées par les champs électromagnétiques. La figure est extraite de [Bri17]. / Diagram illustrating the operating principle of a Wien filter. Particles with velocity $v_0 = v_{\text{passage}}$ are not curved by the electromagnetic fields. The figure is extracted from [Bri17].

En fixant les paramètres E et B , il est possible de sélectionner les ions d’intérêt uniquement sur leur vitesse, indépendamment de leur masse ou de leur charge comme l’illustre la Fig. 3.7. Dans la pratique, ces filtres sont utilisés avec une combinaison de dipôles magnétiques et de déflecteurs électrostatiques.

3.4.2 La fonction de réjection

La fonction minimale d’un séparateur est la réjection, *i.e.* l’élimination du plus grand nombre de particules en provenance du faisceau primaire tout en conservant le maximum de particules d’intérêt jusqu’au plan focal. Or, lors de la création des produits de réaction et sous l’effet des interactions dans la cible (ionisation, stripping, etc.), de nombreuses pertes sont obtenues. Les sélections ne sont jamais parfaites et des événements indésirables arrivent tout de même au plan focal de l’expérience, comme les quasi-cibles qui sont difficiles à rejeter.

Une première source de réjection est due à la diffusion du faisceau en sortie de cible qui émet

dans un cône d'un certain angle. Or, le dispositif de séparation ne peut accepter qu'un certain angle solide en provenance de la cible, typiquement dans un angle de $\sim 4^\circ$ horizontalement et verticalement à l'entrée du séparateur SHELS [Kha07]. On appelle cette grandeur l'acceptance angulaire.

Par cette limite d'acceptance angulaire et par les performances du séparateur, on définit alors différentes grandeurs qui caractérisent les capacités du séparateur à sélectionner les événements d'intérêt ou indésirables : la transmission, le rejetion, l'efficacité, la sélectivité et la sensibilité [Jac08]. L'ensemble des paramètres utiles aux calculs de ces grandeurs sont explicités dans la Fig. 3.8.

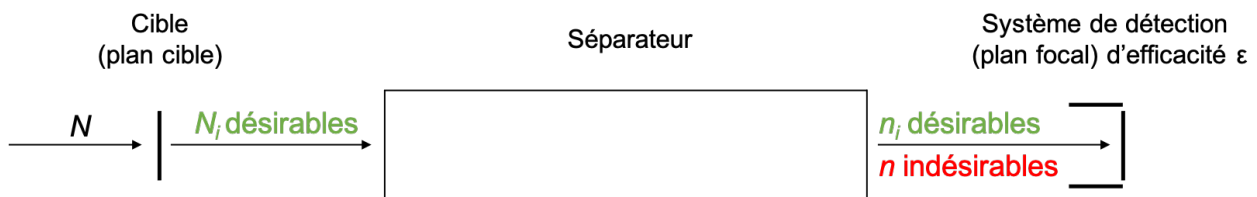


FIGURE 3.8 – Schéma des différents paramètres pour caractériser les propriétés d'un séparateur. On note N le nombre de particules incidentes sur la cible, N_i le nombre de particules d'intérêt produits en sortie de cible, n_i le nombre de particules d'intérêt transportées en sortie du séparateur, n le nombre de particules indésirables transportées en sortie du séparateur et ϵ l'efficacité du système de détection. / Schematic view of the different parameters used to characterise the properties of a separator. We denote N as the number of incident particles on the target, N_i as the number of particles of interest produced, n_i as the number of particles of interest transported at the separator exit, n as the number of unwanted particles transported at the separator exit, and ϵ as the detection system efficiency.

La transmission, notée τ , représente la capacité du séparateur à transporter les particules d'intérêt de l'entrée à la sortie de ce dernier. On souhaite que cette grandeur soit la plus proche de l'unité possible. Elle est définie telle que :

$$\tau = \frac{n_i}{N_i} \quad (3.5)$$

avec n_i le nombre de particules d'intérêt collectées lors de la détection (au plan focal ici) et N_i le nombre de particules d'intérêt produites en sortie de cible.

La réjection, notée r , compare la capacité du séparateur à rejeter les particules incidentes sur la cible en sortie de ce dernier telle que :

$$r = \frac{N}{n + n_i} \quad (3.6)$$

avec N le nombre de particules incidentes sur la cible, n le nombre de particules indésirables collectées lors de la détection et n_i le nombre de particules d'intérêt collectées lors de la détection.

L'efficacité, notée E , a la même fonction que la transmission tout en prenant en compte l'efficacité ϵ du système de détection. Elle est définie par :

$$E = \epsilon \times \tau \quad (3.7)$$

La sélectivité, noté S , correspond au pouvoir de détection des particules indésirables au plan focal comparé aux particules incidentes de la cible :

$$S = \frac{N}{\epsilon \times n} \quad (3.8)$$

Enfin, la sensibilité d'un séparateur correspond au pouvoir de l'expérience de sélectionner les particules indésirables entre elles et les particules d'intérêt entre elles et est définie telle que :

$$s = \frac{n_i}{N_i} \times \frac{N}{n} = E \times S \quad (3.9)$$

Ces quantités révèlent à la fois les performances du séparateur et de la détection de l'expérience et sont très dépendantes de la cinématique de réactions. Par exemple, j'ai pu évaluer les performances obtenues sur le séparateur SHELS du FLNR avec des réactions asymétriques de fusion-évaporation (Ca sur Pb) et des réactions plus asymétriques (Ne sur Pb). La transmission a été abaissée à 5% pour un faisceau de ^{22}Ne (contre de 40% pour un faisceau de ^{48}Ca). Cela provient principalement de la systématique de telles expériences asymétriques créant des noyaux de recul très lents, ajoutant un grand straggling angulaire et énergétique en sortie de cible. D'autres transmissions suivant différents couples faisceau/cible sont également présentées dans le tableau [3.1](#).

3.4.3 Le séparateur à vide : SHELS du FLNR

Le séparateur SHELS (Separator for Heavy Element Spectroscopy) du FLNR-JINR de Dubna est un séparateur à vide optimisé pour les réactions de fusion-évaporation très asymétriques. La collaboration franco-russe a pourtant débuté sur le précédent séparateur VASSILISSA [[Yer89](#); [Yer94](#); [Yer97](#); [Yer03](#)] qui fut couplé au système de détection GABRIELA (voir section [3.5.1](#)). L'étude des décroissances et désexcitations d'isotopes de fermium, nobélium et lawrencium a été réalisée grâce à ce dispositif expérimental (résumé dans [[Hau10](#)]). Cependant, le séparateur VASSILISSA était basé sur une sélection principalement électrique abaissant la transmission à $\sim 1\%$ pour une réaction telle que $^{22}\text{Ne}(^{238}\text{U}, xn)^{260-x}\text{No}$ comme en témoigne le tableau [3.1](#). Ainsi, pour atteindre une transmission plus élevée, le nouveau séparateur SHELS a finalement été développé en Juillet 2013 à partir du séparateur VASSILISSA. Ce dernier s'est inspiré du filtre de vitesse SHIP [[Mün79](#); [Mün81](#)] de GSI. Il présente alors de bien meilleure transmission allant jusqu'à 6.5% pour la réaction $^{22}\text{Ne}(^{197}\text{Au}, 4-6n)^{213-215}\text{Ac}$ et de 40% pour les réactions de faisceaux de ^{48}Ca et ^{50}Ti [[Yer20](#); [Rub12](#)].

Reaction	Beam energy	Target thickness (mg/cm ²)	ERs transmission	
			Old	New
²² Ne(²³⁸ U,4-5n) ^{255,256} No	115	0.35 (U ₃ O ₈)	0.01	–
²² Ne(²⁰⁸ Pb,4n) ²²⁶ U	117	0.36 (PbS)	0.02	–
²² Ne(²⁰⁶ Pb,4n) ²²⁴ U	117	0.23 (metal)	0.02	–
²² Ne(¹⁹⁸ Pt,5-7n) ²¹³⁻²¹⁵ Ra	115-125	0.30 (metal)	0.03	0.040 ± 0.015
²² Ne(¹⁹⁷ Au,4-6n) ²¹³⁻²¹⁵ Ac	120	0.35 (metal)	0.03	0.065 ± 0.030
⁵⁰ Ti(¹⁶⁴ Dy,3-5n) ²⁰⁹⁻²¹¹ Ra	240	0.3 (Dy ₂ O ₃)	0.3	0.4
⁴⁰ Ar(²⁰⁸ Pb,2-3n) ^{245,246} Fm	237	0.36 (PbS)	0.20	0.4
⁵⁰ Ti(²⁰⁸ Pb,2n) ²⁵⁶ Rf	237	0.36 (PbS)	0.20	0.3 ± 0.1

TABLE 3.1 – Transmission mesurée pour différentes réactions de test et comparée entre les séparateurs SHELS et VASSILISA. On observe l’amélioration de la transmission pour les réactions très asymétriques utilisant un faisceau de ²²Ne au passage du séparateur SHELS. Le tableau est extrait de [Pop16]. / *Measured transmission for different test reactions compared using SHELS and VASSILISA separators. An improvement in transmission is observed for highly asymmetric reactions using a ²²Ne beam when passing through the SHELS separator. The table is extracted from [Pop16].*

Le séparateur SHELS est couplé au cyclotron U400 [Oga04]. Le cyclotron est en opération depuis 1978 et permet de produire des faisceaux allant de l’hélium ($Z = 2$) au bismuth ($Z = 83$). Il peut accélérer une source d’ions lourds jusqu’à 26 MeV/u. Les intensités maximales obtenues sont de 1.4 μ A en ⁴⁸Ca²⁺ sur cible.

Le séparateur SHELS est un séparateur sélectionnant sur la vitesse les produits de réaction de fusion-évaporation. Il est composé de deux dipôles magnétiques couplés à deux défecteurs électriques à plaques parallèles (constituant deux filtres de vitesse de Wien), deux lentilles de focalisation (*via* six quadripôles magnétiques) et un dernier dipôle magnétique. La distance entre les plaques des défecteurs électriques est optimisée pour correspondre de manière optimale à la distribution angulaire et à la rigidité électrique des résidus d’évaporation (ER) que l’on souhaite sélectionner. La configuration finale de SHELS est la suivante : QQQ-E-D-D-E-QQQ-D, avec Q un quadripôles magnétique, E un dipôle électrostatique et D un dipôle magnétique comme illustré dans la Fig. 3.9. L’angle de déviation nominal des résidus d’évaporation dans le champ électrique est de 8 degrés contre 22 degrés pour le champ magnétique. Chaque lentille de focalisation se compose de trois aimants quadripolaires afin de focaliser le faisceau en entrée et en sortie du séparateur. La dernière lentille courbe la trajectoire des résidus d’évaporation de 8 degrés afin que le plan focal ne soit pas dans l’axe du faisceau incident sur la cible, réduisant ainsi le bruit de fond.

Le séparateur a été choisi à vide pour éviter le ralentissement des résidus d’évaporation, déjà très lents pour des réactions très asymétriques, par les collisions avec les particules du gaz. Ce type de séparateur est également long (de l’ordre de la dizaine de mètres) afin de discriminer au maximum le rayon de courbure (et donc l’état de charge) de chaque particule chargée. La comparaison entre le transport d’une particule chargée dans un séparateur à gaz et à vide est faite dans la Fig. 3.10.

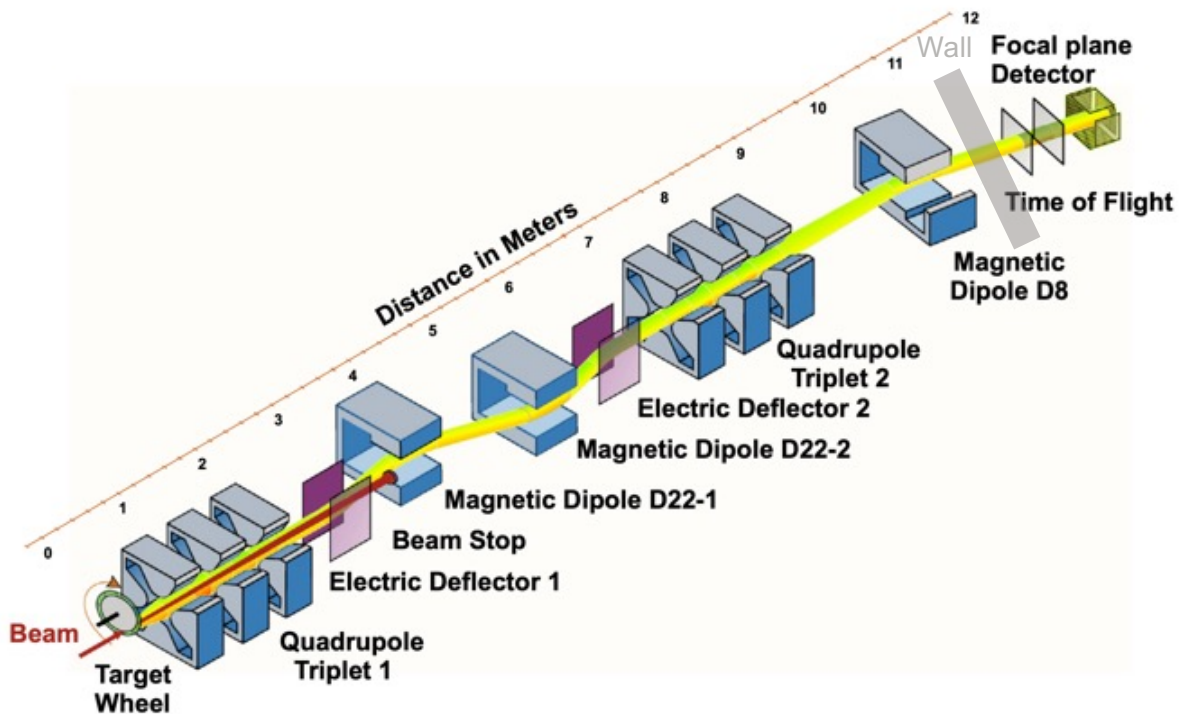


FIGURE 3.9 – Schéma optique du séparateur SHELs [Pop16]. On retrouve les composants de base d'un séparateur tels que six quadripôles magnétiques pour la focalisation des particules, deux déflecteurs électriques et trois dipôles magnétiques (dont deux filtres de Wien) pour la sélection. Un mur sépare le séparateur SHELs de son plan focal pour le préserver des particules indésirables. / *Optical representation of the SHELs separator [Pop16]. It includes the basic components of a separator, such as six magnetic quadrupoles for focusing particles, two electric deflectors, and three magnetic dipoles (including two Wien filters) for selection. A wall splits the SHELs separator from its focal plane to preserve it from undesirable particles.*

Dans le séparateur à vide, chaque particule prend un chemin différent selon son état de charge tandis que dans le gaz, l'état de charge des particules est moyenné sur $\langle q \rangle$ dû aux nombreuses collisions comme nous le voyons en détail dans la section suivante.

3.4.4 Le séparateur à gaz : GARIS de RIKEN

Les premières études menées à l'aide d'un séparateur à gaz ont été effectuées dans les années 1950 au Oak Ridge National Laboratory [Coh58; Ful58] sur les distributions de charges produites par la fission. La première application au domaine des ions très lourds fut menée au FLNR de Dubna

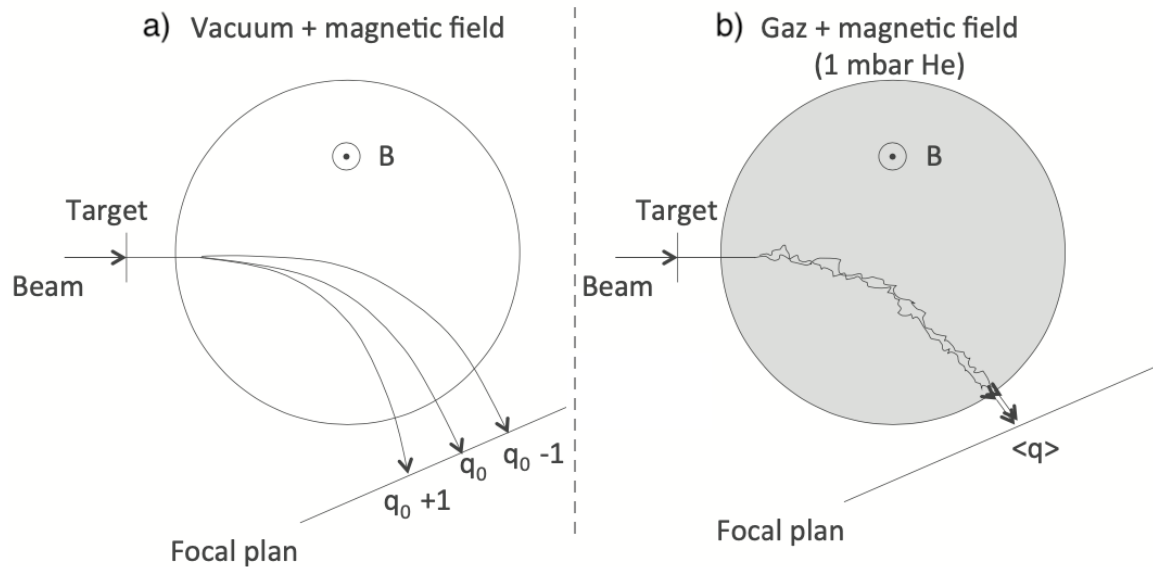


FIGURE 3.10 – Comparaison du transport d’une particule chargée possédant plusieurs états de charge : (a) dans le vide cette dernière prendra un chemin différent tandis que (b) dans le gaz, l’état de charge est moyenné sur $\langle q \rangle$ [Bri17]. / Comparison of the transport of charged particles with multiple charge states : (a) in a vacuum, these states will take different paths, whereas (b) in a gas, the charge state is averaged over $\langle q \rangle$ [Bri17].

pour l’étude des isotopes terrestres rares déficitaires en neutrons [Bac69].

Un séparateur à gaz se base sur les échanges d’électrons qui se produisent entre les ions rapides et les molécules de gaz. Lorsque les collisions sont suffisamment nombreuses, un état de charge moyen $\langle q \rangle$ se forme dans le séparateur (voir Fig. 3.10). Cet état de charge dépend du gaz utilisé, de la nature de l’ion (Z) et de sa vitesse v que l’on peut exprimer sous la forme :

$$\langle q \rangle \approx a \frac{m}{Z^{1/3}} \quad (3.10)$$

avec a un facteur dépendant de la nature et de la pression du gaz utilisé.

Cependant, les séparateurs à gaz possèdent une optique dégradée et donc une mauvaise résolution en masse. Ainsi, il est difficile de focaliser le faisceau en sortie de cible efficacement sur de petites surfaces. Également, l’isolation du gaz dans le séparateur implique d’utiliser des fenêtres de carbone fixes ou rotatives en entrée et sortie de chaque composant [Tsy99] ce qui favorise la dispersion du faisceau.

Les expériences de synthèse de nouveaux éléments auxquelles j'ai participé à RIKEN utilisent le séparateur à gaz GARIS III [Sak22; Hab20; Niw21]. Ce séparateur est une copie du séparateur Garis II [Kaj13], lui-même étant une version améliorée du séparateur GARIS I [Mor92]. Ce dernier est devenu célèbre grâce à la découverte du Nihonium ($Z = 113$) créé à partir de la réaction de fusion froide $^{70}(^{209}\text{Bi}, n)^{278}\text{Nh}$ [Mor07; Mor12]. Ce séparateur était optimisé pour les réactions de fusion froide et possédait une structure D-Q-Q-D, avec D un dipôle magnétique et Q un quadripôle magnétique. Cependant, des expériences ont montré que la transmission de GARIS I devenait bien plus faible pour des réactions très asymétriques sur des cibles d'actinides [Kaj08].

Il a été décidé de construire un nouveau séparateur dédié à la synthèse des éléments $Z \geq 119$: GARIS II. Ce dernier possède une structure Q1-D1-Q2-Q3-D2 établie *via* des simulations. Le premier quadripôle magnétique Q1 permet une focalisation verticale correspondant à l'acceptance angulaire du premier dipôle magnétique D1. Ce dernier est chargé de rejeter le faisceau primaire grâce à une courbure des résidus d'évaporation de 30 degrés et de refocaliser le faisceau horizontalement. Les quadripôles magnétiques Q2 et Q3 (voir Fig. 3.11 et 3.12) permettent ensuite de refocaliser le faisceau pour les injecter dans le dipôle magnétique D2 qui réalise une sélection finale des particules chargées d'intérêt. Le séparateur GARIS III [Sak22; Hab20; Niw21] est alors une copie quasiment conforme au séparateur GARIS II. Cette décision permet d'obtenir un séparateur dédié à la synthèse de nouvel élément et donc un temps de faisceau suffisamment long pour atteindre la très faible section efficace du nouvel élément 119. Il possède une transmission moyenne de 70% avec un faisceau de ^{51}V .

Les séparateurs GARIS sont à gaz d'hélium à une pression à 1 mbar. L'intérêt de ce type de séparateur est la perte d'énergie cinétique des résidus d'évaporation à la rencontre des particules de gaz. De cette manière, on crée un état de charge moyen, noté $\langle q \rangle$, que l'on centre au milieu du détecteur d'implantation situé au plan focal du séparateur. L'objectif ici est donc de maximiser la statistique en s'abstenant de choisir un certain état de charge (il n'y a plus de distribution) afin de produire en plus grand nombre le nouvel élément 119. Un schéma de ce principe est illustré dans la Fig. 3.10.

3.5 Les différents types de détecteurs

En spectroscopie retardée, il est important d'avoir un dispositif de détection efficace pour observer tous les rayonnements émis pour le noyau que l'on souhaite étudier au plan focal de l'expérience. Pour cela, la collaboration russo-française (IJCLab et IPHC) a développé le système de détection GABRIELA, unique par son efficacité et ses seuils bas en énergie. La collaboration nSHE possède aussi un système de détection légèrement différent au plan focal du séparateur GARIS III. Cette partie détaille alors les différents types de détecteurs que l'on peut retrouver sur ces expériences tels

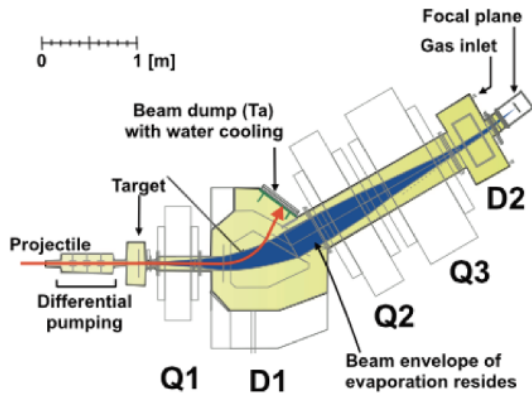


FIGURE 3.11 – Schéma de l'optique des séparateurs GARIS II et III. Le séparateur est composé d'une structure QDQQD. La figure est extraite de [Mor08]. / Representation of the optical system of the GARIS II and III separators. The separator is composed of a QDQQD structure. The figure is extracted from [Mor08].

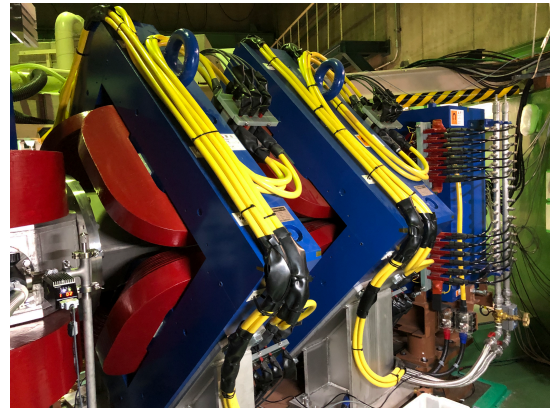


FIGURE 3.12 – Photo des quadripôles magnétiques Q2 et Q3 du séparateur GARIS III à RIKEN. / Picture of the Q2 and Q3 magnetic quadrupoles, from the GARIS III separator, in RIKEN.

qu'un détecteur temps de vol, un détecteur d'implantation, des détecteurs tunnel, des détecteurs germanium et des détecteurs VETO.

3.5.1 Le système de détection GABRIELA au FLNR

Le système de détection GABRIELA [Hau06; Cha20] signifie "Gamma Alpha Beta Recoil Investigation with the ELectromagnetic Analyser". Il est dédié à l'étude et la spectroscopie des noyaux lourds et superlourds à l'aide du séparateur SHELS. Il est installé au plan focal du séparateur SHELS au laboratoire FLNR (Dubna) afin de réaliser des études de spectroscopie retardée. Comme son nom l'indique, il est sensible à beaucoup de modes de désintégration tels que les rayonnements γ , α , les électrons, les énergies cinétiques des résidus d'évaporation et les fragments de fission spontanée.

Il est composé de :

- Un détecteur temps de vol permettant de discriminer les particules provenant de la cible,
- Un détecteur d'implantation (DSSD) qui récolte l'énergie cinétique des résidus d'évaporation, des particules α , des électrons et des fragments de fission,
- Quatre détecteurs tunnel (DSSD) qui détectent les particules s'échappant du détecteur d'implantation,
- Cinq détecteurs germanium qui sont sensibles aux rayonnements γ et aux rayons-X.

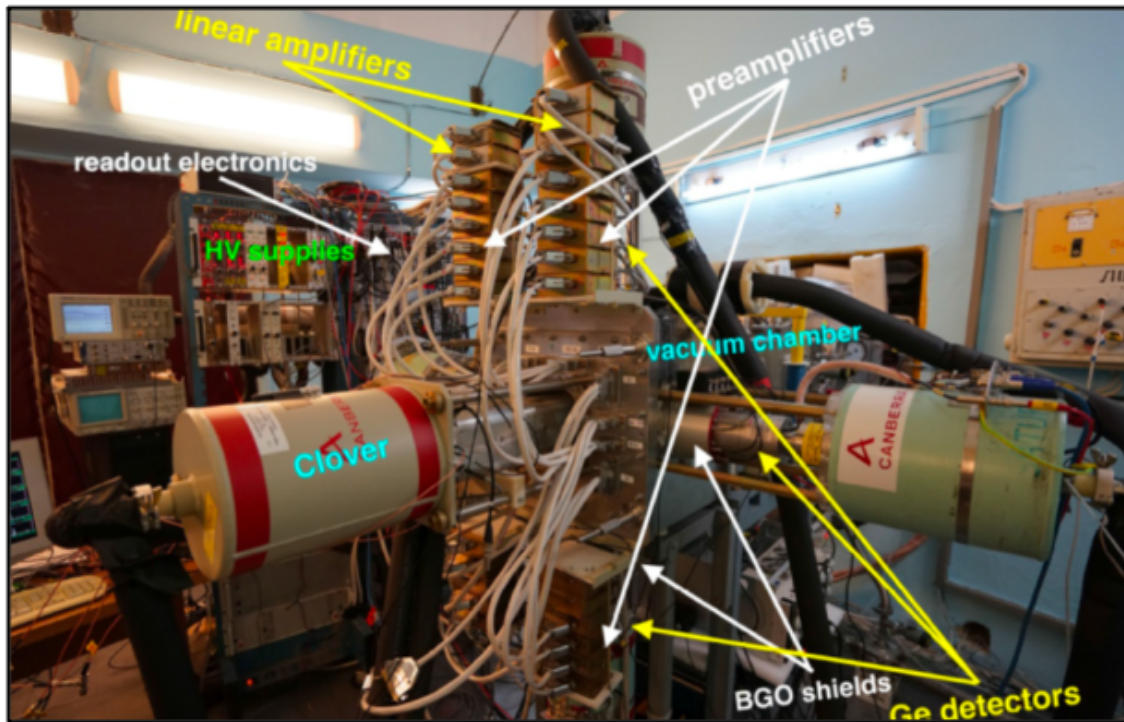


FIGURE 3.13 – Photo du système de détection GABRIELA au plan focal de SHELS au FLNR. On y retrouve les détecteurs germanium et les boucliers anti-Compton. Une partie de la chaîne d’acquisition est également présente sur la photo. La photo a été prise par K. Rezyunkina. / *Photo of the GABRIELA detection system at the focal plane of SHELS at FLNR. The photo shows the germanium detectors and the anti-Compton shields. A section of the acquisition chain is also visible in the picture. The photo was taken by K. Rezyunkina.*

Une photo et un schéma de tous ces composants sont montrés dans les Fig. 3.13 et 3.14. Ce système de détection a permis la spectroscopie complète de nombreux noyaux transférmas comme le ^{253}No [LM07], $^{255-256}\text{No}$ [Kes22], ^{259}Db [Bri17], ^{251}Fm [Rez18], etc. La spectroscopie du ^{254}No a été réalisée avec ce système de détection GABRIELA.

3.5.2 Le système de détection au plan focal de GARIS III à RIKEN

Le système de détection au plan focal de GARIS III à RIKEN est optimisé pour la détection de réaction de synthèse comme l’élément 119. L’objectif de ces réactions de synthèse est de détecter la chaîne de décroissance α de l’élément 119 avec la plus grande précision et efficacité possibles. Cette chaîne possède une section efficace très faible, de l’ordre de la dizaine de femtobarns. Le système de détection doit maximiser les chances de sa détection. Pour cela, le système de détection à RIKEN

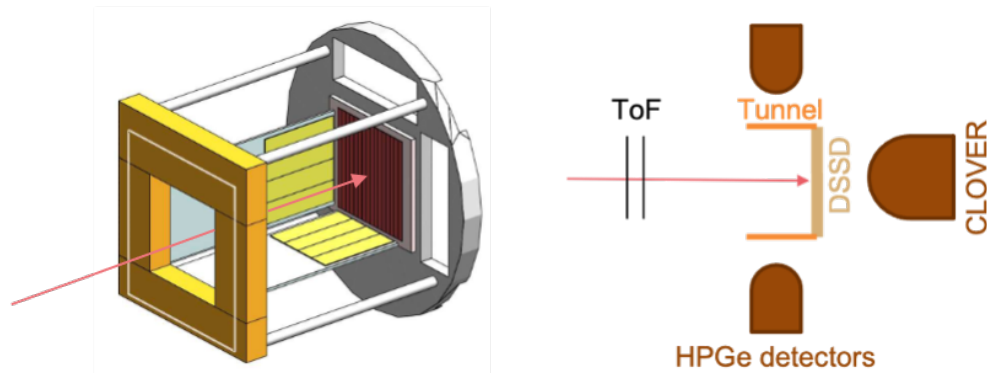


FIGURE 3.14 – (gauche) Illustration (3D) du système de détection GABRIELA sans détecteur germanium. Le détecteur d’implantation est en marron et les détecteurs tunnel en jaune [Gal10]. (droite) Schéma (2D) de profil du système de détection GABRIELA. / A 3D illustration of the GABRIELA detection system without germanium detectors (left). The implantation detector is depicted in brown, and the tunnel detectors in yellow [Gal10]. A 2D profile diagram of the GABRIELA detection system (right).

est composé de :

- Un détecteur temps de vol permettant de discriminer les particules provenant de la cible,
- Un détecteur d’implantation (DSSD) qui stoppe et récolte l’énergie cinétique des résidus d’évaporation ainsi que celle des particules α ,
- Six détecteurs tunnel (DSSD) qui détectent les particules α s’échappant du détecteur d’implantation,
- Un détecteur VETO qui filtre les événements très énergétiques grâce à des anti-coïncidence sur les événements du détecteur d’implantation.

Une photo de l’extérieur du plan focal est montré dans la Fig. 3.15 où le détecteur d’implantation, les détecteurs tunnel et le détecteur veto se trouve dans la boîte métallique.

3.5.3 Le détecteur temps de vol

Le détecteur temps de vol (Time of Flight - ToF) est un détecteur de particules situé en sortie du séparateur. Il a pour objectif de discriminer le passage de particules lourdes et légères *via* la mesure de leur vitesse avant leur implantation dans le DSSD.

Il est généralement composé de deux feuilles émissives d’électrons. Ainsi, lorsqu’un résidu d’évaporation traverse une de ces feuilles, une cascade d’électrons y sont arrachés puis guidés *via* un champ magnétique vers deux galettes de microcanaux (Micro Channel Plates - MCP) placées per-

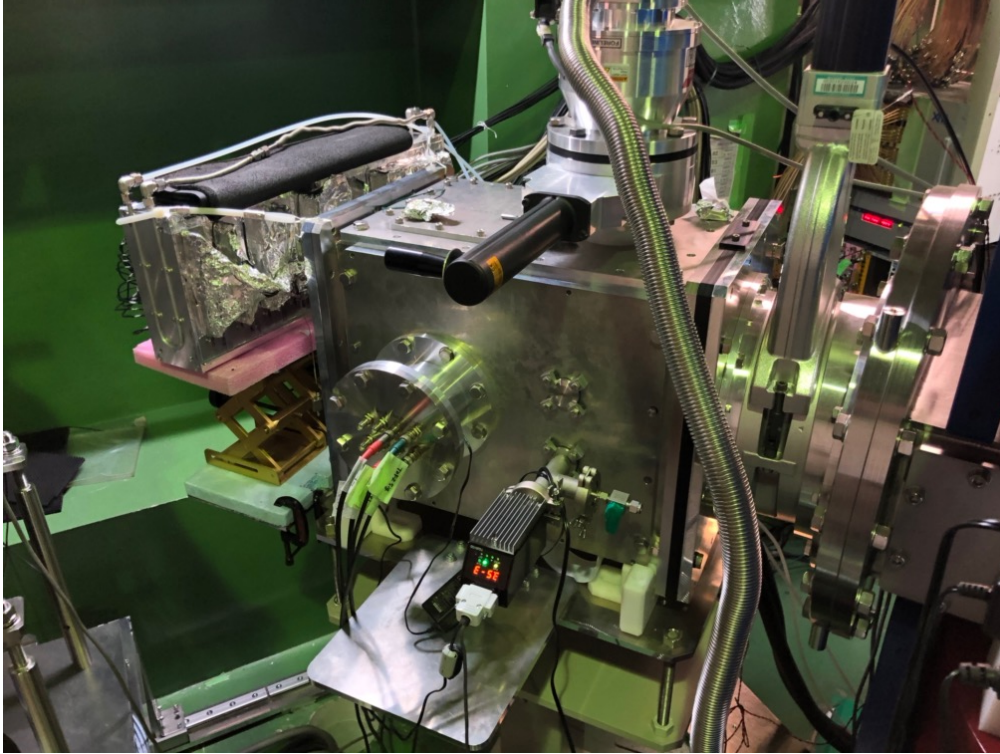


FIGURE 3.15 – Photo du système de détection au plan focal de GARIS III à RIKEN. Le plan focal (boîte métallique) contient le détecteur d’implantation, les détecteurs tunnels et le détecteur veto. / *Photo of the detection system at the focal plane of GARIS III at RIKEN. The focal plane (metallic box) contains the implantation detector, tunnel detectors, as well as the veto detector.*

pendiculairement aux feuilles. Les MCP sont des matériaux hautement résistifs permettant d’amplifier le nombre d’électrons au travers d’une cascade d’électrons secondaires selon un gain proportionnel à la tension appliquée. Le signal provoqué par cette cascade est enfin collecté sur deux anodes (une pour chaque MCPs). Au dessus d’un certain seuil, le détecteur ToF considère qu’une particule vient de le traverser. Un schéma du principe de fonctionnement est montré dans la Fig. [3.16](#).

L’existence de deux MCP permet également de mesurer la différence en temps entre les signaux des deux MCPs. Par exemple, le détecteur ToF est capable de discriminer des particules légères provenant du faisceau avec les résidus d’évaporation lourds grâce à une grande précision de la mesure en temps de l’ordre de la centaine de picoseconde. Il est également possible de garder une seule feuille émettrice d’électrons. De cette manière, on déduit le temps de vol *via* la différence en temps entre le déclenchement de l’unique feuille émettrice (MCP) du détecteur ToF et le détecteur d’implantation. La précision sur la mesure du temps de vol sera moindre (de l’ordre de la μ s) mais les pertes d’énergie cinétique au passage d’une feuille sont limitées. Dans le cas de réactions très asy-

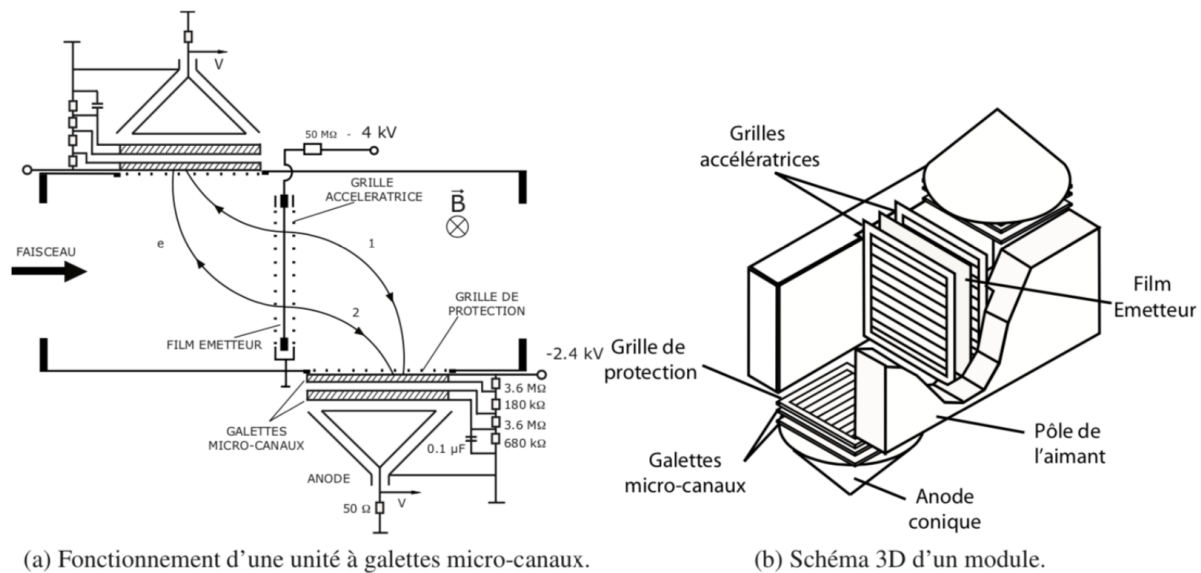


FIGURE 3.16 – Schéma (a) d’une galette à microcanaux (MCP) et (b) d’un module de ToF complet utilisé sur le détecteur ToF de SHELS [And95]. / (a) Representation of a microchannel plate (MCP) wafer (a), and diagram of a complete Time-of-Flight (ToF) module used in the ToF detector of SHELS (b) [And95].

métriques formant des résidus d’évaporation très lents, il est important de perdre le moins d’énergie cinétique possible afin que ces derniers puissent atteindre le détecteur d’implantation.

FLNR En particulier, l’expérience SHELS possède un détecteur ToF possédant deux feuilles émissives d’électrons de dimensions 102x90mm constituées de 30-40 g/cm² d’or déposé sur 40-50 μg/cm² de polypropylène. Chaque feuille émissive capte deux signaux correspondant à deux gains différents comme illustré dans la Fig. 3.16. L’écart entre les feuilles émissives d’électrons est de 240mm et la deuxième feuille se situe à 335mm du détecteur d’implantation. Le détecteur ToF est capable de mesurer une résolution en temps de 500ps. Son efficacité de détection est de 99% et la résolution temporelle est de 150ps.

RIKEN L’expérience à RIKEN possède un détecteur ToF en sortie du séparateur GARIS III (voir Fig. 3.17). Les feuilles émissives d’électrons sont circulaires de 85mm de diamètre et sont constituées d’une couche de Mylar de 0.5 μm d’épaisseur, d’une couche d’or de 10nm d’épaisseur qui sert d’électrode et d’une couche de CsI de 20 μg.cm⁻² d’épaisseur afin d’augmenter la probabilité d’émission d’électrons secondaires. La distance séparant les deux feuilles est de 273mm et possède

chacune un MCP. L'efficacité de détection d'une particule est de 99% et la résolution de la différence en temps est de 590ps [Sak22].

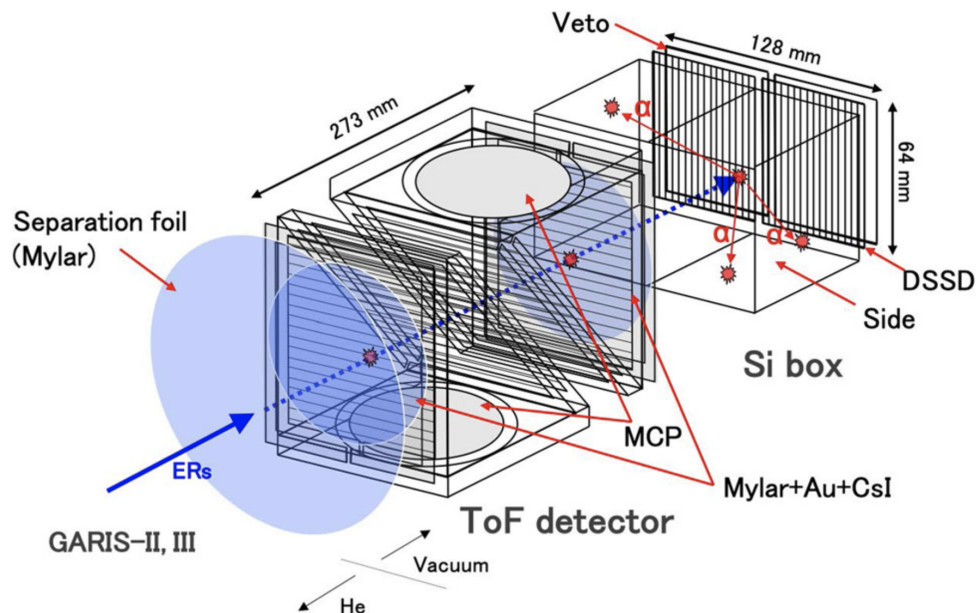


FIGURE 3.17 – Schéma du détecteur temps de vol de GARIS III à RIKEN en amont du plan focal de l'expérience. La figure est extraite de [Sak22]. / Figure extracted from [Sak22] showing the schematic of the Time-of-Flight (ToF) detector used in GARIS III at RIKEN, located upstream of the experimental focal plane.

3.5.4 Le détecteur d'implantation

Le détecteur d'implantation se situe au plan focal des expériences de spectroscopie. C'est un détecteur silicium que l'on nomme aussi DSSD (Double-sided Silicon Strip Détektor). Ces détecteurs fonctionnent sur le principe d'ionisation d'un matériau semi-conducteur, ici le silicium. Ainsi, des paires d'électron-trou proportionnelles à l'énergie déposée par la particule sont produites et collectées par des électrodes sous l'influence d'un champ électrique. Le détecteur d'implantation a pour objectif de stopper les résidus d'évaporation sortant du séparateur et du détecteur temps de vol dans 300 μm de silicium. Il est capable de mesurer l'énergie cinétique de ces derniers ainsi que les énergies libérées lors des rayonnements impliqués dans leur décroissance tels que la décroissance α , la fission spontanée et les électrons.

Dans la pratique, la profondeur d'implantation d'un résidu d'évaporation varie entre 1 et 7 μm . Sachant que les rayonnements sont isotropiques, la moitié est émise en amont et l'autre moitié en aval du détecteur. Ainsi, pour un résidu d'évaporation implanté à une faible profondeur, tous les rayonnements émis en amont sortiront du détecteur et seront perdus. L'efficacité de détection d'un rayonnement α ou d'un électron est donc de 50%. Pour pallier ce problème, des détecteurs tunnel sont installés en amont du détecteur d'implantation comme on le verra dans la section suivante.

Pour réduire l'énergie cinétique des résidus d'évaporation, il est possible de placer une feuille de Mylar devant le détecteur d'implantation afin de supprimer au maximum les produits de réaction à basse énergie. On appelle ce dispositif un dégradeur. Il permet alors d'assurer une implantation peu profonde des résidus d'évaporation dans le DSSD afin d'obtenir un maximum de particules s'échappant du DSSD et venant s'implanter dans les détecteurs tunnels.

FLNR Dans le cas du plan focal de SHELS, le détecteur d'implantation est de forme carrée de 10 x 10 cm^2 d'une épaisseur de $\sim 300\mu\text{m}$ (voir Fig. 3.18) [Rez16]. Il est composé de 128 pistes de collection de charges sur deux faces, orientées perpendiculairement entre elles. Ainsi, par corrélation entre les signaux des faces avant et arrière, on peut constituer des pixels à l'intersection des deux pistes touchées nous donnant un total de $128 \times 128 = 16384$ pixels de taille individuelle $78 \times 78 \text{ mm}^2$ ($< 1 \text{ cm}^2$). Cette pixelisation est choisie selon le taux de comptage des résidus d'évaporation venant s'implanter dans le DSSD. En moyenne, un noyau de recul vient s'implanter toutes les 5 minutes dans chaque pixel, pour un taux de comptage sur tout le détecteur DSSD de 50 Hz. De cette façon, il est possible d'étudier tous les rayonnements suivant l'implantation d'un noyau de recul jusqu'à la 4^{ème} génération sans être pollué par l'arrivée d'un nouveau noyau de recul. Les signaux lus par le DSSD sont amplifiés *via* des gains adaptés au type de particules que l'on cherche à observer : un gain est réservé pour les électrons (de faible énergie) et un autre pour les particules α et la fission spontanée (de haute énergie). Finalement, quatre gains différents peuvent être appliqués sur le détecteur d'implantation répartis sur deux gains pour chaque face.

RIKEN Dans le cas du plan focal de GARIS III, le détecteur d'implantation est constitué de deux DSSD côte à côte et d'épaisseur 500 μm et de surface active de $64 \times 64 \text{ mm}^2$ (voir Fig. 3.19). Chacun de ces deux DSSD dispose de 32 pistes horizontales et 64 pistes verticales formant un total de $64 \times 32 \times 2 = 4096$ pixels. Cette disposition a été choisie due à la meilleure focalisation du faisceau verticale qu'horizontale du séparateur GARIS III. On décompte un taux de comptage inférieur à 150 Hz, amenant à une implantation d'un noyau de recul toutes les 30 secondes dans un pixel du détecteur d'implantation.

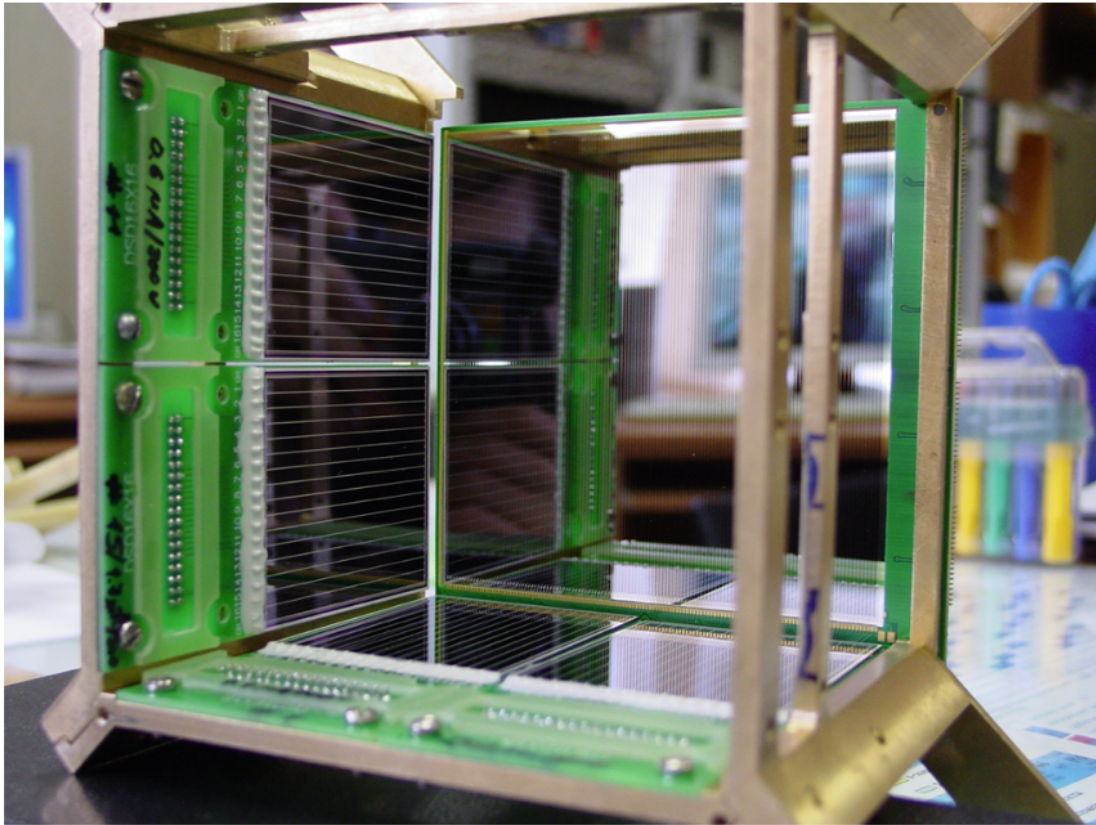


FIGURE 3.18 – Vue de face du détecteur d’implantation entouré de quatre des huit détecteurs tunnels au plan focal de SHELS. On distingue les 128 pistes de la face avant du détecteur. La photo a été prise par O. Dorvaux. / *Front view of the implantation detector surrounded by four out of the eight tunnel detectors at the focal plane of SHELS. The 128 strips on the front face of the detector are visible. The photo was taken by O. Dorvaux.*

3.5.5 Les détecteurs Tunnels

Les détecteurs tunnel sont des DSSD positionnés en amont du détecteur d’implantation afin de capturer les rayonnements s’échappant du détecteur d’implantation. Ainsi, ils mesurent les énergies relâchées par les électrons, les fragments de fission et les particules α . Couplés au détecteur d’implantation, on atteint des efficacités de détection des particules α à $\sim 60\%$ pour l’expérience au FLNR et à $\sim 88\%$ pour l’expérience à RIKEN. La Fig. 3.20 illustre le principe de fonctionnement de ces détecteurs dans le cas de l’émission d’une particule α dans le détecteur d’implantation. Les détecteurs tunnel permettent de récupérer l’énergie des particules lorsque émises en amont du détecteur. Il est à noter que des zones mortes, liés à un film protecteur en amont des détecteurs silicium de 50nm d’épaisseur, empêchent la particule de perdre totalement son énergie dans le silicium.

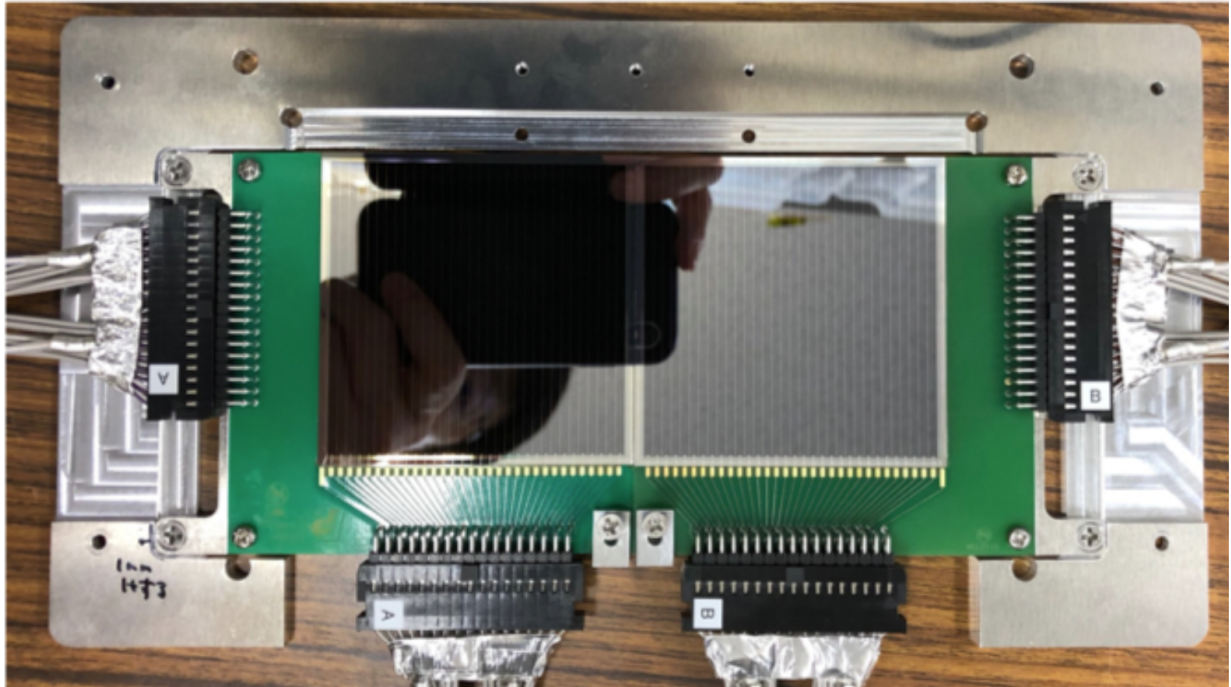


FIGURE 3.19 – Photo de face du détecteur d’implantation au plan focal de GARIS III où l’on peut distinguer les deux DSSD côte-à-côte. La photo a été prise par K. Morimoto. / *Photo showing the front view of the implantation detector at the focal plane of GARIS III, where the two DSSD (Double-Sided Silicon Strip Detector) placed side by side are visible. The photo was taken by K. Morimoto.*

FLNR Le plan focal de SHELS possède 8 DSSD formant une boîte encadrant le détecteur d’implantation en amont de ce dernier. Chacun mesure $5 \times 6 \text{ cm}^2$ de $16 \times 16 = 256$ pixels et d’épaisseur $700 \mu\text{m}$ [Rez16]. Ils sont relativement épais afin d’optimiser l’efficacité de détection des particules à basse énergie comme on l’observe dans la Fig. 3.18. Un taux de comptage est mesuré à 40 Hz sur l’ensemble des détecteurs tunnel. Il est alors principalement utilisé pour l’observation des électrons (particule de basse énergie) lors d’expériences de spectroscopie. En effet, ces détecteurs sont très performants pour mesurer les coefficients de conversion interne des transitions. Les électrons arrivant dans les détecteurs tunnels sont propres et peu bruités car il y a peu de sommation provenant du faisceau contrairement dans le détecteur d’implantation. La Fig. 3.21 montre l’efficacité de détection des électrons dans les détecteurs tunnel du plan focal de SHELS. Une efficacité jusqu’à 23% est obtenue pour des énergies autour de 250 keV ainsi que des mesures descendant jusqu’à $\sim 80 \text{ keV}$ de seuil en énergie.

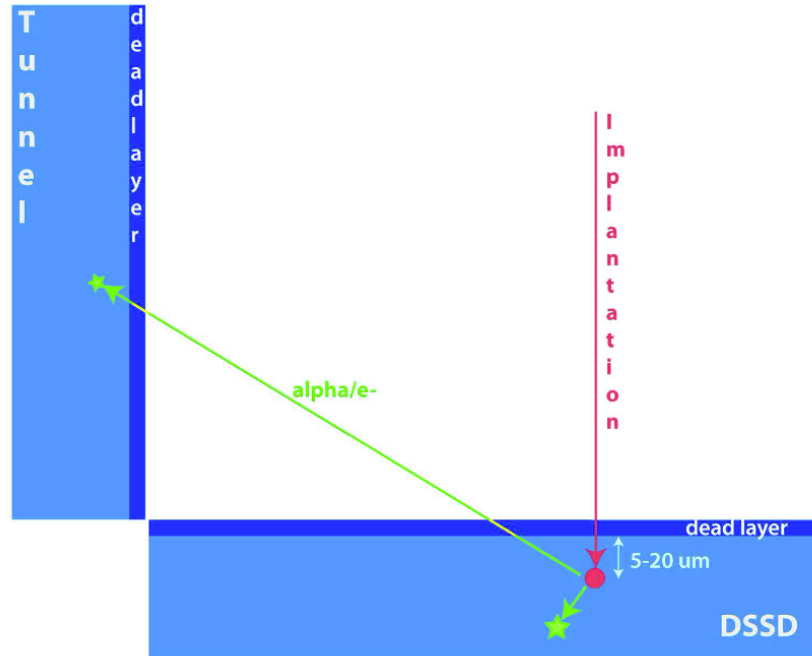


FIGURE 3.20 – Principe de détection d’une particule émise depuis le détecteur d’implantation (α et/ou électron de conversion). La zone active du détecteur est en bleu tandis que les zones mortes induisant des pertes énergétiques sont en bleu foncé. La figure est extraite de [Bri17]. / *Detection principle of a particle emitted from the implantation detector (alpha and/or conversion electron). The active area of the detector is shown in blue, while the energy loss-inducing dead zones are depicted in dark blue. The figure is extracted from [Bri17].*

RIKEN Le plan focal de GARIS III possède quant à lui 6 DSSD en amont du détecteur d’implantation d’épaisseur $300 \mu\text{m}$ de surface active $58 \times 58 \text{ mm}^2$. Ces derniers permettent principalement de détecter les particules α s’échappant du détecteur d’implantation comme montré dans la Fig. 3.22. Ainsi, lors de la synthèse d’un nouvel élément dont l’énergie de la particule α est inconnue, il est important de récupérer la totalité de l’énergie en sommant celle du détecteur d’implantation à celle du détecteur tunnel mesurée en coïncidence. Un taux de comptage est inférieur à 150 Hz sur l’ensemble des détecteurs tunnel.

3.5.6 Les détecteurs Germanium

Les détecteurs germanium de haute pureté (High Purity Germanium - HPGe) mesurent l’énergie des rayonnements γ et des rayons-X par la collecte de paire électron-trou d’un matériau semi-conducteur (le Germanium). Par rapport aux détecteurs silicium, le germanium est beaucoup plus

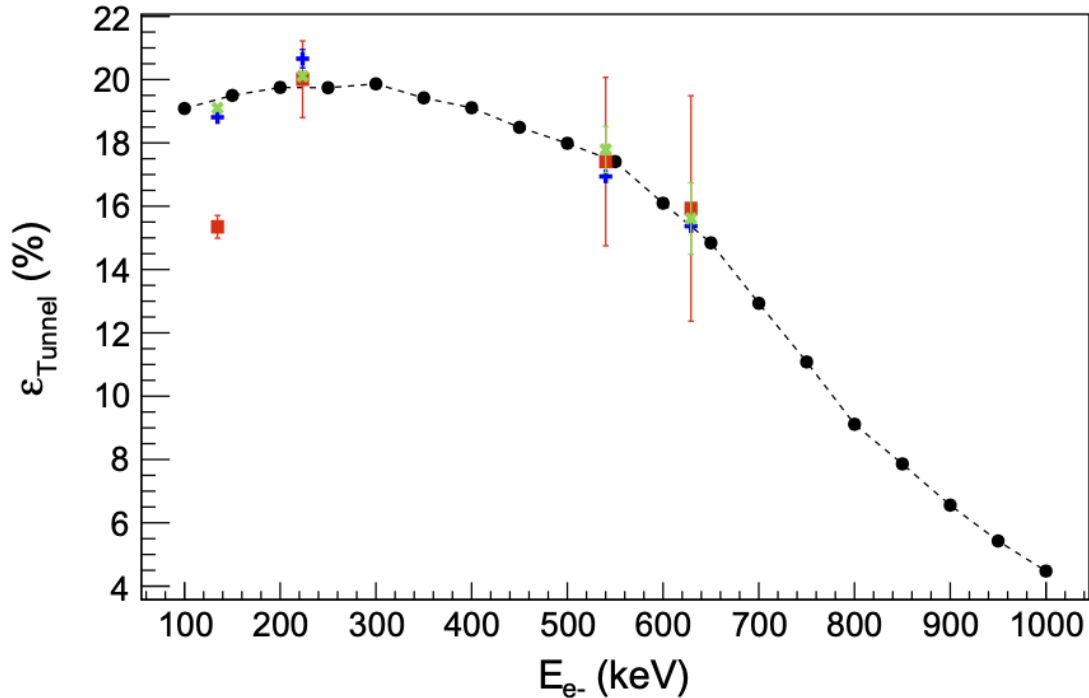


FIGURE 3.21 – Courbe d’efficacité absolue de détection des particules à basses énergie (électrons) dans les détecteurs tunnels au plan focal de SHELS d’après l’étalonnage du ^{209}Ra [Cha20]. Les points ● représentent l’efficacité électron simulée. Les points + et × correspondent aux points simulés extraits de l’isométrie du ^{209}Ra suivant une méthode directe et de coïncidence réciproquement. Les points ■ correspondent à l’efficacité mesurée en électron dans le ^{209}Ra . / Absolute efficiency curve to detect low energy particles (electrons) in tunnel detectors at the focal plane of SHELS according to ^{209}Ra calibration run [Cha20]. The ● points correspond to the simulated e-efficiency. The + and × points correspond to the simulated efficiency extracted from simulated ^{209}Ra isomeric data using the singles and coincidence methods respectively. The ■ correspond to the measured electron efficiency in ^{209}Ra .

efficace que le silicium pour la détection des radiations en raison de son numéro atomique plus élevé. Ainsi, l’énergie moyenne pour créer une paire d’électron-trou est de 3.6 eV pour le silicium contre 2.9 eV pour le germanium, leur conférant une meilleure résolution énergétique. Ces détecteurs possèdent une épaisseur de quelques centimètres permettant alors une absorption totale des rayonnements γ jusqu’à plusieurs MeV.

La pureté de ces détecteurs est très importante. La collecte des paires électron-trou causées par le passage d’un rayonnement dans le détecteur doit être effectuée dans un délai raisonnablement court. Or, des impuretés dans les cristaux de germanium emprisonnent les électrons et les trous, ruinant

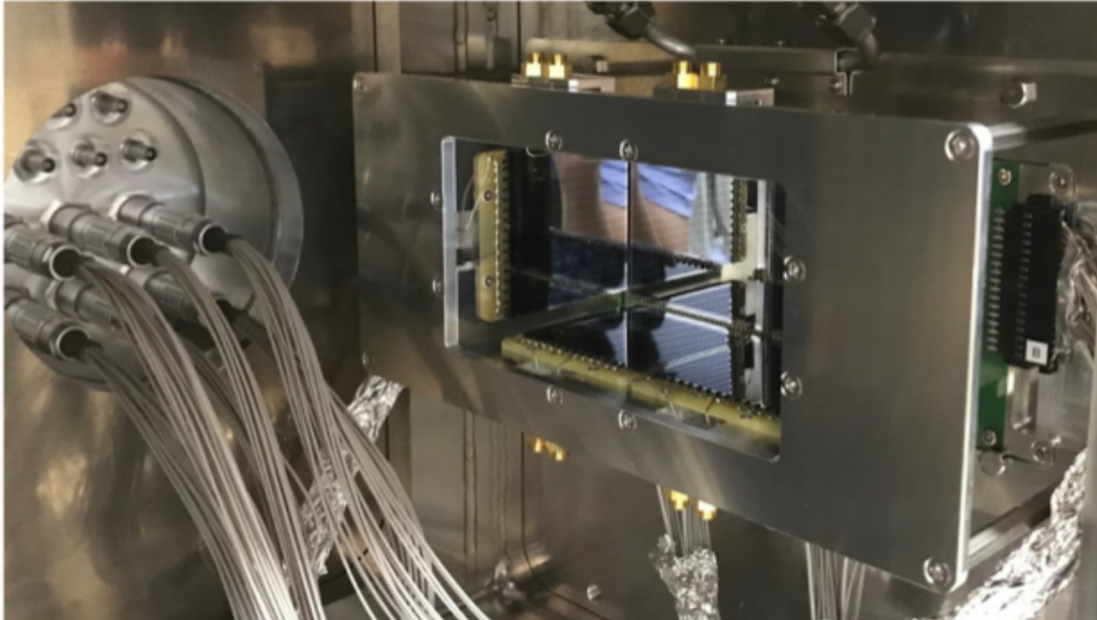


FIGURE 3.22 – Photo de la chambre de détection ouverte au plan focal de GARIS III. On y observe trois des six détecteurs tunnel encadrant le détecteur d’implantation. La photo a été prise par K. Morimoto. / *Photo of the detection chamber, opened at the focal plane of GARIS III. Three out of the six tunnel detectors can be seen surrounding the implantation detector. The photo was taken by K. Morimoto.*

les performances des détecteurs. C’est pourquoi les détecteurs HPGe sont construits de sorte à atteindre une pureté de 99.9 %.

Afin d’atteindre une efficacité maximale, les détecteurs HPGe fonctionnent à très basse température dans de l’azote liquide (-196°C) afin de limiter le bruit provoqué par l’excitation thermique. La courbe d’efficacité des détecteurs germanium présents au plan focal de SHELS sont montrés dans la Fig. 3.23. On atteint une efficacité de 30% à 150 keV et les résolutions en énergie sont inférieures à 2 keV.

FLNR Seule l’expérience au FLNR de Dubna possède des détecteurs germanium dans le système de détection. Ainsi, GABRIELA en possède quatre autour des détecteurs tunnels et un cinquième derrière le détecteur d’implantation. Les quatre détecteurs entourant les détecteurs tunnels sont des monocristaux de Germanium tandis que le détecteur derrière le détecteur d’implantation est de type clover [Duc99; Pop16], appelé CLODETTE. Ce dernier est constitué de quatre monocristaux de Ge quasi-cylindriques de 50mm de diamètre et de 70mm de long. La chambre de réaction a été

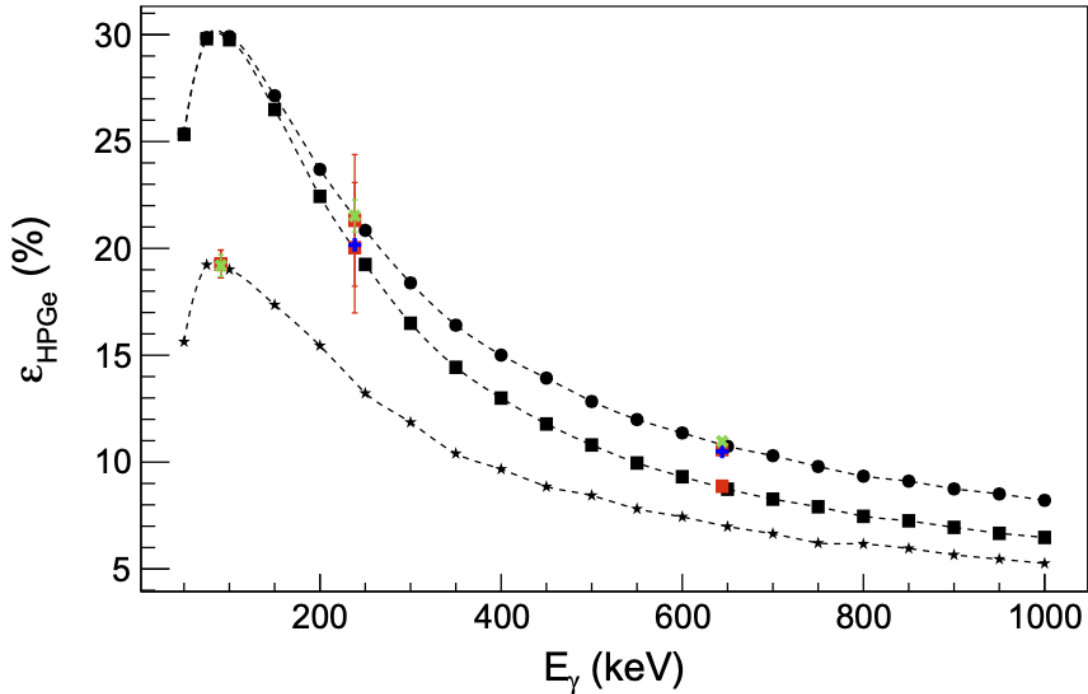


FIGURE 3.23 – Courbes de l'efficacité absolue de détection de rayonnements γ dans les détecteurs germanium au plan focal de SHELS d'après l'étalonnage du ^{209}Ra [Cha20]. Les points ■ et ● correspondent à l'efficacité simulée en mode simple et add-back pour l'ensemble des détecteurs germanium respectivement. Les points ★ représentent l'efficacité du détecteur Clover seul en mode add-back. Les points + et × correspondent aux points simulés extraits de l'isométrie du ^{209}Ra suivant une méthode directe et de coïncidence réciproquement. Les points ■ correspondent à l'efficacité mesurée en gamma dans le ^{209}Ra . / Absolute efficiency curves to detect the γ -rays in Ge detectors at the focal plane of SHELS according to ^{209}Ra calibration run [Cha20]. The ■ and ● points correspond to the simulated efficiencies in singles and add back mode for the whole Ge array respectively. The ★ points represent the simulated efficiencies for the clover detector alone in the add back mode. The + and × points correspond to the simulated efficiency extracted from simulated ^{209}Ra isomeric data using the singles and coincidence methods respectively. The ■ correspond to the measured gamma efficiency in ^{209}Ra .

conçue pour placer ces détecteurs au plus près des silicium, dans un format ultra-compact, grâce à des insertions en forme de gobelets ("Stakans" en russe) munis d'une couche en aluminium de 1mm d'épaisseur visible sur la Fig. 3.24. Cette fenêtre d'aluminium a permis de réduire le seuil de détection aux alentours de 20 keV.

Ces détecteurs sont équipés d'une enceinte anti-Compton ou BGO (*i.e.* de composition chimique

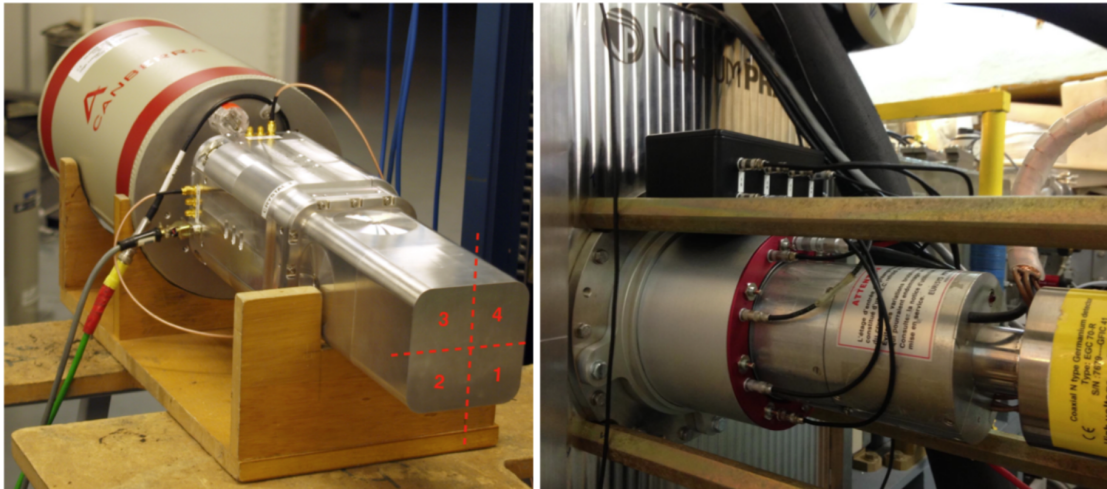


FIGURE 3.24 – (gauche) Photo du détecteur Clover CLODETTE au plan focal de SHELs [Pop16]. On y observe les quatre segmentations des quatre détecteurs monocristaux Ge contenu dans Clover. (droite) Photo d'un détecteur monocristal de Ge de profil monté sur la chambre de détections dans son enceinte BGO. Les photos sont extraites de [Rez16]. / Photo of the Clover CLODETTE detector at the focal plane of SHELs (left) [Pop16]. The picture shows the four segments of the four single-crystal Ge detectors housed within Clover. Profile photograph of a single-crystal Ge detector mounted on the detection chamber within its BGO enclosure (right). The photos are extracted from [Rez16].

$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$). En les utilisant en anti-coïncidence, ils réduisent le fond Compton et augmentent le rapport signal sur bruit. Ainsi, le taux d'évènements n'ayant pas déposé entièrement leur énergie dans le détecteur ou encore ceux ne provenant pas de la chambre à réaction (rayons X du Bismuth de l'enceinte BGO, radioactivité naturelle, etc.) sont éliminés des données.

Durant les analyses des rayons γ , il est possible d'utiliser une sommation "Add Back" dans le détecteur Clover, *i.e.* on somme l'énergie laissée dans deux cristaux adjacents afin de reconstruire l'énergie totale du photon ayant provoqué une diffusion Compton. L'intérêt de ce mode est illustré dans la figure d'efficacité des détecteurs germanium [3.23]. On remarque alors que le mode Add-Back apporte une meilleure efficacité de détection des rayons γ à haute énergie que le mode dit "simple" (sans Add-Back).

3.5.7 Les détecteurs VETO

Les détecteurs VETO permettent de détecter des particules ayant complètement traversées le détecteur d'implantation. Ils permettent alors de discriminer les particules très énergétiques (et no-

tamment lors d'évènement fission) mais également les particules légères provenant du faisceau (^1H , ^2H , ^3H , He, etc.). Lors de la synthèse d'un nouvel élément, il est important de ne pas les confondre avec les réelles particules α . Or, ces dernières sont complètement absorbées par le détecteur d'implantation ne pouvant pas atteindre le détecteur VETO. C'est pourquoi ce détecteur est utilisé en anti-coïncidence avec des évènements du détecteur d'implantation pour filtrer les données.

RIKEN Seule l'expérience au plan focal de GARIS III utilise ce type de détecteur. Il est composé de deux détecteurs silicium à pistes connectées, *i.e.* que les 16 pistes de chaque détecteur VETO sont regroupées pour ne former qu'un seul signal sommé. Il possède une épaisseur de $300\ \mu\text{m}$ de dimension $58 \times 58\ \text{mm}^2$. Il est utilisé comme outil de réjection. Il ne nécessite donc aucune information spatiale et temporelle. Une photo de ce détecteur est montrée dans la Fig. [3.25](#).

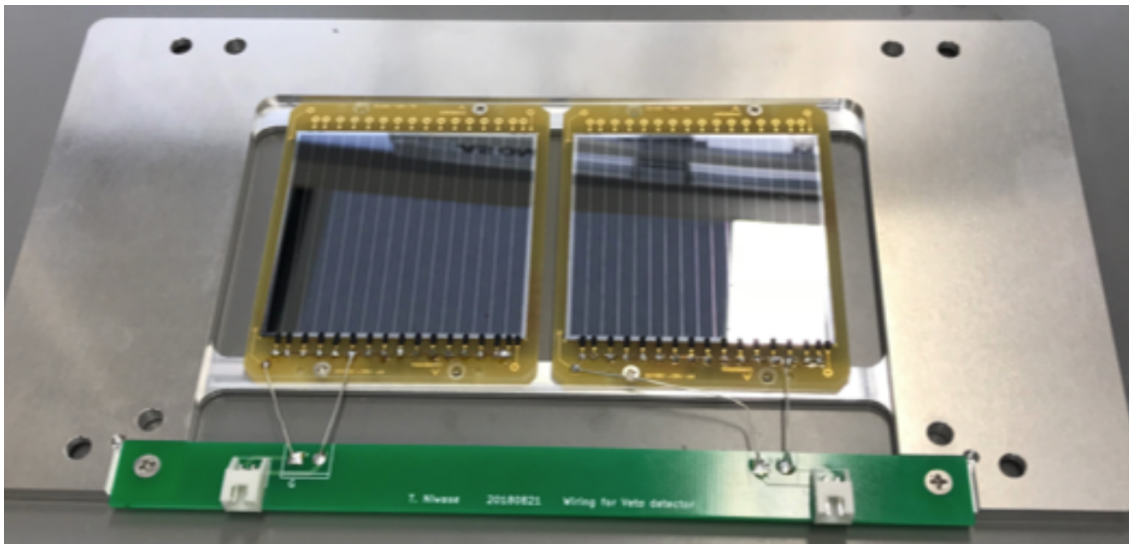


FIGURE 3.25 – Photo du détecteur VETO séparé en deux détecteurs indépendants. On peut remarquer que l'ensemble des signaux collectés de chaque piste sont rassemblés en un unique signal. La photo a été prise par K. Morimoto. / *Photo of the VETO detector separated into two independent detectors. It can be observed that all the collected signals from each strip are combined into a single signal. The photo was taken by K. Morimoto.*

FLNR Pour le moment, l'expérience au plan focal de SHELS ne possède pas de détecteur VETO, bien qu'il serait possible d'en utiliser un.

3.6 Les chaînes d'acquisition et format de données

Les chaînes d'acquisition des deux expériences, à RIKEN et au FLNR, sont présentées dans cette section. Elles permettent la transmission des données en sortie des détecteurs vers un format de données qu'il faut savoir lire et comprendre pour en réaliser l'analyse de données. Les spécificités de chacune de ces expériences sont donc détaillées ici.

3.6.1 Au plan focal de SHELS

L'expérience décrite dans la partie III est entièrement réalisée avec une électronique analogique. Or, cette dernière présente des limitations en temps dans la recherche de corrélations génétiques très rapides comme on peut le remarquer dans l'analyse des états isomériques du ^{255}No où seulement les queues de distribution des temps de certains états isomériques ont pu être mesurées en faible quantité [Kes21]. C'est pourquoi, l'expérience à SHELS passe à une électronique numérique dont les performances des cartes NI ont été testées.

3.6.1.1 Électronique analogique

Le système de détection GABRIELA utilise une électronique analogique. Ce type d'électronique est constituée d'un pré-amplificateur (PA) situé au plus proche du détecteur. Ensuite, le signal est mis en forme *via* un amplificateur de spectroscopie puis dirigé vers les convertisseurs "analogique vers numérique" (Analogic to Digital Converter - ADC). Ce dernier est échantillonné selon une valeur discrète codée sur 13 bits (8192 canaux). La valeur correspondant au maximum de l'amplitude du signal est associée à l'évènement à un temps propre donné par une horloge de fréquence 1MHz codé sur deux cycles de 16 bits. Un schéma de principe de fonctionnement est montré dans le cas d'un détecteur silicium dans la Fig. 3.26 et la chaîne d'acquisition est présentée en Annexe C.1.

Les amplificateurs de spectroscopie possèdent deux gains internes (un bas gain et un haut gain) pour adapter avec un maximum de résolution la mesure de l'amplitude de l'ADC selon le type de la particule détectée. La plage énergétique pour les particules détectées s'étend de 50 keV à 200 MeV selon la particule :

- Pour une particule α : [2; 20] MeV en bas gain de la face avant,
- Pour un électron : [0.05; 2] MeV en haut gain de la face avant,
- Pour un noyau de recul : [4.4; 14] MeV en haut gain de la face arrière,
- Pour une fission : [1; 200] MeV en bas gain de la face arrière.

Dans le cas du détecteur tunnel, on ne travaille qu'avec la face avant puisque l'on cherche à détecter uniquement les particules α et les électrons de conversion échappés du détecteur d'implantation. En pratique, nous utilisons uniquement les détecteurs tunnel pour construire des spectres

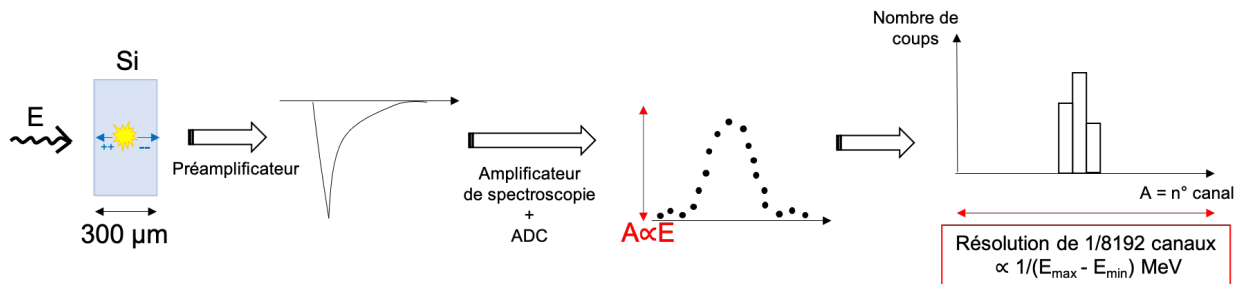


FIGURE 3.26 – Principe de fonctionnement de la chaîne d’acquisition du détecteur d’implantation de GABRIELA. Lorsqu’une particule relâche son énergie dans le détecteur silicium, le signal continu généré traverse un pré-amplificateur et un amplificateur variable selon le gain d’énergie puis est quantifié *via* un ADC. L’amplitude de ce signal est ensuite stockée et codée sur 13 bits (8192 canaux). Selon le type de gain que l’on considère, le codage en canal varie sur différentes plages en énergie. / Working principle of the acquisition chain for the GABRIELA implantation detector : When a particle deposits its energy in the silicon detector, the continuous generated signal passes through a preamplifier and an amplifier, with the gain adjusted based on the energy. Then, the signal is quantified by an ADC. The amplitude of this signal is subsequently stored and encoded using 13 bits (8192 channels). Depending on the considered gain type, the channel encoding varies across different energy ranges.

d’électrons de conversion dans l’expérience du ^{254}No .

La logique de déclenchement est dite *TriggerLess*, *i.e.* chaque détecteur déclenche indépendamment des autres. Ainsi, il n’existe pas de corrélation en temps lors de l’écriture sur disque des évènements. J’ai donc dû créer un code d’analyse de données capable de trier linéairement les évènements selon leur temps d’horloge d’enregistrement de la même façon que dans la thèse de K. Kessaci [Kes22].

Il faut noter que les évènements ToF sont déjà corrélés dans une fenêtre allant jusqu’à 20ns aux évènements du détecteur d’implantation au moment de l’écriture sur disque. Cette étape constitue une première étape d’analyse de données. Ainsi, un noyau de recul possèdera un signal ToF à 1 alors que les autres évènements tels que les particules α , électrons, fission et rayonnements γ auront un signal ToF à 0. Finalement, à chaque signal enregistré sur disque, on peut accéder à différents paramètres. En résumé et de façon simplifiée, nous accédons aux grandeurs suivantes :

- *Time* : le temps d’horloge (1Mhz),
- *Group* : le détecteur qui a déclenché (chaque détecteur possède un numéro de groupe),
- *Strip* : le numéro de la piste de collection touchée,
- *ToF* : le signal ToF (1 s’il est déclenché et 0 sinon),
- *Energy* : l’amplitude du signal mesurée (on note *Energy Low Gain* pour l’énergie de bas

gain et *Energy High Gain* l'énergie en haut gain dans les détecteurs silicium).

3.6.1.2 Test sur l'électronique numérique

Les cartes NI (National Instruments) ont été en premier lieu développées pour remplacer l'électronique analogique au FLNR grâce à des performances de calculs et de mémoire améliorées. L'objectif de cette partie est de tester et de comparer les performances des cartes NI entre l'application de l'algorithme de Jordanov dans le FPGA de la carte électronique et dans une analyse hors ligne. Pour cela, j'ai réalisé une analyse hors ligne en amont sur les anciennes cartes TNT2 afin de valider les performances de mon algorithme de Jordanov.

Présentation des cartes Les cartes TNT2 ont une fréquence d'échantillonnage $f_e=100$ Mhz ($T_e = 10$ ns) pour un ADC codant sur 12 bits et utilisant un FPGA virtex 4. Ces dernières s'insèrent dans des châssis NIM. Les cartes NI PXI 5170R possèdent quant à elle une fréquence d'échantillonnage $f_e=250$ Mhz ($T_e = 4$ ns) pour un ADC codant sur 14 bits et s'insèrent dans un châssis PXI, le tout dans un format beaucoup plus compact que les cartes TNT2 comme en témoigne la photo de la Fig. 3.27. La génération de FPGA utilisée est virtex 6, possédant un plus grand nombre de portes et donc une capacité de calculs plus importante. Cette version FPGA est programmable avec LabView, ce qui n'était pas le cas précédemment avec la version virtex 4.

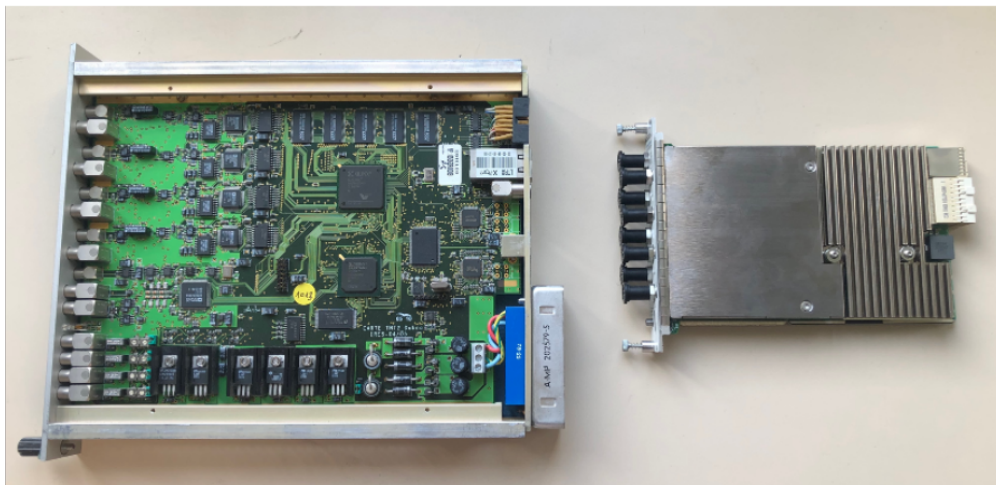


FIGURE 3.27 – Photos d'une carte électronique TNT2 (à gauche) et des nouvelles cartes électroniques NI (à droite). / Photographs of a TNT2 (left) and the new NI (right) electronic cards.

Analyse des performances J'ai testé les performances des cartes TNT2 et NI en comparant les spectres en énergie issus de chacune d'elles.

Dans un premier temps, j'ai utilisé une source tri- α ^{239}Pu , ^{241}Am et ^{244}Cm sur un banc de test réalisé à l'IPHC pour tester les performances de mon algorithme de Jordanov sur les cartes TNT2. Pour cela, les cartes ont été réglées sur un temps de décroissance $\tau = 50\mu\text{s}$. J'ai ensuite construit le spectre énergétique présenté dans la Fig. 3.28 pour des paramètres de Jordanov optimisés à $k = 10\mu\text{s}$, $m = 0.5\mu\text{s}$ et $M = 5000.5$. La reconstruction de ce spectre a alors validé mes paramètres Jordanov.

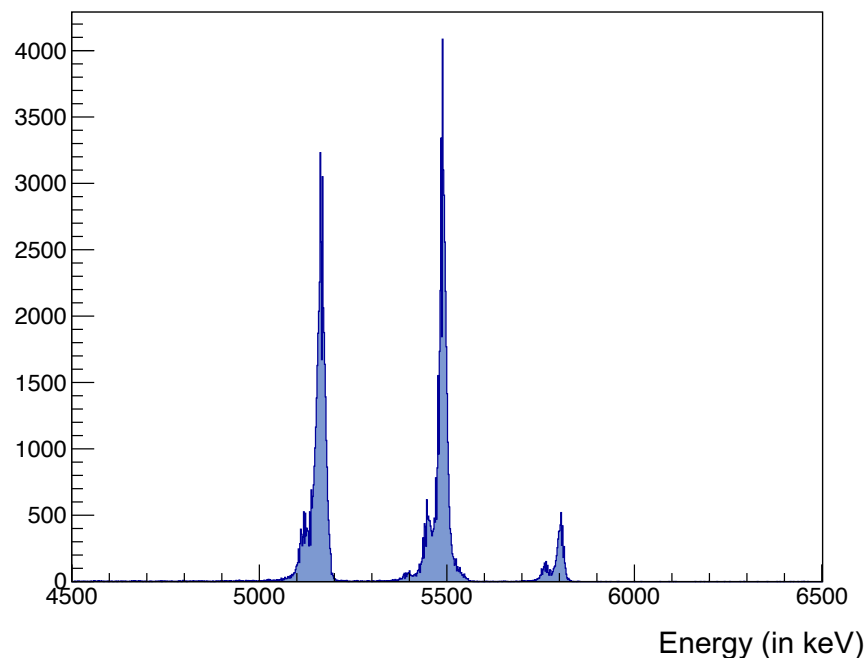


FIGURE 3.28 – Spectre énergétique obtenu par mon algorithme de Jordanov avec une source tri- α de ^{239}Pu , ^{241}Am et ^{244}Cm avec les cartes électroniques TNT2. / *Energy spectrum obtained using my Jordanov algorithm with a tri- α source of ^{239}Pu , ^{241}Am and ^{244}Cm using TNT2 electronic cards.*

Dans un second temps, j'ai créé un code alliant LabView et programmation C++ pour mesurer les performances des cartes NI avec l'aide de Cédric Mathieu, un ingénieur électronique de l'IPHC. Grâce à la possibilité de programmation des cartes NI par LabView, j'ai comparé les résultats obtenus par le code de l'algorithme de Jordanov sur LabView avec ceux du code C++ que j'ai développé avec les cartes TNT2. Pour cela, un signal générateur de trace avec un temps de décroissance $\tau = 50\mu\text{s}$ a été mis en place. Un spectre Jordanov est obtenu directement en sortie du programme LabView, illustré en bleu sur la Fig. 3.29 et un autre, en rouge, est obtenu par une acquisition des traces

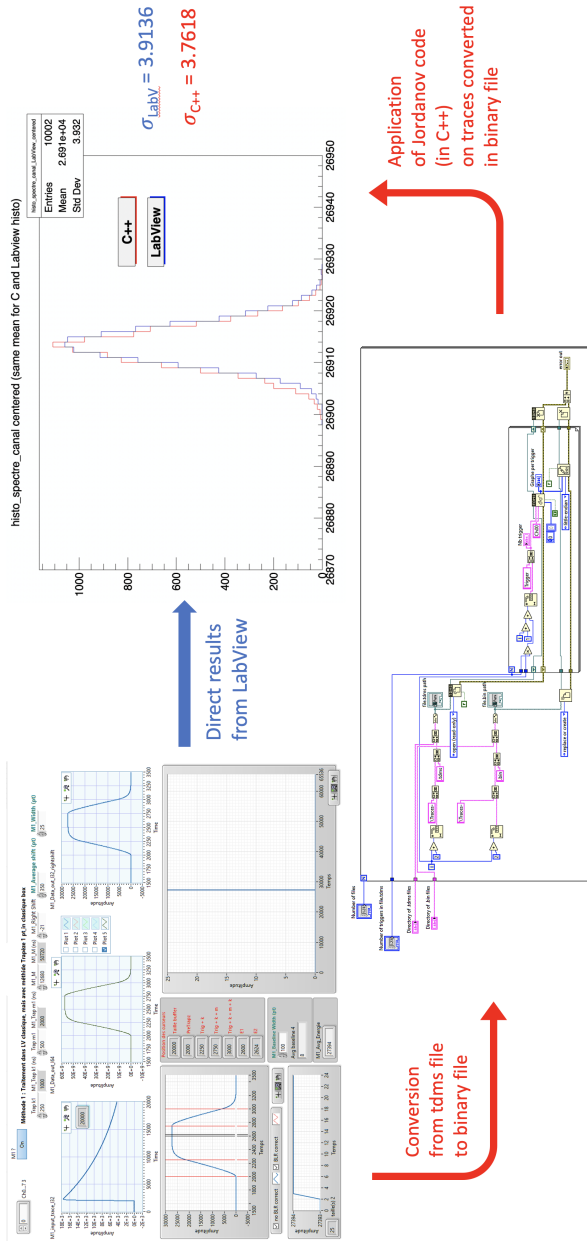


FIGURE 3.29 – Schéma illustratif du principe de comparaison des performances des cartes électronique NI suivant un traitement par Labview (en bleu) ou un traitement par C++ (en rouge). L'image à gauche représente le code Labview en arrière du code LabView permettant de faire l'acquisition des traces en format lu par mon code C++ (fichier binaire) et à droite les spectres en sortie obtenus selon les deux méthodes. / Illustrative diagram of the NI electronic cards performances comparison principle, using Labview (blue) or C++ (red). The image on the left represents the Labview code before applying the Jordanov algorithm, for spectrum construction (constructed by C. Mathieu). At the bottom, the back window of the Labview code allowing the acquisition of traces in a format read by my C++ code (binary file), and on the right, the output spectra obtained using the two methods.

sous LabView que j'ai développé qui sont ensuite traitées par mon algorithme de Jordanov développé en C++. J'ai alors obtenu un rapport des résolutions des deux spectres obtenues par ces différentes méthodes à $\frac{\sigma_{LabV}}{\sigma_{c++}} = 0.9612$. Ce résultat a validé les résultats obtenus grâce au code de Jordanov sous LabView développé par C. Mathieu. Une fois cette validation réalisée, le code LabView utilisé en mode hors-ligne ici a pu être implémenté dans le FPGA des cartes NI. De cette manière, les cartes peuvent directement retourner en temps réel le spectre énergétique non étalonné.

3.6.2 Au plan focal de GARIS III

Les expériences présentées dans la partie [IV](#) sont entièrement analysées avec une électronique analogique. Or, le développement de l'électronique numérique est réalisée en parallèle grâce à sa possibilité d'enregistrer les signaux en vue d'analyser les formes d'impulsion des signaux. Ainsi, on accède à des phénomènes de type empilement de signaux ("pile-up"), discrimination des particules α -électron, neutron- γ , etc. qui sont difficiles à réaliser avec de l'électronique analogique. La partie analyse des cartes numériques PIXIE-16 se focalisera donc sur cette notion.

3.6.2.1 Électronique analogique

Le système de détection au plan focal de GARIS III utilise une électronique analogique ainsi qu'une électronique numérique. Deux jeux de données indépendants pour chaque électronique sont produits. Les données présentées dans cette partie sont obtenues par l'électronique analogique tandis que l'analyse des données numériques sera présentée plus tard dans la section suivante.

L'électronique analogique est constituée d'un pré-amplificateur (PA) et d'une mise en forme gaussienne sur $4 \mu s$. L'amplitude du signal est ensuite convertie en une valeur numérique par l'utilisation d'un ADC. Toute l'électronique possède un déclenchement global, *i.e.* qu'à chaque événement détecté, toutes les pistes des détecteurs enregistrent sur disque durant une durée de $85 \mu s$ à $105 \mu s$. L'horloge temporelle globale est codée sur 100 MHz. Durant cette période, toute l'électronique est occupée, et donc bloquée. C'est pourquoi un second déclenchement est présent et peut également enregistrer les données sur disque lorsque le premier est occupé. Une série de portes de synchronisation permettent alors de gérer le bon fonctionnement de cette configuration comme illustré dans la Fig. [3.30](#). La condition pour qu'un deuxième déclenchement enregistre les données est la coïncidence entre les portes "ungated trigger", "DAC busy signal", "delayed gate for 2nd hit" et "ADC gate". L'énergie de chaque événement est prise grâce au maximum d'amplitude de la gaussienne formée. La chaîne d'acquisition est présentée en annexe [C.2](#).

Chaque face du détecteur d'implantation possède un gain selon l'intervalle d'énergie pour adapter la résolution de l'amplitude maximale de la gaussienne mesurée. Ces intervalles s'étendent de

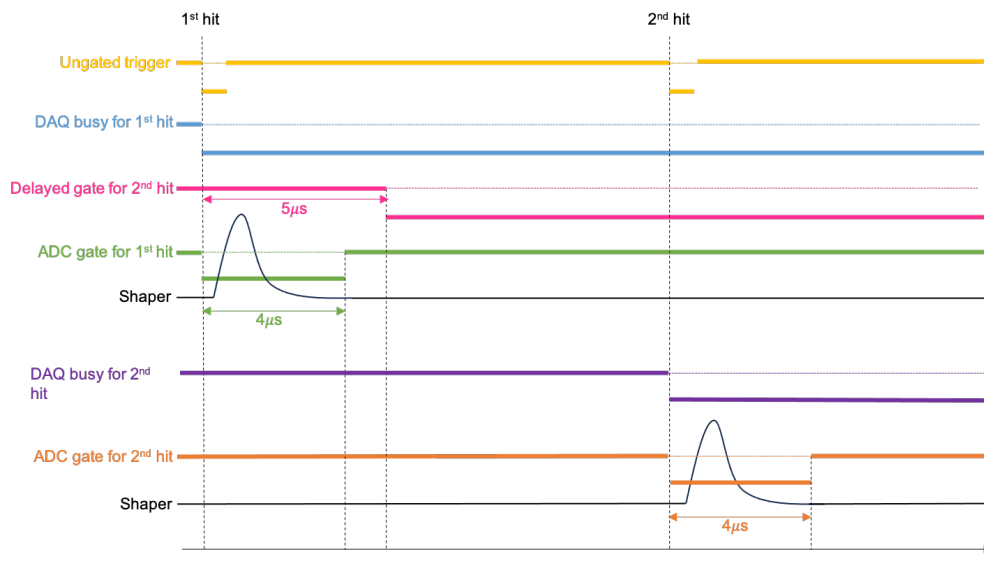


FIGURE 3.30 – Schéma simplifié du principe de fonctionnement de l'électronique analogique au plan focal de GARIS III suivant différentes portes de synchronisation : ungated trigger, DAQ busy, delayed gate et gate ADC. / Simplified diagram showing the working principle of analog electronics at the focal plane of GARIS III with different synchronization gates : ungated trigger, DAQ busy, delayed gate, and gate ADC.

~300 keV à 200 MeV selon l'intervalle énergétique détecté :

- Pour un évènement entre [0.3 ; 18] MeV, on applique un haut gain (face avant),
- Pour un évènement entre [18 ; 200] MeV, on applique un bas gain (face arrière).

Finalement, à chaque signal enregistré sur disque, on peut accéder à différents paramètres. En résumé et de façon simplifiée, nous accédons aux grandeurs suivantes :

- $Time$: le temps d'horloge (250 Mhz),
- x, y : le numéro de piste qui a déclenché en face avant (x) et arrière (y),
- E_{DSSD} : l'amplitude du signal mesurée dans le détecteur d'implantation,
- E_{veto} : l'amplitude du signal mesurée dans le détecteur VETO,
- E_{Tunnel} : l'amplitude du signal mesurée dans le détecteur Tunnel,
- QDC_1, QDC_2 : l'intégration de la charge dans les MCPs du détecteur ToF,
- ToF : la mesure du temps de vol dans le détecteur ToF,
- TDC_1, TDC_2 : le temps d'horloge (~2 GHz) dans les MCPs du détecteur ToF (utilisé pour reconstruire la variable ToF). Plus détails sont donnés en annexe [E](#).

3.6.2.2 Développement de l'électronique numérique

La gestion des empilements Les empilements de signaux, dits "pile-up" en anglais, sont directement liés au temps de traitement de l'électronique. Ils se produisent lorsqu'un événement qui vient de s'implanter dans un détecteur est suivi d'un autre événement dans un temps très rapide. Or, un temps de latence est nécessaire pour la collecte des charges pour le signal du premier événement. Alors, si le deuxième signal arrive trop rapidement dans le détecteur, ce dernier risque de ne pas être détecté proprement. Il va engendrer de nouvelles charges tandis que le premier signal est toujours en train d'être collecté. Les deux signaux seront donc sommés, faussant la mesure de l'amplitude du signal. Cet empilement constitue alors une limite en temps pendant laquelle le système d'acquisition est inopérant et se situe à $\sim 4\mu\text{s}$ au FLNR et $\sim 6\mu\text{s}$ à RIKEN. Un exemple de trace avec trois empilements est présenté dans la Fig. 3.31. Chaque "palier" représente un événement indépendant. Sans analyse hors-ligne d'un signal de ce type, l'électronique attribue automatiquement une amplitude de 33000 (max) - 7000 (ligne de base) = 26000 u.a. à l'évènement dans l'exemple alors qu'en réalité elle est constituée de trois signaux d'amplitude respective ~ 8500 (u.a.).

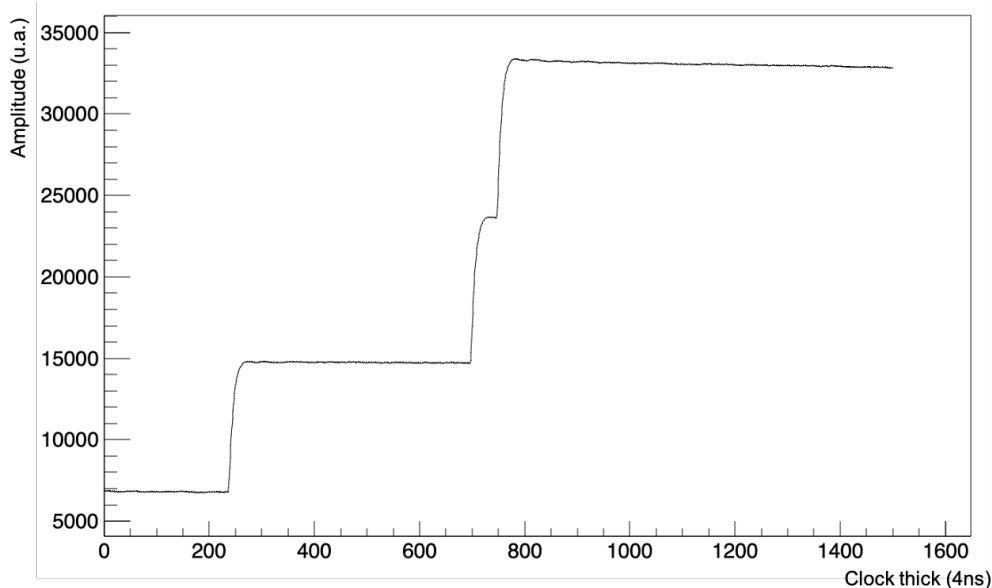


FIGURE 3.31 – Exemple de trace obtenue présentant trois empilements. / *Example of a trace with three pile-up particle.*

Présentation des cartes PIXIE-16 L'expérience sur GARIS II/III a largement développé l'électronique numérique utilisant des modules PIXIE-16 revF conçus et fabriqués par XIA LLC [Pix]. Ces modules codent sur 16 bits avec un temps d'horloge de 250 MHz et chacun d'entre eux possède

16 voies d'entrée. Ils combinent les capacités de numérisation rapides à haute résolution avec un traitement du signal en temps réel. Une combinaison de réseaux de portes programmables (FPGA) et d'un processeur de signal numérique (DSP) est utilisée. Ce système a permis de réduire considérablement le temps mort à quelques dizaines de nanosecondes par rapport aux systèmes analogiques actuels pour des mêmes conditions expérimentales [Bri23a]. Contrairement à l'électronique analogique, cette électronique numérique est en mode "Trigger Less".

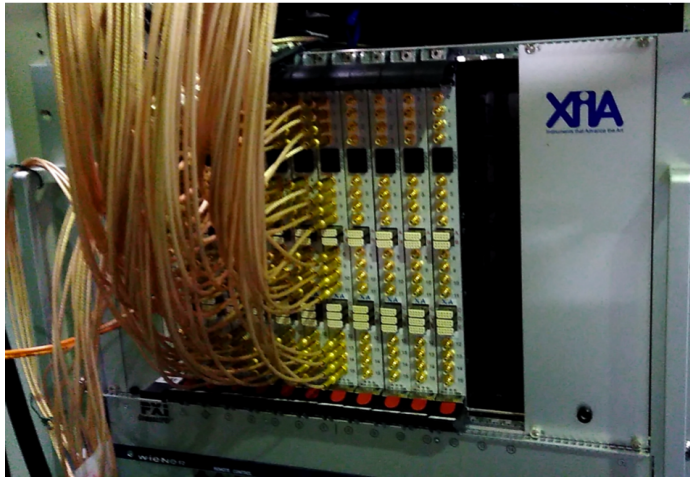


FIGURE 3.32 – Rack contenant les sept modules PIXIE-16 nécessaire pour couvrir le dispositif expérimental entier. Les quatre modules supplémentaires sont présents pour les futures améliorations du dispositif [Bri23a]. / Rack containing the seven PIXIE-16 modules needed to cover the entire experimental setup. The four additional modules are present for the future improvements of the device [Bri23a].

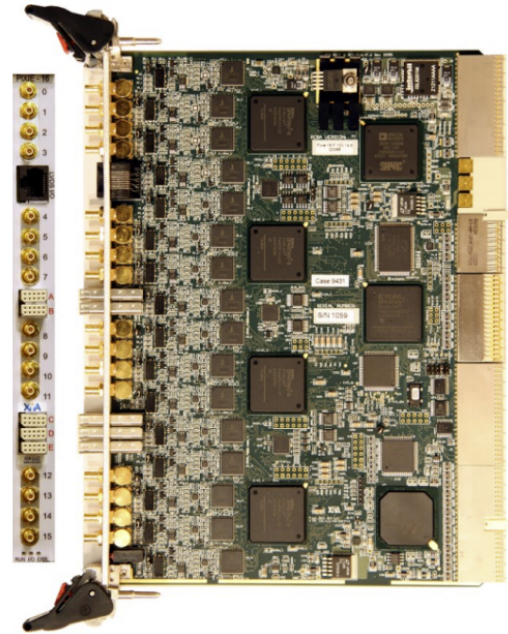


FIGURE 3.33 – Photo de la vue de face (gauche) et de côté d'une carte électronique Pixie-16 [Pix]. / Photo of the front (left) and side view of a Pixie-16 electronic card [Pix].

Un avantage de cette électronique est sa capacité à enregistrer les traces des signaux tout en traitant les autres données en temps réel (mesure du temps, mesure de l'amplitude, validation des déclenchements, mesure des QDC, etc.). En effet, les cartes sont capables de détecter en temps réel un empilement de signaux grâce à un algorithme de Jordanov très rapide implémenté dans les cartes électroniques. Alors, lorsqu'un empilement est détecté, la trace correspondante est enregistrée. De cette manière, il est possible de traiter les traces avec empilement lors d'une analyse hors ligne et

atteindre des temps de vie en déça du temps mort de l'électronique. C'est ce travail que je vous présente dans les sections suivantes.

Analyse sur trace simple Dans un premier temps, j'ai testé différentes méthodes pour ajuster les traces dites simples, *i.e.* sans empilement de signaux, grâce aux données d'étalonnage de la réaction de fusion-évaporation suivante : $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} + xn$. Pour cela, j'ai commencé par récupérer l'amplitude maximale de la trace puis l'amplitude moyennée et enfin j'ai créé une fonction d'ajustement. J'ai finalement choisi de dé-corréler les effets d'empilement par l'ajustement de la double exponentielle traditionnelle suivante :

$$f(t) = A.(e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} - e^{-\frac{t-t_0}{\theta}}) + b \quad \text{si } t > t_0 \quad (3.11)$$

avec t_0 le retard sur t pour le démarrage de l'ajustement au point trigger, A l'amplitude du signal, b la ligne de base, τ le temps de décroissance du signal et θ le temps de montée du signal.

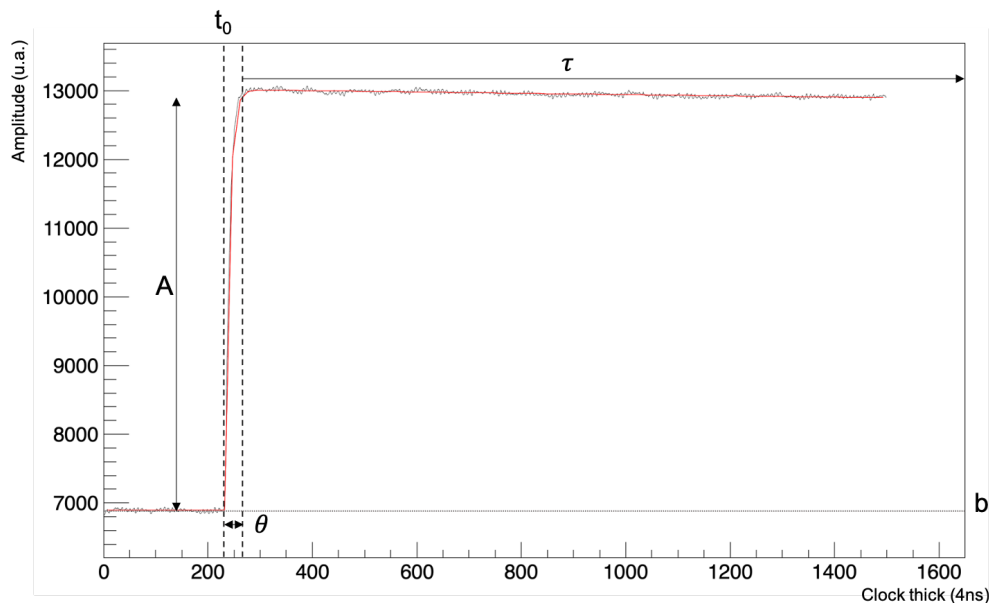


FIGURE 3.34 – Trace simple en sortie des cartes électronique PIXIE-16 à RIKEN avec son ajustement par une double exponentielle. On y retrouve tous les paramètres d'ajustement, soit t_0 , b , A , τ et θ . / Simple trace output from the Pixie-16 electronic cards at RIKEN with a double exponential fitting function. It includes all the fitting parameters, namely t_0 , b , A , τ and θ .

Cet ajustement m'a permis d'obtenir des résultats beaucoup plus précis que les autres méthodes testées sur traces simples comme présenté en Fig. 3.34. On y retrouve tous les paramètres d'ajuste-

ment, soit t_0 , b , A , τ et θ .

Également, il est important de travailler sur traces simples afin d'étalonner la hauteur de la trace obtenue. Comme présenté dans les parties d'étalonnage de la section 6.4.1, les étalonnages ont été réalisés suivant l'amplitude maximale de l'impulsion obtenue par un algorithme de Jordanov implémenté dans les cartes électroniques. Or, dans le cas d'empilement, nous savons que cette amplitude est faussée. Alors, il est nécessaire de faire correspondre la hauteur de chaque signal dé-convolué de l'empilement à une énergie. Je réalise donc un étalonnage suivant l'amplitude que j'obtiens pour chaque ajustement de chaque trace. Pour cela, je travaille sur les données numériques d'étalonnage de la réaction : $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-x}\text{Ra} + x\text{n}$ qui enregistre une trace simple pour chaque évènement détecté.

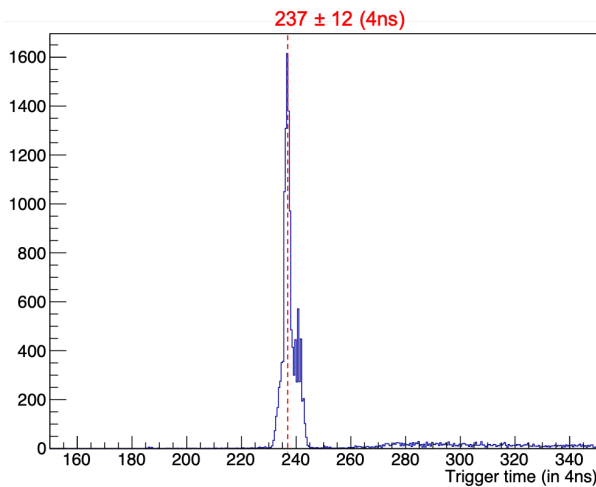


FIGURE 3.35 – Dispersion du point trigger t_0 sur 20000 traces ajustées. On note que le point trigger est ajusté à $t_0 = 237 \pm 12$ (4ns). / Dispersion of the t_0 trigger point over 20,000 fitted traces. Note that the trigger point is adjusted to $t_0 = 237 \pm 12$ (4ns).

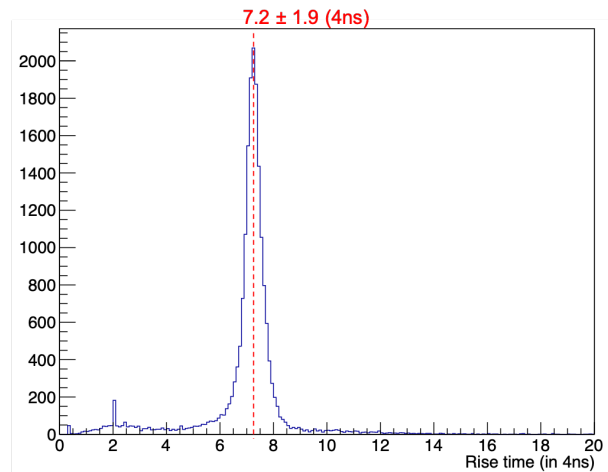


FIGURE 3.36 – Dispersion du temps de montée θ sur 20000 traces ajustées. On note que le temps de montée est ajusté à $\theta = 7.2 \pm 1.9$ (4ns). / Dispersion of the rise time θ over 20,000 fitted traces. Note that the rise time is adjusted to $\theta = 7.2 \pm 1.9$ (4ns).

Analyse sur trace avec empilement Dans un deuxième temps, j'utilise la réaction de synthèse du nouvel élément $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}\text{119} + x\text{n}$ afin d'étudier les produits de réaction qui possèderaient de bas temps de vie. Ces derniers déclenchent donc une trace avec plusieurs empilement de signaux sur lesquels j'applique mon ajustement exponentiel. Or, certaines traces sont très bruitées rendant inefficace l'ajustement exponentiel. Pour les supprimer, on met des conditions physiques sur les paramètres renvoyés par l'ajustement de la trace. Une étude de la dispersion des paramètres t_0 et θ a

été réalisée dans les Fig. 3.35 et 3.36. On remarque que le point trigger déclenche autour de 237 ± 12 (4ns) alors que le temps de montée est généralement de 7 ± 1.9 (4ns) à cinq σ près. Alors, chaque trace présentant des paramètres d'ajustement de sortie $t_0 \in [220; 249]$ (4ns) et $\theta \in [5.1; 8.9]$ (4ns) est traitée et l'amplitude sauvegardée.

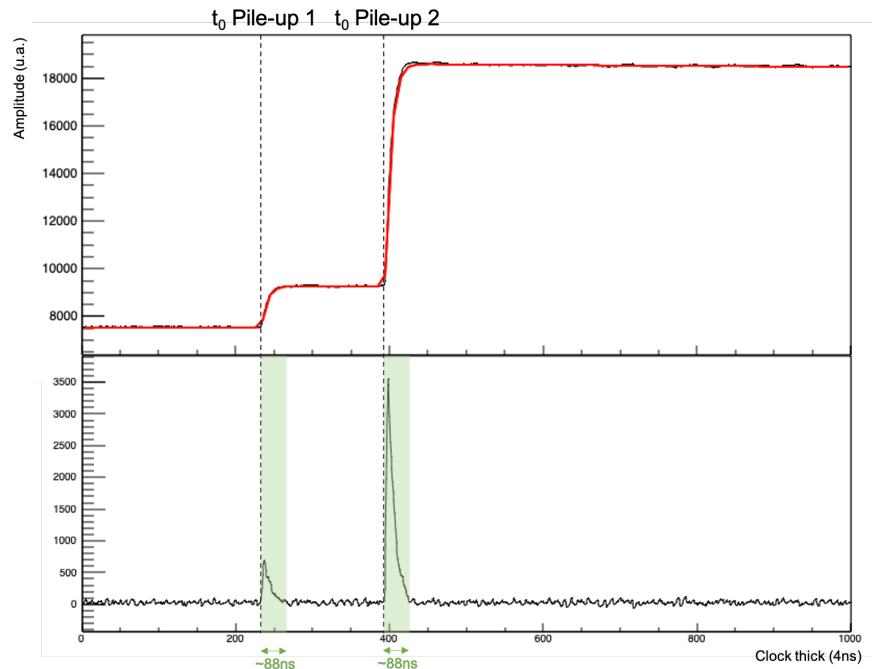


FIGURE 3.37 – Résultat d'un ajustement par double exponentielle sur une trace avec deux empilements (haut) et trapèze issu d'un algorithme de Jordanov rapide (bas) pour obtenir une bonne initialisation de point trigger t_0 de chaque trace individuelle. / *Result of a double exponential fitting on a trace with two pile-up (top) and trapezoids coming from a rapid Jordanov algorithm (bottom) to obtain a good initialization of the trigger point t_0 for each individual trace.*

Il est important d'optimiser l'initialisation des paramètres t_0 , b et A pour assurer la convergence de l'ajustement. J'ai opté pour les stratégies suivantes :

- La recherche du point trigger t_0 , *i.e.* le point de départ pour démarrer l'ajustement, est obtenu grâce à un algorithme de Jordanov très rapide (sans plateau) qui détecte les variations de la forme.
- La ligne de base b est initialisée par une détection de la valeur moyenne pré-déclenchement (sur 200×4 ns).
- L'amplitude A est initialisée par une détection de l'amplitude de la trace 20 (4ns) après le point trigger t_0 .

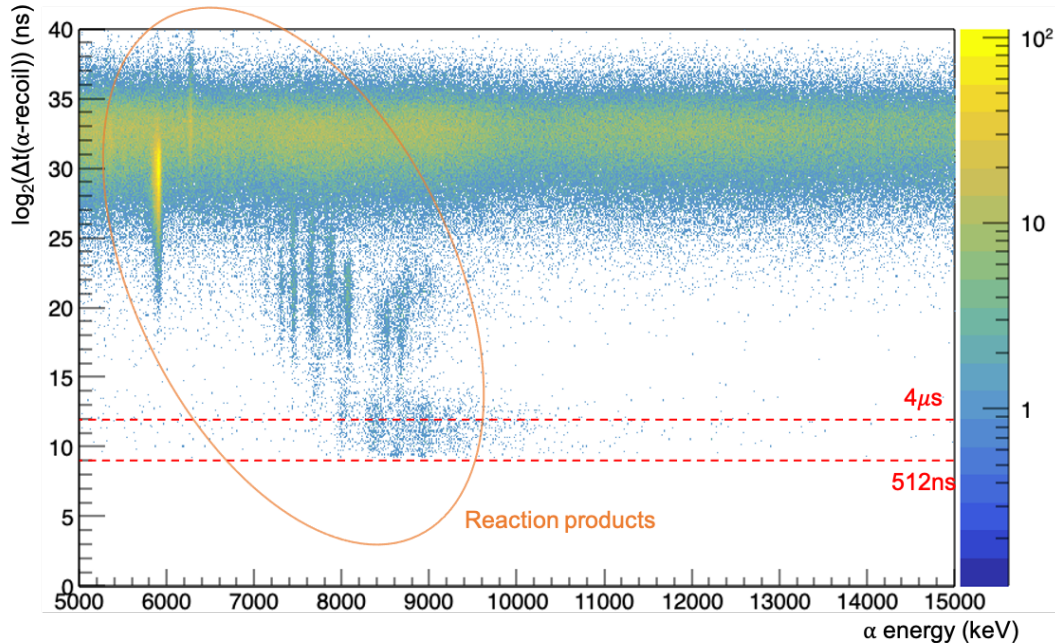


FIGURE 3.38 – Graphique du temps de vie en échelle logarithmique d’une particule suivant une implantation d’un noyau de recul en fonction de son énergie (en MeV) dans la face avant du détecteur d’implantation. La limite à $4.6\mu\text{s}$ représente le temps mort des cartes électroniques PIXIE-16. Toutes les données affichées entre $4.6\mu\text{s}$ et 64 ns proviennent de l’analyse hors ligne des traces avec empilement. / Graph of the particle lifetime (in logarithmic scale) following an implantation of a recoil nucleus as a function of its energy (in MeV) in the front face of the implantation detector. The limit at $4.6\mu\text{s}$ represents the dead time of the PIXIE-16 electronic cards. All data displayed between $4.6\mu\text{s}$ and 64 ns are from the offline analysis of traces with pile-up.

La Fig. 3.37 représente un exemple de résultat obtenu grâce à mon ajustement par une double exponentielle obtenu sur la face avant du détecteur d’implantation. Afin de l’optimiser et d’assurer sa convergence, la recherche du point trigger est assurée par un algorithme de Jordanov très rapide qui est également affiché. On notera qu’une méthode CFD ("Constant Fraction Discriminator") a également été testée, donnant les mêmes résultats de recherche du point trigger t_0 . Ma limitation en temps pour différencier les deux points trigger ensemble est située à $\sim 510\text{ ns}$. Le temps mort a donc pu être abaissé de $4\mu\text{s}$ à $0.51\mu\text{s}$, soit une réduction par 8. A titre de comparaison, une analyse plus poussée par un ajustement personnalisé a été réalisée par P. Brionnet dans [Bri23a]. Sur le même jeu de données que l’analyse présentée ici, il a pu abaisser le temps mort jusqu’à 64 ns . Cette différence avec mon code provient de la prise en compte des traces de la face arrière. On note aussi une différence de résolution dans les pics énergétiques due à sa méthode de réjection des traces bruitées ainsi que de la précision de sa fonction d’ajustement.

Troisième partie

Etude spectroscopique du noyau ^{254}No

Chapitre 4

Analyse de données

4.1 English Summary : Data analysis

Experimental Setup GABRIELA at the SHELS Focal Plane at FLNR

Pixel Reconstruction In data analysis, after an automatic time-of-flight (ToF) signal correlation by the acquisition system, the next step involves the reconstruction of the particles position in the implantation detector. Two independent signals with possible two different gains from the front and back faces (Fig. 4.1) are correlated to form a single pixel by searching for coincident events within a 1 to 4 μs time window (Fig. 4.2). This step ensures proper pixel reconstruction, as seen in Figs. 4.3 and 4.4.

Genetic Correlations A spatial correlation refers to the search for a decay chain in the same pixel where the recoil nucleus is implanted, whereas a time correlation involves the search for the decay chain within an expected time window. These genetic correlations significantly reduce background noise in our analysis, as illustrated in Fig. 4.8. In the study of ^{254}No , we look for correlations :
 $R - \text{CE}_{\text{isomer}} - \alpha_{254\text{No}}$

Lifetime Measurement Genetic correlations must cover several orders of magnitude to measure the lifetimes of the radioactive decay of a nucleus. To achieve this, we transform the measured time differences into a logarithmic scale base 2 using the variable change in Eq. 4.4. Thus, we obtain a new definition of the lifetime as presented in Eq. 4.7. I use it to fit the lifetimes of my different isomers, as shown in Fig. 4.9, and the results match the literature (see Tab. 4.2). A random correlation limitation in time over ~ 3 s is found and a dead time of $4\mu\text{s}$ is measured.

Calibration

α Calibration A preliminary α calibration for the ^{254}No spectroscopy experiment is performed using a triple- α source (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm) (see Tab. 4.1). A calibration under real conditions is also performed to account for energy losses in the detectors' dead layers, using the $^{164}\text{Dy}({}^{48}\text{Ca}, \text{xn})^{212-x}\text{Rn}$ fusion-evaporation reaction. The results are shown in Fig. 4.5. A resolution of ~ 20 keV

at 6131 keV is measured.

ICE Calibration The ^{207}Rn isotope produced in $^{164}\text{Dy}(^{48}\text{Ca}, \text{xn})^{212-x}\text{Rn}$ reaction provides significant internal conversion electrons (ICE), and its structure is detailed in Fig. 4.6. The calibrated electron spectrum is shown in Fig. 4.7. A resolution of ~ 30 keV at 135.6 keV is measured.

γ Calibration Germanium detectors are calibrated using radioactive sources ^{152}Eu and ^{133}Ba , reaching a resolution of ~ 2 keV at 1408 keV.

State of the Art

Discovery of Nobelium The element $Z = 102$ was first observed by Swedish physicists in 1957 and named Nobelium. A few months later, the American team at Berkeley synthesized it, followed by the Russian team at JINR, who contested their rivals' results and proposed the name Joliotium. Although the IUPAC attributed the discovery of this element to the Russians in 1992, the name Nobelium was retained.

Previous Spectroscopic Results The first identification of an isomeric state in the ^{254}No nucleus was made in 1973 [Ghi73]. Subsequently, new results from four experiments at LBNL [Cla10], GSI [Heß10], JYFL [Her06a], and ANL [Tan06] were obtained. Four decay schemes involving two isomers were published, as shown in Fig. 4.10. They are interpreted as 2 and 4-qp states. However, they disagree on the configuration assignment for the 2-qp isomer, and the 4-qp isomer is poorly understood due to low statistics (see Fig. 4.11).

Results

General ^{254}No was produced in the fusion-evaporation reaction $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$ at FLNR-JINR Dubna, with a measured cross-section of $2\mu\text{b}$ [Gäg89; Lei99], as presented in Fig. ???. The experiment lasted for three weeks with mid-target beam energies between 216 and 227 MeV. The ^{208}PbS target was $340\mu\text{g}$ thick and mounted on a Ti backing. A total dose of 4.2×10^{18} was measured. During the experiment, approximately $\sim 10^6$ recoil nuclei followed by an α from ^{254}No (R- α events) were recorded, along with 5.3×10^5 CE from the long-lived isomer of $\sim 263.5(7)$ ms and 1.2×10^5 electrons corresponding to the short-lived isomer of $\sim 170(1)\mu\text{s}$, as illustrated in Fig. 4.12.

Long-Lived Isomer The results of this part are compared to those obtained in [Cla10], and its level scheme is shown in Fig. 4.13.

γ -Rays The γ spectrum in coincidence with the long-lived isomer is shown in Fig. 4.14. All previously identified peaks were observed, along with new peaks at energies 173, 205, 216, 226, 725, 946, 947, 990, 1016, and 1105 keV. The spectrum of the tunnel detectors, as shown in Fig. 4.15, revealed that the internal conversion coefficients of the most intense transitions at 842 and 943 keV are interpreted as M1 with a very high E2 mixing as measured in Tab. 4.3. The peaks at 725, 947, 990, and 1016 keV correspond to parallel transitions to those already known between the $K^\pi = 3^+$

state and the ground state, confirming their spins and parities. The 53 keV transition is interpreted as E1, and new transitions parallel to it at 135 and 205 keV were identified.

Discovery of a New $K^\pi=4^+$ Bandhead The peaks at 173, 216, and 226 keV are interpreted as transitions originating from a new $K^\pi=4^+$ state. Strong electron conversion is observed around 190 keV in Fig. 4.15, corresponding to the 216 keV transition and interpreted as M1. The γ -coincidence shown in Fig. 4.17 confirms these results, particularly the coincidence of the 943/216 keV and 842/216 keV transitions (more details are shown in App. D).

Calorimetric Analysis The calorimetric analysis of the isomer, inspired by [Jon02] and shown in Fig. 4.16, resulted in a measured excitation energy of the long-lived isomer at 1297 ± 10 keV.

Comparison of In-Out Ratios for the $K^\pi=3^+$ Band The In-Out ratio of the 3^+ rotational band published in [Cla10] is measured to be 0.67. By adding a $K^\pi=4^+$ state, this ratio is adjusted to $I/O = 0.76$, consistent with our newly proposed level scheme in Sec. 5.2.1.1. Additionally, the coefficients of conversion for low-energy E1 transitions such as 53 keV are often underestimated [Nil58]. Thus, with the I/O ratios, its corrected coefficient α is measured to be ~ 1.85 (compared to 0.833 in [San]).

Dominant Peak in the ICE Spectrum In Fig. 4.15, a dominant peak centered at 735 ± 10 keV is observed. It may correspond to the conversion of the 888 keV M1 transition. However, comparing the ICE peak at 735 keV with the γ peaks at 943, 888, and 842 keV in Fig. 4.17, the ICE peak cannot entirely come from the M1 conversion at 888 keV. The α_K conversion coefficient of such a transition is 0.1 (compared to the experimentally measured 0.6 in Tab. 4.3). Such differences may possibly be explained by a significant mixing ratio of the 888 keV transition with an E0 transition, but this would be unexpected considering the nature of the parallel transitions at 943 and 842 keV. A discussion of the interpretation of this result is provided in Sec. 5.3.

Short-Lived Isomer The results of this part are compared to those obtained in [Cla10], and its level scheme is shown in Fig. 4.18.

γ Rays All peaks identified in the literature were observed, along with new peaks at 319, 808, and 838 keV, as demonstrated in Fig. 4.19. Unfortunately, due to low statistics, these peaks do not exhibit notable coincidences (see App. D). Numerous high-intensity peaks corresponding to the nuclear structure of ^{255}No slightly contaminate our data.

The 482 keV Transition The conversion coefficient of the 482 keV transition is measured to be $\alpha_K = 0.86$, which is compatible with an M1 transition according to the electron spectrum in the tunnel detectors in Fig. 4.21 and Tab. 4.4. It is not in coincidence with the 605 keV transition, leading us to believe it originates from an 11^+ state (instead of 10^+ as proposed in Fig. 4.18).

The 605 keV Transition According to Tab. 4.3, the conversion coefficient of the 605 keV transition is measured to be $\alpha_K = 0.031$, which is compatible with an E2 transition (rather than E1 as proposed in Fig. 4.18). This result suggests that it originates from an 11^- state. However, it was previously observed that high-energy transitions in ^{254}No are strongly mixed with E2 type, leaving the possibility of an M1 nature open.

Calorimetric Analysis It is challenging to measure the excitation energy between the short-lived isomer and the long-lived isomer, as shown in the calorimetric analysis in Fig. 4.22. The limit at 1633(40) keV is in competition with a measurement at 1500(40) keV. The difference between these two possibilities corresponds to the position in the decay scheme of one of the two 133 keV transitions, which are in coincidence with each other.

Comparison of In-Out Ratios for the intermediary state The In-Out ratio of the 10^+ rotational band published in [Cla10] is measured to be 0.74. If the nature of this state is a 11^- , the ratio changes to 0.71. Finally, this criterion is not strong enough to discriminate its nature.

Relative Proportions The use of relative intensity proportions between the γ peaks in different coincidence conditions is compiled in Tab. 4.5 for the transitions at 133/127, 169/133, and 178/133 keV. The 605 keV transition seems to have less coincidences at 133 keV than the 169 and 178 keV transitions. It suggests it is not in coincidence with the two 133 keV transitions.

4.2 Le dispositif expérimental GABRIELA au plan focal de SHELS au FLNR

Lors d'une expérience de spectroscopie, un flux de données important est à traiter au plan focal de l'expérience. On cherche à extraire un petit nombre d'évènements d'intérêt physique plongé dans un fort bruit de fond provenant de mécanismes de réaction de très grandes sections efficaces (quasi-fission, transfert, etc.). Bien que le séparateur pré-sélectionne, l'analyse de données constitue une deuxième étape de tri plus complexe et approfondie. Cette dernière phase traite toutes les données accumulées au plan focal du séparateur et les classe afin d'identifier les caractéristiques (type de particules, énergie, position, etc.) de chaque particule détectée.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différentes étapes de l'analyse de données sur le système de détection GABRIELA au plan focal de SHELS au FLNR (Dubna). Tout d'abord, il est important de reconstruire la position des évènements dans le détecteur d'implantation pour réaliser des corrélations génétiques temporelles et spatiales, et donc identifier les chaînes de décroissances et de désexcitation du ^{254}No . Cependant, avant de réaliser l'analyse de données de ce dernier, tous les détecteurs de l'expérience doivent être étalonnés grâce à la décroissance de différentes sources et production de noyaux parfaitement connus.

4.2.1 Reconstitution d'un pixel

Après une première corrélation automatique du signal ToF avec les particules détectées au plan focal de l'expérience (voir section 3.6.1), la deuxième étape de l'analyse de données est la reconstitution de la position des particules dans le détecteur d'implantation. Chacune de ses faces délivre alors un signal sur le numéro de la piste touchée, noté *Strip*.

Cependant, lorsqu'un évènement vient s'implanter dans le détecteur d'implantation, il délivre deux signaux indépendants, l'un de la face avant et le deuxième de la face arrière, qu'il faut corrélérer dans l'analyse de données. Une illustration de ce principe est montrée en Fig. 4.1. On réalise alors une première corrélation entre ces deux signaux par chaque évènement. Elle consiste à assimiler un évènement en face avant avec un évènement en face arrière dans une même fenêtre en temps. Comme il est montré en Fig. 4.2, la différence en temps entre l'acquisition du signal de la face avant et celui de la face arrière est en moyenne de $\sim 1.5\mu\text{s}$. Sachant que plus 99% des signaux se situe entre 1 et $4\mu\text{s}$, on prend une fenêtre de corrélations des deux faces dans un intervalle $\Delta t \in [1; 4]\mu\text{s}$. L'intersection des deux numéros de pistes de chacune des faces forme alors un pixel. Il arrive que plusieurs pistes déclenchent en même temps dans cette fenêtre temporelle. Dans ce cas, on garde l'évènement qui a déposé le plus d'énergie dans le détecteur en face avant et en face arrière, négligeant les autres signaux.

Ces corrélations nous permettent d'extraire les noyaux du bruit de fond. Cette étape permet de

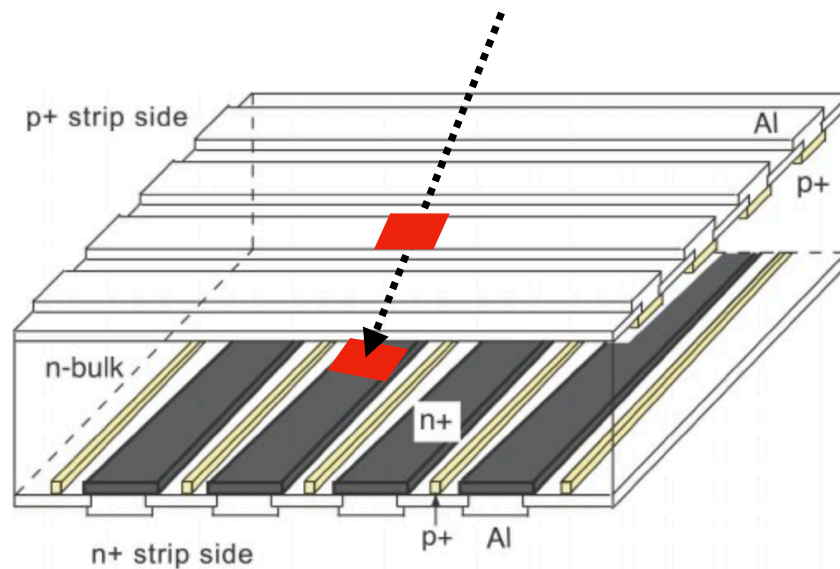


FIGURE 4.1 – Principe de la reconstitution d'un pixel dans un détecteur d'implantation. Une particule traversant le détecteur va déposer de l'énergie sur une piste de la face avant et une de la face arrière. Un pixel sera attribué à cette particule traversante, illustré en carré rouge, comme étant l'intersection de ces deux pistes déclenchées au même moment. / *Pixel reconstitution in an implantation detector. A particle traversing the detector will deposit energy on two strips, one on the front face and another on the back face. The intersection of these two triggered strips at the same moment is identified as a pixel, represented by a red square, and assigned to the passing particle.*

vérifier le bon fonctionnement de la reconstitution des pixels. On le remarque dans la Fig. 4.3 où les pistes de numéros supérieurs à 100 déclenchent beaucoup plus à cause de la diffusion du faisceau. Cette concordance dans la forme de la diffusion nous indique de la bonne reconstruction des pixels. Cependant, pour s'en convaincre, c'est seulement après l'analyse de données par corrélation génétique, décrite dans la section suivante, que les événements d'intérêt apparaissent bien centrés et optimisés sur le détecteur d'implantation. Cela forme un halo de ^{254}No comme on le voit dans la Fig. 4.4, validant ainsi la reconstruction de pixel.

4.2.2 L'étalonnage

Dans le cadre des expériences de spectroscopie, il est important d'effectuer un étalonnage de l'ensemble des détecteurs afin de vérifier du bon fonctionnement du dispositif et d'aligner les gains en énergie appliqués aux détecteurs. On décompte 512 pistes à étalonner pour le détecteur d'implantation, 256 pistes pour le détecteur tunnel et 8 cristaux pour les détecteurs germanium, en tenant compte des différents gains énergétiques. Pour cela, nous utilisons des sources radioactives et/ou

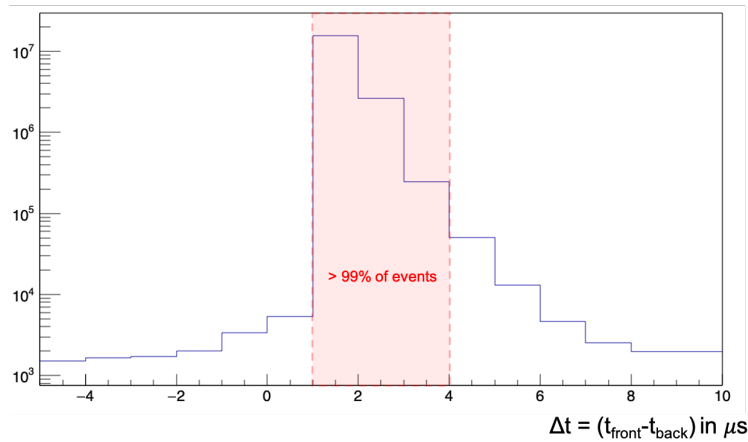


FIGURE 4.2 – Différence en temps Δt (en μs) entre l’acquisition de la face avant t_{front} et celle de la face arrière t_{back} . Plus de 99% des évènements déclenchent les deux faces du détecteur d’implantation dans une fenêtre en temps comprise en 1 et 4 μs . / *The time difference Δt (in μs) between the acquisition of the front face t_{front} and the back face t_{back} is contained within a time window of 1 to 4 μs for over 99% of the events triggering both sides of the implantation detector.*

des réactions avec de grandes sections efficaces dont le schéma de niveaux est parfaitement connu. On se place ainsi en conditions réelles avec des noyaux émetteurs α , électrons et γ .

L’étalonnage nécessite un code d’analyse. Il s’effectue par une recherche de pics dans les spectres non étalonnés (en numéro de canal : N_{canal}). Les valeurs moyennes des pics gaussiens les plus intenses sont stockées puis comparées aux valeurs énergétiques tabulées ($E_{\text{tabulée}}$). Un ajustement affine est alors réalisé tel que :

$$E_{\text{tabulée}} = a \times N_{\text{canal}} + b \quad (4.1)$$

Les paramètres a et b constituent alors les paramètres d’étalonnage pour chaque gain de chaque piste du détecteur.

4.2.2.1 Étalonnage α

Pour l’expérience de spectroscopie du ^{254}No , nous utilisons un pré-étalonnage en α grâce à une source triple- α (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm) et un étalonnage en électron et γ grâce aux deux sources ^{152}Eu et ^{133}Ba . On étalonne ici les faces avant des détecteurs silicium. Les différentes caractéristiques de décroissance radioactive de ces sources sont explicitées dans le tableau 4.1.

Cependant, le pré-étalonnage n’est pas suffisant pour étalonner précisément les détecteurs silicium. Il est important de les étalonner en condition réelle, *i.e.* avec un noyau de recul, produit par une réaction de fusion-évaporation, venant s’implanter dans le détecteur d’implantation. Cette

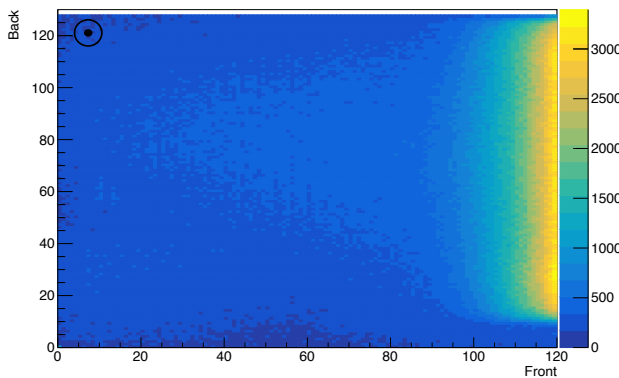


FIGURE 4.3 – Histogramme 2D du nombre d'évènements "noyau de recul" détecté selon son emplacement dans le détecteur d'implantation. La direction du faisceau est indiquée en haut à gauche. / *2D histogram of the number of detected "recoil nucleus" events based on their location in the implantation detector. The beam direction is indicated in the top-left corner.*

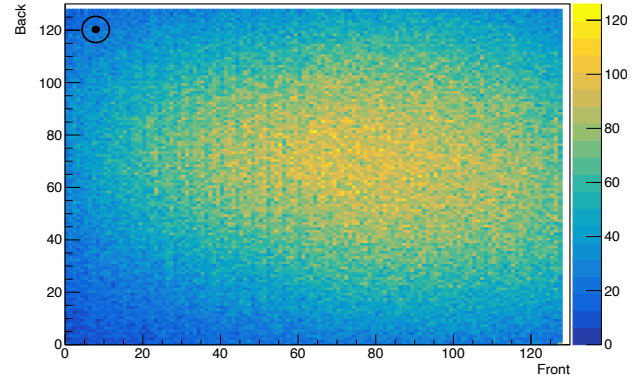


FIGURE 4.4 – Histogramme 2D du nombre d'évènements α d'énergie centrée autour de 8093 keV (correspondant à la décroissance α du ^{254}No) détecté selon son emplacement dans le détecteur d'implantation. La direction du faisceau est indiquée en haut à gauche. / *2D histogram of the number of α events with energy centered around 8093 keV (corresponding to the α decay of ^{254}No) detected based on their location in the implantation detector. The beam direction is indicated in the top-left corner.*

condition permet de tenir compte de l'énergie perdue dans la zone morte de la face d'entrée des détecteurs (voir Fig. 2.3) créant un décalage dans la mesure des énergies. Ainsi, lorsque des sources α sont placées dans la chambre au plan focal, les particules α traversent la zone morte des détecteurs silicium avant d'atteindre la zone active, contrairement aux décroissances internes d'un noyau de recul déjà implanté dans la zone active du détecteur d'implantation. Nous utilisons donc une réaction de fusion-évaporation prise comme référence, $^{164}\text{Dy}(^{48}\text{Ca}, xn)^{212-x}\text{Rn}$, qui favorise les voies de sortie $^{206,207,208}\text{Rn}$ émetteurs respectifs des particules α d'énergie 6254(3), 6131(4), 6144(14). L'isotope ^{207}Rn peuple ensuite, par émission beta, l'isotope ^{207}At d'énergie α 5758(3) keV. Une résolution α à mi-hauteur de ~ 20 keV est obtenue pour le pic à 6131 keV. On retrouve sur la Fig. 4.5 le résultat de cet étalonnage en particules α (bas gain) où les 128 pistes de la face avant du détecteur d'implantation sont alignées sur les énergies tabulées.

4.2.2.2 Étalonnage ICE

L'étalonnage des électrons est réalisé en haut gain sur la face avant des détecteurs silicium. Pour cela, des transitions bien spécifiques doivent être isolées dans des noyaux présentant des états iso-

Source	Mode	Energy, keV	Intensity
^{241}Am	α	5338	1.4%
	α	5443	12.8%
	α	5486	85.2%
^{244}Cm	α	5763	23.3%
	α	5803	76.7%
^{239}Pu	α	5144	17.1%
	α	5157	70.8%
^{238}Pu	α	5456	29.0%
	α	5499	70.9%
^{207}Bi	K ICE	482	1.52%
	L ICE	554	0.15%
	M ICE	567	0.08%
	K ICE	976	7.00%
	L ICE	1048	1.84%
	M ICE	1060	0.54%
^{133}Ba	K ICE	240	0.34%
	K ICE	267	0.68%
	L ICE	297	0.10%
	K ICE	320	1.31%
	K ICE	348	0.15%

TABLE 4.1 – Caractéristiques des sources α (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm) utilisées pour l'étalonnage en bas gain (α et fission) et des sources de ^{152}Eu et ^{133}Ba utilisées pour l'étalonnage en haut gain (électrons) des détecteurs silicium de GABRIELA. La figure est extraite de [Cha20]. / *Characteristics of the α sources (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm) used for low gain calibration (α and fission) and the ^{152}Eu and ^{133}Ba sources used for high gain calibration (electrons) of the silicon detectors in GABRIELA. The figure is extracted from [Cha20].*

mériques connus. On utilise alors l'isotope ^{207}Rn produit dans la réaction de fusion-évaporation $^{164}\text{Dy}(^{48}\text{Ca}, \text{xn})^{212-x}\text{Rn}$ dont la structure est détaillée dans la Fig. 4.6. Il présente une quantité importante en électrons de conversion (ICE) des transitions électromagnétiques à 234 keV (M2) et 665 keV (E2). Une résolution électron à mi-hauteur de ~ 30 keV est obtenue pour le pic à 135.6 keV comme illustré en Fig. 4.7.

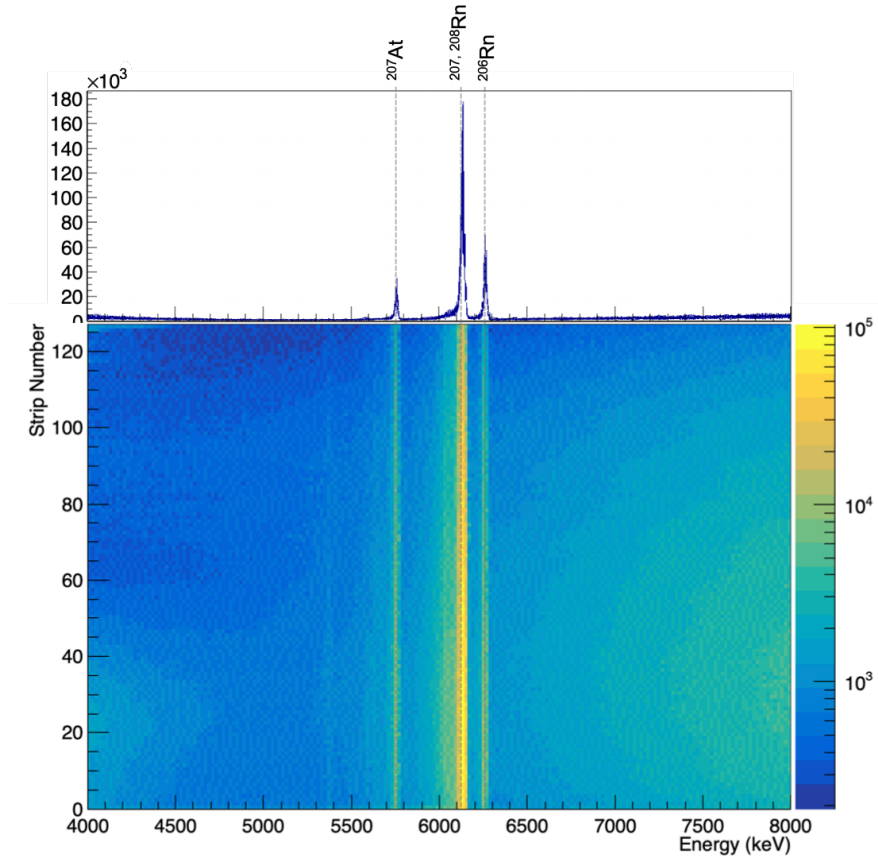


FIGURE 4.5 – Matrice représentant le numéro de la piste en fonction de l'énergie (en keV) détectée en bas gain de la face avant du détecteur d'implantation, avec sa projection sur l'axe X. Cette matrice 2D permet de visualiser rapidement la qualité de l'étalonnage réalisé. Une résolution α à mi-hauteur de ~ 20 keV est obtenue pour le pic à 6254 keV. / 2D matrix displaying the strip number corresponding to the detected energy (in keV) on the front face of the implantation detector at low gain, with its projection on X-axis. This matrix provides a rapid overview of the calibration quality. An α resolution at half-maximum of around 20 keV is achieved for the peak at 6131 keV.

4.2.2.3 Étalonnage γ

En ce qui concerne les détecteurs germanium, la mesure de l'énergie des rayonnements γ ne dépend pas de la profondeur d'implantation dans les cristaux germanium. Ces derniers ne perdent donc pas d'énergie dans les zones mortes ou actives des détecteurs silicium. Ainsi, l'utilisation des sources radioactives comme le ^{152}Eu et ^{133}Ba est suffisante. Une résolution γ à mi-hauteur de ~ 2 keV est obtenue à 1408 keV.

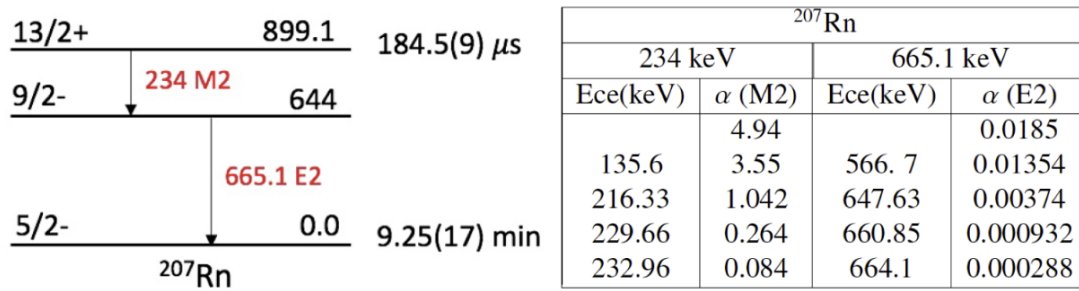


FIGURE 4.6 – (gauche) Schéma de niveaux des états isomériques du ²⁰⁷Rn. Les transitions à 234 et 665.1 keV émettent en grand nombre des électrons de conversion. (droite) Tableau récapitulatif des coefficients de conversion interne et des énergies des électrons de conversion émis lors de la décroissance des états isomériques du ²⁰⁷Rn [Rez74]. / Diagram of the level scheme of the isomeric states of ²⁰⁷Rn (left). The transitions at 234 and 665.1 keV emit a large number of conversion electrons. Summary table of internal conversion coefficients and energies of conversion electrons emitted during the decay of the isomeric states of ²⁰⁷Rn (right) [Rez74].

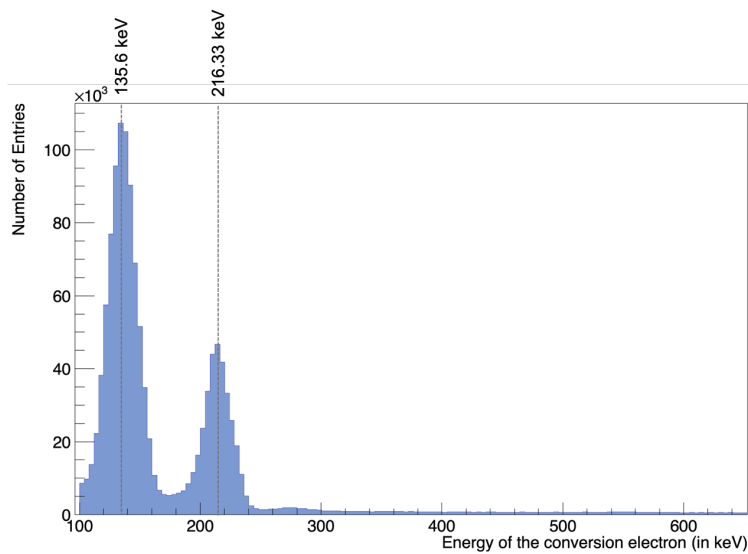


FIGURE 4.7 – Graphique de l'énergie des électrons détectés en bas gain de la face avant du détecteur d'implantation pour la réaction ¹⁶⁴Dy(⁴⁸Ca, xn)^{212-x}Rn. Une résolution électron à mi-hauteur de ~30 keV est obtenue pour le pic à 135.6 keV. / Graph depicting the energy of detected electrons at low gain of the front face of the implantation detector for the ¹⁶⁴Dy(⁴⁸Ca, xn)^{212-x}Rn reaction. An electron resolution at half-maximum of approximately 30 keV is achieved for the peak at 135.6 keV.

4.2.3 Les corrélations génétiques

Les corrélations génétiques permettent de reconstituer très efficacement les chaînes physiques de décroissances et de désexcitations qui ont lieu après une implantation d'un noyau de recul. Pour cela, un schéma explicatif de leur fonctionnement est décrit dans la Fig. 4.8. Ces corrélations sont utilisées en spectroscopie retardée comme indiquée dans le section 3.2.2. On rappelle que le noyau de recul du ^{254}No vient s'implanter dans le détecteur d'implantation du système de détection GABRIELA dans un certain état isomérique ou dans son état fondamental.

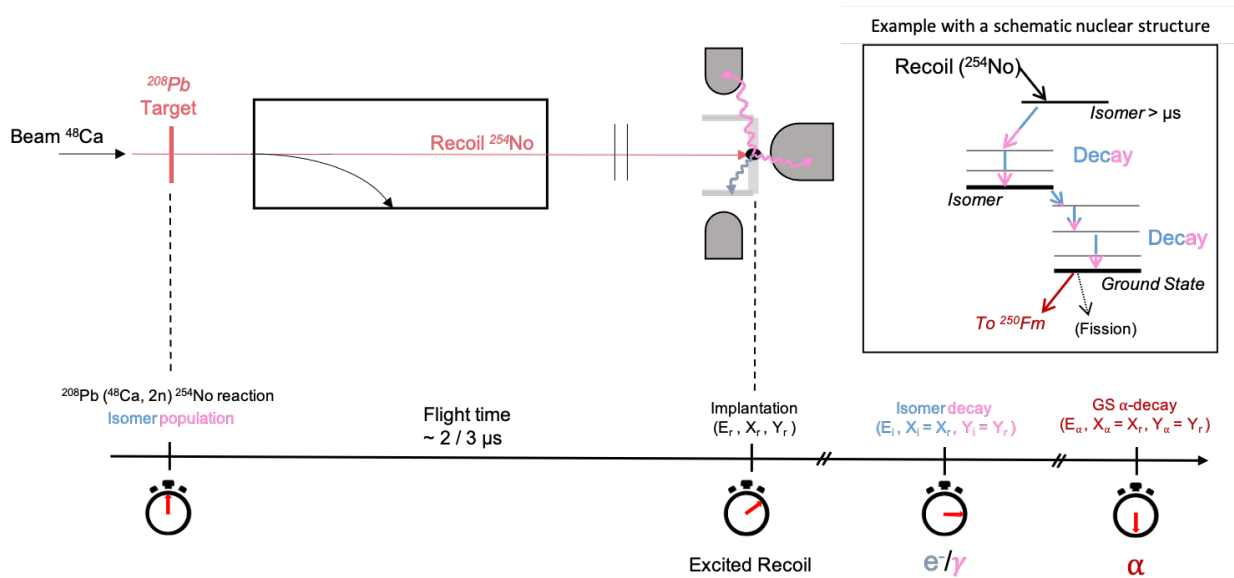


FIGURE 4.8 – Principe de fonctionnement d’une corrélation génétique en temps pour la réaction de fusion-évaporation suivante $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$ au plan focal de SHELS. Lorsque le noyau de recul est implanté dans un pixel du détecteur d’implantation, on observe sa chaîne de décroissance *via* des rayonnements émis dans une certaine fenêtre en temps (selon le temps de vie des différents isomères, de l’état fondamental, etc.). / Working principle of a time-correlated genetic correlation for the fusion-evaporation reaction $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$ at the focal plane of SHELS. When the recoil nucleus is implanted in a pixel of the implantation detector, we observe its decay chain thanks to the emissions of radiations within a certain time window (according to the lifetimes of different isomers, the ground state, etc.).

On appelle corrélation génétique spatiale, la recherche de la chaîne de décroissance dans le même pixel où s’implante le noyau de recul. Cette limitation spatiale permet de focaliser la recherche de la chaîne de décroissance à un unique pixel. De cette manière, on ignore le bruit de fond venant s’implanter dans les autres pixels. On ne réalise pas de corrélation génétique spatiale dans les détecteurs tunnel et les détecteurs germanium.

En complément, on réalise une corrélation génétique temporelle, *i.e.* que l'on recherche la chaîne de décroissance dans un certain intervalle de temps attendu. Par exemple, dans l'exemple donné dans la Fig. 4.8, dès qu'un électron est détecté au bout d'un temps donné dans le détecteur d'implantation, tous les rayonnements en coïncidence avec ce dernier (γ , rayon-X, CE (électron)) sont considérés comme étant la désexcitation de l'état isomérique [Jon02]. On préfère marquer la décroissance de l'état isomérique par ses rayonnements électromagnétiques convertis, *i.e.* les électrons, plutôt que les γ . Ceci provient du bruit de fond très important dû à l'absence de corrélations génétiques dans les détecteurs germanium. Finalement, on recherche des chaînes de type : R - CE_{isomer} - α avec R pour un noyau de recul, CE pour un électron provenant du détecteur d'implantation et α pour une particule α du ^{254}No provenant également du détecteur d'implantation. Tous les signaux captés en coïncidence avec l'électron sont alors traités et analysés. Il est également possible de rechercher de la même façon la structure nucléaire du noyau-fils dans notre étude, le ^{250}Fm , peuplé par décroissance α du ^{254}No .

4.2.4 Mesure du temps de vie

Les corrélations génétiques doivent couvrir plusieurs ordres de grandeur pour mesurer les temps de vie des décroissances radioactives d'un noyau de recul implanté. Pour faciliter cette tâche, on transforme les différences en temps mesurées en une échelle logarithmique de base 2 comme on le verra plus tard en Fig. 4.12. Cette méthode a été proposée par H. Bartsch [Bar74] et est largement utilisée par la collaboration GABRIELA. Elle a été utilisée notamment lors de la découverte d'états isomériques dans le ^{253}No [LM07] et le ^{255}Lr [Hau08].

Cette méthode consiste en un changement de variable sur le temps mesuré. Pour commencer, la loi de décroissance radioactive décrivant le nombre de noyaux radioactifs $N(t)$ présents au temps t est définie telle que :

$$N(t) = N_r \cdot e^{-\lambda t} \quad (4.2)$$

avec N_r le nombre initial de noyaux implantés et $\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}}$ la constante de temps.

Sa dérivée s'exprime alors de telle manière :

$$\frac{dN(t)}{dt} = -N_r \cdot \lambda \cdot e^{-\lambda t} \quad (4.3)$$

On utilise le changement de variable suivant :

$$\theta = \log_2(t) = \frac{\ln(t)}{\ln(2)} \quad (4.4)$$

Ce qui nous permet d'avoir le changement de variable inverse suivant :

$$t = 2^\theta \quad (4.5)$$

et donc :

$$dt = t \cdot \ln(2) \cdot d\theta \quad (4.6)$$

En injectant ce changement de variable dans l'équation 4.3, nous obtenons la nouvelle définition du temps de vie en échelle logarithmique de base 2 :

$$\frac{dN(\theta)}{d\theta} = -N_r \cdot \ln(2) \cdot \lambda \cdot 2^\theta \cdot e^{-\lambda \cdot 2^\theta} \quad (4.7)$$

De cette manière, il est possible d'extraire le temps de vie directement à partir du paramètre λ issu de l'ajustement réalisé *via* ROOT CERN. Cette méthode du changement de variable constitue alors un bon outil pour visualiser une large gamme de temps de vie sur une même figure.

Un exemple d'ajustement linéaire avec le changement de variable présenté est montré dans la Fig. 4.9. Les bas temps de vie sont aussi bien représentés que les hauts temps de vie. Pour minimiser les données des corrélations aléatoires, le graphique est obtenu pour des électrons impliqués dans une corrélation de type R-CE_{DSSD}- $\alpha_{254\text{No}}$ dont les détails sont donnés dans la Sec. 4.4.1. Ainsi, la constante λ pour chacune des courbes a été ajustée à :

$$\lambda_{\text{isomere court}} = 4.06176 \times 10^{-3} \pm 2.83799 \times 10^{-5} \mu\text{s}^{-1}$$

$$\lambda_{\text{isomere long}} = 2.63179 \times 10^{-6} \pm 6.87232 \times 10^{-9} \mu\text{s}^{-1}$$

Les temps de demi-vie des isomères du ^{254}No obtenus sont présentés dans le tableau 4.2. Les résultats de cette thèse sont en concordance avec les anciennes publications. Il est cependant important de noter que le temps de vie de l'isomère à courte durée de vie est sur-estimé dû à une pollution de l'isotope ^{255}No qui possède de nombreux isomères similaires [Kes23].

4.3 Etat de l'art

Grâce à un couple faisceau/cible de $^{48}\text{Ca}/^{208}\text{Pb}$, deux noyaux doublement magiques, le ^{254}No a pu être étudié à plusieurs reprises dans le passé. Comme nous l'avons vu en détail dans la section 1.3, les résultats expérimentaux apportent des points d'ancrage pour prédire les propriétés des noyaux superlourds stabilisés par couches et les prochaines fermetures de couche magique qui sont dépendantes d'une connaissance du spectre énergétique à particule simple. Cette section retrace les résultats expérimentaux précédemment obtenus sur ce noyau, en passant par sa première synthèse jusqu'aux résultats les plus récents sur son schéma de niveaux.

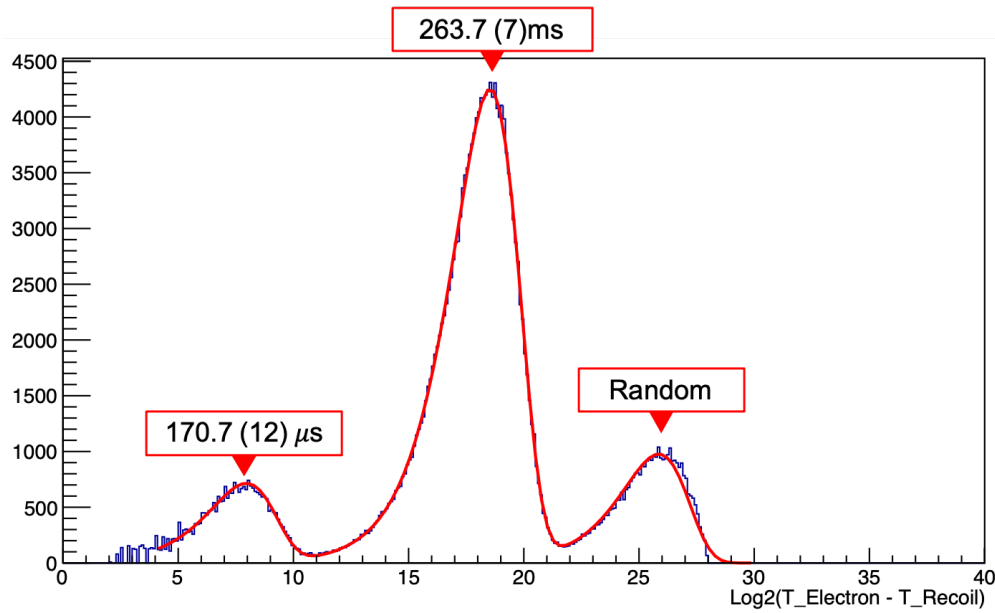


FIGURE 4.9 – Ajustement des temps de vie des différents isomères du ^{254}No selon l'équation décrite en 4.7. La figure a été obtenue en prenant tous les électrons du détecteur d'implantation impliqués dans une corrélation du type $R\text{-CE}_{DSSD-\alpha_{254}\text{No}}$. La somme de trois courbes a été effectuée pour obtenir cet ajustement : une courbe centrée sur l'isomère à court temps de vie (autour de $2^{7.4} = 170.7 \mu\text{s}$), sur l'isomère à long temps de vie (autour de $2^{18} \mu\text{s} = 263.7 \text{ms}$) et sur les corrélations aléatoires. / Adjustment of the lifetimes of different isomers of ^{254}No performed using the equation described in 4.7. The figure was obtained by considering all the electrons involved in a correlation of the type $R\text{-CE}_{DSSD-\alpha_{254}\text{No}}$. The fitting was achieved by summing three curves : one centered around the short-lived isomer (around $2^8 \mu\text{s}$), another around the long-lived isomer (around $2^{18} \mu\text{s}$), and the third representing random correlations (around $2^{26} \mu\text{s}$).

	$T_{1/2}$ for short-lived isomer	$T_{1/2}$ for long-lived isomer
[Tan06]	$171 \pm 9 \mu\text{s}$	$266 \pm 10 \text{ms}$
[Her06a]	$184 \pm 3 \mu\text{s}$	$266 \pm 2 \text{ms}$
[Heß10]	$198 \pm 13 \mu\text{s}$	$275 \pm 7 \text{ms}$
[Cla10]	$184 \pm 2 \mu\text{s}$	$263 \pm 2 \text{ms}$
This work	$170.7 \pm 1.2 \mu\text{s}$	$263.4 \pm 0.7 \text{ms}$

TABLE 4.2 – Comparaison des temps de vie obtenus pour les deux isomères du ^{254}No entre les précédentes publications et les résultats de cette thèse. / Comparison of the lifetimes obtained for the two isomers of ^{254}No between previous publications and the results of this thesis.

4.3.1 Découverte du Nobelium

En 1957, un groupe de physiciens suédois, américains et britanniques a réalisé une expérience à l'Institut Nobel de physique de Stockholm. Ils ont bombardé un échantillon de curium avec un faisceau de ^{13}C , ce qui a entraîné la réaction de fusion évaporation $^{244}\text{Cm}(^{13}\text{C}, xn)^{257-x}\text{No}$. Cette expérience a permis de mettre en évidence la désintégration d'un noyau par émission d'une particule α de 8,5 MeV et de demi-vie ~ 10 minutes. Les physiciens ont alors déclaré avoir synthétisé l'isotope $^{251}102$ ou $^{253}102$ [Fie57; Mil57; McK57] étant donné que cet élément présentait les propriétés chimiques attendues pour l'élément 102. Ainsi, l'équipe proposa de le nommer Nobelium (symbole chimique No) en l'honneur des contributions d'Alfred Nobel à la physique, la chimie et l'ingénierie du 20^{ème} siècle.

Quelques mois plus tard, une équipe dirigée par Glenn Seaborg au Laboratoire national Lawrence-Berkeley a tenté de reproduire cette expérience mais sans succès [Ghi58a]. C'est en 1958 que cette équipe affirma avoir synthétisé l'isotope $^{254}102$ par le biais de la réaction $^{246}\text{Cm}(^{12}\text{C}, xn)^{254}102$ [Ghi58b]. Ils ont appuyé cette affirmation en identifiant le noyau fils, le ^{250}Fm , dont les propriétés étaient connues. Cette découverte semblait alors être établie. Cependant, la même année, une équipe russe du JINR, dirigée par Gueorgui Nikolaïevitch Flerov, a remis en question ces affirmations avec les réactions $^{239/242}\text{Pu}(^{18/16}\text{O}, xn)^{257/258-x}\text{No}$ [Fle58]. Ils ont comparé leurs résultats et pensaient que l'équipe de Berkeley avait mal identifié le noyau de recul. Selon l'équipe russe, cette erreur remettait en question la découverte du Nobelium. Ainsi, ils proposèrent à l'IUPAC le nom de Joliotium (symbole Jo) pour l'élément 102. Entre 1963 et 1966, l'équipe de Flerov réussit à identifier cinq isotopes du Nobelium, dont le ^{254}No qui est abordé dans cette thèse [Mik67; Fle92]. L'équipe de Berkeley a finalement admis son erreur, et leurs nouveaux résultats étaient en accord avec les conclusions de Dubna.

Des années plus tard, en 1992, lorsque l'IUPAC a réévalué les découvertes controversées de cet élément, la découverte du Nobelium fut attribuée à l'équipe russe. Cependant, le nom de Nobelium a été conservé en raison de son utilisation répandue dans la littérature scientifique depuis les années 60 et pour rendre hommage à Alfred Nobel [Tho14; Fle92; Kra18].

4.3.2 Les précédents résultats spectroscopiques

La première identification d'un état isomérique dans le noyau ^{254}No a été découverte en 1973 [Ghi73]. Un état isomérique à longue durée de vie a pu être découvert et interprété comme une configuration d'état $K^\pi = 8^-$. Par la suite, de nouvelles expériences ont été réalisées grâce à l'amélioration des dispositifs expérimentaux. Les publications des deux dernières décennies sur la spectroscopie de la désintégration du ^{254}No proviennent de quatre expériences réalisées au LBNL [Cla10], au GSI [Heß10], au JYFL [Her06a] et à l'ANL [Tan06]. Quatre schémas de désintégration comportant deux isomères ont été publiés comme le présente la Fig. 4.10. Ils sont interprétés comme des états 2 et

4-qp. On note que l'isomère 2-qp sera appelé dans la suite de cette thèse l'isomère à bas temps de vie ($170.7(12) \mu\text{s}$) tandis que l'isomère 4-qp sera appelé l'isomère à haut temps de vie ($263.4(7) \text{ms}$).

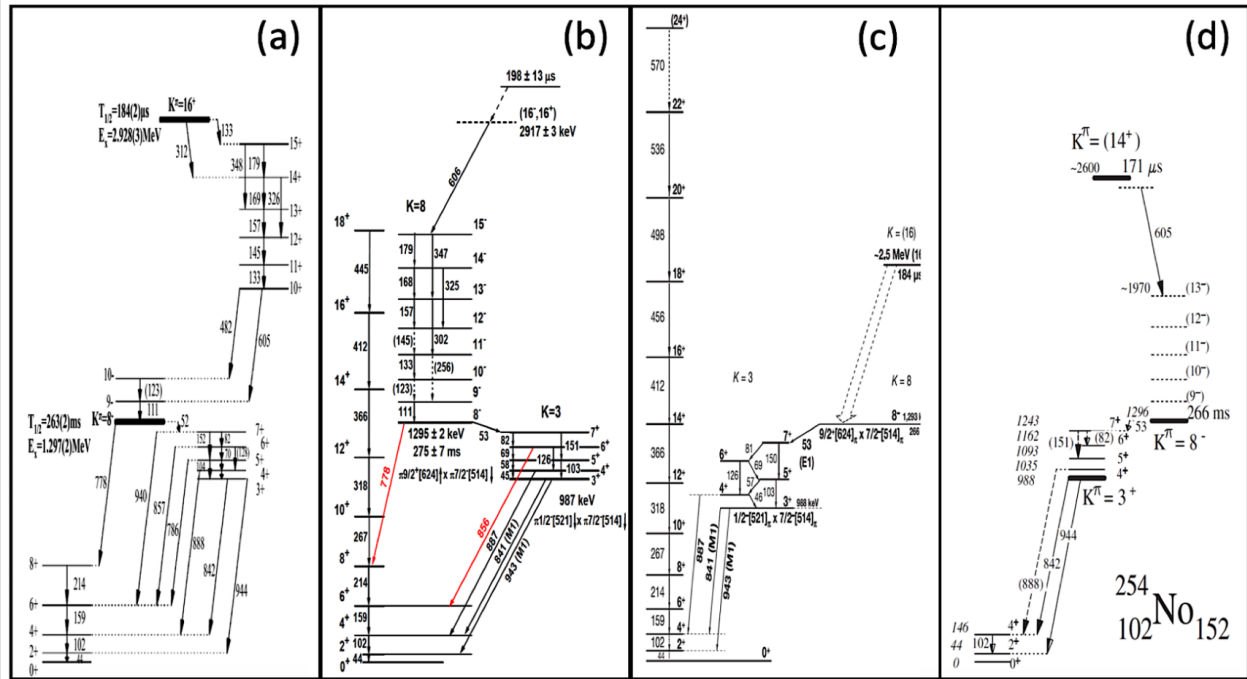


FIGURE 4.10 – Schémas de niveau publiés du ^{254}No et affichés selon la même échelle énergétique : (a) BGS-LBNL [Cla10], (b) SHIP-GSI [Heβ10], (c) RITU-JYFL [Her06a], (d) FMA-ANL [Tan06]. On y observe la présence des deux états isomériques de haut-K. / *Published level schemes of ^{254}No displayed on the same energy scale : (a) BGS-LBNL [Cla10], (b) SHIP-GSI [Heβ10], (c) RITU-JYFL [Her06a], (d) FMA-ANL [Tan06]. The presence of both high-K isomeric states can be observed in each scheme.*

Malheureusement, bien qu'ils soient d'accord sur l'énergie d'excitation et le schéma de désintégration du premier isomère 2-qp de spin-parité $K^\pi = 8^-$, ils ne s'accordent pas sur l'attribution de configuration pour cet isomère. Également, ils diffèrent considérablement sur l'énergie d'excitation, le schéma de désintégration, le spin-parité et l'attribution de configuration de l'isomère 4-qp, comme en témoigne une comparaison directe de leurs résultats publiés (voir Fig. 4.10). Il est crucial de résoudre ces conflits existants avec une expérience définitive et d'établir un schéma de niveaux incontestable, basé sur des coïncidences γ - γ et des valeurs du facteur gyromagnétique g_K intrinsèque à partir des rapports d'embranchement $B(M1)/B(E2)$ pour les attributions de configuration.

La première expérience a été réalisée à l'accélérateur linéaire superconducteur d'Argonne (ATLAS) [Tan06]. Les résidus d'évaporation du ^{254}No ont été transportés et identifiés par leur ratio

masse/charge grâce à l'analyseur de fragment de masse (FMA - Fragment Mass Analyzer) et trois détecteurs clover autour du plan focal. Les faibles statistiques des spectres de raies γ obtenus par des corrélations α - $CE_{isomere}$ sont présentées dans la Fig. 4.11. Les sections efficaces pour les populations d'isomères 2-qp et 4-qp ont été déduites respectivement à 600 nb et 80 nb. Un effort simultané à Jyvaskyla en utilisant le séparateur à gaz RITU [Lei95] a enregistré un taux d'implantations de 200 noyaux de recul par heure sur leur détecteur d'implantation DSSD qui était couplé à un grand détecteur Germanium et un seul clover Germanium [Her06a]. Les deux autres expériences étaient à peu près concurrentes. L'expérience à GSI a eu des courants de faisceau plus élevés (800-1300 pA) et a utilisé le filtre de vitesse SHIP pour séparer les résidus d'évaporation du faisceau et quatre détecteurs Ge compacts en géométrie "clover". Toutefois, l'expérience a été séparée en deux expériences distinctes, fonctionnant pendant moins de 20 heures chacune [Heß10]. L'expérience de spectroscopie d'isomères ayant rassemblée le plus de statistique à ce jour sur ce noyau est à Berkeley. Elle a duré 5 jours en utilisant le séparateur rempli à gaz de BGS [Nin98] avec une intensité moyenne de faisceau de 300 pA [Cla10]. Avec une section efficace de production de $\sim 2 \mu\text{b}$ pour le ^{254}No , cette expérience a collecté 9×10^5 noyaux de recul corrélés à l' α_{254no} , $1,5 \times 10^5$ événements suivant la corrélation R- $CE_{isomere}$ - $\alpha_{254}\text{No}$ et $1,6 \times 10^4$ événements suivant la corrélation R- α_{254no} - $CE_{isomere1}$ - $CE_{isomere2}$. Les spectres représentatifs des quatre expériences présentées dans la Fig. 4.11 fournissent une comparaison qualitative des statistiques atteintes dans chacune d'entre elles. Alors que les deux premières expériences ont dû se contenter de spectres γ marqués par corrélation R- $CE_{isomere}$, les dernières expériences ont tenté de construire les coïncidences γ - γ mais les statistiques sont indéniablement limitées.

Comme on le remarque très bien, la qualité des données des expériences précédentes n'a pas permis de déterminer avec précision l'énergie d'excitation ou de construire des schémas de niveaux sans ambiguïté pour la désintégration de l'isomère 4-qp. Grâce au solide dispositif expérimental au FLNR de Dubna (voir section 3.5.1), on peut chercher à démêler les interprétations précédentes et de déterminer avec plus de certitude la structure nucléaire du ^{254}No grâce à un jeu de données à haute résolution et à haute statistique.

4.4 Résultats

4.4.1 Généralités

Le ^{254}No a été produit *via* la réaction de fusion-évaporation $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$ au FLNR-JINR (Flerov Laboratory for Nuclear Research) de Dubna avec une section efficace mesurée de $2 \mu\text{b}$ [Gäg89; Lei99]. L'expérience s'est déroulée en Octobre 2019 avec un temps de faisceau de 3 semaines. Le faisceau de $^{48}\text{Ca}^{18+}$ a été fourni par le cyclotron U400 avec des intensités comprises entre 250 et 500 pA pour des énergies moyennes du faisceau à mi-cible comprises entre 216 et 227 MeV. La cible ^{208}PbS enrichie de 340 μg d'épaisseur (99,57% ^{208}Pb , 0,01% ^{206}Pb) a été déposée sur

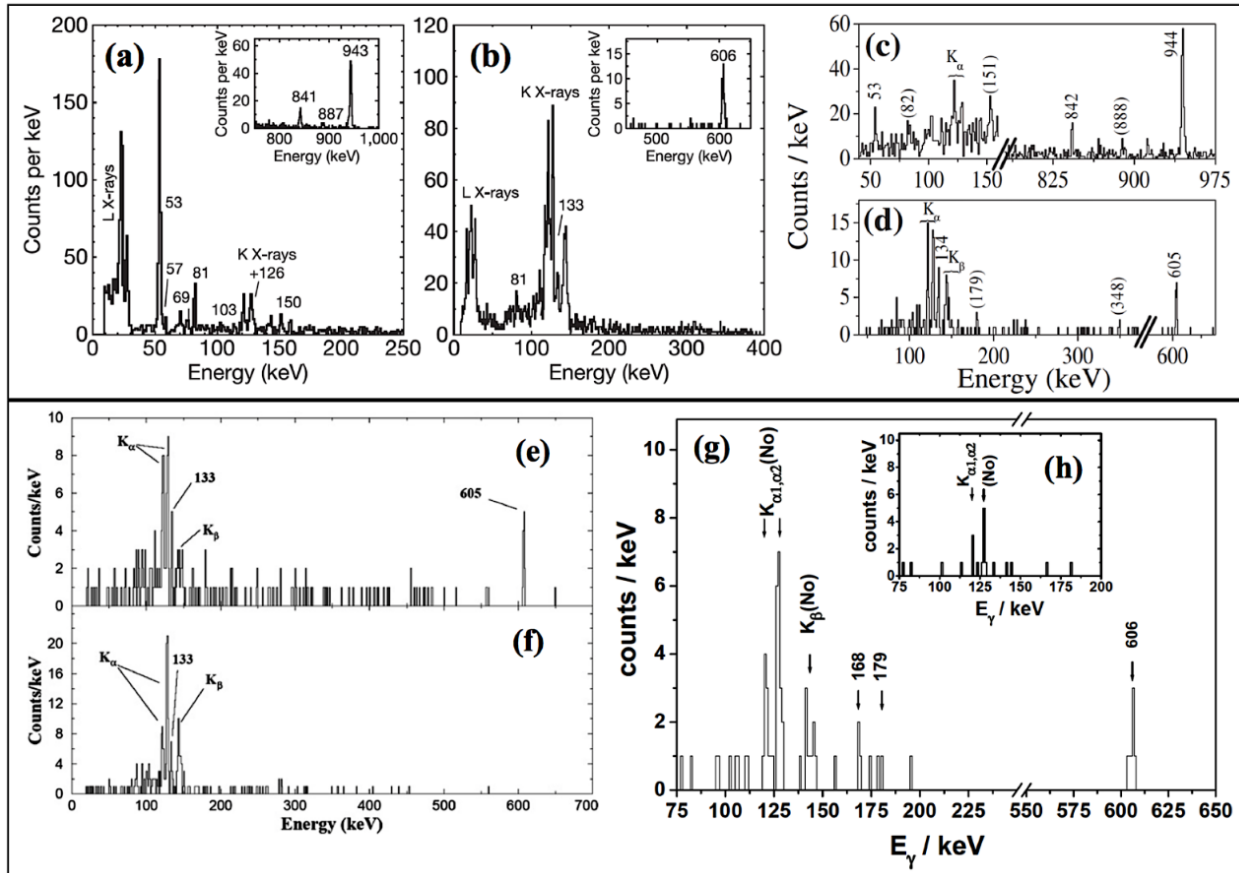


FIGURE 4.11 – Présentation des différents spectres γ en coïncidence avec la corrélation $\text{Recoil-ICE}_{\text{isomere}}$ provenant du ^{254}No . (haut) Spectres γ en coïncidence avec la décroissance des deux isomères respectivement (a, b) [Her06a], (c, d) [Tan06]; (bas) Spectre γ - γ provenant de la décroissance de l’isomère 4-qp en coïncidence avec les transitions d’énergie 133 et 605 keV (e, f) [Cla10], (g, h) [Heβ10]. / Representation of the different γ spectra in coincidence with the Recoil-ICE_{isomere} correlation originating from ^{254}No . (Top) γ spectra in coincidence with the decay of both isomers, respectively (a, b) [Her06a], (c, d) [Tan06]; (Bottom) γ - γ spectrum of the 4-qp isomer decay in coincidence with energy transitions at 133 and 605 keV, (e, f) [Cla10], (g, h) [Heβ10].

un support en titane de $1.5 \mu\text{m}$ [Tez22] et montée sur un cadre à roue rotative. Une dose totale de faisceau de 4.2×10^{18} a été mesurée. Les résidus d’évaporation ont ensuite été séparés des autres noyaux de recul par le séparateur d’éléments superlourds (SHELS).

Avec la méthode de corrélation spatiale et temporelle, trois conditions ont été utilisées sur la particule α , d’énergie 8096(10) keV, pour la considérer comme provenant du ^{254}No : son implantation dans le même pixel qu’un noyau de recul, une énergie déposée dans le DSSD dans l’intervalle

[7880 ; 8150] keV et une fenêtre temporelle $\Delta t = t_\alpha - t_{recoil}$ allant jusqu'à 268s. Ce maximum temporel correspond à plus de 97% des événements (*i.e.* 5 fois la durée de vie du ^{254}No). Cette dernière condition est nécessaire pour distinguer la durée de vie des noyaux de recul du ^{255}No de 3m52s produit en même quantité de ceux du ^{254}No à 51s [Kes22].

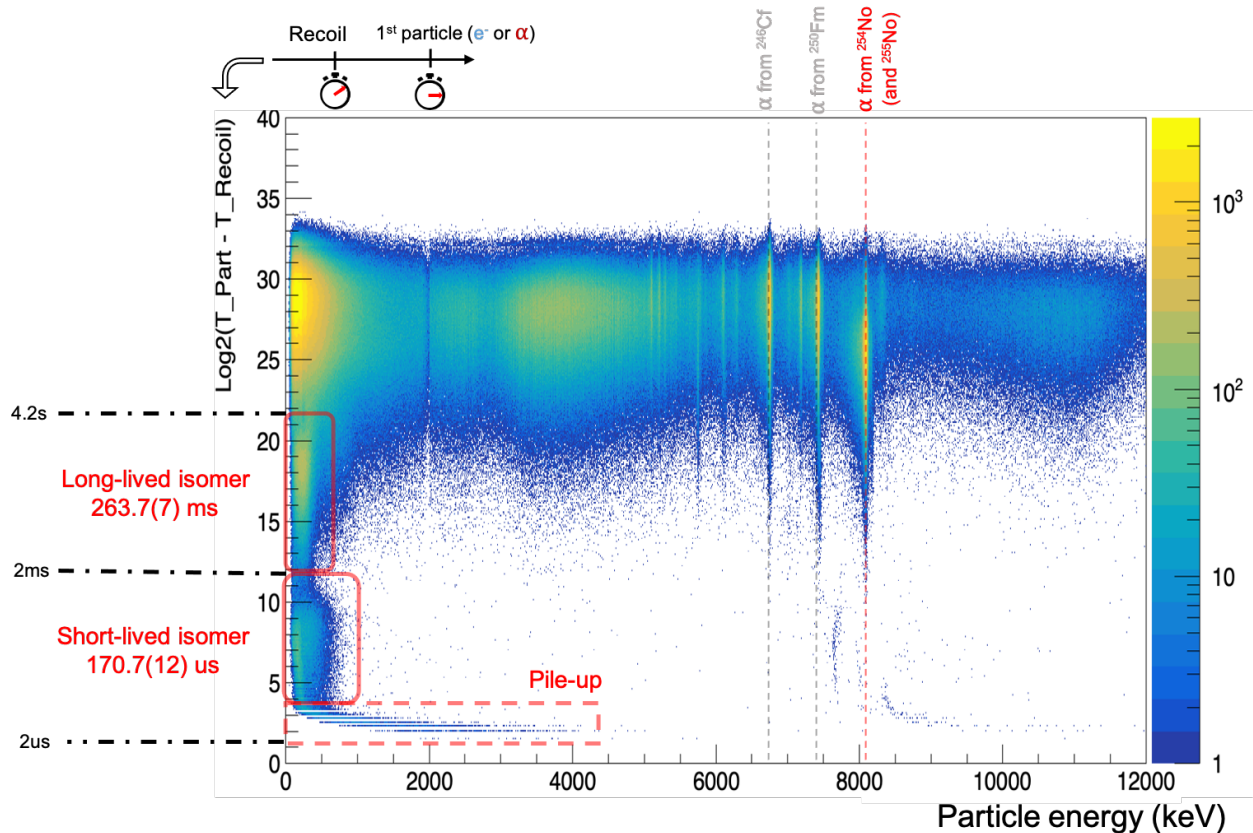


FIGURE 4.12 – Matrice 2D de la différence en temps (en échelle logarithmique) entre la première particule détectée suivant l’implantation dans un même pixel d’un noyau de recul en fonction de l’énergie de la particule. / 2D matrix of the time difference (log scale) between the first detected particle following the recoil nucleus implantation within the same pixel, as a function of the particle’s energy.

Au cours de l’expérience, un total de $\sim 10^6$ noyaux de recul suivis d’un α du ^{254}No (événements R- α) dans ces conditions ont été enregistrés et 7.7×10^5 ICE ont été observés après les implantations des noyaux de recul (événements R-CE et R-CE-CE). Au total, $5,3 \times 10^5$ CE de l’isomère à longue durée de vie de $\sim 263,5(7)$ ms et 1.2×10^5 électrons correspondant à l’isomère à courte durée de vie $\sim 170(1)\mu\text{s}$ ont été isolés. Pour identifier l’isomère à longue durée de vie (à courte durée de vie),

j'ai exigé une différence de temps supérieure à 2ms ($2\mu\text{s}$) et inférieure à 268s (2ms). Grâce à ces paramètres, nous pouvons fournir une identification de chaque désintégration d'isomère en utilisant des électrons de conversion internes dans les détecteurs tunnel et des rayons γ dans les détecteurs HPGe en coïncidence rapide ($\pm 2\mu\text{s}$) avec des électrons implantés dans le détecteur d'implantation.

Ces conditions sont mises en évidence dans le spectre de corrélation temps-énergie de la Fig. 4.12. On remarque les zones d'intérêt pour notre étude (rectangles rouges) : les particules α du ^{254}No autour de 8083 keV (ainsi que l'isotope ^{255}No émettant une particule α de 8121 et 8077 keV majoritairement) et les électrons à basses énergies correspondant à l'isomère à bas temps de vie et haut temps de vie. On remarque même les désintégrations α des noyaux fils peuplés par le ^{254}No , *i.e.* le ^{250}Fm puis le ^{246}Cf . Ce type de graphique permet d'identifier les zones d'intérêt. Également, de nombreux évènements sont observés entre 22 et 32 $\log(\mu\text{s})$ à toute énergie, correspondant aux corrélations aléatoires. En dessous de 4 $\log(\mu\text{s})$, en rectangle rouge pointillé, l'énergie est sur-estimée. Ceci correspond à l'empilement (pile-up) des signaux de temps très courts dans le silicium du détecteur d'implantation. Cette limite de $4\mu\text{s}$ sera par la suite prise comme valeur du temps mort de l'acquisition.

4.4.2 L'isomère à long temps de vie

Le temps de vie de l'isomère à long temps de vie a été mesuré à 263.4(7) ms (voir les détails dans la section 4.2.4). Il a été possible d'obtenir les spectres α , de cascades d'électrons (CE et ICE) et la matrice γ - γ avec de grandes statistiques. Les résultats présentés dans cette section seront donc comparés avec le schéma de niveaux obtenu dans [Cla10] car ce dernier est le plus consistant avec nos données expérimentales. Son schéma de niveaux pour l'isomère à long temps de vie est affiché dans la Fig. 4.13.

Rayonnements γ Le spectre γ en coïncidence avec l'isomère de long temps de vie est montré dans la Fig. 4.14. Les précédentes transitions déjà mentionnées dans la littérature ont été identifiées. Elles correspondent aux transitions d'énergie 52, 58, 70, 82, 102, 159, 214, 778, 786, 842, 856, 888, 940, 943 keV. Également, de nouveaux pics aux énergies 135, 173, 205, 216, 226, 725, 947, 955, 990, 1016 et 1105 keV ont été observés.

Les deux transitions γ de hautes énergies les plus élevées, à 842 et 943 keV, ont été interprétées comme des transitions de monopôle magnétique (M1) de la tête de bande rotationnelle intermédiaire construite sur la tête de bande $K^\pi = 3^+$ vers les états 4^+ et 2^+ (respectivement) de la bande rotationnelle de l'état fondamental. Grâce au spectre d'électrons observés dans les détecteurs tunnel en Fig. 4.15, il est possible de mesurer le coefficient de conversion interne de ces deux transitions comme présenté dans le Tab.4.3. On obtient des coefficients expérimentaux totaux de $\alpha = 0.020$ pour la transition à 943 keV et partiels $\alpha_K = 0.056$ pour la transition à 842 keV. Les valeurs théo-

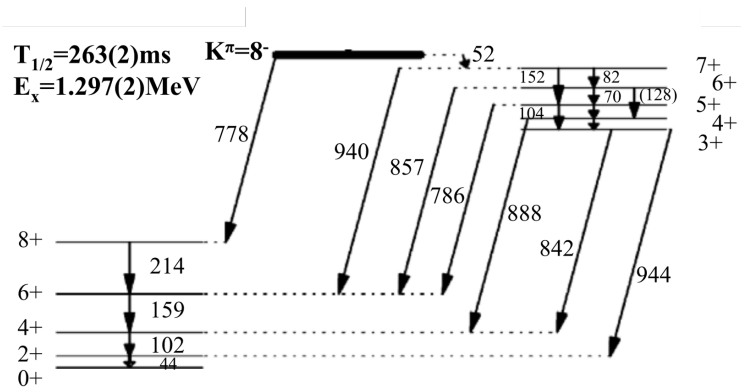


FIGURE 4.13 – Schéma de niveaux publié de l’isomère à long temps de vie du ^{254}No dans [Cla10]. / Long-lived ^{254}No isomer’s decay scheme published in [Cla10].

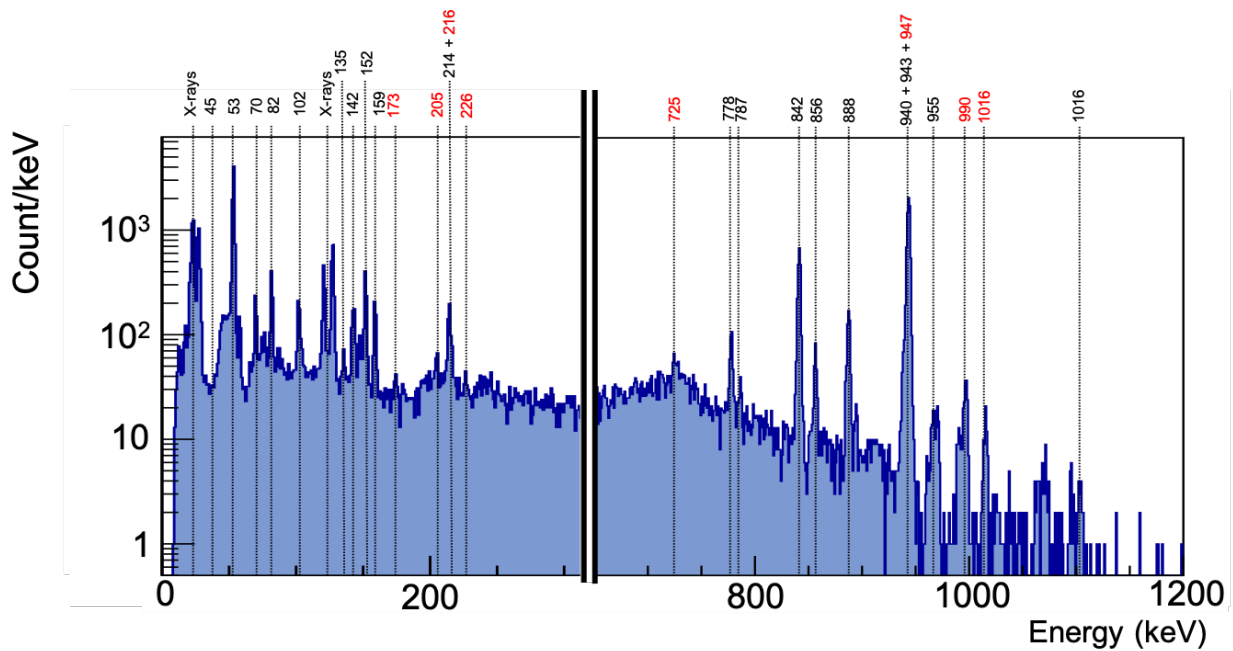


FIGURE 4.14 – Spectre γ observé par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) en coïncidence avec un électron provenant de l’isomère long dans le détecteur d’implantation. Pour plus de visibilité, l’affichage est en échelle logarithmique. Les nouvelles raies identifiées dans cette thèse sont affichées en rouge. / γ spectrum observed by HPGe detectors (in AddBack mode) in coincidence with an electron originating from the long-lived isomer in the implantation detector. For better visibility, the display is on a logarithmic scale. The newly identified peaks in this thesis are shown in red.

γ -ray (keV)	Experimental α_K	Experimental α_L	Most probable transition
943	0.0142	0.00596	E2
888	0.625	0.132	M4 or E0
856	0.052	-	E2/M1
842	0.056	-	E2/M1

TABLE 4.3 – Coefficient de conversion interne mesuré pour les raies les plus intenses suivant la désexcitation de l’isomère à long temps de vie du ^{254}No . / *Internal conversion coefficient measured for the most intense peaks following the decay of the long-lived isomer in ^{254}No .*

riques correspondants à ces transitions sont de $\alpha_{943\text{keV}} = 0.015$ et $\alpha_{K\ 842\text{keV}} = 0.018$ [San] pour une transition de type E2. Cette concordance laisse supposer qu’une contribution d’une transition dipolaire électrique (E2) est importante dans la transition à 943 keV tandis que celle à 842 keV est de type M1 avec un haut mélange E2.

Les autres rayonnements γ à 725, 947, 990 et 1016 keV confirment les études précédentes sur les spins et les parités de la tête de bande $K^\pi = 3^+$.

La transition de 53 keV est la transition γ la plus intense. Elle est interprétée comme une transition monopôle électrique pure (E1). De nouvelles transitions d’entrée (135 et 205 keV) de l’isomère de spin-parité 8^- à la bande rotationnelle de tête de bande 3^+ semblent être observées avec de faibles intensités. Elles peuvent être interprétées comme un dipôle magnétique (M2) et un tripôle électrique (E3) respectivement. Cependant, grâce à des simulations GEANT4 [LM22a] (voir section 5.2.3.1), elles peuvent être totalement expliquées par des effets de sommation. C’est pourquoi elles sont affichées en pointillés sur le schéma de niveaux en Fig. 5.1 puisqu’il est difficile de les différencier de ces effets.

Mise en évidence d’une nouvelle tête de bande $K^\pi=4^+$ Dans la région de [150 ; 250] keV, trois pics semblent se détacher des conditions de fond à 173, 216 et 226 keV. On verra plus tard dans la section 5.2.1 que ces pics sont interprétés comme des transitions de sortie d’une autre bande de rotation intermédiaire construite sur un état $K^\pi = 4^+$, "partenaire" de la bande $K^\pi = 3^+$ déjà observée. Ces transitions sont en concordance avec le pic centré à ~ 190 keV sur le spectre d’électrons de conversion interne fourni par les détecteurs tunnel dans la Fig. 4.15. En effet, il correspond majoritairement à la somme de tous les ICEs provenant de la transition γ à 216 keV qui est alors interprétée comme une transition M1. Les simulations GEANT4 de la section 5.2.3.1 montre que les pics à 173 et 226 keV peuvent être expliqués par des effets de sommation. Ainsi, elles sont placées en pointillé sur le schéma de niveaux présenté en Fig. 5.1. Également, la Fig. 4.17 met en lumière ces nouvelles coïncidences. On note que le pic à 943 keV est en coïncidence avec la transition à 216 keV, de même pour le pic à 842 keV (voir la matrice γ - γ complète en annexe D). Il n’existe pas de coïncidence entre les transitions à 216 et 888 keV justifiant l’emplacement de la transition à 216 keV qui sort de

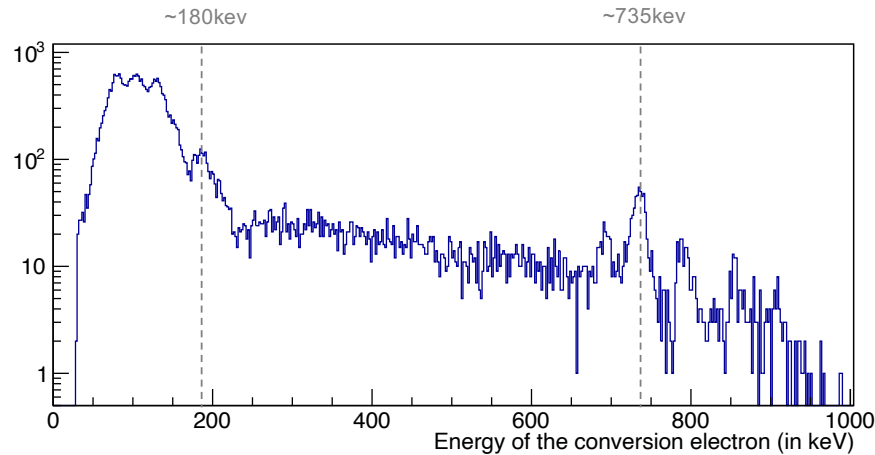


FIGURE 4.15 – Spectre des électrons observés par les détecteurs tunnel en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère long dans le détecteur d'implantation. Pour plus de visibilité, l'affichage est en échelle logarithmique. Il est possible d'observer l'existence d'un plateau autour de 100keV dû aux effets du "back scattering" : les électrons de basses énergie peuvent rebondir et s'échapper des détecteurs tunnel formant ainsi ce plateau. / *Electron spectrum observed by the tunnel detectors in coincidence with an electron originating from the long-lived isomer in the implantation detector. For better visibility, the display is on a logarithmic scale. It is possible to observe the existence of a plateau around 100 keV due to the backscattering effect : low-energy electrons can bounce back and escape from the tunnel detectors, thus forming this plateau.*

la tête de bande 4^+ vers l'autre tête de bande 3^+ . Enfin, les transitions γ de 35 et 56 keV construites sur l'état $K^\pi = 4^+$ sont des conjectures car elles la première est sous le seuil d'énergie et la deuxième est noyée dans le pic intense à 53 keV.

Analyse calorimétrique L'analyse calorimétrique de l'isomère inspirée par [Jon02] révèle que l'énergie d'excitation de l'état isomérique à long temps de vie s'élève à 1297(10) keV comme indiqué dans la Fig. 4.16. La figure tient compte de toutes les décroissances capturées en coïncidence avec l'isomère à long temps de vie (rayons γ , CE, relaxation atomique). Le maximum de cette somme, illustré en rouge, nous indique donc le minimum d'énergie d'excitation de l'isomère à long temps de vie.

Comparaison I/O de la bande rotationnelle $K^\pi=3^+$ En comparant les transitions d'intensité d'entrée (I) et de sortie (O) de la bande rotationnelle 3^+ au schéma de désintégration observé par Clark et al. [Cla10], le rapport I/O est de 0.67, ce qui signifie que les transitions de sortie sont trop

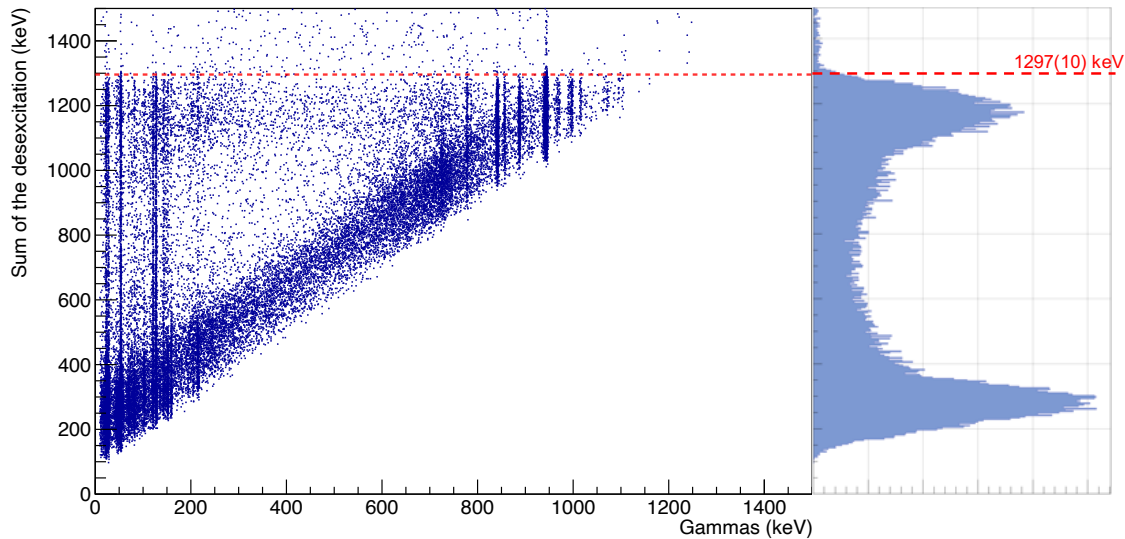


FIGURE 4.16 – Somme de tous les signaux provenant d’une décroissance capturée en coïncidence avec l’isomère à long temps de vie (rayons γ , rayons-X, ICE, relaxation atomique) en fonction de l’énergie des rayonnements γ . La projection sur l’axe y est affiché à droite. / *Sum of all signals originating from a decay captured in coincidence with the long-lived isomer (γ rays, X-rays, ICE, atomic relaxation) as a function of the energy of the γ radiation. The y-axis projection is displayed on the right.*

intenses par rapport au nombre de transitions d’entrée dans la bande 3^+ . Lorsque la bande de rotation 4^+ est ajoutée, de nouvelles transitions entrantes peuplent la bande 3^+ et ce rapport I/O passe à 0.76, ce qui est en accord avec notre nouveau schéma de niveaux (visible en section 5.2.1.1). Ce rapport semble trop faible et devrait alors plus se rapprocher de l’unité. Cependant, il est connu que les coefficients des électrons convertis E1 sont sous-estimés à cause de l’émission d’un rayonnement γ retardé comme expliqué dans [Ni158] conduisant à l’augmentation de la probabilité d’émission des ICEs. Comme les électrons de conversion inférieurs à 50 keV ne peuvent pas être mesurés expérimentalement dans les détecteurs tunnel, la valeur théorique du coefficient de conversion interne est souvent sous-estimée. On note une valeur de $\alpha_{53\text{keV}} = 0.833(12)$ donnée par [San]. Les rapports I/O ont donc été estimés grâce aux transitions de sortie de 82 et 152 keV de l’état excité 7^+ , ce qui a conduit à un nouveau coefficient expérimental de conversion corrigé $\alpha_{53\text{keV}} \sim 1.85$.

Pic dominant dans le spectre ICE Dans la Fig. 4.15, on peut observer un pic dominant centré sur 735 (± 10) keV. En comparaison avec les rayons γ , ce pic de conversion peut être lié à la transition M1 à 888 keV comme le suggère la Fig. 5.9 plus loin. En effet, cette transition convertit majoritairement à 735 keV [San]. Cependant, plusieurs arguments indiquent que ce pic d’ICE ne provient

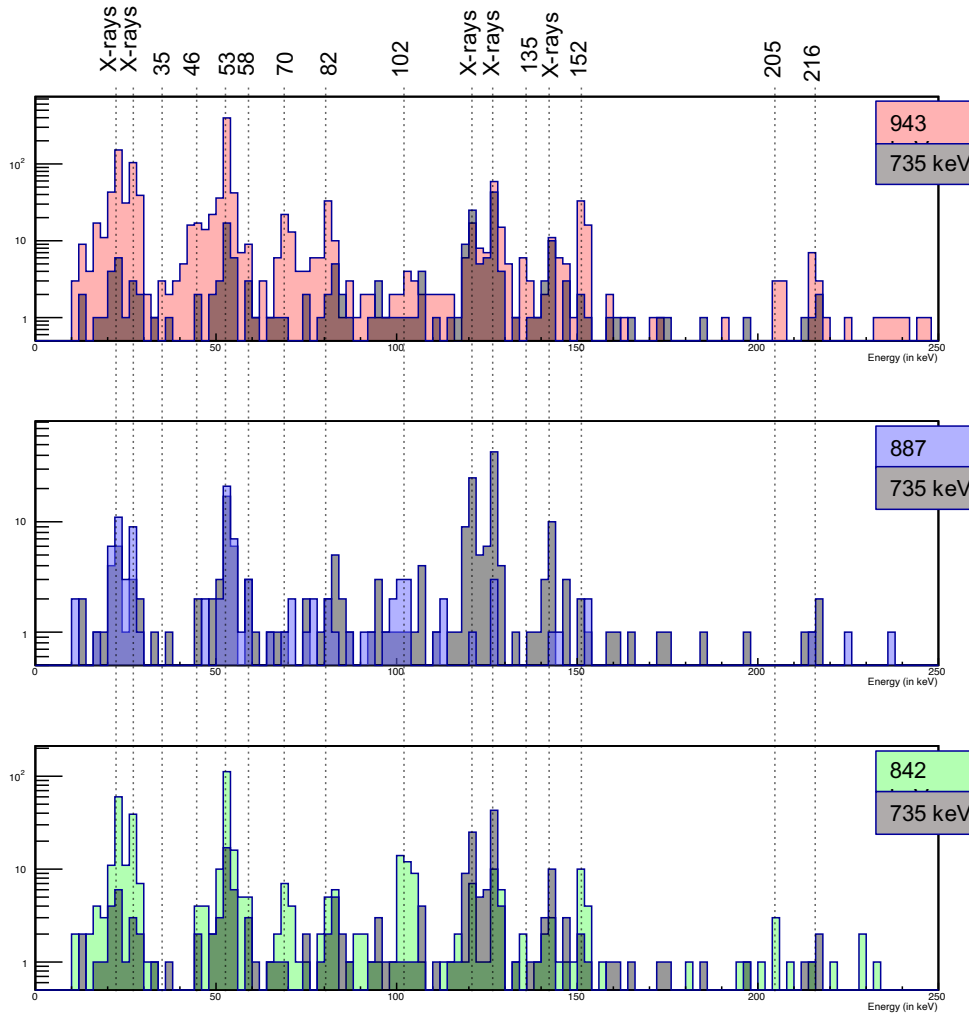


FIGURE 4.17 – Comparaison des spectres γ , en échelle logarithmique, en coïncidence avec le pic ICE à 735 keV (noir), le pic γ à 943keV (rouge), le pic γ à 842keV (vert) et le pic γ à 888keV (bleu). / Comparison of γ spectra, displayed on a logarithmic scale, in coincidence with the ICE peak at 735 keV (black), the gamma peak at 943 keV (red), the gamma peak at 842 keV (green), and the gamma peak at 888 keV (blue).

pas, ou du moins en partie, de la conversion de la transition γ de 888 keV. Tout d’abord, le spectre γ centré sur le pic ICE de 735 keV révèle des coïncidences avec les transitions γ de 46, 53, 70, 82 et 216 keV (voir Fig. 4.17). Il coïncide avec la bande de rotation 3^+ et ses états excités (coïncidences très similaires avec la transition de 943 keV). Cependant, il est exclu du spectre de coïncidence γ de 842 keV en raison de sa coïncidence avec l’état fondamental (transition à 102 keV). De plus, les coïncidences de 888 keV ne voient pas de transitions provenant de l’état 4^+ . Cela signifie que le

pic ICE de 735 keV ne se désintègre pas sur la transition de 102 keV de l'état fondamental et voit la transition $4^+ \rightarrow 3^+$ de l'état $K^\pi=3^+$, en contraste total avec la transition de 888 keV... Ainsi, le nombre total de rayons γ à 888 keV corrigé par l'efficacité HPGe est de 5500 tandis que le nombre total d'électrons internes de la couche K à 735 (+/-10) keV est de 3300, ce qui conduit à un coefficient de conversion expérimental $\alpha_K = 0.6$. Une transition M1 à cette énergie devrait avoir un coefficient de conversion de $\alpha_K = 0,1$ [San], soit six fois moins que les résultats expérimentaux. De telles différences peuvent éventuellement s'expliquer par un énorme rapport de mélange de la transition de 888 keV avec une transition E0, mais ce serait inattendu par rapport à la nature des transitions parallèles de 943 et 842 keV. Une discussion sur l'interprétation de ce résultat est fait dans la section 5.3.

4.4.3 L'isomère à court temps de vie

Le temps de vie de l'isomère à court temps de vie a été mesuré à $170.7(12) \mu\text{s}$ (voir les détails dans la section 4.2.4). Il a été possible d'obtenir les spectres γ , d'électrons de conversion et de matrice γ - γ de cet isomère. Toutefois, les statistiques sont divisées par deux comparées à celles de l'isomère long. Les résultats présentés dans cette section sont également comparés avec le schéma de niveaux obtenu dans [Cla10] car ce dernier est le plus consistant avec nos données expérimentales. Son schéma de niveaux pour l'isomère à court temps de vie est affiché dans la Fig. 4.18.

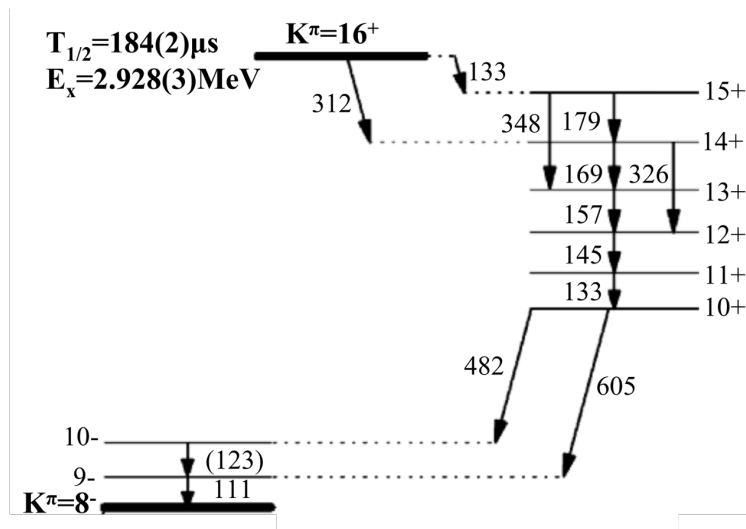


FIGURE 4.18 – Schéma de niveaux publié pour l'isomère à court temps de vie du ^{254}No dans [Cla10].
/ Diagram of the decay scheme published for the short-lived isomer of ^{254}No in [Cla10].

Rayonnements γ Tous les pics γ trouvés dans [Cla10] ont été identifiés comme le montre la Fig. 4.19. Un nouveau pic γ à 319 keV a également été identifié. Ce dernier ne semble pas coïncider avec le pic γ de 605 keV de plus forte intensité comme on le remarque dans la Fig. 4.20. Malheureusement, ses coïncidences γ - γ ont de faibles statistiques. Ainsi, le pic à 605 keV semble être en coïncidence avec les pics à 111, 133 et 170 keV (et tous les rayons X) mais le bruit de fond provenant de l'effet Compton des transitions à haute énergie empêche de distinguer les vraies coïncidences γ entre elles. Le détail des coïncidences des pics d'intérêt, *i.e.* de la 605, 482, 319 et 133 keV, est affiché en Fig. 4.20.

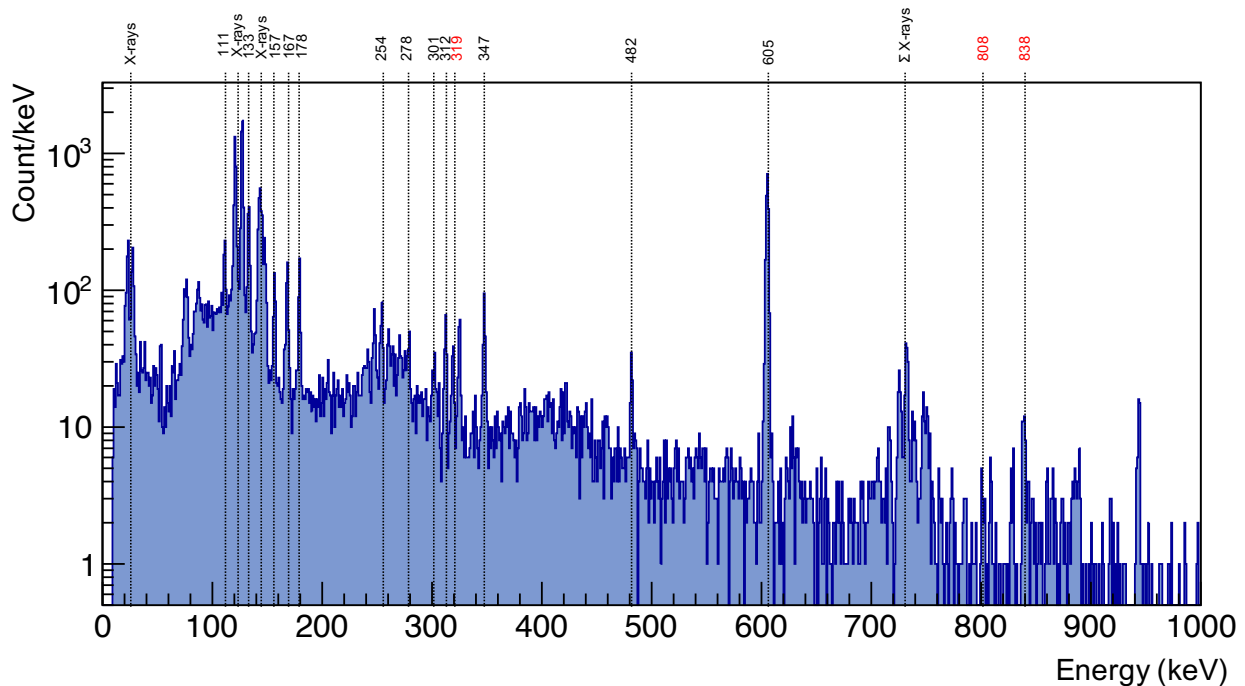


FIGURE 4.19 – Spectre γ observé par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère court dans le détecteur d'implantation. Pour plus de visibilité, l'affichage est en échelle logarithmique. Les nouvelles raies identifiées dans cette thèse sont affichées en rouge. / γ spectrum observed by HPGe detectors (in AddBack mode) in coincidence with an electron originating from the short-lived isomer in the implantation detector. For better visibility, the display is on a logarithmic scale. The newly identified peaks in this thesis are shown in red.

A haute énergie, des pics γ comme les 742, 838, 845 et 883 keV peuvent être observés à très faible intensité. Ils correspondent au schéma de niveaux de l'isotope ^{255}No produit dans la réaction d'évaporation de la fusion $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 1n)^{255}\text{No}$ dont la production contamine notre étude [Kes22]. Cependant, le pic à 808keV n'apparaît pas dans le schéma de niveaux du ^{255}No et peut être ajouté comme possible nouvelle transition. En ce qui concerne les rayons X, l'intensité relative de tous

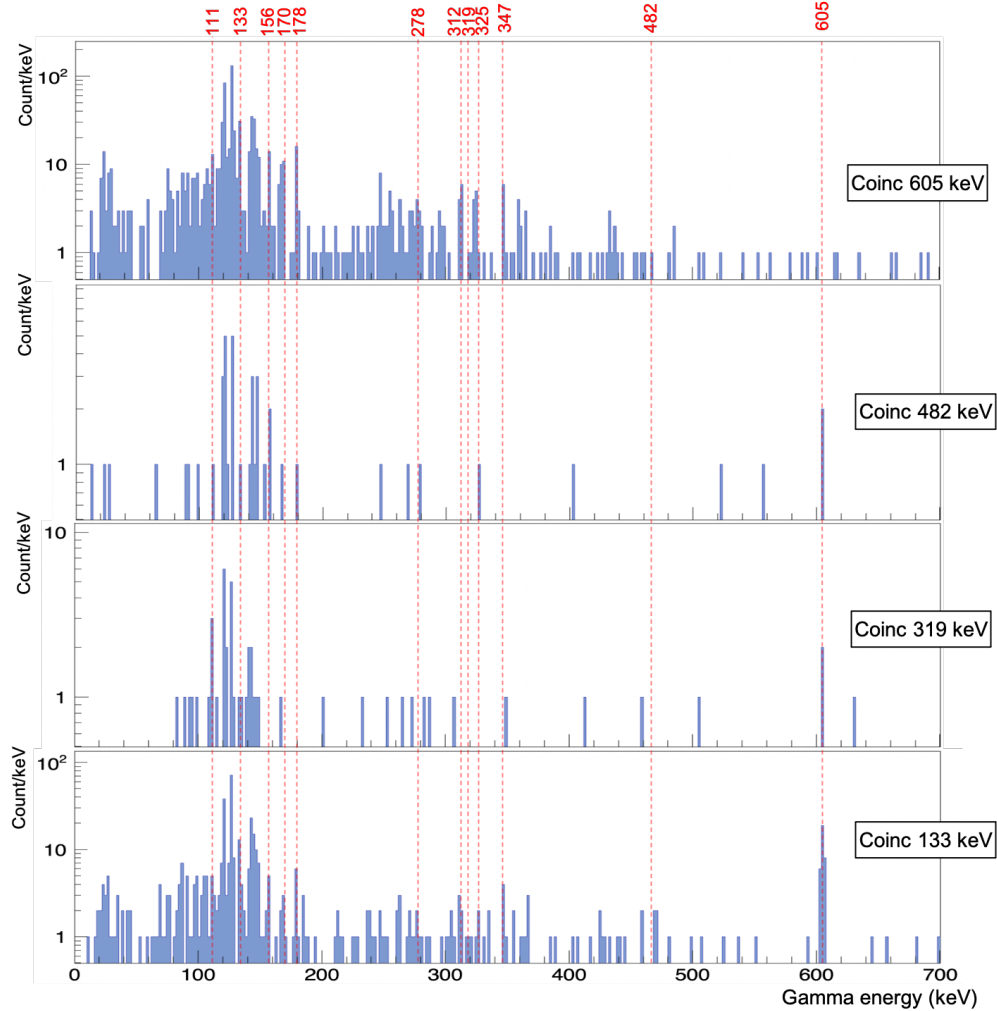


FIGURE 4.20 – Spectre γ observé par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) en coïncidence avec les pics à 605, 482, 319 et 133 keV. / γ spectrum observed by HPGe detectors (in AddBack mode) in coincidence with the 605, 482, 319 and 133 keV peaks.

les rayons X a révélé que le pic à 127 keV est un rayon X pur tandis que le pic à 121 keV est compatible avec une branche à faible intensité de décroissance comme réalisé dans le schéma de [Cla10].

La transition à 482 keV Comme les pics à 605 keV et 482 keV ne coïncident pas ensemble, ces deux transitions sont placées en parallèle dans les schémas de niveau proposés dans la section 5.2.2. La transition de 482 keV pourrait être placée comme une transition M3 de l'isomère à courte durée de vie (16^+) vers la bande de rotation 13^+ de la tête de bande $K^\pi = 10^+$. Cette possibilité a été

γ -ray (keV)	Experimental α_K	Experimental α_L	Most probable transition
605	0.031	0.0088	E2 or E1
482	0.665	0.159	M1

TABLE 4.4 – Coefficient de conversion interne mesuré pour les raies les plus intenses suivant la désexcitation de l’isomère à court temps de vie du ^{254}No . / *Internal conversion coefficient measured for the most intense peaks following the decay of the short-lived isomer in ^{254}No .*

exclue grâce au calcul de Weisskopf [Kra91] qui révèle que cette transition aurait une durée de vie de l’ordre de 10 ms. Cette durée de vie n’est alors pas compatible avec celle à $170.7(12)\mu\text{s}$ de cet isomère. De plus, la transition de 482keV a un coefficient expérimental de conversion des électrons de $\alpha_K = 0.66$, ce qui est compatible avec une transition M1 (voir Tab.4.4). Ce coefficient a été déduit grâce au spectre électron dans les détecteurs tunnel dans la Fig. 4.21. La tête de bande dont provient cette transition pourrait alors être un état 11^+ . Cependant, le spectre des coïncidences du pic à 482 keV n’a révélé aucune coïncidence avec les autres pics observés. Cette transition est donc pour le moment placée en parallèle de la transition à 605 keV car elle s’ajuste bien énergétiquement à cet emplacement. Il faut toutefois garder en tête qu’elle pourrait se placer ailleurs dans le schéma de niveaux.

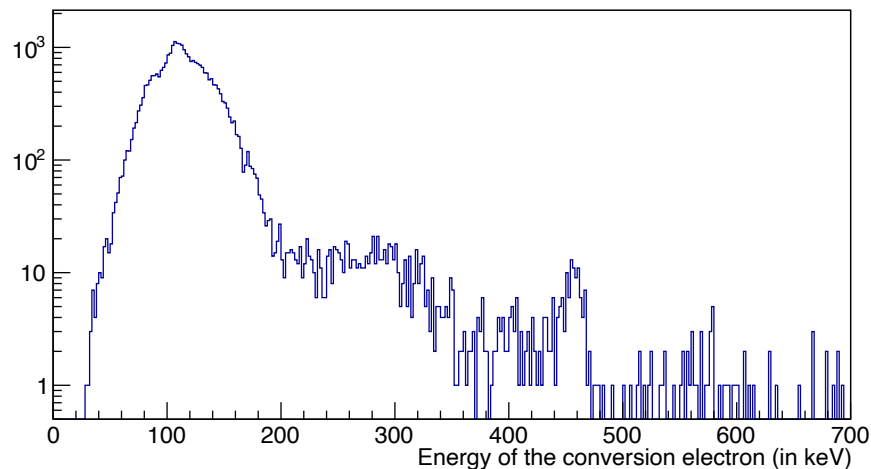


FIGURE 4.21 – Spectre électrons observés par les détecteurs tunnel en coïncidence avec un électron provenant de l’isomère à court temps de vie dans le détecteur d’implantation. Pour plus de visibilité, l’affichage est en échelle logarithmique. / *Electron spectrum observed by the tunnel detectors in coincidence with an electron originating from the short-lived isomer in the implantation detector. For better visibility, the display is on a logarithmic scale.*

La transition à 605 keV Le coefficient de conversion interne de la transition à 605 keV a été mesuré à $\alpha_{K\ 605\text{keV}}=0.031$ (voir Tab. 4.4). Ainsi, cette transition est plus compatible avec une transition E2 qu'une transition E1 en termes de conversion des couches K. Ce résultat nous amène donc à penser que l'état par lequel provient cette transition est de spin-parité 11^- . Cependant, si l'on suit la même tendance que l'on a mis en avant sur la transition à 943 keV de l'isomère à long temps de vie, on remarque que les transitions M1 sont hautement mélangées aux transitions E2 dans le ^{254}No . Il n'est donc pas exclu que la transition à 605 keV soit en réalité une transition M1 amenant le tête de bande intermédiaire à un spin-parité $K^\pi=10^-$. Une discussion plus approfondie est présentée dans la section 5.2.2.

Analyse calorimétrique L'analyse calorimétrique de l'isomère à court temps de vie [Jon02] jusqu'à l'état isomérique à long temps de vie a révélé deux minimum d'énergie d'excitation possibles. Le premier s'élève à 1633(40) keV et est en concordance avec le schéma de niveaux proposé dans [Cla10]. La deuxième possibilité est de 1500(40) keV et peut être en concordance avec l'introduction d'un nouveau schéma de niveaux comme je l'introduis dans la section 5.2.2. Ces deux limites sont illustrées dans la Fig. 4.22. La figure tient compte de toutes les décroissances capturées en coïncidence avec l'isomère à court temps de vie (rayons γ , ICE, relaxation atomique). Comme on le remarque dans cette figure, l'extrapolation de la courbe de l'énergie totale devrait s'arrêter autour de 1500 keV mais un regain de coups est observé jusqu'à 1633 keV. Ces coups sont apportés par la transition à 605 keV et les rayons X autour de 120 keV. Ainsi, ce regain de coups pourrait être expliqué par la présence d'effets de relaxation atomique dans la décroissance de l'isomère à court temps de vie. En effet, les transitions M1 apportent beaucoup de conversion sur les couches K, L, M, N et plus. Ainsi, la probabilité de détecter tous les effets de relaxation sur chacune des couches est faible, notamment ceux de très basses énergies. Ce regain de coups inclut donc les rares cas où tous les effets ont pu être détectés en coïncidence. Toutefois, cette explication peut être discutée. En termes d'énergie minimale d'excitation totale de l'isomère court, on place alors la limite à 2933(± 50) ou 2797(± 50)keV.

Comparaison I/O de la bande rotationnelle intermédiaire Comme décrit dans le schéma de niveau de la Fig. 4.18, les pics les plus intenses peuplant la bande rotationnelle intermédiaire de spin-parité $K^\pi = 10^+$ sont les pics à 133 keV et 312 keV qui ont été estimés et mesurés comme ayant $11341 + 826 = 12167$ coups d'entrée (après correction de l'efficacité des détecteurs HPGe et de la conversion interne électronique). Le pic le plus intense sortant de cette bande rotationnelle est la 605 keV mesuré à 16344 coups pour une E1. Cela amène le ratio I/O à 0.74. Aussi, si une tête de bande à $K^\pi = 11^-$ est considérée, la nature de la 605 keV devient E2 et amène ce ratio à I/O = 0.71. Ainsi, la comparaison I/O des deux têtes de bandes ne nous permettent pas de discriminer leur nature. Cependant, il est important de noter que ce ratio, éloigné de l'unité, peut s'expliquer par diverses raisons : un schéma de niveaux incomplet, une mauvaise estimation du nombre de coups réels entre les deux raies à 133 keV et des facteurs de mélange et/ou des coefficients de conversion

interne mal attribués.

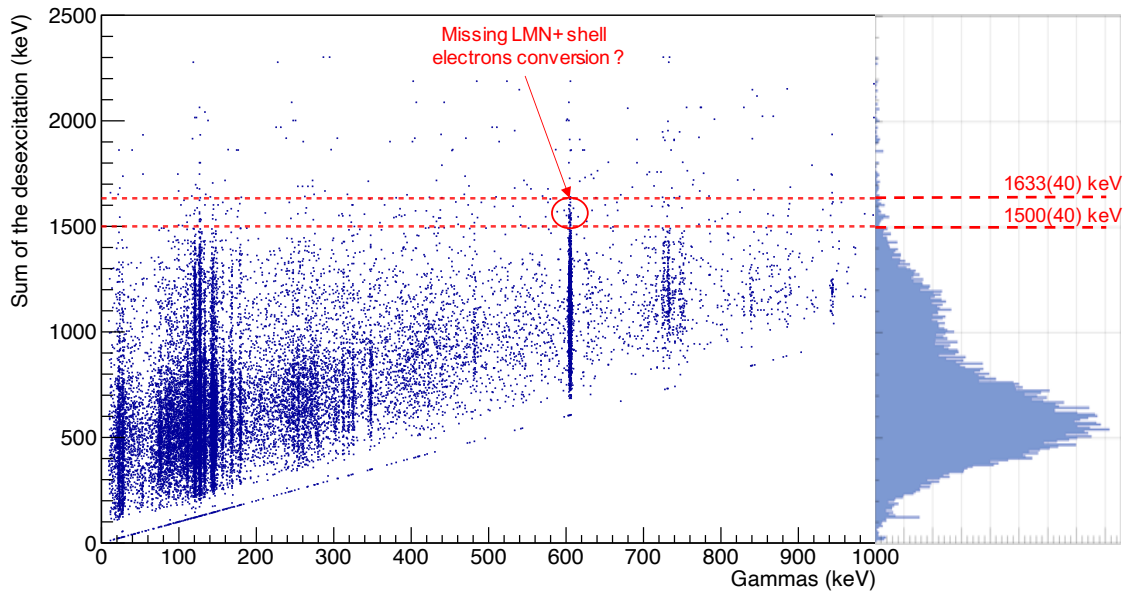


FIGURE 4.22 – Somme de tous les signaux provenant d’une décroissance en coïncidence avec l’isomère à court temps de vie (rayons γ , rayons-X, ICE, relaxation atomique) en fonction de l’énergie d’un des rayonnements γ . La projection sur l’axe y est affiché à droite. / *Sum of all signals originating from a decay captured in coincidence with the short-lived isomer (γ -rays, X-rays, ICE, atomic relaxation) as a function of the energy of the γ radiation. The y-axis projection is displayed on the right.*

Proportion relative L’utilisation de la proportion relative des intensités entre les pics γ dans différentes conditions de coïncidence est compilée dans le tableau 4.5 pour les transitions 133/127, 169/133 et 178/133. Elle montre que les transitions de 170 et 178 keV évoluent de la même manière, révélant qu’elles "voient" les mêmes autres transitions dans le schéma de désexcitation. De plus, ces deux transitions semblent voir davantage le pic de 133 keV que celui de 605 keV, ce qui révèle que la transition de 133 keV est une transition doublement indépendante (validée par la matrice γ - γ montrée dans l’App. D). De plus, l’une d’entre elles n’est pas impliquée dans la désintégration principale de l’état de tête de bande 10^+ (comme présenté dans la Fig. 4.10.a) puisque la transition de 605 keV semble coïncider avec une seule des transitions de 133 keV. Ainsi, ces résultats remettent en cause le schéma de niveaux publié dans [Cla10] en ce qui concerne la transition à 605 keV puisqu’elle ne semble pas être en coïncidence avec les deux transitions à 133 keV.

Gate Coinc	Relative proportion of γ -transitions		
	133/127	178/133	170/133
None	0.241 \pm 0.04	0.42	0.4
605keV coinc	0.23 \pm 0.07	0.647	0.66
170keV coinc	0.38 \pm 0.1	0.38	-

TABLE 4.5 – Proportion relative entre les transitions γ 133/127, 178/133 keV et 178/133 keV calculées sans coïncidence γ (données brutes tirées de la Fig. 4.14), avec coïncidence avec le pic à 605 keV et 170 keV. / *Relative proportions between the γ transitions 133/127 keV and 178/133 keV calculated without γ coincidence (raw data from Fig. 4.14), and with coincidence with the peaks at 605 keV and 170 keV.*

Chapitre 5

Interprétation des données expérimentales

5.1 English summary : A new nuclear structure

A New Nuclear Structure

Discovery of a New Bandhead in the Long-lived Isomer

The New Level Scheme of the Long-lived Isomer The revised level scheme obtained from the long-lived isomer's data analysis is shown in Fig. 5.1. The level scheme has been improved by the discovery of a band built on a $K^\pi = 4^+$ state, in parallel with the $K^\pi = 3^+$ band, following the de-excitation of the long-lived isomer $K^\pi=8^-$. This newly identified bandhead is interpreted as the unfavored coupling of the $K^\pi=3^+$ state. Thus, the Gallagher-Miskowski (GM) energy splitting of these coupling states is measured for the first time in such an heavy nucleus, at 216 keV.

Orbital Couplings The 3^+ and 4^+ states are formed by the coupling of the proton configuration π^2 ($[514]7/2^- \otimes [521]1/2^-$), as illustrated in Fig. 5.2. This coupling is consistent with previous studies. Regarding the $K^\pi=8^-$ state, it exhibits various possible couplings, as shown in blue in Fig. 5.2. Its coupling strongly depends on the nature of the intermediate state during the de-excitation of the short-lived isomer : either 10^+ or 11^- . In the case of a 10^+ state formed by a 2-qp neutron configuration ν^2 ($[734]9/2^- \otimes [725]11/2^-$), there is a strong possibility that the 8^- configuration includes the ν $9/2^-$ - $[734]$ orbital. Conversely, an 11^- state formed on the coupling of 4-qp states $3^+_\pi \otimes 8^-_\pi$ or $3^+_\pi \otimes 8^-_\nu$ could favor a proton configuration for the 8^- state. A comparison of the $B(M1)/B(E2)$ ratios has been performed, as shown in Tables 5.1 and 5.2, concluding that the neutron configuration ν^2 ($[734]9/2^- \otimes [725]11/2^-$) is more consistent with the experimental data.

Redefinition of the Level Scheme in the Short-Lived Isomer The main challenge of the short-lived isomer lies in the nature of the so-called "intermediate" state : 10^+ or 11^- . In the case of the 10^+ state, a 2-qp neutron configuration is considered, in agreement with the previous experimental measurements (see Table 5.2). In the 11^- scenario, the gyromagnetic factor is consistent, but the experimental $B(M1)/B(E2)$ ratios deviate (see Tab. 5.1). Nonetheless, it aligns with the coincidence

of a single 133 keV transition and the E2-like nature of the 605 keV transition. Finally, two partial proposals for level schemes are shown in Fig. 5.3 until the complete level scheme is determined. Additionally, the 16^+ state originates from a 4-qp coupling $8_{\pi}^- \otimes 8_{\pi}^-$, as illustrated in blue in Fig. 5.2.

Simulations A. Lopez Martens conducted the following simulations at the IJCLab in Paris-Saclay.

Long-Lived Isomer Simulations of the level scheme proposed in Fig. 5.1 are presented in Figs. 5.4 and 5.5. They are in excellent agreement with our experimental data. However, only the ICE peak at 735 keV is not reproduced, leading to the addition of a new 0^+ spin-parity state in the revised level scheme (see Sec. 5.3).

Short-Lived Isomer The simulations of the short-lived isomer were adjusted using the experimentally measured gyromagnetic factor. Four problematic areas were identified in the simulated γ spectrum (see Fig. 5.6), while three notable issues were observed in the simulated ICE spectrum (see Fig. 5.7). Consequently, it is concluded that there are missing structures in the proposed level schemes, preventing us from discriminating between the different possible level schemes. Furthermore, the simulated calorimetric analysis spectrum of the scheme proposed in [Cla10] appears to be more consistent with a summing energy $E^* \leq 1633(\pm 40)$ keV.

Suspicion of an "Exotic" State

Abnormal Electron Conversion A highly converted electron conversion transition at ~ 735 keV is observed. It could be explained by a high mixing ratio with an E0 of the already existing transition at 888 keV. However, Fig. 5.9 shows that the intensity ratios of the most intense γ peaks at 943 and 842 keV convert much less than their partner at 888 keV, which is surprising. Thus, the existence of a pure E0 transition coming from a new 0^+ state, as illustrated in Fig. 5.1, is postulated with a population fraction of about 2%.

Comparison with Theory Different theories have predicted the existence of such a 0^+ state. Firstly, the fission barrier of ^{254}No has been calculated in [Egi00], which predicts the existence of two fission barriers, leading to a superdeformed potential well, as shown in Fig. 5.10. Similarly, the paper in [Del06] has predicted the same behavior (Fig. 5.11) resulting in the existence of an excited state of spin-parity $K^{\pi} = 0^+$ of energy ~ 0.9 MeV, as shown in Fig. 5.12, which is in agreement with our experimental data. Also, an excited state with $E_x = 0.62(4)$ MeV and attributed to have spin-parity $K^{\pi} = 0^+$ has been discovered in $^{282}_{112}\text{Cn}_{170}$, as shown in its level scheme in Fig. 5.13. Their theoretical calculation incorporating a triaxial deformation to this nucleus is in agreement with this latter (see Fig. 5.14). This last possibility is also supported by calculations in [Dao22], which shows that the fission potential well where the 0^+ ground state of ^{254}No is formed is large enough to accommodate another 0^+ state with triaxial deformation γ (see Fig. 5.15).

Systematics in Other Nobelia The preliminary analysis, done by A. Lopez Martens at the IJCLab, of the fission experiment on ^{250}No indicates that the known 6^+ spin-parity isomer popu-

lates a rotational band similar to the ground bands of ^{254}No and ^{252}No as proved in Fig. 5.16. The calorimetric analysis shows that about 150 keV is missing in the level scheme of ^{250}No , suggesting that another 0^+ state about 150 keV below the postulated ground state of ^{250}No would populate it as shown in Fig. 5.17. Thus, it seems that there is an inversion of the two 0^+ bandheads between ^{254}No and ^{250}No . Additionally, a difference in deformation between the 0^+ states could explain the fast fission of the ground state of ^{250}No . This observation could indicate the existence of a second 0^+ state at low energy in the nobelium isotopes, opening the way to a new systematics in the transactinides.

5.2 Une nouvelle structure nucléaire

Suite à la forte statistique qui a été décuplée dans le ^{254}No et des simulations GEANT4, nous avons pu apporter une perspective nouvelle sur la structure nucléaire de ce noyau. Dans cette partie, nous détaillons l'interprétation faite des résultats obtenus en ce qui concerne les deux isomères à haut-K. La désexcitation de l'isomère à long temps de vie a révélé de nouvelles transitions et de nouveaux états tandis que la désexcitation de l'isomère à court temps de vie a remis en doute les précédentes interprétations faites sur son schéma de niveaux. Enfin, une comparaison avec les modèles théoriques sera faite en ce qui concerne la découverte d'un état exotique jamais observé expérimentalement dans les transactinides.

5.2.1 Découverte d'une nouvelle tête de bande dans l'isomère "long"

5.2.1.1 Le nouveau schéma de niveaux de l'isomère "long"

L'ensemble des nouveaux pics identifiés dans la désexcitation de l'isomère à long temps de vie a été ajouté en rouge dans le schéma de niveaux de la Fig. 5.1. On remarque que toutes les possibilités de transitions parallèles ont été observées dans nos spectres, validant ainsi les précédents schémas de niveau proposés pour cet isomère.

Le schéma de niveaux a été amélioré également grâce à la découverte d'une bande construite sur un état de spin-parité $K^\pi = 4^+$ suite à la désexcitation de l'isomère à longue durée de vie de spin-parité $K^\pi = 8^-$. Elle a été interprétée comme un couplage défavorisé de $K^\pi = 3^+$ grâce aux règles de Gallagher [Gäg89]. Cette interprétation vient notamment de la coïncidence γ - γ entre les transitions à 943 et 216 keV. La bande de rotation construite sur cet état et son peuplement (transitions 56 et 35 keV) sont alors une conjecture sachant que des transitions de type M1 et E3 en dessous de 60 keV sont fortement converties et ne peuvent pas être observées dans le spectre électrons des détecteurs tunnel dûs aux seuils en énergie de notre dispositif expérimental (en dessous de 130 keV, aucune mesure n'est réalisée). Ainsi, nous en avons conclu que la séparation d'énergie de Gallagher-Miskowski (GM) de ces états de couplage est mesurée pour la première fois dans un noyau aussi lourd, à 216 keV.

Ce schéma de niveaux semble remplir toutes les observables des données analysées. Cependant, il reste à noter que ce schéma de niveaux n'intègre pas le pic à 1105 keV observé en section 4.4.2.

Enfin, on note l'ajout d'une tête de bande de spin-parité $K^\pi=0^+$ à gauche du schéma de niveaux. L'interprétation de cet état est réalisé dans la section 5.3.

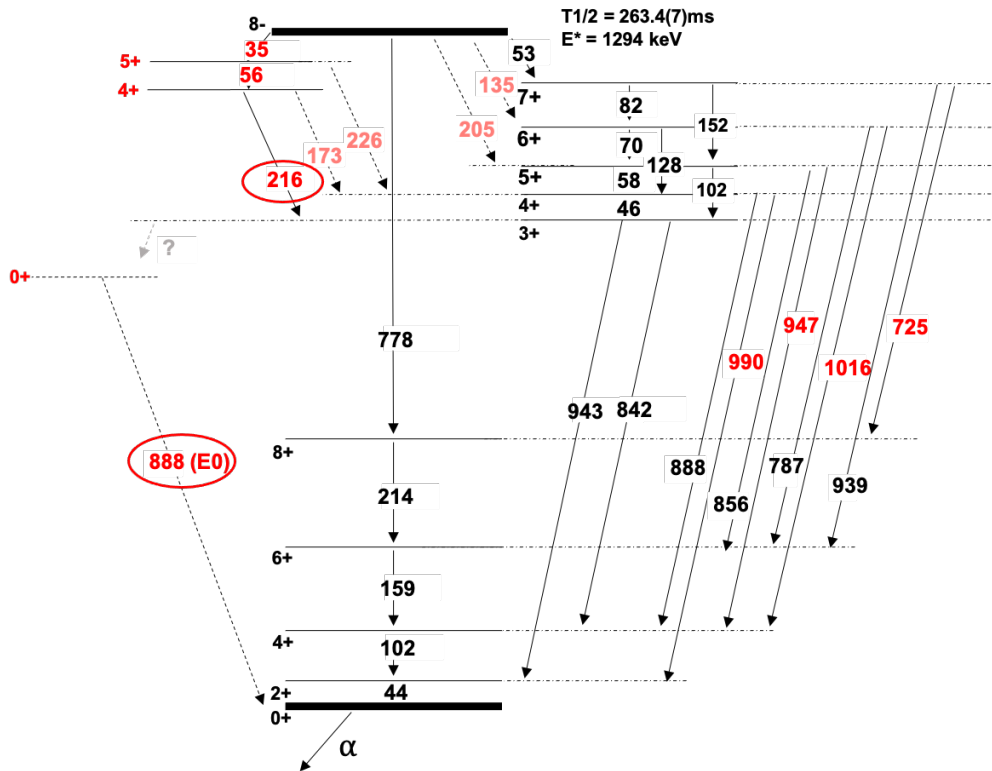


FIGURE 5.1 – Schéma de niveaux proposé pour l’isomère à longue durée de vie dans le ^{254}No . Les énergies des transitions sont indiquées en keV et les nouvelles transitions identifiées dans cette thèse sont en rouge. Les transitions que l’on ne peut pas différencier des effets de sommations (à 135, 173, 205 et 226 keV) sont en pointillés. / Proposed level scheme for the long-lived isomer in ^{254}No . The transition energies are indicated in keV, and the newly identified transitions in this thesis are shown in red. The transitions that cannot be distinguished from summing effects (at 135, 173, 205, and 226 keV) are shown in dotted lines.

5.2.1.2 Couplages d’orbitales

Les états 3^+ et 4^+ La détermination du couplage d’orbitales pour former l’état favorisé 3^+ (et défavorisé 4^+) selon Gallagher-Miskowski [Gal58] est en concordance avec toutes les anciennes études [Cla10; Heß10; Tan06; Her06b]. Ils basent ce couplage sur une configuration proton π^2 ($[514]7/2^- \otimes [521]1/2^-$) comme on le voit en vert sur la Fig. 5.2. On remarque que du côté neutron, deux configurations sont possibles pour former un tel état, la configuration ν^2 ($[624]7/2^+ \otimes [620]1/2^+$) et ν^2 ($[620]1/2^+ \otimes [613]7/2^+$). La première option est défavorisée dûe à l’énergie du couplage qui serait beaucoup trop élevée (à titre d’indication, l’énergie d’un tel couplage est mesurée à ~ 1520 keV) et également dûe aux règles de Gallagher qui favorisent un couplage 4^+ (et non 3^+). La deuxième option est également écartée suite à son écart énergétique par rapport au niveau de Fermi qui en-

rendre une énergie d'excitation pour former un tel couplage trop importante comparée au couplage côté proton. Ainsi, nous validons également la configuration proton π^2 ($[514]7/2^- \otimes [521]1/2^-$) pour former l'état favorisé 3^+ et l'état défavorisé 4^+ .

L'état 8^- L'état $K^\pi = 8^-$ présente trois possibilités de couplages orbitaux qui sont illustrées en bleu dans la Fig. 5.2. Les configurations possibles comprennent la configuration de deux quasi-protons π^2 ($[514]7/2^- \otimes [624]9/2^+$) et les deux configurations de deux quasi-neutrons ν^2 ($[734]9/2^- \otimes [613]7/2^+$) et ν^2 ($[734]9/2^- \otimes [624]7/2^+$). Les études précédentes [Her06b; Heß10; Tan06] favorisent les assignations de quasi-protons, tandis que les études de la référence [Cla10] favorisent les configurations de quasi-neutrons. Dans cette thèse, nous favorisons l'état $K^\pi = 8^-$ basé sur la configuration de neutron ν^2 ($[734]9/2^- \otimes [624]7/2^+$).

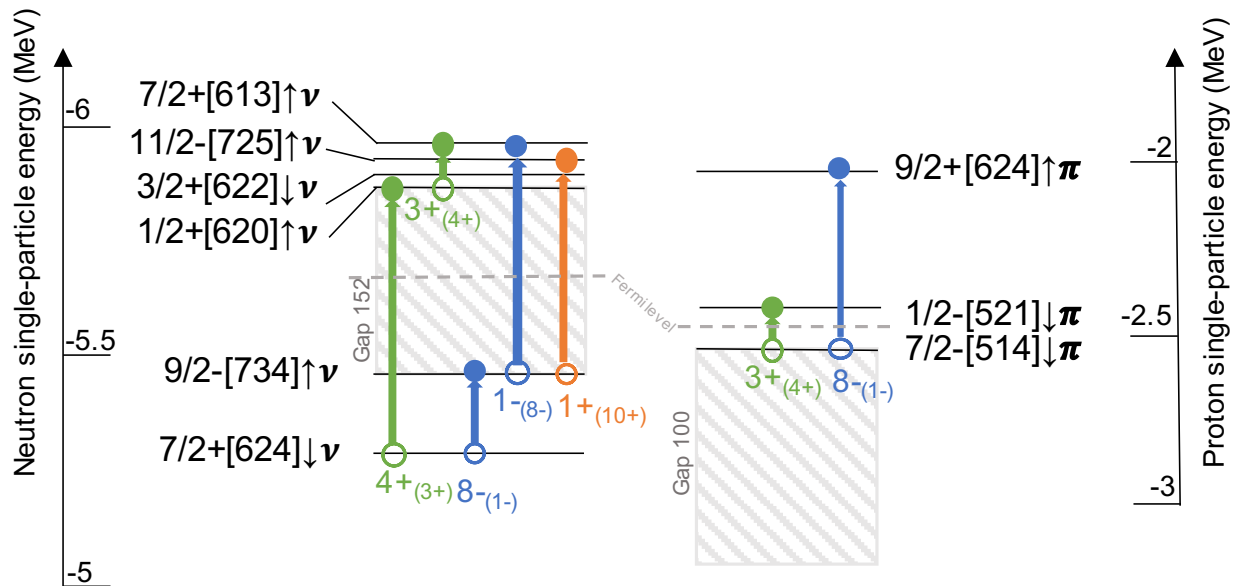


FIGURE 5.2 – Diagramme des niveaux d'énergie d'une seule particule autour de la surface de Fermi, tiré des isotopes et isotones voisins [Kes22; Rub13; Asa15; Kes21] à une déformation axiale $\beta_2 \sim 0.25$ basée sur les paramètres universels de Woods-Saxon [Ćwi87] par F. Kondev [Ćwi13]. Les différentes configurations 2-qp possibles pour le couplage d'orbitales sont discutées. Les couplages favorisés et défavorisés (entre parenthèses) sont indiqués selon les règles de Gallagher [Bla52]. / Diagram of a single particle level around the Fermi surface, taken from neighboring isotopes and isotones [Kes22; Rub13; Asa15; Kes21] at an axial deformation $\beta_2 \sim 0.25$ based on the universal Woods-Saxon parameters [Ćwi87] by F. Kondev [Ćwi13]. The different possible 2-qp configurations for orbital coupling are discussed. The favored and unfavored couplings (in parentheses) are indicated following the Gallagher's rules [Bla52].

La configuration de quasi-neutron ν^2 ($[734]9/2^- \otimes [613]7/2^+$) peut être exclue en raison de l'énergie d'excitation élevée de ce couplage comme illustré en bleu dans la Fig. 5.2. On estime la valeur de l'énergie pour former ce couplage à ~ 1.5 MeV en prenant l'équation 2.48. On note que toutes les estimations énergétiques des couplages orbitaux réalisés dans cette thèse sont calculées à titre indicatif car ces derniers sont très modèle-dépendants (les variations observées sont de quelques centaines de keV).

L'argument pour décider entre les deux autres configurations est difficile et dépend principalement de la nature de la tête de bande de l'état intermédiaire présent dans la désexcitation de l'isomère à courte durée de vie, 10^+ ou 11^- (voir le schéma de niveaux dans la Fig. 5.3). Étant donné que les configurations de quasi-neutron et de quasi-proton sont d'une énergie approximativement similaire, il est difficile d'argumenter pour l'une ou l'autre configuration grâce à ce seul argument.

La nature de l'état de tête de bande 10^+ peut donner une indication sur la configuration favorable de l'état 8^- . Si l'état intermédiaire pour la désexcitation de l'isomère à courte durée de vie est un état de tête de bande 10^+ construit sur la configuration de couplage neutronique ν^2 ($[734]9/2^- \otimes [725]11/2^-$), illustré en orange dans la Fig. 5.2, il est plus probable que la configuration de l'état 8^- inclut également l'orbital ν $9/2^-$ - $[734]$. Cependant, cet argument peut être discuté car l'état 10^+ pourrait être un état 11^- comme on le verra dans la section suivante. Dans ce cas, l'état 11^- serait une excitation de particules 4-qp avec le couplage $3_\pi^+ \otimes 8_\pi^-$ ou $3_\pi^+ \otimes 8_\nu^-$. Alors, la configuration de deux quasi-protons π^2 ($[514]7/2^- \otimes [624]9/2^+$) pourrait être une option. Néanmoins, le rapport $B(M1)/B(E2)$ de l'état intermédiaire de l'isomère à courte durée de vie pour les configurations de neutron incluant 8_ν^- et de proton 8_π^- a été calculé dans les tableaux 5.2, et 5.1 concluant que la configuration de neutron ν^2 ($[734]9/2^- \otimes [725]11/2^-$) est plus conforme aux données expérimentales.

Les rapports d'embranchement mesurés en sortie de l'état $K^\pi = 8^-$ sont les suivants :

- 85.3% pour la 53 keV,
- 9.6% pour la 35 keV,
- 5.1% pour la 777 keV.

5.2.2 Redéfinition du schéma de niveaux dans l'isomère "court"

Étant donné que la statistique des électrons de l'isomère à courte durée de vie identifiés dans les détecteurs de tunnel est faible par rapport à celle de l'isomère à longue durée de vie, l'interprétation de son schéma de désintégration est plus complexe. Le plus grand défi consiste à décider sur quelle bande de rotation l'isomère à courte durée de vie se désexcite : un état 10^+ ou 11^- . On l'appellera "état intermédiaire" dans la suite de cette section.

L'état 10^+ ou 11^- Dans le cas d'un scénario avec un état 10^+ , il devrait être dans une configuration neutron 2-qp ν^2 ($[734]9/2^- \otimes [725]11/2^-$). Le facteur gyromagnétique théorique pour un tel couplage est mesuré à $g_K = 0.5111$ comme montré dans le tableau 5.2, contre $g_K = 0.504$ expérimentalement. Cette configuration est conforme avec le rapport d'embranchement expérimental

$K^\pi = 11^-$ 4-qp configuration			
	Theo. B(M1)/B(E2)		Exp. I(M1)/I(E2)
Initial State	$3_\pi^+ \otimes 8_\nu^-$ $g_K = 0.4255$	$3_\pi^+ \otimes 8_\pi^-$ $g_K = 0.8264$	$g_K = 0.521^{+0.035}_{-0.06}$
15-	23.55	42.41	8.8
14-	41.9	63.24	16.1
13-	101.48	210.08	21

TABLE 5.1 – Rapports d’embranchement théoriques (colonnes du milieu) et expérimentaux (colonne de droite) de la bande de rotation intermédiaire sur laquelle décroît l’isomère à court temps de vie. Le facteur gyromagnétique g_K est explicité suivant différentes configurations orbitales pour une tête de bande de spin-parité $K^\pi=11^-$. Les cas avec les configurations 4-qp $3_\pi^+ \otimes 8_\nu^-$ et $3_\pi^+ \otimes 8_\pi^-$ sont testées ici. / *Theoretical (middle columns) and experimental (right column) branching ratios for the intermediate rotational band on which the short-lived isomer decays. The gyromagnetic factor g_K is specified for different orbital configurations of a spin-parity bandhead $K^\pi=11^-$. The cases with configurations $3_\pi^+ \otimes 8_\nu^-$ and $3_\pi^+ \otimes 8_\pi^-$ are tested here.*

$K^\pi = 10^+$ 2-qp configuration		
	Theo. B(M1)/B(E2)	Exp. I(M1)/I(E2)
Initial State	$g_K = 0.5111$	$g_K = 0.504^{+0.072}_{-0.078}$
15+	4.687	10
14+	8.34	12.1
13+	20	15

TABLE 5.2 – Rapports d’embranchement théoriques (colonne du milieu) et expérimentaux (colonne de droite) de la bande de rotation intermédiaire sur laquelle décroît l’isomère à court temps de vie. Le facteur gyromagnétique g_K est explicité pour une tête de bande de spin-parité $K^\pi=10^+$ 2-qp en configuration neutron ν^2 ($[734]9/2^- \otimes [725]11/2^-$). / *Theoretical (middle column) and experimental (right column) branching ratios for the intermediate rotational band on which the short-lived isomer decays. The gyromagnetic factor g_K is specified for a bandhead with spin-parity $K^\pi=10^+$ in the neutron configuration ν^2 ($[734]9/2^- \otimes [725]11/2^-$).*

$I(M1)/I(E2)$ observé.

Dans le cas d'un scénario avec une tête de bande de spin-parité $K^\pi = 11^-$, ce dernier est également cohérent en termes de facteur gyromagnétique, $g_K = 0.4255$, mais les rapports $B(M1)/B(E2)$ sont trois fois plus élevés que ce que nous observons expérimentalement. Cet argument doit être pris avec précaution car le calcul du facteur gyromagnétique est très sensible au schéma de niveaux. Sachant que l'ensemble du schéma de niveaux n'a pas été trouvé, le rapport expérimental $I(M1)/I(E2)$ peut être fortement modifié. Également, un argument allant en faveur de cette configuration est la coïncidence de la 605 keV avec un seul pic à 133 keV et la nature de cette transition beaucoup plus proche d'une transition E2 que E1.

Il a également été émis comme hypothèse que cet état peut être de spin-parité $K^\pi = 10^-$ dans le cas où la transition à 605 keV est une M1 (voir section 4.4.3). Toutefois, il n'y a pas d'orbitales autour du niveau de fermi qui pourrait justifier un tel couplage.

Finalement, il existe des arguments en faveur (et défaveur) pour les deux possibilités de configurations orbitales de l'état intermédiaire. Tant que le schéma de niveaux complet, prenant en compte les pics à 319 et 808 keV n'est pas trouvé, il est difficile de trancher entre les deux configurations. C'est pourquoi deux propositions de schémas de niveaux partiels sont montrées en Fig. 5.3.

L'état 16^+ Selon les orbitales disponibles et l'énergie d'excitation de l'isomère $K^\pi = 16^+$, sa nature est un état à 4-qp. Il est plus probable qu'il soit dû au couplage des états à 2-qp proton et neutron de spin parité $K^\pi = 8^-$ illustrés en bleu sur la Fig. 5.2. Selon les calculs réalisés dans [Her06b; Tan06] il est possible de placer l'état à 4-qp 16^+ à ~ 2.8 MeV, ce qui est en accord avec nos données. Les rapports d'embranchement mesurés en sortie de l'état $K^\pi = 16^+$ sont les suivants :

- 93.2% pour la 133 keV,
- 6.8% pour la 312 keV.

5.2.3 Simulations

Afin de confronter notre ensemble de données au schéma de niveaux décrit dans l'article [Cla10], des simulations ont été réalisées par A. Lopez Martens à l'IJCLab de Paris-Saclay. Les paramètres d'entrée du schéma de niveaux à simuler sont obtenus expérimentalement et comprennent :

- les énergies de chaque état,
- le spin/parité de chaque état,
- le rapport d'embranchement sortant de chaque bande,

Le dispositif expérimental complet avec les efficacité de détection ont été simulés. Les résultats de telles simulations sont présentés dans la présente section.

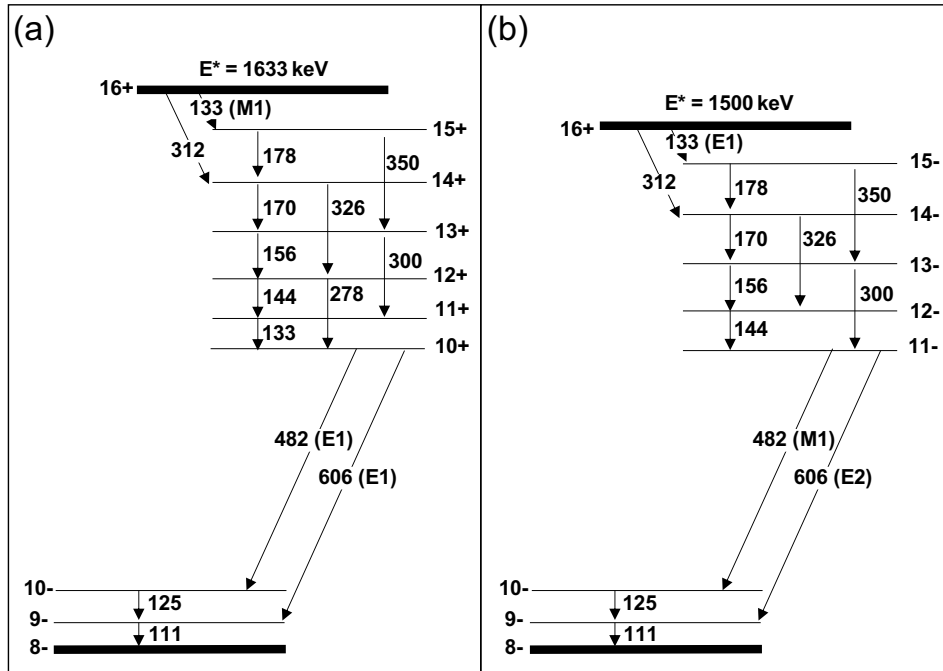


FIGURE 5.3 – Proposition des deux schémas de niveaux concurrents et partiels suivant la désexcitation de l’isomère à courte durée de vie dans le ^{254}No . La désintégration de l’état intermédiaire est en compétition entre (a) l’état $K^\pi = 10^+$ (proposé dans [Cla10]) et (b) l’état $K^\pi = 11^-$. Les énergies de transition sont données en keV. / Proposed competing and partial level schemes following the de-excitation of the short-lived isomer in ^{254}No . The decay of the intermediate state is in competition between (a) the $K^\pi = 10^+$ state (proposed in [Cla10]) and (b) the $K^\pi = 11^-$ state. The transition energies are given in keV.

5.2.3.1 Isomère à long temps de vie

Le nouveau schéma de niveaux de l’isomère à long temps de vie proposé en Fig. 5.1 a été simulé, sans les transitions à 173 keV et 205 keV qui s’avèrent être dues aux effets de sommation, dans les Fig. 5.5 et 5.4. On remarque que le spectre γ simulé est en total concordance avec le spectre expérimental, confirmant l’ajout d’une nouvelle bande de rotation de tête de bande $K^\pi=4^+$. Du côté du spectre des ICEs dans les détecteurs tunnel, l’ajout de cette bande a permis d’équilibrer l’ensemble des pics présent sur l’intervalle énergétique [150; 250] keV. Cependant, on remarque que l’important pic ICE autour de 735 keV n’est pas reproduit avec ce nouveau schéma de niveaux. C’est pourquoi, la présence d’une nouvelle tête de bande de spin-parité 0^+ est suspectée afin d’expliquer une telle transition convertie. Plus de détails sur la nature et l’interprétation de cette nouvelle tête de bande sont discutées dans la section 5.3.

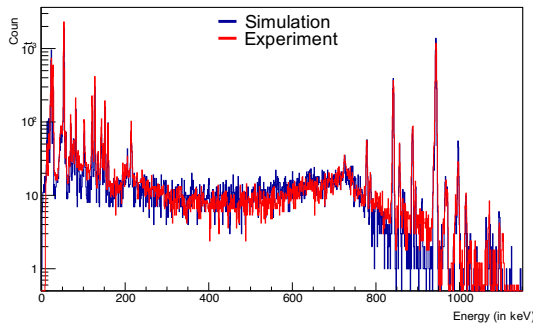


FIGURE 5.4 – Spectre expérimental d'énergie des rayons γ en coïncidence rapide avec des électrons retardés provenant de l'isomère à longue durée de vie. Les spectres des simulations GEANT4 [LM22a] (en bleu) reproduisent parfaitement les données (en rouge) issues du schéma de niveaux proposé dans cette thèse en Fig. 5.1. / *Experimental spectrum of γ -ray energy in fast coincidence with delayed electrons originating from the long-lived isomer. The GEANT4 simulation spectra [LM22a] (in blue) perfectly reproduce the data (in red) obtained from the level scheme proposed in this thesis in Figure 5.1.*

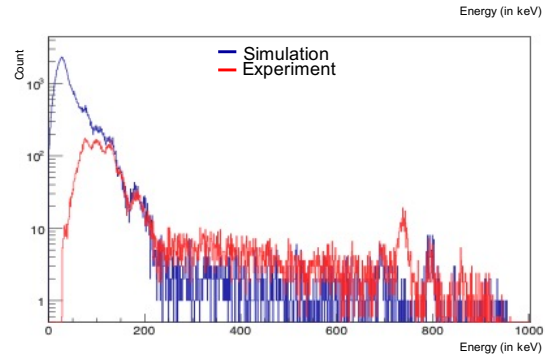


FIGURE 5.5 – Spectre expérimental d'énergie des ICEs des détecteurs tunnel en coïncidence rapide avec des électrons retardés provenant de l'isomère à longue durée de vie. Les spectres des simulations GEANT4 [LM22a] (en bleu) reproduisent parfaitement les données (en rouge) issues du schéma de niveaux proposé dans cette thèse en Fig. 5.1. / *Experimental spectrum of Internal Conversion Electrons detected by the tunnel detectors in fast coincidence with delayed electrons originating from the long-lived isomer. The GEANT4 simulation spectra [LM22a] (in blue) perfectly reproduce the data (in red) obtained from the level scheme proposed in this thesis in Figure 5.1.*

5.2.3.2 Isomère à court temps de vie

Différentes simulations sur le schéma de désexcitation de l'isomère à courte durée de vie sont discutées ici. Les simulations présentées dans cette partie correspondent à la simulation du schéma de niveaux dans [Cla10]. On note que le facteur gyromagnétique expérimental de la simulation a été ajusté en prenant celui qui reproduit les rapports $B(M1)/B(E2)$ de nos données (voir Tab. 5.1).

Les spectres ICE dans les détecteurs tunnel et les spectre γ dans les détecteurs germanium ont été simulés et comparés à nos données dans les Fig. 5.6 et 5.7. Les simulations sont en rouge, les données expérimentales en noir et le spectre γ du ^{255}No en violet (afin de le soustraire aux données expérimentales qui sont polluées par cet isotope). Tous les pics observés au dessus de 605 keV ont été retrouvés par la simulation (causé par l'effet de sommation du pic à 605 keV avec les pics à plus basses énergies). Cependant, la simulation a révélé que les pics à 655, 692 et 828 keV ne semblent pas provenir de fluctuations statistiques mais plutôt à l'existence de "nouveaux" pics. Egalement,

les zones de divergence entre le schéma de niveaux simulé et les données expérimentales sont affichées en encadré vert. On observe quatre zones à problèmes dans le spectre γ simulé : le fond est insuffisant en dessous des rayons K X (probablement dû aux petits pics qui donnent également leur fond compton), l'absence de structures aux alentours de 200 keV, l'absence du pic à 319 keV et des structures en dessous du pic à 605 keV. Du côté du spectre ICE, trois problèmes notables sont présents : la divergence de signaux à basse énergie (des électrons de conversion) autour de 105 keV, la conversion de la 605 keV qui indique qu'elle n'est PAS une transition de type E1 (mais bien de type E2 dû au manque d'électron de conversion dans le spectre simulé) et la conversion manquante autour de 300 keV qui correspond très certainement à la conversion du pic à 319 keV absent du schéma de niveaux dans [Cla10].

Les simulations sont également un très bon outil pour discriminer l'énergie d'excitation entre l'isomère à court et long temps de vie. Comme on le remarque dans la Fig. 5.8, un schéma de niveaux d'énergie total à $1633(\pm 40)$ keV présente une coupure nette à cette énergie. Or, nos données indiquent plutôt une coupure nette à $1500(\pm 40)$ keV. La différence d'énergie entre ces deux possibilités réside dans la transition d'énergie 133 keV. La détermination de cette énergie totale est un très bon indicateur du bon emplacement ou non de cette transition dans le schéma de niveaux. En termes de forme globale de l'analyse calorimétrique du spectre, la simulation du schéma de niveaux [Cla10] donne trop d'intensités à haute énergie et pas assez à basse énergie. Bien entendu, les pics à haute intensité correspondent à ceux où la transition à 605 keV est détectée. Ainsi, les données expérimentales suggèrent une autre branche parallèle au 605 keV (comprenant alors la transition à 319 keV). Malheureusement, les données expérimentales restent trop faibles en termes de statistique, nous empêchant de discriminer ces schémas de niveaux par simulation. C'est pourquoi, deux schémas de niveaux partiels sont proposés en Fig. 5.3.

L'existence d'une branche parallèle à la 605 keV possède d'autres arguments suite à la simulation d'autres schémas de niveaux que je présente succinctement dans ce paragraphe. Tout d'abord, le schéma de désintégration de la Fig. 4.10 a été testé sans modification du facteur gyromagnétique g_K . Les simulations montrent des divergences par rapport à nos données : il n'y a pas suffisamment de rayons X, l'intensité du pic γ de 133 keV est trop faible et il y a trop d'électrons convertis dans les détecteurs de tunnel. Ces arguments suggèrent la présence de nouvelles transitions converties élevées qui doivent être ajoutées dans le nouveau schéma de niveaux. La même simulation en supprimant le dernier pic de 133 keV provenant de la transition $11^+ \rightarrow 10^+$ a montré que l'énergie de sommation est en parfait accord avec nos données, les rayons X_K provenant de la transition M1 sont présents en bonne proportion, mais les sommes des rayons X_K sont en quantité trop élevée, ce qui signifie qu'il y a, une fois de plus, trop de transitions M1 dans le schéma de désintégration actuel. Enfin, une autre simulation en supprimant également la transition de 156 keV de l'état de tête de bande 10^+ a réajusté la somme des rayons X_K à un bon niveau. Ainsi, cela indique quelque chose d'intéressant en termes de proportions de transitions M1 : il y a trop de transitions M1 dans l'état de tête de bande 10^+ actuel. Une solution à ce problème serait l'existence d'un autre état de bande, pro-

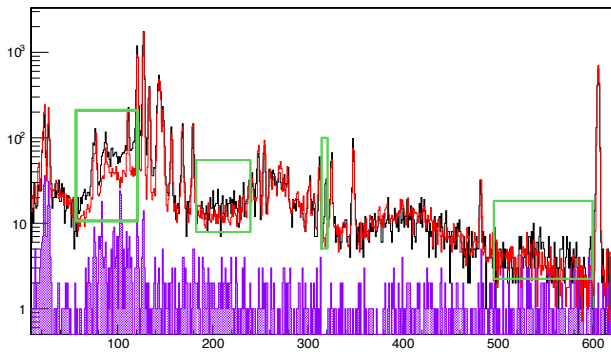


FIGURE 5.6 – Spectre expérimental d'énergie des ICEs des détecteurs tunnel en coïncidence rapide avec des électrons retardés provenant de l'isomère à courte durée de vie. Les spectres des simulations GEANT4 [LM22a] sont en bleus tandis que nos données sont en rouges. On note trois divergences entre simulation et données expérimentales illustrées en encadré vert. / *Experimental spectrum of internal conversion electrons detected by the tunnel detectors in fast coincidence with delayed electrons originating from the short-lived isomer. The GEANT4 simulation spectra [LM22a] are shown in blue, while our experimental data are in red. Three discrepancies between the simulation and experimental data are highlighted in green boxes.*

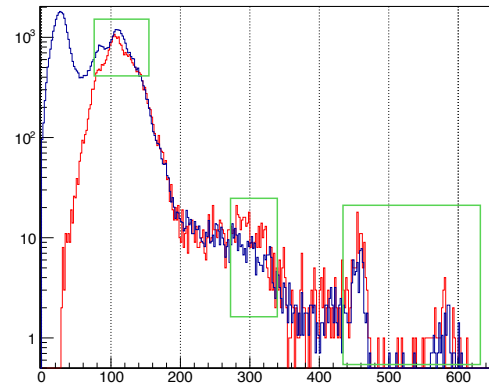


FIGURE 5.7 – Spectre expérimental d'énergie des rayons γ en coïncidence rapide avec des électrons retardés provenant de l'isomère à courte durée de vie. Les spectres des simulations GEANT4 [LM22a] sont en rouges, les données expérimentales sont en noires et le spectre obtenu du ^{255}No (isotope polluant nos données) est en violet. On remarque quatre divergences entre la simulation et nos données illustrées en encadré vert. / *Experimental spectrum of γ -ray energy in fast coincidence with delayed electrons originating from the short-lived isomer. The GEANT4 simulation spectra [LM22a] are shown in red, the experimental data are in black, and the spectrum obtained from ^{255}No (isotope contaminating our data) is in purple. Four discrepancies between the simulation and our data are highlighted in green boxes.*

bablement le couplage défavorisé de l'état de tête de bande 10^+ (ou 11^-). En effet, cette possibilité pourrait réduire la probabilité de provoquer une coïncidence avec les rayons X_K des transitions $M1$, permettant de placer à la fois les transitions de 319 et 808 keV (et éventuellement l'autre seconde transition de 133 keV). Également, il devrait "alimenter" la transition de 605 keV car l'intensité de ce pic est trop élevée par rapport aux transitions d'entrée dans la bande de rotation 11^- (ou 10^+).

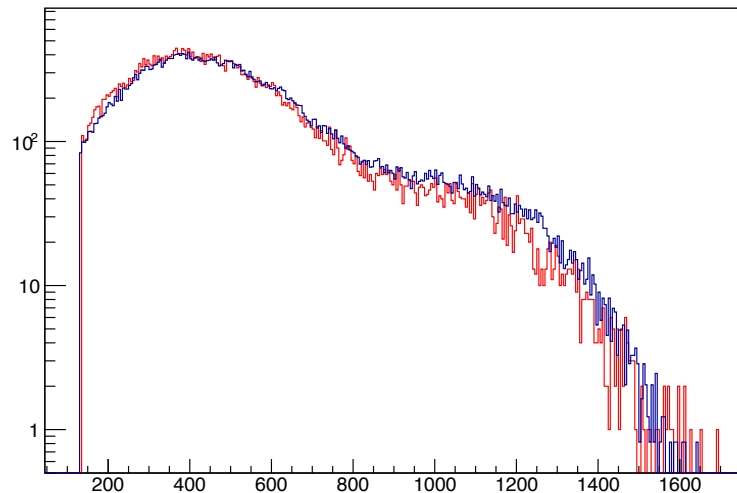


FIGURE 5.8 – Graphique de l'énergie de sommation calorimétrique dans l'isomère à courte durée de vie incluant le pic de 605 keV. La simulation a été réalisée selon le schéma de désintégration dans [Cla10] visible en Fig. 4.10a et est comparée aux données de ce travail. La simulation (en bleu) montre une énergie de sommation $E^* \leq 1633(\pm 40)$ keV alors que les données (en rouge) sont plus conformes avec une énergie de sommation de $1500(\pm 40)$ keV. / *Graph of the calorimetric sum energy in the short-lived isomer, including the 605 keV peak. The simulation was performed based on the decay scheme in [Cla10] shown in Fig. 4.10a and is compared to the data from this work. The simulation (in blue) shows a sum energy $E^* \leq 1633(\pm 40)$ keV, while the data (in red) is more consistent with a sum energy of $1500(\pm 40)$ keV.*

5.3 Suspicion d'un état "exotique"

5.3.1 Une conversion électronique anormale

Comme évoqué dans la section 4.4.2, l'existence d'une transition de conversion électronique élevée est observée. Étant donné que la transition hautement convertie est à la même énergie que la transition de 888 keV déjà existante dans le schéma de niveaux actuel (à partir de l'état excité 4^+ de la bande rotationnelle 3^+ vers l'état excité 2^+ de l'état fondamental), la possibilité d'un rapport de mélange élevé avec E0 dans cette transition ne peut être exclue, bien qu'un tel facteur de mélange ne soit pas observé dans des transitions similaires telles que les transitions à 943 et 842 keV. En effet, d'après la Fig. 5.9, on remarque que les pics γ à 943 et 842 keV sont beaucoup moins convertis que le pic γ à 888 (reconvertissant à 737 keV) bien que leurs intensités soient largement supérieures. Pour expliquer un tel comportement, nous supposons que le pic ICE à 735 keV est formé par la conversion de la transition à 888 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$) mais aussi par l'existence d'une autre transition

venant d'un état 0^+ vers l'état fondamental à une énergie ~ 888 keV, comme on peut le voir en pointillé dans le schéma de niveaux de la Fig. 5.1. Or, sachant qu'aucun pic γ n'a été observé dans le spectre pour expliquer cette conversion, ce pic électron est alors expliqué par une transition pure E0, *i.e.* d'un état 0^+ vers un autre état 0^+ (l'état fondamental généralement). Ainsi, une telle transition ne peut pas émettre de γ car l'émission d'un pic γ emporte au moins un spin (voir explication en section 2.3.1) expliquant alors l'intensité du pic électron. On note que cet état est peuplé à hauteur de 2% en parallèle du peuplement de la bande fondamentale.

Une transition pure E0 depuis un nouvel état 0^+ peut s'interpréter de différentes façons, notamment par l'existence d'un nouvel isomère de forme ou d'une co-existence de forme (état super-déformé ou forme triaxiale par exemple). Mais la nature et le peuplement d'un tel état ne sont pas totalement interprétés par nos données expérimentales. Néanmoins, différentes théories ont prédit un tel comportement et sont présentées dans la section suivante. Par exemple, certaines études antérieures ont déjà prédit l'existence d'un état super déformé dans le noyau ^{254}No situé à ~ 1 MeV au-dessus de l'état fondamental.

5.3.2 Comparaison avec la théorie

Afin de comprendre la nature de cette nouvelle transition E0, nous avons comparé les résultats théoriques déjà obtenus dans le ^{254}No . Il est possible qu'elle soit reliée à une co-existence de forme, en particulier à une forme triaxiale ou à un état super-déformé à basse énergie. Il existe plusieurs résultats théoriques publiés en ce qui concerne la barrière de fission, les prédictions d'existence d'isomère de forme, les moments d'inertie, etc. Cette partie se focalise alors sur les résultats les plus impactants pour notre noyau.

Le premier résultat publié concerne la barrière de fission du ^{254}No en 2000 [Egi00]. Dans ce papier, la minimisation de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) est utilisée pour étudier les propriétés de la bande de rotation de l'état fondamental et les barrières de fission du ^{254}No en fonction du moment angulaire. Les auteurs ont mis en évidence l'existence de deux barrières de fission selon la déformation du noyau, dont une qui survit même pour des valeurs élevées de spin. Ces résultats sont illustrés dans la Fig. 5.10. La stabilité de ce noyau semble donc être possible pour des valeurs de spins de $I = 40\hbar$, voir même plus. Egalement, l'existence d'un puit de potentiel super-déformé (déformation Q_{20}) est prédite par le modèle.

En 2006, Delaroche *et al.* synthétisa les résultats sur la structure nucléaire de cinquante actinides paires-paires en utilisant le même modèle de calcul (HFB) avec des interactions différentes [Del06]. Dans ces actinides, il fit donc des prédictions de barrière de fission et aboutit aux mêmes conclusions que l'article [Egi00]. Il prédit un puit de potentiel dans un état super-déformé (déformation β_0) pour tous les isotopes pair-pair $^{250-254}\text{No}$. Ce puit est suffisamment profond pour laisser place à un iso-

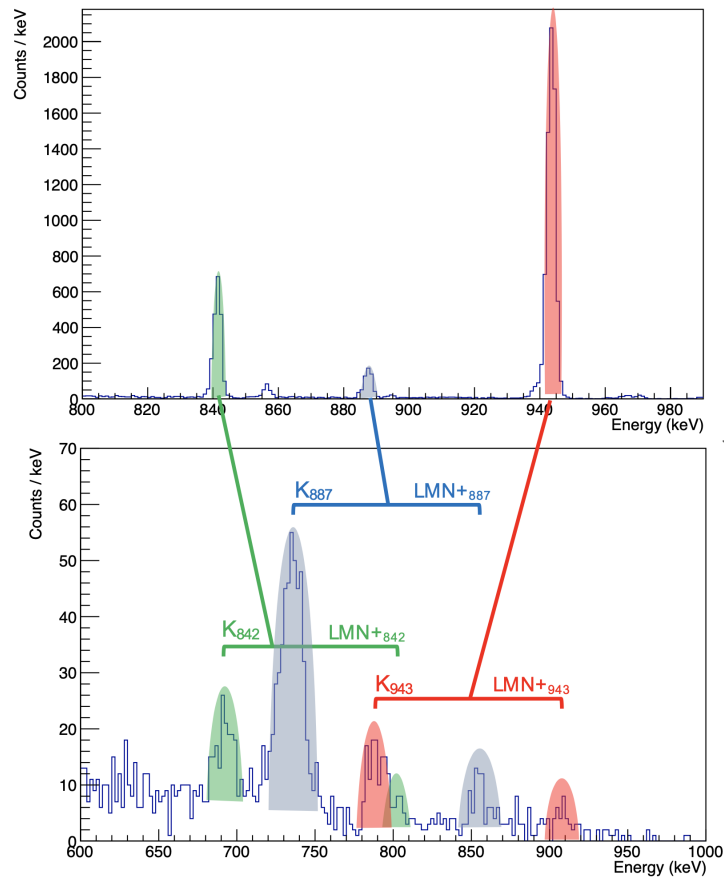


FIGURE 5.9 – Électrons de conversion interne détectés dans les détecteurs tunnel en coïncidence avec un électron implanté dans le détecteur d'implantation dans la corrélation "R - CE - $\alpha_{254\text{No}}$ ". Un pic autour de 735 keV fournit la preuve d'une nouvelle structure dans l'isomère à longue durée de vie de ^{254}No . Les pics verts, bleus et rouges correspondent à la conversion de la transition γ de 842, 888 et 943 keV respectivement. / *Internal conversion electrons detected in the tunnel detectors in coincidence with an electron implanted in the implantation detector in the correlation "R - CE - $\alpha_{254\text{No}}$ ". A prominent peak around 735 keV provides evidence for a new structure in the long-lived isomer of ^{254}No . The green, blue, and red peaks correspond to the conversion of the γ transitions at 842, 888, and 943 keV respectively.*

mère de forme dans le ^{254}No d'énergie d'excitation ~ 0.9 MeV. Delaroche *et al.* prédit alors une différence entre l'énergie d'excitation de l'état fondamental (à 0 MeV par défaut) et la formation d'un état superdéformé de spin-parité $K^\pi = 0^+$ à ~ 0.9 MeV construit sur un état à un phonon au-dessus de l'état déformé comme l'illustre la Fig. 5.12. Ce calcul renforce notre intuition sur l'existence d'une transition E0 d'énergie ~ 0.9 MeV reliant un état super-déformé jusqu'à l'état fondamental.

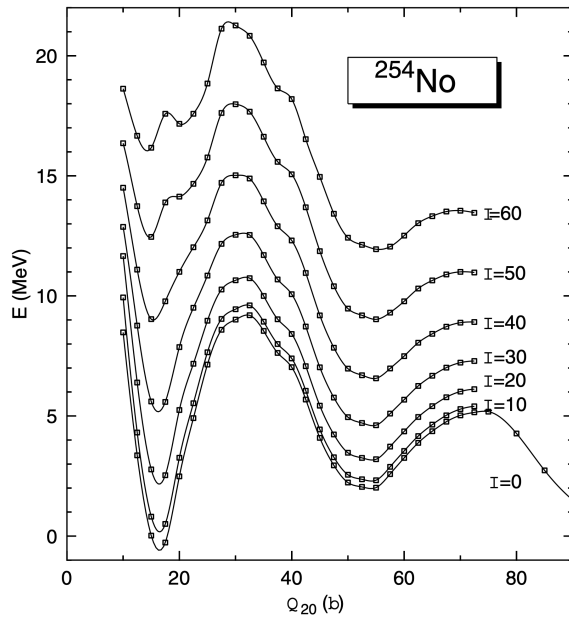


FIGURE 5.10 – Barrière de fission pour différentes valeurs de spin (énergie d'excitation en fonction de moment de charge quadrupolaire Q_{20}). Le moment angulaire I est donnée en unité de \hbar [Egi00]. / Fission barrier for different spin values (excitation energy as a function of quadrupole moment Q_{20}). The angular momentum I is given in units of \hbar [Egi00].

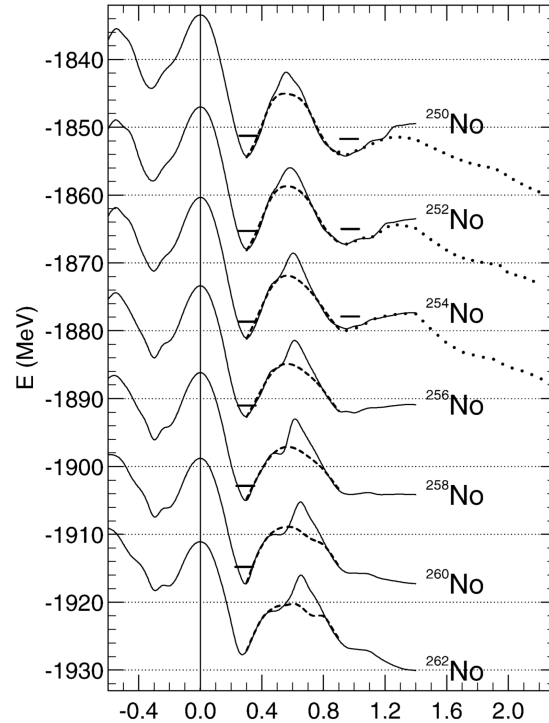


FIGURE 5.11 – Courbes d'énergie potentielle et niveaux $I^\pi = 0^+$ pour les isotopes du Nobélium en fonction de la déformation axiale β_0 [Del06]. / Potential energy curves and $I^\pi = 0^+$ levels for Nobelium isotopes as a function of axial deformation β_0 [Del06].

Cependant, il nous est impossible d'expliquer théoriquement comment un tel état est peuplé et décroît vers l'état fondamental plutôt que de fissionner ou décroître sur l'état 2^+ de la bande construite sur l'état fondamental.

Aussi, il a déjà été découvert expérimentalement dans le copernicium ${}^{282}_{112}\text{Cn}_{170}$ un état excité pour la première fois en 2021 [SR21]. Ce dernier état excité d'énergie $E_x = 0.62(4)$ MeV a été attribué comme étant de spin-parité $K^\pi = 0^+$. Il serait peuplé à hauteur de 3.4% lors de la désintégration α du ${}^{286}\text{Fl}$. En effet, la désexcitation de cet état a conduit à l'émission d'une transition électromagnétique d'énergie de 0.4 MeV sur l'état 2^+ de la bande de rotation du fondamental comme le montre son schéma de niveaux dans la Fig. 5.13. Alors, la présence d'un tel état est expliquée par une coexistence de forme. Pour cela, ils utilisent des prédictions basées sur des approches contempo-

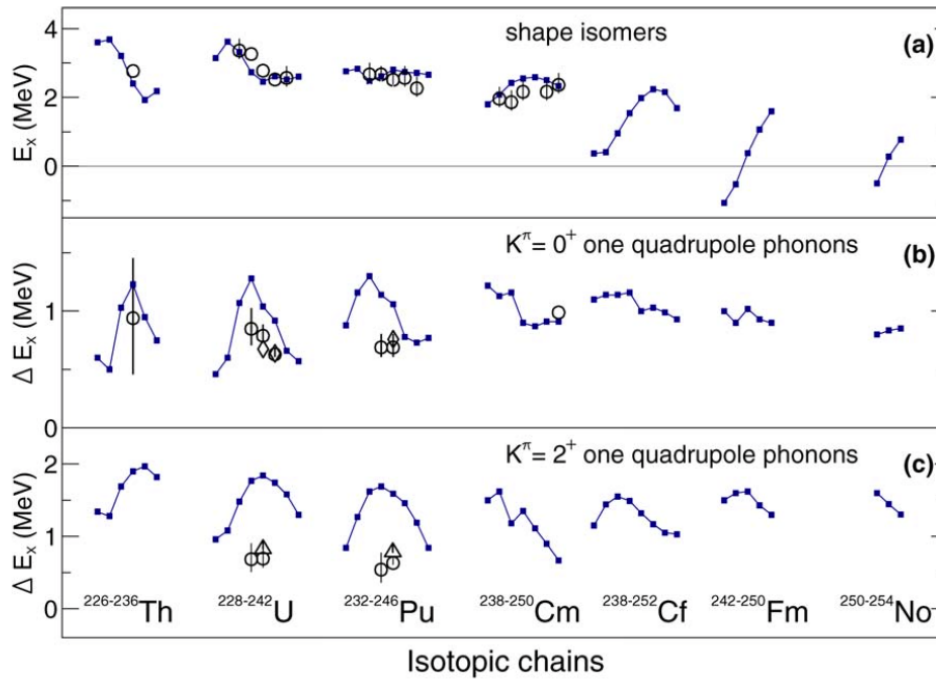


FIGURE 5.12 – Prédiction des premiers niveaux collectifs de parité $\pi = +$ dans le potentiel secondaire pour (a) les isomères de forme, (b) les bandes vibrationnelles β , (c) les bandes vibrationnelles γ . Les cercles et triangles ouverts représentent les données expérimentales tandis que les carrés pleins représentent les prédictions [Del06]. On note que l'énergie d'excitation ΔE_x représente la différence d'énergie avec l'état fondamental (a) et la différence relative d'énergie $E_x(K^\pi) - E_x(\text{isomer})$ (b, c). / Prediction of the first collective levels of parity $\pi = +$ in the secondary potential for (a) shape isomers, (b) β vibrational bands, and (c) γ vibrational bands. Empty circles and triangles represent experimental data, whereas solid squares represent predictions [Del06]. It should be noted that the excitation energy ΔE_x represents the energy difference with the ground state (a) and the relative energy difference $E_x(K^\pi) - E_x(\text{isomer})$ (b, c).

raines triaxiales au-delà du champ moyen (TBMF). Par ce modèle théorique incorporant les formes triaxiales, ils ont obtenu des prédictions en concordance avec une telle séquence d'états observée dans le ^{282}Cn (voir Fig. 5.14). Ainsi, en comparaison avec ce noyau de la famille des transactinides, la question se pose de savoir si l'état excité observé dans le ^{254}No est de même nature que celui observé dans le ^{282}Cn ; à savoir une coexistence de forme prolate et triaxiale.

Enfin, les théoriciens D. Dao et F. Nowacki travaillant sur les interactions effectives Kuo-Herling ont tenter de reproduire le schéma de niveaux du ^{254}No , notamment celui de la décroissance de l'isomère $K^\pi=8^-$ [Dao22]. Comme illustré en Fig. 5.15, le puit de potentiel permettant la formation d'états de spin-parité 0^+ se situe autour d'une déformation quadrupolaire $\beta = 0.2$ et ce puit de po-

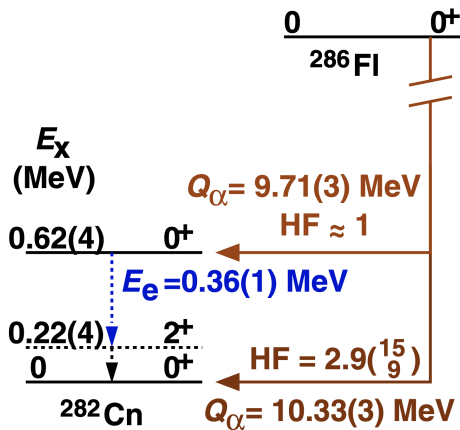


FIGURE 5.13 – Schéma de niveaux suggéré dans la chaîne de décroissance du ^{286}Fl vers un état excité du ^{282}Cn [SR21]. Les tentatives de placement des transitions et des états excités sont en pointillés. / Suggested level scheme in the decay chain from ^{286}Fl to an excited state of ^{282}Cn [SR21]. The attempts to place transitions and excited states are indicated by dashed lines.

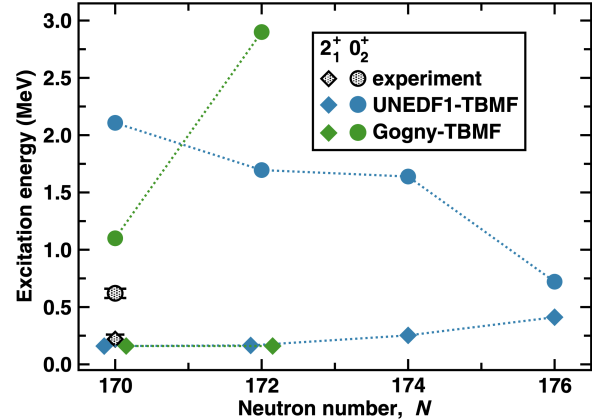


FIGURE 5.14 – Comparaison des énergies d'excitation entre les états excités expérimentaux proposés pour le ^{282}Cn [SR21] et les prédictions de deux calculs TBMF [Egi20] pour l'état 2^+_1 de l'état fondamental (losange) et le deuxième état 0^+_2 (cercle). Les prédictions pour l'état excité 2^+_1 est très proches des valeurs prédites par les deux calculs. / Comparison of excitation energies between proposed experimental excited states for ^{282}Cn [SR21] and predictions from two TBMF calculations [Egi20] for the 2^+_1 state of the ground state (diamond) and the second 0^+_2 state (circle). The predictions for the 2^+_1 excited state are very close to the values predicted by both calculations.

tentiel présenterait un caractère "mou", *i.e.* qu'il serait suffisamment large pour accueillir un autre état 0^+ (autre que l'état fondamental) suivant une déformation triaxiale γ .

5.3.3 Systématique dans les autres Nobélias

Une analyse préliminaire réalisée par ma collègue A. Lopez Martens de l'IJCLab a été faite sur une expérience au FLNR de Dubna pour étudier la fission du ^{250}No . Les données tendent à montrer que l'isomère connu du ^{250}No de spin-parité présumé 6^+ peuple une bande rotationnelle qui ressemble beaucoup aux bandes fondamentales du ^{254}No et du ^{252}No . La Fig. 5.16 montre alors le comportement du moment d'inertie dans les nobélias $^{250,252,254}\text{No}$. Plus le nombre de neutrons augmente, plus les moments d'inertie augmentent se traduisant par des énergies de transitions plus

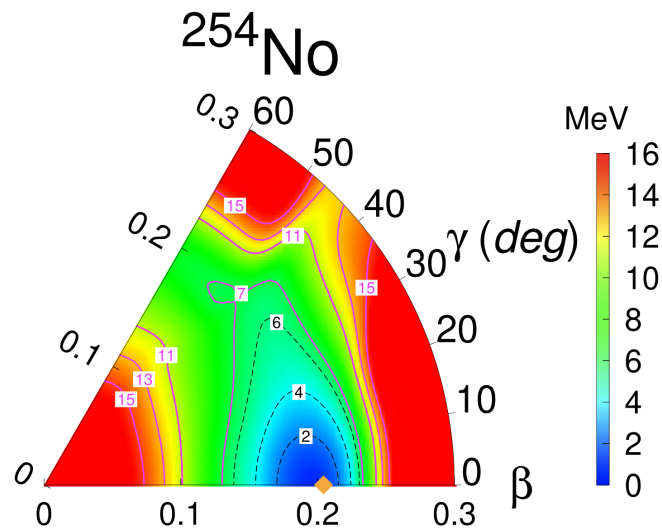


FIGURE 5.15 – Energie Potentielle de Surface (PES) du ^{254}No calculé avec l’interaction effective Kuo-Herling pour une déformation quadrupolaire $\beta = 0.2$ [Dao22]. / Potential Energy Surface (PES) of ^{254}No calculated with the Kuo-Herling effective interaction for a quadrupolar deformation $\beta = 0.2$ [Dao22].

petites. En effet, les corrélations d’appariement à $N = 152$ diminuent, augmentant alors son moment d’inertie comparé aux isotopes plus légers. Ainsi, les données expérimentales du ^{250}No sont accord avec le moment d’inertie attendu.

L’analyse calorimétrique de la décroissance de l’isomère de spin-parité 6^+ montre que ~ 150 keV manque à être placé dans le schéma de niveaux, en noir, de la Fig. 5.17. Ainsi, tout le flux de l’ancienne bande fondamentale formée sur la 0^+ connue peuplerait un autre état 0^+ à ~ 150 keV en dessous de ce dernier, formant alors le nouvel état fondamental du ^{250}No , comme illustré en rouge sur la Fig. 5.17.

Ainsi, ils semblerait qu’il y ait une inversion des deux tête de bande 0^+ entre le ^{254}No et le ^{250}No . Une différence de déformation entre les états 0^+ pourrait expliquer que l’état fondamental du ^{250}No fissionne aussi rapidement. En effet, il y a une diminution de 10 ordre de grandeurs du temps de vie entre le ^{254}No et le ^{250}No , ce qui est largement plus grand que ce que l’on attend théoriquement d’après les hauteurs des barrières de fission [Mö109]. L’existence d’un deuxième état 0^+ à basse énergie semble alors se confirmer dans les nobélias, ouvrant la voie à une possible nouvelle systématique dans les transactinides.

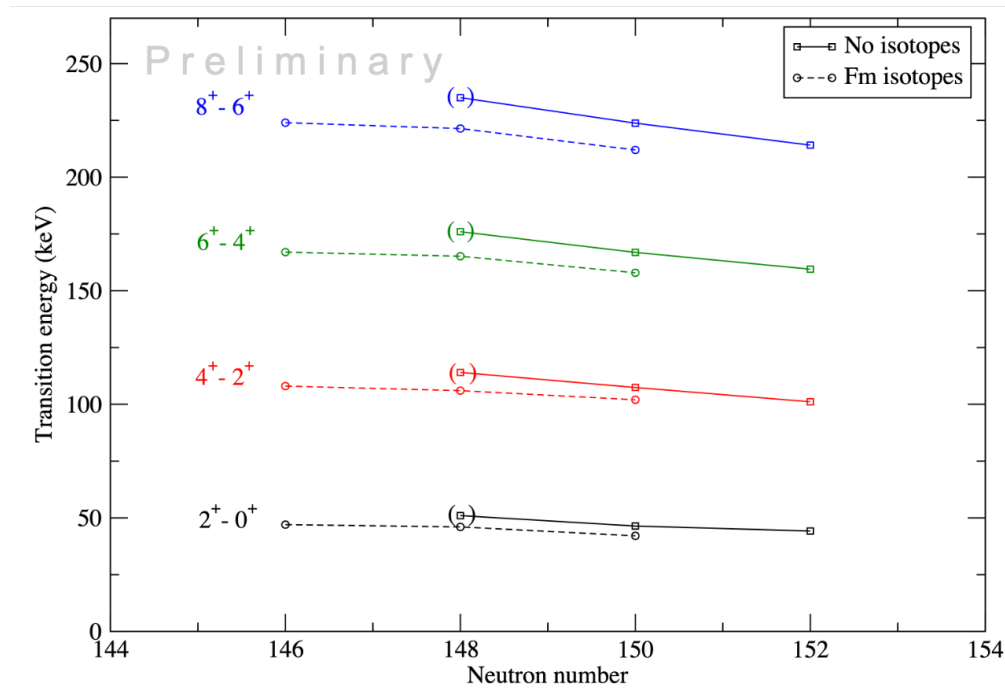


FIGURE 5.16 – Représentation de l'évolution du moment d'inertie (à travers les transitions énergétique) de la bande rotationnelle en fonction du nombre de neutrons dans les isotopes de No et de Fm. On remarque une augmentation du moment d'inertie suivant l'augmentation du nombre de neutrons dans les isotopes, se traduisant par une diminution des énergies de transitions de la bande. La figure a été fournie par A. Lopez Martens. / *Representation of the evolution of the moment of inertia (through energy transitions) of the rotational band as a function of the number of neutrons in No and Fm isotopes. We observe an increase in the moment of inertia with an increase in the number of neutrons in the isotopes, resulting in a decrease in band transition energies. The figure was provided by A. Lopez Martens.*

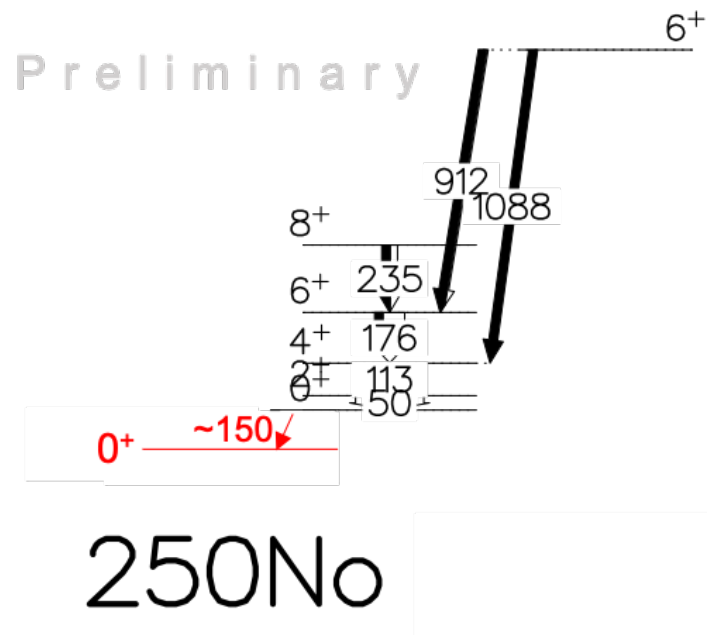


FIGURE 5.17 – Schéma de niveaux proposé de l'isotope pair-pair du ^{250}No suite à l'analyse de A. Lopez Martens. Une tête de bande de spin-parité 0^+ a été ajoutée en rouge. / *Proposed level scheme of the even-even isotope ^{250}No following the analysis by A. Lopez Martens. A 0^+ spin-parity bandhead has been added in red.*

Quatrième partie

Synthèse du nouvel élément : $Z = 119$

Chapitre 6

Principe de l'analyse de données

6.1 English summary : Principle of data analysis

Experiment at the GARIS III Focal Plane at RIKEN

Objectives The main goal of this experiment is to detect the potential element 119 through its decay chain, as illustrated in Fig. 6.1. It is expected that element 119 has a lifetime of a few milliseconds and an energy range of 12-14 MeV. The fusion-evaporation reaction used is $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}\text{119} + xn$, with a predicted cross-section of $\sigma \approx 10$ fb [Sak22].

Genetic correlations used Ideally, the target decay chain is $R-\alpha_{119}-\alpha_{Ts}-\alpha_{Mc}-\alpha_{Nh}$. Thus, we perform genetic correlations as shown in Fig. 6.2, but some events may contaminate this chain. Therefore, several independent analysis codes are applied by my colleagues and myself to avoid missing any chain.

Optimization of the Experiment

Interest Synthesizing element 119 requires accurate excitation function knowledge. Calculated at $\sigma \approx 10$ fb, the optimal beam energy range is 230-247 MeV. This broad deviation can significantly reduce the cross-sections by an order of magnitude, as shown in the example in Fig. 6.3. Therefore, it is crucial to estimate this optimal energy with much better resolutions using experimental information. To accumulate statistics, surrogate reaction parameters are studied for lighter systems, such as the $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$ reaction, as presented here. We determine its fusion barrier height using the experimental measurement of the reflection probability $R(E)$ in Eq. 6.1 and the barrier distribution $D(E)$ defined in Eq. 6.2. Its maximum value reflects the optimal energy to overcome the fusion barrier and maximize σ_{ER} . Additionally, the orientation of the target during the collision with the beam significantly affects the height of the barrier distribution, as illustrated in Figs. 6.5 and 6.6. We define B_0 as the maximum of the barrier distribution for $R = 0.5$.

Experimental Setup Experimentally, the reflection probability $R(E)$ is determined from the number of quasi-elastic backscattering events, denoted as N_{QE} , and the number of Rutherford scattering events, denoted as N_{Ruth} , at the target for the same angle $\theta = \pi$. We can measure quasi-elastic scattering at $\theta = 0^\circ$ by detecting mirror partners of projectile-like events, which are the target-like events, as shown in Fig. 6.7. Similarly, Rutherford events can be measured at an angle of 45° , which is equivalent to the measurement at π , as shown in Eq. 6.3. Finally, we can show that $R(E)$ is proportional to these quantities in Eq. 6.4.

Barrier Distribution Measurement The measurement of the barrier distribution was carried out with beam intensities ranging from 152 pA to 345 pA and energies at the middle of the target from 171 to 237 MeV. To measure the N_{QE} , I must select the "target-like" events as shown in Fig. 6.9, while the measurement of N_{Ruth} is done directly using the monitor at the target. Finally, I obtained the reflection probability and barrier distribution graphs presented in Fig. 6.10, which yielded an optimal beam energy of $B_0 = 218 \pm 0.5$ MeV.

Excitation Function The ^{248}Cm target has similar deformations to those of ^{159}Tb . Therefore, its study can provide valuable anchor points for theorists to predict the excitation function of new element synthesis reactions. To construct this function, I fit the α energy spectrum in the implantation detector using a sum of skew-Gaussian functions (see Eq. 6.6). By fitting each peak for each evaporation channel, I can extract their actual production rates. This step is crucial to maintain the physics of the fit and requires numerous parameters, including 25 different evaporation channels : xn , pxn , axn , and pn . The result of one fit is shown in Fig. 6.11. The excitation function obtained for different beam energies is shown in Fig. 6.12. The maximum cross-section is for the $p3n$ channel with $17.68 \pm 3.6 \mu\text{b}$, followed by the $\alpha 3n$ channel with $9.70 \pm 1.9 \mu\text{b}$ and finally the $3n$ channel with $5.80 \pm 1.2 \mu\text{b}$. Discussions with theoretical physicists are currently underway to reproduce these data based on their model [Cap22].

Example of Data Analysis : ^{257}Db

To ensure the relevance of my analysis code, it was first tested on a previous reaction conducted at RIKEN : $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{259-x}\text{Db} + xn$. The beam intensity was ~ 300 pA, and the beam energy was 250 MeV for a ~ 105 -hour experiment.

α Calibration Only the α calibration is performed for this experiment. For this purpose, we used the following fusion-evaporation reactions : $^{51}\text{V} + ^{139}\text{La} \rightarrow ^{185}\text{Hg} + 5n$ and $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} + xn$. Their characteristics are compiled in Table 6.1.

Implantation Detector Calibration The result of the α calibration for the implantation detector is shown in Fig. 6.13, achieving a resolution of ~ 30 keV.

Tunnel Detector Calibration When an escape α particle is implanted in the tunnel detector, its energy is shared between the tunnel detector and the implantation detector, as illustrated in Fig. 6.14. Hence, the anti-diagonals correspond to the energy of the same α particle. By selecting only

these anti-diagonals, I exclude a significant portion of the background noise and calibrate the sum of energies from the detectors. The result of this calibration is shown in Fig. 6.15 with a resolution of ~ 100 keV. Another method that I apply to the new element synthesis experiments is a 2D calibration of these anti-diagonals.

Data Filtering Methods The analysis phase is crucial to avoid missing decay chains while reducing the present background noise. For this purpose, I use four filtering tools combined to accurately select the nuclei of interest :

VETO Detector This detector is designed to detect particles that pass through the implantation detector. As a recoil nucleus or an α particle cannot completely traverse the implantation detector, anti-coincidences in time are performed between the implantation detector and the VETO detector to filter out undesirable events, especially those from the beam. This selection is presented in Fig. 6.16.

QDC Integration The ToF detector measures the charge integral on each Micro-Channel Plate (MCP) over a defined period. This QDC integration allows us to approximately distinguish recoil nuclei from other particles passing through the ToF. Events are selected based on their QDC value, allowing the differentiation of light beam particles from recoil nuclei through a threshold applied to the QDCs (see Fig. 6.17).

Escapes α 's The total energy of α particles that are implanted in the implantation detectors needs to be reconstructed while avoiding the significant background noise in these detectors. To do so, I only select events on the anti-diagonals shown in Fig. 6.18.

Time-of-Flight Measurement The ToF detector measures the velocity of particles passing through it. Events are filtered based on the measured time-of-flight using Time to Digital Converter (TDC) information from the ToF detector, allowing the rejection of non-physical events. A strict selection can also be applied to search for recoil nuclei along the expected theoretical curve as presented in Fig. 6.19.

Results after Filtering I optimize these filters to maximize the selectivity of the analysis by rejecting undesirable events while preserving physical events. To these selections, I add the genetic correlations of α decay chains at energies between 4 and 30 MeV. The results of these filters are illustrated in Figs. 6.20 and 6.21, showing a significant reduction in background noise and an increase in the density of regions of interest.

Detected α Chains The goal of this experiment was to count the number of ^{257}Db decay chains, whose decay scheme is shown in Fig. 6.22, observed by my analysis code and to identify any potential defects. Therefore, I searched for the following genetic correlations : $\text{R-}\alpha_{257\text{Db}}\text{-}\alpha_{253\text{Lr}}\text{-}\alpha_{249\text{Md}}\text{-}\alpha_{245\text{Es}}$. All α emissions found are compiled in the $\alpha_{\text{parent}}\text{-}\alpha_{\text{daughter}}$ matrix shown in Fig. 6.23. With 163 $\text{R-}\alpha_{257\text{Db}}\text{-}\alpha_{253\text{Lr}}$ correlations, I obtained an experimental cross-section of ~ 1.2 nb, in agreement with the literature [Gat08]. Thus, all my filtering methods and results have been validated by the collaboration and are used for the synthesis reaction of the new element 119.

La course à la synthèse de nouveaux éléments à longtemps été vue comme une démonstration de maîtrise technique et scientifique. Aujourd'hui, elle revêt une autre dimension car la classification périodique de Dimitri Mendeleïev commence à montrer ses limites. En effet, des effets relativistes surviennent à partir de $Z \sim 112$ dûs à un grand nombre d'électrons qui entraînent des comportements difficiles à prévoir concernant le cortège électronique. Ainsi, les extrapolations deviennent risquées et l'émergence d'une nouvelle chimie peut bien être attendue (plus de détails sont donnés en section 1.3.3).

Il existe deux laboratoires à la pointe de la technologie qui cherchent à synthétiser de nouveaux éléments : l'élément 119 au laboratoire RIKEN (Tokyo, Japon) et l'élément 120 au JINR (Dubna, Russie). La synthèse de l'élément 119 est faite par réaction de fusion-évaporation $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}\text{119} + x\text{n}$ à RIKEN depuis 2017. J'ai intégré la collaboration en Septembre 2020 et donc analysé toutes les campagnes expérimentales depuis cette date. Cependant, les données et analyses de ces expériences sont confidentielles tant qu'aucun résultat n'est officiellement publié.

Dans ce chapitre, la partie de mon travail non confidentielle est présentée, *i.e.* sur l'analyse de données obtenues à RIKEN auprès de GARIS III sur le ^{257}Db , qui est très similaire à celle sur la synthèse du nouvel élément. Également, j'introduis les caractéristiques de l'expérience au plan focal de GARIS III ainsi que les expériences annexes que j'ai analysées lors de ma mission de trois mois sur place (suite à l'obtention d'une bourse JSPS). Ces expériences annexes sont directement en lien avec la synthèse du nouvel élément car elles visaient à optimiser la réaction de fusion-évaporation en jeu *via* le calcul de la fonction d'excitation et de la distribution de barrière de réactions plus légères faisant intervenir le même faisceau de ^{51}V .

6.2 L'expérience au plan focal de GARIS III à RIKEN

6.2.1 Objectifs

Nous cherchons à détecter un potentiel élément 119 *via* l'observation de sa chaîne de décroissance comme illustré dans la Fig. 6.1. Puisque la décroissance α est prédominante dans cette région, on s'attend à ce que l'élément 119 se désintègre par l'émission d'une particule α avec un temps de vie de quelques millisecondes et d'énergie comprise entre 12 et 14 MeV [Cui18]. On cherche donc à le synthétiser *via* la réaction de fusion-évaporation $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}\text{119} + x\text{n}$. La section efficace maximale prédite pour la voie 2n de cette réaction est de $\sigma \approx 10$ fb [Sak22]. Le point de mire est l'isotope $^{297}\text{119}$ qui devrait se désintégrer sur le ^{293}Ts ($Z=117$) dont les propriétés sont connues grâce à sa synthèse par l'équipe de Y. Oganessian au FLNR [Ham12].

Depuis le début des campagnes expérimentales en 2018, aucune preuve solide de la synthèse du nouvel élément 119 n'a été détectée. Les informations complémentaires liées à cette expérience sont confidentielles et ne seront pas présentées dans cette thèse.

SHE E119 syntheses

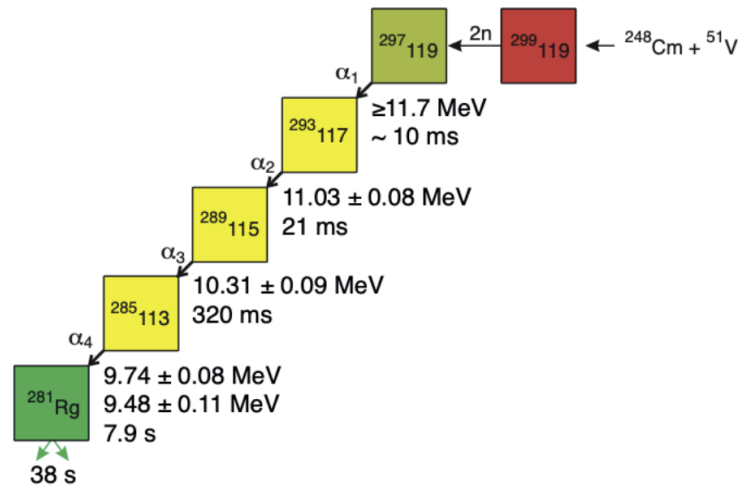


FIGURE 6.1 – Chaîne de décroissance α prédite de l'isotope du nouvel élément $^{297}_{119}$ suivant la chaîne de décroissance du Tennesse ($Z=117$) connue [Gal10]. / Predicted α decay chain of the isotope of the new element $^{297}_{119}$ following the known decay chain of Tennesse ($Z=117$) [Gal10].

6.2.2 Les corrélations génétiques utilisées

L'analyse de données comprend une recherche complète ou partielle de la chaîne de décroissance de l'isotope $^{297}_{119}$. Pour cela, nous utilisons le principe de corrélation génétique spatiale et temporelle pour des décroissances α . Cette méthode a déjà été expliquée et utilisée pour l'analyse de données au FLNR de Dubna dans la section 4.2.3. Idéalement, la chaîne de décroissance attendue est de type $R-\alpha_{119}-\alpha_{Ts}-\alpha_{Mc}-\alpha_{Nh}$. Ce principe est illustré dans la Fig. 6.2.

Il existe différentes stratégies possibles. Soit l'on cherche de façon chronologique cette chaîne de décroissances dans les données, soit nous recherchons un des noyaux fils tels que le $^{293}_{117}\text{Ts}$ ou le $^{289}_{115}\text{Mc}$ puis l'on remonte la chaîne a posteriori. Cette méthode a l'avantage de permettre d'être plus restrictive dans les gammes d'énergies et de temps de vie demandées, du fait de notre connaissance de ces éléments. A contrario, cela apporte du bruit de fond alors qu'une condition sur l'observation d'une implantation d'un noyau de recul en début de chaîne permet de filtrer efficacement les données.

Il faut noter que l'efficacité de détection α du plan focal de GARIS III est de 88%. Il est donc probable de ne pas identifier un ou plusieurs maillons de la chaîne de décroissance. Également, un évènement parasite peut venir s'insérer en milieu de chaîne, venant polluer la recherche des chaînes de décroissance. C'est pourquoi il est important de démultiplier les analyses, mais aussi les ana-

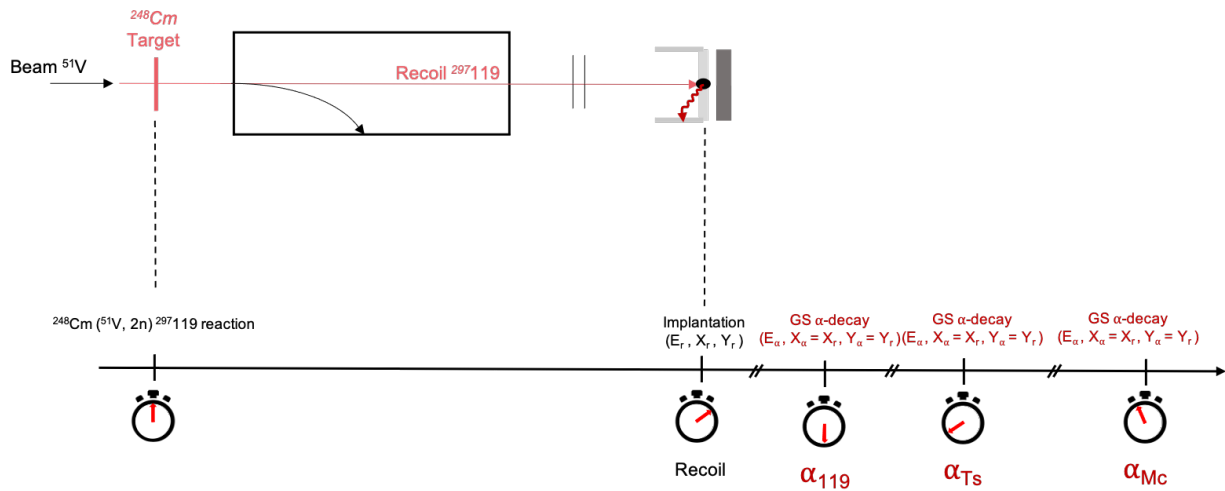


FIGURE 6.2 – Principe de fonctionnement d’une corrélation génétique pour la réaction de fusion-évaporation $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}\text{119} + xn$ au plan focal de GARIS III. Lorsque le noyau de recul est implanté dans un pixel du détecteur d’implantation, on observe une chaîne de décroissances par émission de particules α ou fission spontanée dans une certaine fenêtre en temps (selon le temps de vie des différents noyaux peuplés). / Principle of operation of a genetic correlation for the fusion-evaporation reaction $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}\text{119} + xn$ at the focal plane of GARIS III. When the recoil nucleus is implanted in a pixel of the implantation detector, a decay chain is observed through the emission of α particles or spontaneous fission within a certain time window (according to the lifetimes of the different populated nuclei).

lystes qui ont tous une approche différente. Alors, nous sommes quatre principaux collaborateurs en charge de cette partie : P. Brionnet, K. Kessaci, Kaji-san et moi-même. Le principe de l’analyse de données de cette expérience est présenté dans la section [6.4](#) avec une autre réaction de synthèse du ^{257}Db que j’ai également analysée.

6.3 L’optimisation de l’expérience

Pour maximiser les chances de synthèse du nouvel élément 119, il est important d’optimiser l’expérience en terme d’énergie faisceau. Or, le couple faisceau cible $^{51}\text{V}/^{248}\text{Cm}$ est peu connu. On étudie alors les fonctions d’excitation et les distributions de barrière de réactions plus légères présentant de bien meilleures sections efficaces. Dans cette section, je présente alors l’intérêt d’une telle étude, les techniques expérimentales utilisées ainsi que les résultats que j’ai obtenus en termes de mesure de distribution de barrière et de fonctions d’excitations pour la réaction $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$ réalisée en 2022 au laboratoire RIKEN.

6.3.1 Intérêt

Durant de nombreuses années, les expérimentalistes ont pu se contenter du faisceau doublement magique de ^{48}Ca pour synthétiser de nouveaux éléments jusqu'à l'Oganesson *via* la réaction de fusion-évaporation $^{248}\text{Cf}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{294}\text{Og}$ [Oga06]. Dorénavant, pour atteindre des noyaux encore plus lourds, il est nécessaire d'augmenter la charge de la cible et/ou du faisceau. Or, fabriquer une cible plus lourde que le Californium est compliqué comme expliqué dans la section ???. C'est pourquoi on se tourne vers des projectiles plus lourds que le ^{48}Ca .

Le laboratoire RIKEN a donc fait le choix d'utiliser un faisceau de ^{51}V ($Z=23$) avec une cible de ^{248}Cm ($Z=96$) pour synthétiser le nouvel élément $Z=119$. La fonction d'excitation, *i.e.* le graphique de la section efficace de formation du résidu d'évaporation σ_{ER} en fonction de l'énergie du faisceau incident, a déjà été calculée théoriquement pour une telle réaction. Elle a été déterminée à $\sigma_{ER} < 100$ fb pour une énergie optimale de faisceau incident allant de 230 à 247 MeV selon les calculs [Zhu21; Gha16; Che21]. Or, cette déviation énergétique de ~ 17 MeV a un énorme impact sur la valeur réelle de la section efficace de la réaction. Un exemple est donné dans la Fig. 6.3 où l'on observe qu'une déviation de 8 MeV de l'énergie du faisceau incident pour la réaction $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, xn)^{296-x}\text{Lv}$ abaisse sa section efficace d'un ordre de grandeur [Hof12]. Il est alors primordial d'estimer l'énergie optimale du faisceau incident avec de bien meilleures résolutions grâce à des informations expérimentales.

Expérimentalement, on cherche à mesurer la hauteur de la barrière de fusion en bombardant une cible à différentes énergies faisceaux. De façon simplifiée, on compare le nombre de particules incidentes n'ayant pas interagi, *i.e.* dévié par diffusion élastique de Rutherford, avec le nombre de particules incidentes ayant interagi avec la barrière, *i.e.* ayant commencé à échanger des nucléons par diffusion quasi-élastique (voir Fig. 6.4). Ainsi, il a été démontré que la section efficace de capture est directement reliée à la section efficace différentielle de la diffusion quasi-élastique $d\sigma_{QE}$ et de la diffusion de Rutherford $d\sigma_{Ruth}$ [Tim95]. Ces deux mécanismes sont comparés selon le même angle $\theta = \pi$. Alors, on définit la probabilité de réflexion, $R(E)$ telle que :

$$R(E) = \frac{(d\sigma_{QE})_{180^\circ}}{(d\sigma_{Ruth})_{180^\circ}} s \quad (6.1)$$

avec σ les sections efficaces des différents processus (diffusion quasi-élastique à $\theta = \pi$ et diffusion de Rutherford).

L'énergie qui surpasse la barrière de Coulomb correspond à un système qui entre en phase de capture, *i.e.* au moment où la probabilité de réflexion passe de 1 à 0 (on prend $R(E)=0.5$ par défaut) comme illustré dans la Fig. 6.4. Alors, pour une meilleure visibilité de ce changement brusque de

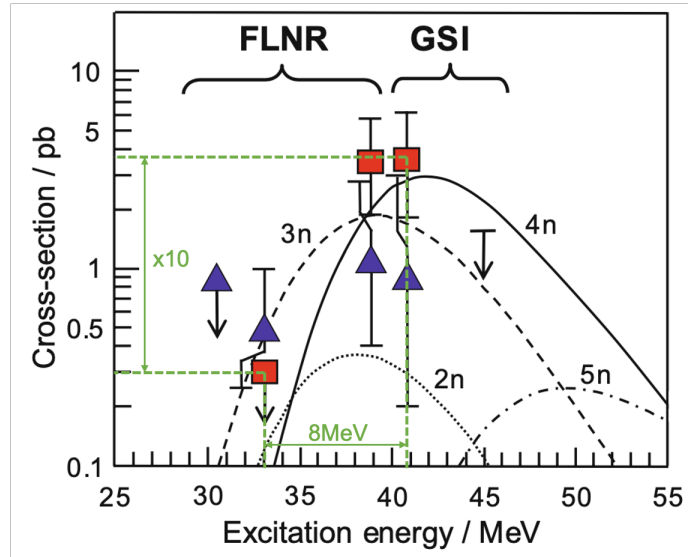


FIGURE 6.3 – Sections efficaces de la réaction $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, xn)^{296-x}116$ mesurées [Hof12]. Les données expérimentales correspondant à la voie 4n (carré rouge) et à la voie 3n (triangle bleu) tandis que les courbes correspondent aux calculs théoriques de [Zag04]. / Measured cross-sections of the reaction $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, xn)^{296-x}116$ [Hof12]. The experimental data corresponding to the 4n channel (red square) and the 3n channel (blue triangle), while the curves represent the theoretical calculations from [Zag04].

probabilité, on définit la distribution de barrière $D(E)$ comme étant la dérivée de la probabilité de réflexion :

$$D(E) = -\frac{dR(E)}{dE} \quad (6.2)$$

Ainsi, on choisit une énergie optimale de faisceau centrée sur le maximum de la distribution de barrière afin de maximiser les chances d'entrer en phase de capture (et donc en maximisant la section efficace σ_{cap}) tout en apportant le minimum requis d'énergie au système pour que ce dernier se stabilise et n'entre pas en phase de quasi-fission ou fusion-fission (et donc on maximise la probabilité de formation du noyau composé P_{CN} vue en section 2.2.1).

Enfin, cette relation entre la distribution de barrière et la fonction d'excitation a été étudiée dans les systèmes dits chauds [Tan18; Tan20]. En effet, il semblerait que les cibles d'actinide comme le Curium possèdent une distribution de barrière $D(E)$ très large due à leur large déformation prolate. Ainsi, selon l'orientation de la cible lors de la collision avec le faisceau, la hauteur de la distribution de barrière est largement influencée comme illustré dans la Fig. 6.5 où différentes valeurs de distribution de barrière de la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}\text{Lv}^*$ sont extraites suivant différentes orientations de la cible [Tan20]. Ceci provient de l'orientation de la cible au moment de la collision. Un noyau à déformation prolate subissant la collision de côté possède une haute distribution de barrière

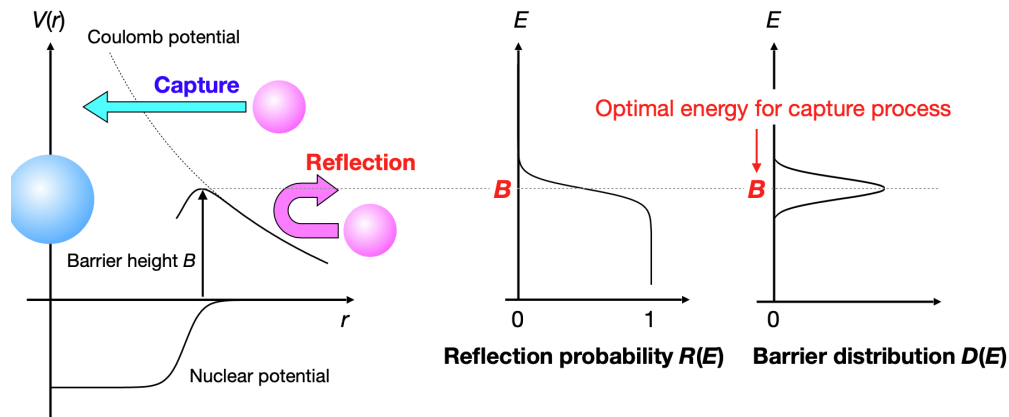


FIGURE 6.4 – Schéma illustrant le potentiel énergétique d'un noyau $V(r)$ selon son rayon r . Le potentiel nucléaire crée une barrière de fusion propre à chaque noyau qu'il faut surpasser pour entrer en phase de capture. La hauteur de la barrière de fusion peut se calculer expérimentalement à une probabilité de réflexion $R(E)=0.5$ et/ou lorsque le maximum de la distribution de barrière $D(E)$ est atteint. La figure est extraite de [Tan22]. / Diagram illustrating the energy potential $V(r)$ of a nucleus as a function of its radius r . The nuclear potential creates a fusion barrier specific to each nucleus that must be overcome to enter the capture phase. The height of the fusion barrier can be experimentally determined at a reflection probability $R(E)=0.5$ and/or when the maximum of the barrier distribution $D(E)$ is reached. The figure is extracted from [Tan22].

dû à la courte distance r jusqu'à son centre et, a contrario, la collision de face crée une barrière de Coulomb plus "étalée" et donc basse due à la grande distance r jusqu'au centre du noyau. Or, on ne peut pas prévoir l'orientation de la cible au moment de sa collision. On détermine alors B_0 la mesure de l'énergie de la distribution de barrière pour $R = 0.5$. Tout ce principe est illustré en Fig. 6.6.

Dans la suite, je vous présente le dispositif expérimental qui a permis de mesurer la distribution de barrière B_0 ainsi que de la fonction d'excitation que j'ai obtenue par réaction de fusion-évaporation : $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$. Ces données expérimentales constituent alors un point d'ancrage pour mieux comprendre la systématique des faisceaux plus lourds ainsi que leur interaction avec des cibles plus lourdes d'actinides présentant une large déformation.

6.3.2 Le dispositif expérimental

Expérimentalement, la probabilité de réflexion $R(E)$ se calcule *via* le nombre d'évènements qui a diffusé en arrière quasi-élastique (N_{QE}) et le nombre d'évènements qui a diffusé par Rutherford

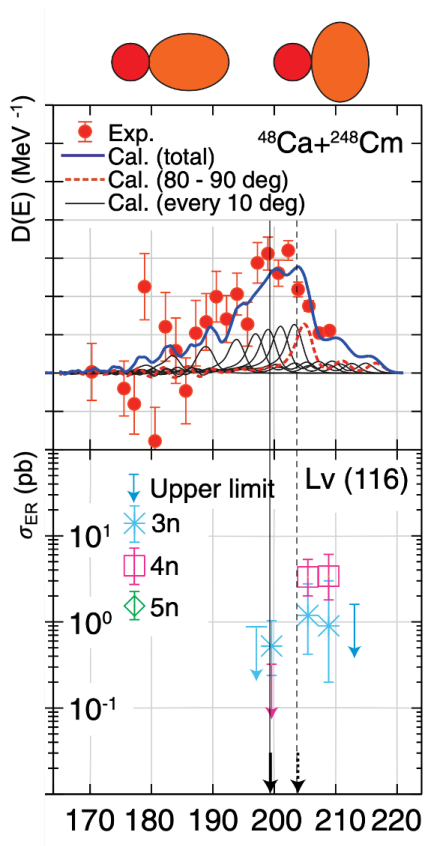


FIGURE 6.5 – Distribution de barrière et section efficace obtenues pour différentes voies d'évaporation de la réaction $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}\text{Lv}^*$ [Tan20]. La flèche pleine (pointillée) correspond à l'énergie optimale pour maximiser la section efficace de la réaction avec une cible orientée de face (côté). / Barrier distribution and cross-section obtained for different evaporation channels of the reaction $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}\text{Lv}^*$ [Tan20]. The solid (dashed) arrow corresponds to the optimal energy to maximize the reaction cross-section with a tip (side) target.

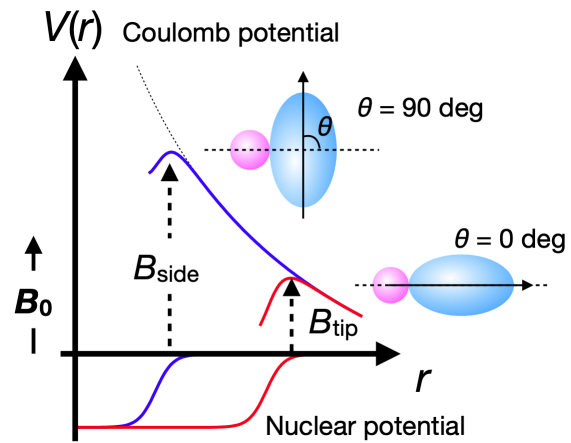


FIGURE 6.6 – Schéma illustrant le potentiel énergétique d'un noyau $V(r)$ selon son rayon r suivant différentes orientations de la cible. On remarque qu'une forme prolate allonge le noyau (r est plus grand), abaissant sa barrière de Coulomb et réciproquement. La figure est extraite de [Tan22]. / Diagram illustrating the energetic potential $V(r)$ of a nucleus as a function of its radius r for different target orientations. It can be observed that a prolate shape elongates the nucleus (which increases r), lowering its Coulomb barrier, and vice versa. The figure is extracted from [Tan22].

(N_{Ruth}) à la cible. Les événements de diffusion quasi-élastique à l'angle $\theta = \pi$ ne sont quant à eux pas mesurés de façon conventionnelle. En effet, ils sont généralement mesurés par les noyaux dits "projectile-like", *i.e.* les noyaux du faisceau ayant interagi avec la barrière de fusion puis éjectés du

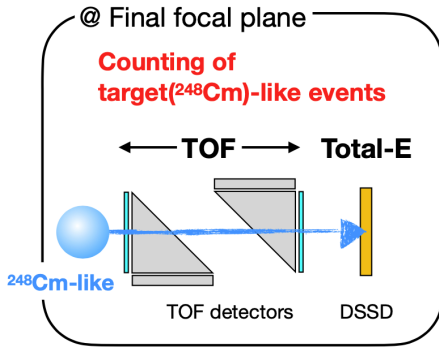


FIGURE 6.7 – Schéma de principe du comptage des évènements dits "target-like" (N_{QE}) par la mesure de leur temps de vol dans le détecteur tunnel et de leur énergie au plan focal de GARIS III. La figure est extraite de [Tan22]. / Schematic principle of counting of "target-like" events (N_{QE}) by measuring their time of flight in the tunnel detector and their energy at the focal plane of GARIS III. The figure is extracted from [Tan22].

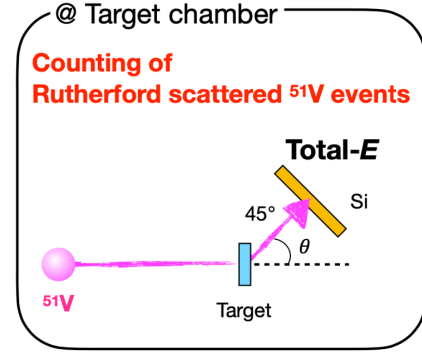


FIGURE 6.8 – Schéma de principe du comptage des évènements diffusés Rutherford (N_{Ruth}) au niveau de la cible. La figure est extraite de [Tan22]. / Schematic principle of counting of Rutherford scattered events (N_{Ruth}) at the target. The figure is extracted from [Tan22].

noyau cible, à un angle de 180° vers l'arrière de la cible [Nts07; Mit07; Kau17]. Ici, nous avons fait le choix de mesurer leur partenaire-miroir émis dans le sens opposé, les évènements "target-like", *i.e.* les noyaux de la cible ayant été diffusés en sens inverse (par conservation du moment angulaire) par les "projectile-like". Ces derniers sont alors émis dans un angle de 0° et correspondent au même processus physique. Cette méthode nous permet de mesurer directement la réaction de diffusion avec un moment angulaire $l \sim 0$ qui correspond à l'angle où la majorité des résidus d'évaporation sont émis. Ces méthodes de mesure sont présentées dans les Fig. 6.7 et 6.8.

De cette manière, on peut réécrire $R(E)$ depuis l'équation 6.1 en fonction du nombre de particules détectés expérimentalement par diffusion Rutherford, noté N_{Ruth} et quasi-élastique, noté N_{QE} , expérimentalement telle que :

$$R(E) = \frac{(d\sigma_{QE})_{180^\circ}}{(d\sigma_{Ruth})_{45^\circ}} \cdot \frac{(d\sigma_{Ruth}/d\Omega)_{45^\circ}}{(d\sigma_{Ruth}/d\Omega)_{180^\circ}} = \frac{N_{QE}}{N_{Ruth}} \cdot \left(\frac{\Delta\Omega_{QE}}{\Delta\Omega_{Ruth}}\right)^{-1} \cdot \frac{(d\sigma_{Ruth}/d\Omega)_{45^\circ}}{(d\sigma_{Ruth}/d\Omega)_{180^\circ}} \quad (6.3)$$

avec σ_{QE} et σ_{Ruth} les sections efficaces de la diffusion quasi-élastique et Rutherford réciproquement, Ω_{QE} et Ω_{Ruth} les angles solides de détection de la diffusion quasi-élastique et Rutherford réciproquement.

Puisque nous travaillons avec des angles θ fixes, la valeur expérimentale de $R(E)$ que l'on mesure est proportionnelle à :

$$R_{exp}(E) \propto \frac{N_{QE}[^{159}Tb]}{N_{Ruth}[^{51}V]} \quad (6.4)$$

Ce coefficient est normalisé à 1 et est corrigé de l'efficacité du système de détection.

La distribution de barrière se calcule quant à elle par la dérivée de la probabilité de réflexion. Ainsi, son calcul numérique donne :

$$D(E) = -\frac{R(E_{i+1}) - R(E_{i-1})}{E_{i+1} - E_{i-1}} \quad (6.5)$$

6.3.3 Distribution de barrière

La mesure de la distribution de barrière a été réalisée pour la réaction de fusion-évaporation suivante : $^{51}V + ^{159}Tb \rightarrow ^{210}Ra^*$. Le faisceau projectile est constitué d'ions $^{51}V^{13+}$ pour des intensités de 152 pA à 345 pA et des énergies allant de 190 à 260 MeV, correspondant à des énergies en milieu de cible de 171 à 237 MeV, dans le centre du laboratoire. La cible est constituée de 215 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ montée sur un support de Ti.

La distribution de barrière est mesurée grâce aux deux grandeurs, N_{QE} et N_{Ruth} . Il est possible de mesurer directement le nombre d'éléments ayant diffusés par Rutherford (N_{Ruth}) à la cible. Or, la mesure de N_{QE} est réalisée au plan focal de la cible où d'autres évènements tels que les produits de réactions, le faisceau, les "projectiles-like", etc. sont également détectés. Ainsi, on réalise une sélection sur les évènements "target-like". Cette sélection est illustrée dans la Fig. 6.9 pour l'énergie la plus haute et la moins haute. On remarque que plus l'énergie du faisceau est élevée, plus le bruit de fond augmente (provenant principalement des évènements de diffusion inélastique profonde, dits "deep-inelastic scattering"). Cependant, les évènements de type "target-like" restent bien identifiables.

Il est à noter que j'ai réalisé des études complémentaires sur l'acceptance des évènements de type "target-like" afin de corriger le plus fidèlement possible la mesure de N_{QE} . On a pu atteindre une transmission de ces évènements à plus de 95% sur une trentaine de pistes au centre du détecteur d'implantation. Les détails de ce résultat ne sont pas présentés dans cette thèse.

Finalement, les graphiques de la probabilité de réflexion et de la distribution de barrière sont affichés dans la Fig. 6.10. On mesure l'énergie optimale de faisceau à $B_0 = 218.12 \pm 0.5$ MeV, correspondant au franchissement de la distribution de fusion pour la réaction $^{51}V + ^{159}Tb \rightarrow ^{210}Ra^*$. Enfin, la distribution de barrière est relativement étroite, indiquant que les effets de la déformation du ^{159}Tb n'ont pas d'influence majeure. Malheureusement, je ne suis pas allée plus loin dans l'interprétation de ces données car des ajustements de ces courbes doivent être réalisés grâce à des calculs

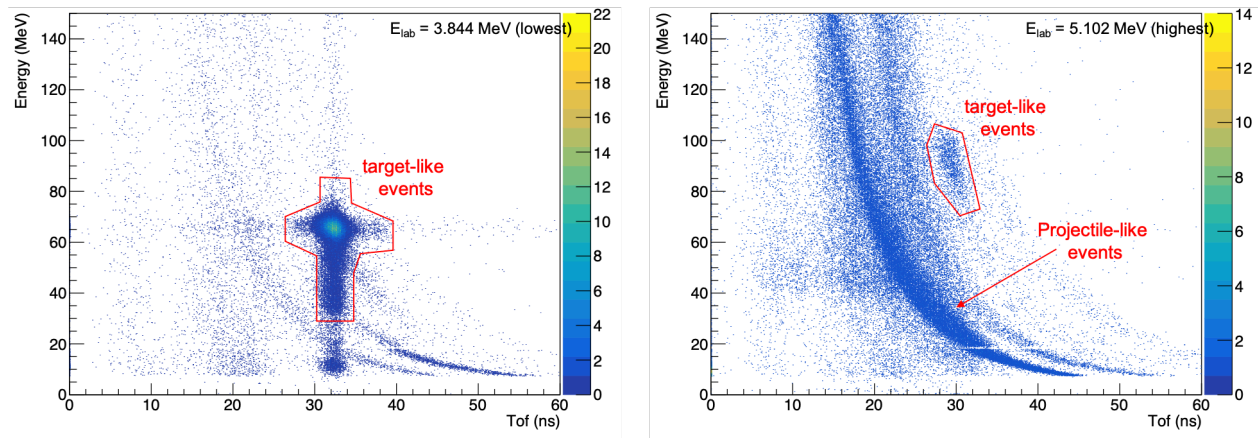


FIGURE 6.9 – Energie détectée dans le détecteur d'implantation au plan focal de GARIS III en fonction du temps de vol mesuré dans le ToF. On identifie clairement les évènements "target-like" créé par diffusion quasi-élastique de l'énergie la plus basse à $E_{lab} = 3.844$ MeV (gauche) à la plus haute à $E_{lab} = 5.102$ MeV (droite). / *Detected energy in the implantation detector at the focal plane of GARIS III as a function of the time of flight (ToF) measured in the ToF detector. "Target-like" events created by quasi-elastic scattering are clearly identified in the plot from the lowest energy at $E_{lab} = 3.844$ MeV (left) to the highest energy $E_{lab} = 5.102$ MeV (right).*

théoriques utilisant le code CCFULL [Hag99] et qui permet d'extraire les autres distributions de barrière B_{side} et B_{tip} illustrés en Fig. 6.6. Également, ces résultats ont servi principalement de vérification pour ceux obtenus dans [Bri23c; Bri23b].

6.3.4 Fonction d'excitation

La réaction de synthèse du nouvel élément 119 fait intervenir une cible de ^{248}Cm déformée (estimé expérimentalement à $\beta_2=0.297$ dans [Ram01] et calculé à $\beta_4=0.039$ dans [Möll16]). Pour étudier les paramètres de réactions optimaux pour une telle synthèse, il est important d'étudier ces cibles déformées par l'utilisation de système de substitution plus légers présentant de grandes sections efficaces. C'est pourquoi l'utilisation de la réaction d'étalonnage $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$ est très intéressante grâce à sa haute section efficace de l'ordre du μb et sa cible déformée d'épaisseur $361\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{159}Tb ($\beta_2=0.271$ et $\beta_4=0.066$) présentant une déformation très similaire à celle du ^{248}Cm . Cette réaction a été réalisée pour des énergies E_{CM} en milieu de cible variant de 205 à 250 MeV avec une accumulation de 24 heures à chaque énergie de faisceau.

Pour construire la fonction d'excitation de la réaction, il faut ajuster le plus fidèlement possible le spectre énergétique des α émis dans le détecteur d'implantation. On réalise alors un ajustement de chacun des pics de chaque voie d'évaporation pour extraire leur taux de production réel. L'ajus-

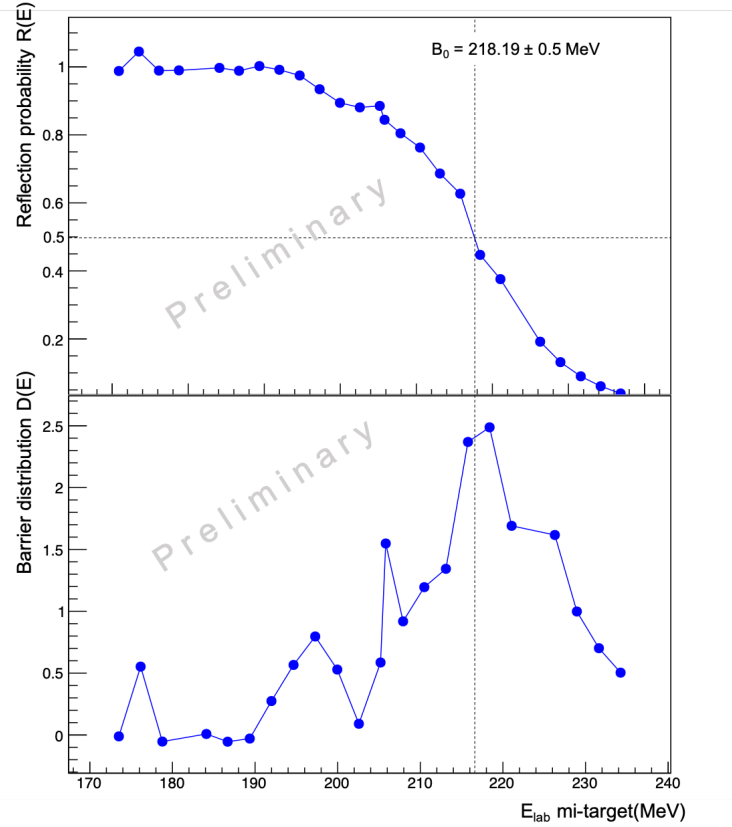


FIGURE 6.10 – Mesure de la probabilité de réflexion $R(E)$ (haut) et de la distribution de barrière $D(E)$ (bas) de la réaction $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$. On mesure une énergie optimale en milieu de cible dans le laboratoire $B_0 = 218.12 \pm 0.5$ MeV. / Measurement of the reflection probability $R(E)$ (top) and the barrier distribution $D(E)$ (bottom) of the $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$ reaction. An optimal energy is measured in the middle of the target $B_0 = 218.12 \pm 0.5$ MeV.

tement est de type "skewgaussienne" et prend en compte quatre paramètres d'ajustement : l'énergie αE , la hauteur du pic H , la variance σ et le paramètre d'asymétrie λ . Sa formule est la suivante :

$$\text{SkewGauss}(x) = \begin{cases} H \cdot e^{-\frac{\lambda(2x-2E+\lambda)}{2\sigma^2}} & \text{si } x < (E - \lambda) \\ H \cdot e^{-\frac{(x-E)^2}{2\sigma^2}} & \text{si } x \geq (E - \lambda) \end{cases} \quad (6.6)$$

Par cet ajustement, on accède au nombre de particules réelles, noté N_0 , impliqué dans chaque ajustement par :

$$N_0 = \frac{H}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \quad (6.7)$$

Finalement, en sommant l'ensemble des ces ajustements tout en appliquant les rapports d'embranchement qui constituent le 5^{ème} paramètre d'ajustement, noté BR_i lié à chaque voie d'évapora-

tion i , on construit, de façon simplifié ici, l'ajustement global tel que :

$$\sum_i BR_i \cdot \text{SkewGauss}_i(x) \quad (6.8)$$

Le résultat de cet ajustement est illustré en noir sur la Fig. 6.11. Pour cela, on fixe les paramètres σ à 14.7 keV et λ à 13.2 obtenu suite à l'ajustement du pic mono énergétique du ^{208}Ra . Les paramètres restants, *i.e.* E , H et BR sont variables. Également, j'applique des erreurs maximales sur l'ajustement de l'énergie E à ± 25 keV et de $\pm 10\%$ sur le rapport d'embranchement BR pour conserver la physique de l'ajustement. Une fonction quadratique est également ajoutée à cet ajustement pour retirer le bruit de fond du spectre.

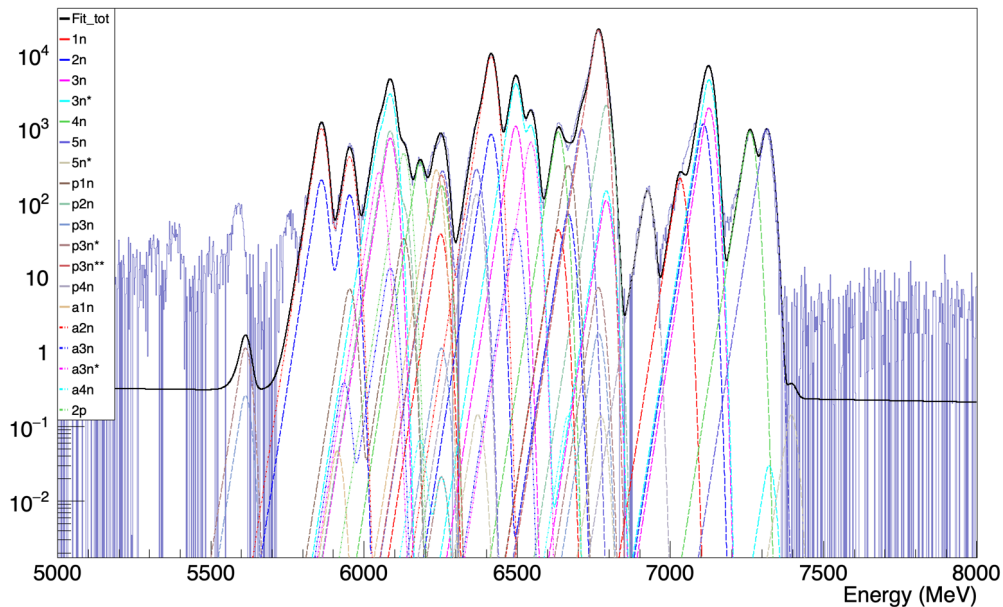


FIGURE 6.11 – Résultat de l'ajustement obtenu sur le spectre énergétique α de la réaction $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$ pour une énergie faisceau de 215 MeV. Chaque voie d'évaporation correspondante est indiquée dans la légende. / Result of the fits obtained on the α energy spectrum of the $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$ reaction for a beam energy of 215 MeV. Each corresponding evaporation channel is indicated in the legend.

L'étape d'ajustement est cruciale et doit tenir compte de suffisamment de voies d'évaporation, de génération de décroissance, du bruit de fond et de grandeurs physiques reliant les différentes voies ensemble. Par exemple, l'élément ^{203}At peut aussi bien être produit par la voie $3n$ que par la voie $\alpha 3n$. Il faut donc bien identifier la proportion de ^{203}At qui correspond à l'une ou l'autre voie. Aussi, je néglige la 4^e et/ou 3^e génération de décroissance lorsque ces dernières émettent à des énergies α inférieures à 5500 keV et dans des proportions inférieures à 0.1%. Finalement, je considère 25 voies

d'évaporation : les voies xn , pxn , αxn et pn . Une partie de ces voies est affichée dans la légende de la Fig. 6.11.

En tenant compte de l'amplitude de chaque canal de sortie, de l'efficacité de transmission et de l'efficacité de détection, la section efficace de production d'une large gamme de canaux de sortie peut être mesurée. La Fig. 6.12 montre la section efficace des canaux de sortie xn , pxn et αxn mesurés pour la réaction $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$. La section maximale est celle du $p3n$ avec $17.68 \pm 3.6 \mu\text{b}$, suivie de l' $\alpha 3n$ à $9.70 \pm 1.9 \mu\text{b}$ et enfin du $3n$ à $5.80 \pm 1.2 \mu\text{b}$. Des discussions avec les théoriciens physiciens T.Cap et M. Kowal sont actuellement en cours pour reproduire ces données sur la base de leur modèle [Cap22]. La discussion et l'analyse de la corrélation entre la distribution des barrières et la section efficace maximale de production pour cette réaction sont également en cours. Également, ces résultats ont servi principalement de vérification de ceux obtenus dans [Bri23c; Bri23b]. Les mêmes ordres de grandeurs ont été retrouvés pour les sections efficaces de chaque voie d'évaporation.

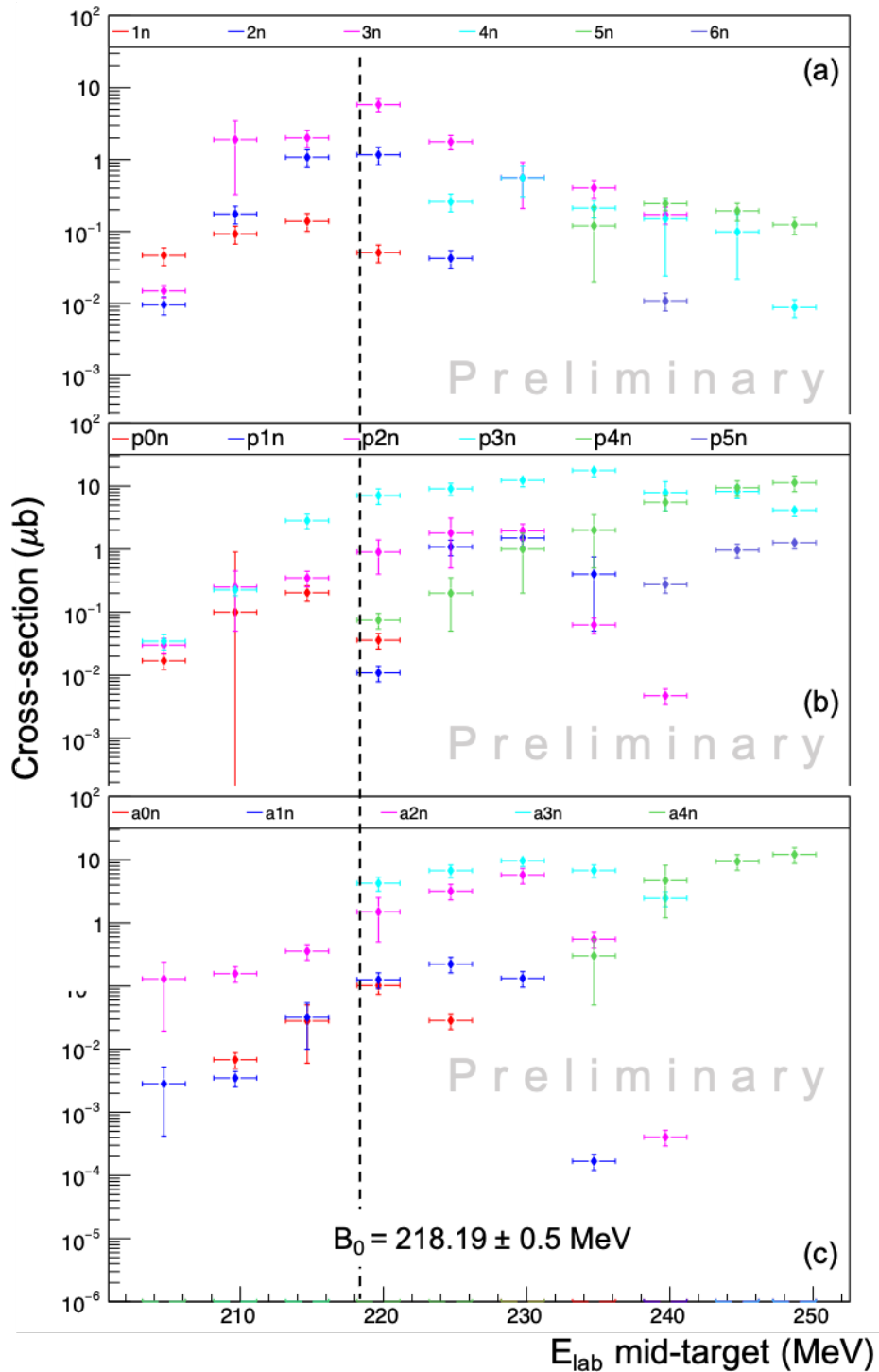


FIGURE 6.12 – Fonction d’excitations, *i.e.* section efficace en fonction de l’énergie en milieu de cible dans le centre du laboratoire, de la réaction $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$ pour les voies d’évaporation xn (a), pxn (b) et axn (c). / *Excitation functions, i.e., cross-section as a function of energy in the middle of the target at the laboratory center, in the $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210}\text{Ra}^*$ reaction for the evaporation channels xn (a), pxn (b), and axn (c).*

6.4 Exemple d'analyse de données : ^{257}Db

Une expérience visant à s'assurer du bon fonctionnement des instruments de mesure et des codes d'analyse de la collaboration a été réalisée en 2019 à RIKEN. Elle visait à synthétiser le $^{257/258}_{105}\text{Db}_{152/153}$ produit *via* la réaction de fusion-évaporation $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{259-x}\text{Db} + xn$. L'intensité faisceau était de ~ 300 pA et d'énergie 250 MeV pour une cible de ^{208}Pb d'épaisseur $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ pour un temps d'expérience de ~ 105 heures. Les sections efficaces sont si faibles pour la synthèse de nouveaux éléments qu'il est primordial de détecter chaque chaîne de décroissance. A titre de comparaison, la synthèse des trois noyaux de Nihonium a nécessité trois années de faisceau accumulées sur une période de neuf ans d'expérimentation [Mor07]. Alors, j'ai travaillé sur cette expérience test afin de m'assurer des bonnes stratégies d'analyse. Je vous présente dans cette section mon travail d'analyse qui est quasiment identique à celui que j'utilise pour la recherche de nouvel élément 119.

6.4.1 L'étalonnage α

Le plan focal de GARIS III est constitué d'un détecteur d'implantation de 32 pistes horizontales et 64 pistes verticales entourés de six détecteurs tunnel de huit pistes (voir section 3.5.2 pour plus de détails). Il est alors primordiale d'étalonner l'ensemble de ces pistes pour s'assurer de la bonne énergie des événements que l'on détecte. On rappelle que l'expérience a pour but principal de détecter l'énergie des particules α lors d'une chaîne de décroissance. Ainsi, seul l'étalonnage en particule α a été réalisé.

On cherche à réaliser un étalonnage le plus proche de celui que l'on réalise lors de la réaction de fusion-évaporation $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}119 + xn$. Ainsi, le faisceau de ^{51}V bombarde une cible de ^{139}La puis de ^{159}Tb . On aboutit aux réactions de fusion-évaporation suivantes : $^{51}\text{V} + ^{139}\text{La} \rightarrow ^{185}\text{Hg} + 5n$ et $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} + xn$. Toutes les informations concernant les isotopes produits de Radon (Rn) et de Mercure (Hg) sont résumés dans le tableau 6.1 et compilés dans le livre [Fir97].

On note que la désintégration α du ^{185}Hg est la voie prédominante, ce qui se traduit par un pic d'intensité élevé. Je l'utilise alors pour le pré-étalonnage, facilitant ainsi l'identification des multiples pics résultant de la réaction $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} + xn$. Cette dernière réaction donne quant à elle accès aux isotopes ^{206}Ra , ^{207}Ra et ^{208}Ra par les voies d'évaporation xn , aux isotopes ^{206}Fr et ^{207}Fr par les voies d'évaporation pxn et aux isotopes ^{202}Rn , ^{203}Rn et ^{204}Rn par les voies d'évaporation αxn . Enfin, nous synthétisons également les isotopes ^{199}Po , ^{200}Po , ^{203}At et ^{206}Rn par diverses autres voies d'évaporation en faible quantité. J'utilise ces derniers pour affiner l'étalonnage. Les informations des isotopes produits lors de ces étalonnages sont réunies dans le tableau 6.1.

Réaction $^{51}\text{V}+^{139}\text{La}\rightarrow^{185}\text{Hg}+5\text{n}$			
Isotopes produits	Voie d'évaporation	Proportion branche α	Énergie α (keV)
^{185}Hg	5n	6%	5653 (95.7%) 5569 (4.3%)

Réaction $^{51}\text{V}+^{159}\text{Tb}\rightarrow^{210-x\text{n}}\text{Ra}+x\text{n}$			
Isotopes produits	Voie d'évaporation	Proportion branche α	Énergie α (keV)
^{208}Ra	2n	95%	7133
^{207}Ra	3n	15%	6548
$^{207\text{m}}\text{Ra}$		15%	7323
^{206}Ra	4n	100%	7272
^{207}Fr	p2n	95%	6768
^{206}Fr	p3n	88%	6790
^{204}Rn	α 2n	73%	6419
^{203}Rn	α 3n	66%	6499 (97%)
			6429 (2.6%)
^{202}Rn	α 4n	85%	6640
^{206}Rn	α p3n	62%	6258
^{200}Po	- (3e gen)	11.1%	5856
^{199}Po	- (3e gen)	12%	5952
^{203}At	- (3e gen)	31%	6087

TABLE 6.1 – Propriétés sur les décroissances des isotopes impliqués dans l'étalonnage des détecteurs au plan focal de GARIS III à RIKEN. Ils sont issus des réactions de fusion-évaporation suivantes : $^{51}\text{V}+^{139}\text{La}\rightarrow^{185}\text{Hg}+5\text{n}$ et $^{51}\text{V}+^{159}\text{Tb}\rightarrow^{210-x\text{n}}\text{Ra}+x\text{n}$. Les données sont extraites de [Fir97].
 / Properties on the decays of isotopes involved in the calibration of the detectors at the focal plane of GARIS III at RIKEN. They originate from the two following fusion-evaporation reactions : $^{51}\text{V}+^{139}\text{La}\rightarrow^{185}\text{Hg}+5\text{n}$ and $^{51}\text{V}+^{159}\text{Tb}\rightarrow^{210-x\text{n}}\text{Ra}+x\text{n}$. The data is extracted from [Fir97].

6.4.1.1 L'étalonnage du détecteur d'implantation

On étalonne dans un premier temps le détecteur d'implantation. Pour cela, j'utilise un minimum de trois pics de décroissance pour obtenir les paramètres d'étalonnage. J'ai donc décidé d'étalonner le détecteur d'implantation à l'aide des décroissances α des ^{185}Hg , $^{206/207}\text{Fr}$ et ^{207}Ra . Les autres isotopes, en particulier la raie intense du ^{204}Rn , ont été utilisés comme référence pour vérifier la précision de l'étalonnage à l'aide du graphique présenté dans la Fig. 6.13. Ce graphique représente le résultat de l'étalonnage en affichant le numéro de la piste du détecteur d'implantation en fonction de l'énergie mesurée dans ces dernières. On remarque que chacune des voies est parfaitement alignée sur les énergies des isotopes produits avec une résolution de ~ 30 keV.

6.4.1.2 L'étalonnage des détecteurs tunnel

Une procédure très similaire à celle du détecteur d'implantation est utilisée pour étalonner les détecteurs tunnel. Cependant, les particules α s'échappant du détecteur d'implantation perdent une partie de leur énergie dans ce dernier. Ainsi, elles viennent s'implanter dans les détecteurs tunnel avec une énergie moindre. Son énergie totale est partagée entre le détecteur d'implantation et le détecteur tunnel touché et doit être reconstruite. C'est ce qui est illustré dans le graphique de la Fig. 6.14 qui représente l'énergie détectée dans les détecteurs tunnel en fonction de l'énergie détectée dans le détecteur d'implantation. Les anti-diagonales correspondent donc à une même particule α d'énergie déterminée.

Il est important d'étalonner l'expérience en condition réelle, *i.e.* avec une source de faisceaux fusionnant avec une cible, afin d'évaluer la perte d'énergie dans la zone morte du détecteur d'implantation (voir section 3.5.5 pour plus de détails) et la corriger lors de l'étalonnage. Pour cela, on utilise les réactions de fusion-évaporation précédentes. Ma stratégie est de sommer l'énergie α détectée en coïncidence dans le détecteur tunnel et le détecteur d'implantation. Pour m'abstenir du bruit de fond, je sélectionne uniquement les événements présents autour des événements proches des lignes rouges de la Fig. 6.14. Alors, j'applique mon code de recherche de pic et de régression linéaire sur cette sommation énergétique de la même manière que j'étalonne le détecteur d'implantation. Le résultat de cet étalonnage est montré dans le Fig. 6.15. On remarque que la résolution énergétique est fortement détériorée dûe aux détecteurs tunnel. On mesure une largeur à mi-hauteur (FWHM) de ~ 100 keV.

Une autre stratégie est de réaliser un ajustement 2D des anti-diagonales du graphique de la Fig. 6.14. De cette manière, on peut extraire les paramètres d'étalonnage individuels des pistes des détecteurs tunnel en récupérant les coordonnées à l'origine des anti-diagonales. On obtient alors les paramètres d'étalonnage des détecteurs tunnel seuls (et non de la somme des détecteurs tunnel et du détecteur d'implantation). Cette stratégie a été appliquée lors de l'étalonnage de l'expérience pour la réaction $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}\text{119} + xn$.

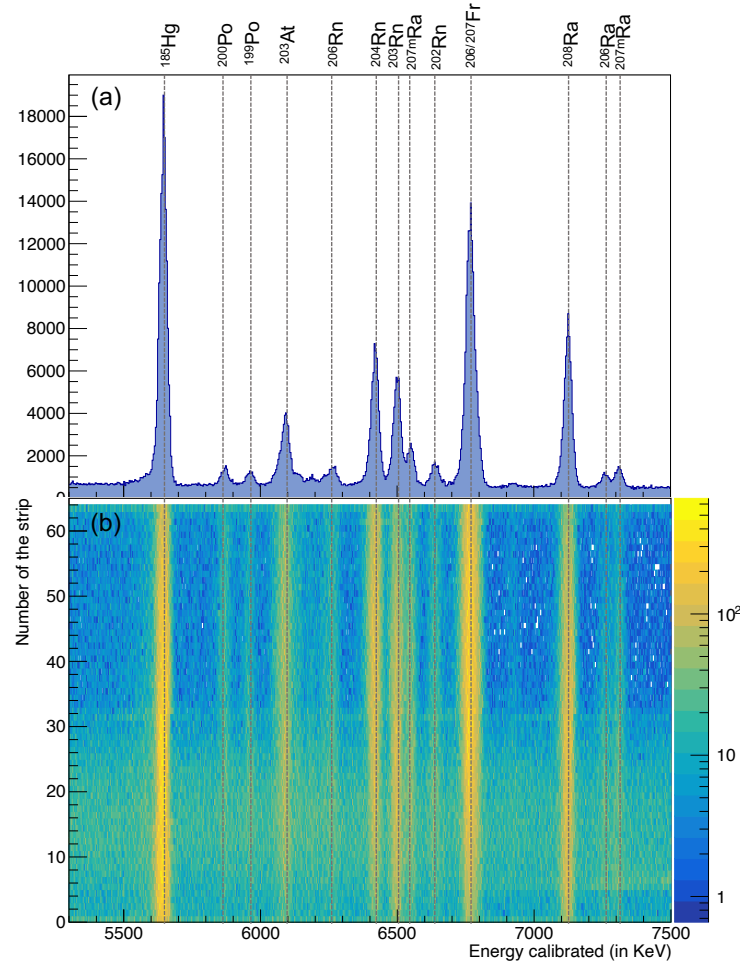


FIGURE 6.13 – (a) Spectre des décroissances α observées au cours des réactions d'étalonnage avec les deux cibles de ^{139}La et ^{159}Tb dans le détecteur d'implantation. (b) Numéro de piste touchée en fonction de l'énergie mesurée. Ce graphique permet de visualiser la qualité de l'étalonnage suivant les différentes pistes du détecteur. / (a) Spectrum of observed α decays during the calibration reactions with the two targets, ^{139}La and ^{159}Tb , in the implantation detector. (b) Strip number hit as a function of the measured energy. This graph allows the visualisation of the calibration quality across different strips of the detector.

6.4.2 Les méthodes de filtrage

Dans le domaine de la synthèse d'éléments superlourds, il est primordial de ne rater aucune chaîne de décroissance lors de la phase d'analyse alors qu'un important bruit de fond est présent. Il faut donc filtrer un maximum d'événements qui n'ont pas été rejetés par le séparateur GARIS III (particules légères, faisceaux diffusé, etc.) tout en conservant les événements physiques. Pour cela,

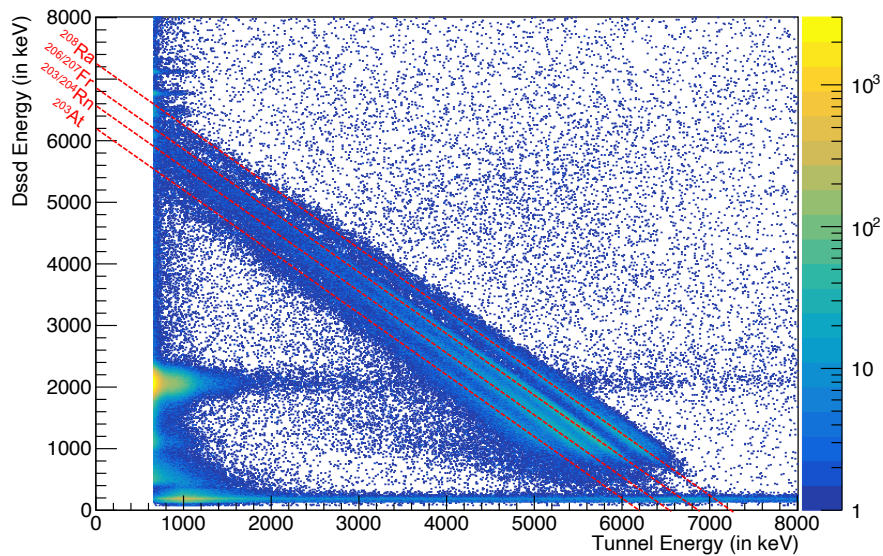


FIGURE 6.14 – Graphique de l'énergie observée dans les détecteurs tunnel suivant l'énergie détectée en coïncidence dans le détecteur d'implantation. On remarque que la somme des énergies sur les anti-diagonales correspondent aux énergies des isotopes produits lors de la réaction de fusion-évaporation $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} \rightarrow +xn$. / Energy observed in the tunnel detectors as a function of the energy detected in coincidence in the implantation detector. It can be observed that the sum of energies on the anti-diagonals corresponds to the energies of the isotopes produced during the fusion-evaporation reaction $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} \rightarrow +xn$.

il existe quatre outils de filtrage que je combine pour sélectionner le plus précisément possible les noyaux d'intérêt : le détecteur VETO, l'intégration de la charge déposée dans le détecteur d'implantation (QDC - "Charge to Digital Converter"), les particules α échappées dans le détecteur tunnel et la mesure du temps de vol des événements. Ces quatre méthodes de filtrage sont présentées dans les sections suivantes.

6.4.2.1 Le détecteur VETO

Le détecteur VETO a pour fonction de détecter les particules qui traversent le détecteur d'implantation (voir plus de détail en section [3.5.7](#)). Étant donné qu'un noyau de recul ou une particule α ne peut pas traverser complètement le détecteur d'implantation, ce dernier joue un rôle essentiel dans le rejet des événements non pertinents. On réalise alors des anti-coïncidences entre le détecteur d'implantation et le détecteur VETO.

Seuls deux détecteurs VETO non pixelisés sont placés derrière le détecteur d'implantation (contre 4096 pixels dans le détecteur d'implantation). Ainsi, on ne peut pas rejeter simplement chaque événement du détecteur d'implantation qui déclenche le détecteur VETO dans le cas où

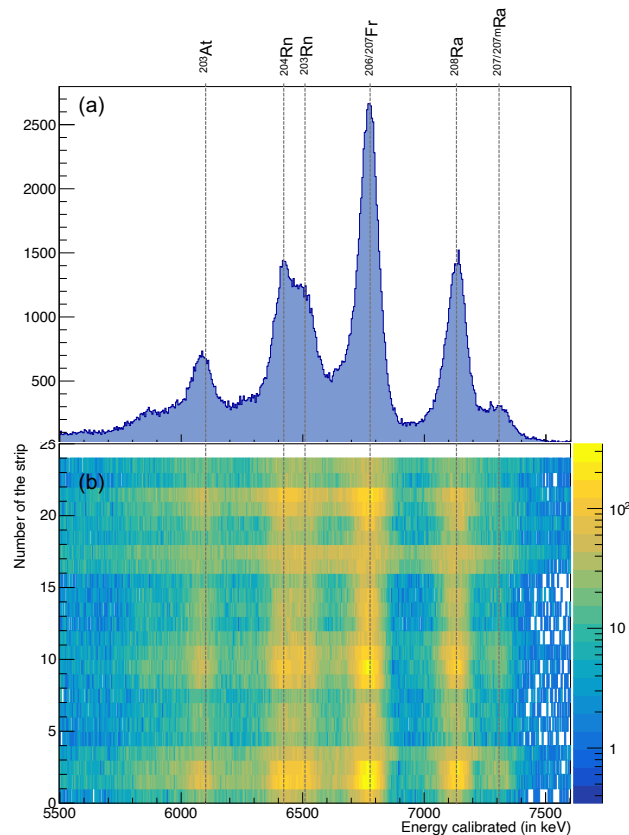


FIGURE 6.15 – (a) Spectre des décroissances α observées au cours de la réaction d'étalonnage avec la cible de ^{159}Tb dans les détecteurs tunnel. On note que le spectre est obtenu par sommation de l'énergie totale détectée en coïncidence dans le détecteur d'implantation et les détecteurs tunnel. (b) Numéro de piste touchée en fonction de l'énergie totale mesurée. Ce graphique permet de visualiser la qualité de l'étalonnage suivant les différentes pistes du détecteur touché. / (a) Spectrum of observed α decays during the calibration reaction with the ^{159}Tb target in the tunnel detectors. It is noted that the spectrum is obtained by summing the total energy detected in coincidence in the implantation detector and the tunnel detectors. (b) Strip number hit as a function of the total measured energy. This graph allows the visualisation of the calibration quality across different strips of the detector.

plusieurs évènements ont déclenché au même temps t le détecteur d'implantation. Par exemple, si un évènement physique déclenche au même temps t qu'un évènement dû au bruit de fond alors, si nous rejetons cet évènement, nous rejetons également l'évènement physique. Deux évènements déclenchant au même moment ne sont pas différenciés dans l'écriture des données sur disque. Ainsi, je réalise des sélections basées sur des anti-coïncidences temporelles pour affiner le traitement des évènements qui déclenche le détecteur VETO.

Les particules légères du faisceau sont très rapides et légères. Elles libèrent donc très peu d'énergie dans le détecteur d'implantation et sont facilement détectées par le détecteur VETO. On les observe très bien dans la Fig. 6.16 via les formes typiques du pic de Bragg. Ainsi, deux choix s'imposent pour rejeter les événements. Soit l'on rejette uniquement les quatre pics de Bragg correspondant aux particules de ^1He , ^2He , ^3He et ^4He du faisceau ou l'on rejette tous les événements au dessus du seuil de bruit du détecteur VETO (~ 200 u.a.). Ces deux possibilités sont prises en compte dans mon code d'analyse et sont illustrées en rouge dans la Fig. 6.16.

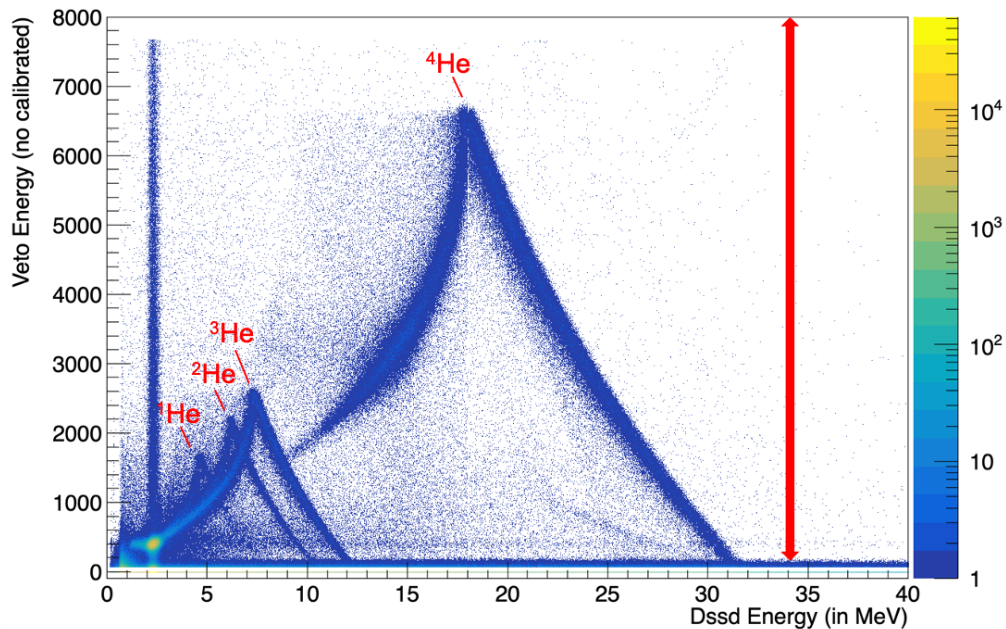


FIGURE 6.16 – Graphique de l'énergie non étalonnée dans le détecteur VETO suivant l'énergie détectée dans le détecteur d'implantation lors de la réaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$. Les courbes de Bragg des particules légères ^1He , ^2He , ^3He et ^4He provenant du faisceau sont visibles sous les formes en "V" inversées. Deux sélections de réjection des événements sont illustrées en rouge sur le graphique : la réjection des différents pics de Bragg ou la réjection de tous les événements au dessus de ~ 200 a.u. (en énergie non étalonnée). / Graph showing the uncalibrated energy in the VETO detector as a function of the energy detected in the implantation detector during the reaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$. The Bragg curves of light particles ^1He , ^2He , ^3He and ^4He from the beam are visible as inverted "V" shapes. Two event rejection selections are illustrated in red on the graph : rejection of different Bragg peaks or rejection of all events above ~ 200 a.u. (in uncalibrated energy).

6.4.2.2 L'intégration QDC

L'intégration QDC est une mesure renvoyée par le détecteur ToF qui représente l'intégrale de la charge mesurée sur chaque MCPs du détecteur ToF sur une période de temps prédéfinie (5 μ s). Cette période de temps est choisie suffisamment longue pour refléter l'énergie déposée dans les MCPs du ToF, tout en étant assez courte pour éviter les problèmes d'empilement de signaux très rapides. J'utilise alors la valeur de cette intégration pour discriminer approximativement les noyaux des reculs avec les autres types de particules traversant le ToF. Par exemple, une particule légère telle que ^1He , ^2He , ^3He et ^4He aura une valeur de QDC plus faible qu'un noyau de recul.

Comme on le remarque dans la Fig. 6.17, deux zones distinctes sont observées : des évènements avec une grande intégration de charge QDC et une autre avec une faible intégration de charge QDC. On note une limite à 170 pour le QDC n°1 (*i.e.* la MCP₁ du détecteur ToF) et à 400 pour le QDC n°2 (*i.e.* la MCP₂ du détecteur ToF). Or, les évènements en dessous de ces deux seuils sont directement reliés à l'intégration de la ligne de base du ToF qui n'est pas toujours à 0 dû au bruit de fond. Pour palier ce problème, je sélectionne les évènements présents sous ces seuils et je considère qu'un évènement a déclenché le détecteur ToF lorsqu'il possède un QDC₁ et un QDC₂ au-dessus des deux seuils tandis qu'un évènement n'a pas déclenché de ToF lorsqu'il possède un signal QDC₁ et QDC₂ en-dessous de leurs seuils respectifs.

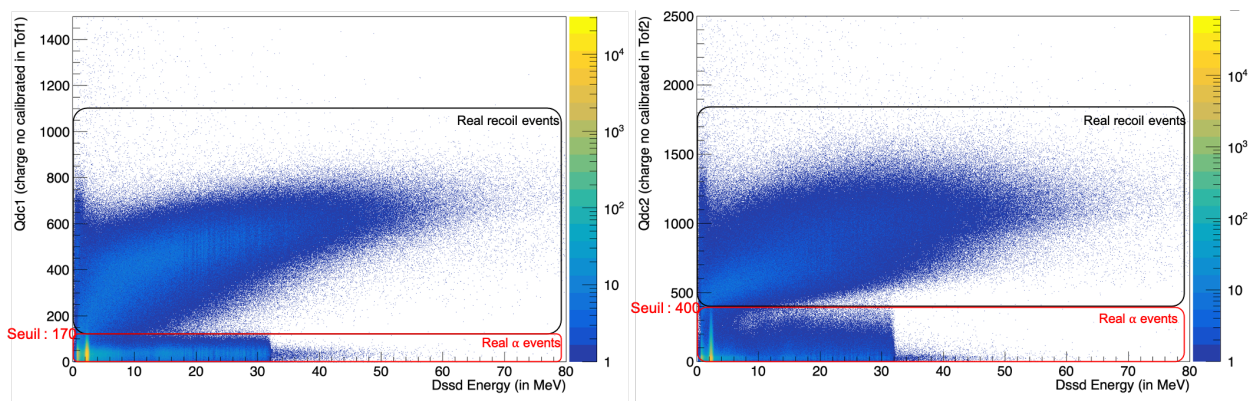


FIGURE 6.17 – Graphique de la valeur de l'intégration de la charge QDC (n°1 à gauche et n°2 à droite) suivant l'énergie détectée dans le détecteur d'implantation lors de la réaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$. L'encadré en rouge correspond aux évènements n'ayant en réalité pas déclenché le détecteur ToF et l'encadré en noir à ceux ayant réellement déclenché le détecteur ToF. / Graph showing the value of the charge integration QDC (n°1 on the left and n°2 on the right) as a function of the energy detected in the implantation detector during the reaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$. The red box corresponds to events that did not actually trigger the ToF detector, and the black box corresponds to events that actually triggered the ToF detector.

6.4.2.3 Les particules α échappées

Il est possible que des particules α s'échappent du détecteur d'implantation et s'implantent dans les détecteurs tunnel, relâchant une partie de leur énergie dans chacun de ces détecteurs. Or, lors de la recherche d'une chaîne de décroissance α , je recherche majoritairement des particules α dans un temps de vie attendu et d'une énergie attendue (en se basant sur les prédictions théoriques). En utilisant exclusivement l'énergie détectée par le détecteur d'implantation, je risque de rater les particules α qui s'échappent du détecteur d'implantation. Pour accéder à leur réelle énergie et les prendre en compte dans ma recherche de chaîne de décroissance, je reconstruis leur énergie totale lorsque ces dernières viennent s'implanter dans un des détecteurs tunnel. Du fait de la mauvaise résolution des détecteurs tunnel, il est important de s'abstenir au maximum du bruit de fond qui risque encore plus de détériorer la résolution énergétique des événements. Ainsi, je sélectionne les événements physiques s'implantant dans les détecteurs tunnels, *i.e.* les événements qui se situent sur les anti-diagonales du graphique présenté dans la Fig. 6.18.

Il est important d'étendre cette zone de sélection jusqu'à ~ 30 MeV dans le cas de la recherche du nouvel élément 119. On s'attend à détecter la particule de l'élément 119 à $E_\alpha \approx 12$ MeV suivi de l'isotope $^{293}117$ supposé émettre une particule α d'énergie ~ 11 MeV. Ainsi, si ces deux événements consécutifs se produisent dans un temps de vie $\leq 105 \mu\text{s}$, ils s'empileront et formeront un seul et unique événement détecté par nos détecteurs d'énergie $\sim 11 + 12 = 23$ MeV.

6.4.2.4 La mesure du temps de vol

Le détecteur temps de vol (ToF) permet de mesurer la vitesse des particules le traversant. On rappelle que ce dernier est constitué de deux MCPs dont chacun présente une efficacité de détection de $83.7\% \pm 1.3\%$ à $96.0\% \pm 1.1\%$ [Ish20] selon les conditions expérimentales. Ainsi, les deux MCPs déclenchent ensemble dans $\sim 80\%$ des cas, un seul des MCPs déclenche dans $\sim 19.3\%$ et aucun des MCPs déclenche dans 0.3% des cas. Ainsi, une bonne proportion de particules ayant traversées le détecteur ToF peuvent avoir un signal ToF à 0. C'est pourquoi je sélectionne, en plus du filtrage sur l'intégration QDC, les événements sur le temps de vie mesuré grâce aux informations temporelles (TDC - "Time to Digital Converter") du détecteur ToF afin d'assurer le rejet d'événements non physiques. Également, certaines particules chargées présentes en abondance dans nos expériences ont des vitesses très similaires à celles des noyaux de recul d'intérêt. Bien qu'il soit possible d'estimer leur énergie cinétique, leur sélection en vitesse reste très polluée.

La Fig. 6.19 représente l'énergie du détecteur d'implantation en fonction du signal ToF mesuré (en ns). On remarque que certains événements possèdent un ToF sur-estimé ou négatif, montrés en vert sur la figure. Cela provient des cas où un seul des MCPs a déclenché. Ainsi, le signal négatif correspond au déclenchement du MCP₂ seul et le signal positif sur-estimé à celui du MCP₁ seul (voir plus de détails en Annexe E). En rouge est illustré la courbe théorique où les éléments de ^{257}Db sont

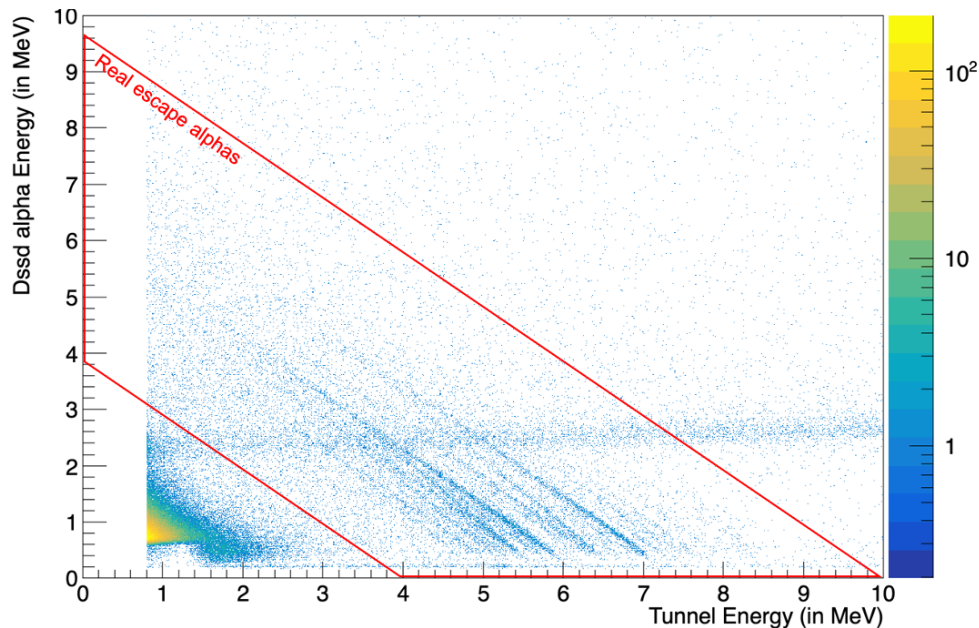


FIGURE 6.18 – Graphique de l'énergie observée dans les détecteurs tunnel suivant l'énergie détectée en coïncidence dans le détecteur d'implantation lors de la réaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + x\text{n}$. Pour s'abstenir du bruit de fond, j'analyse uniquement les évènements correspondant à de réelles particules α échappées du détecteur d'implantation qui se situent alors sur les anti-diagonales présentes dans l'encadré rouge. / Graph showing the observed energy in the tunnel detectors as a function of the energy detected in coincidence in the implantation detector during the reaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + x\text{n}$. To eliminate background noise, only events corresponding to real α particles escaping from the implantation detector and located on the anti-diagonals present in the red box will be analyzed.

attendus. Ainsi, un dernier filtre, très restrictif, est une sélection sur la recherche des décroissances α à partir d'un noyau de recul présent le long de la courbe rouge théorique.

6.4.2.5 Résultats après filtrage

L'ensemble des filtres présentés dans les sections précédentes est utilisé pour chercher les chaînes de décroissances d'intérêt. Ainsi, je prends le temps d'organiser mon filtrage en retirant, ajoutant, modifiant certains filtres. A chaque expérience, j'essaie de trouver les filtres les plus optimaux pour augmenter au maximum la sélectivité de mon analyse, *i.e.* rejeter le maximum d'évènements indésirables tout en conservant un maximum d'évènements physiques.

Les résultats de ces filtrages sont illustrés dans les Fig. [6.20](#) et [6.21](#) pour les paramètres suivants

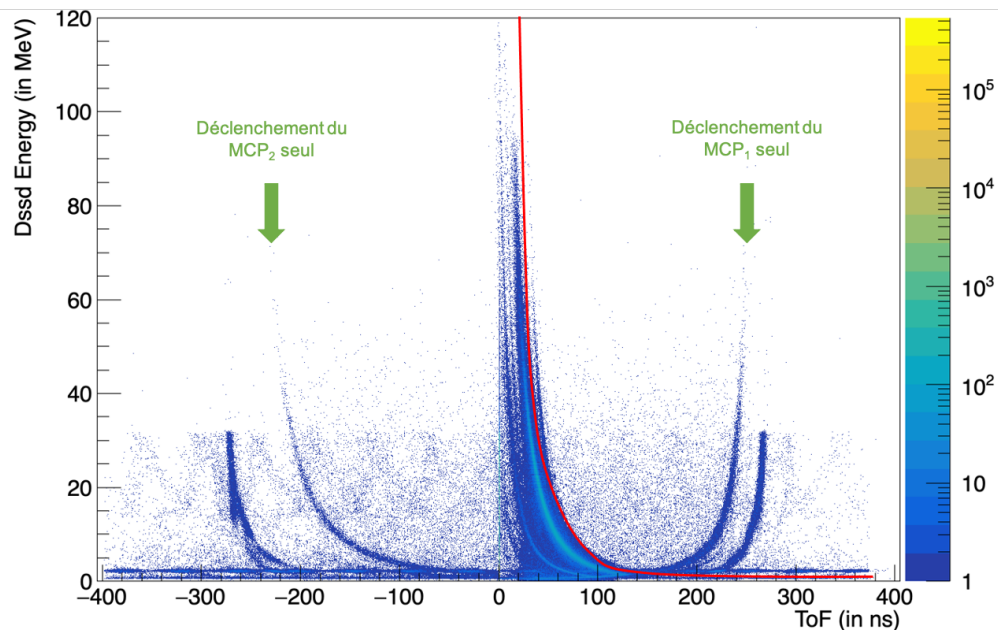


FIGURE 6.19 – Graphique de l'énergie observée dans le détecteur d'implantation suivant la mesure du temps de vol dans le détecteur ToF, en ns, lors de la réaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$. Le courbe en rouge représente la courbe théorique de l'évolution de l'énergie du noyau de recul du Db en fonction du ToF. / Graph showing the observed energy in the implantation detector as a function of the ToF measurement, in ns, for the $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$ reaction. The red curve represents the theoretical curve of the evolution of the recoil nucleus energy of Db as a function of ToF.

de filtres :

- Le détecteur VETO : rejet des signaux VETO correspondant aux particules légères de ^1He , ^2He , ^3He et ^4He pour les évènements avec un déclenchement de ToF (*i.e.* les noyaux de recul),
- L'intégration QDC : seuil à 170 appliqué sur le QDC₁ et à 400 sur le QDC₂ comme présentée dans la Fig. 6.17,
- Les particules α échappées : mesure de l'énergie sommée $E_{DSSD} + E_{Tunnel}$ des évènements qui n'ont pas déclenchés le ToF (*i.e.* les particules α) si ces dernières se trouvent sur les anti-diagonales de la Fig. 6.18,
- La mesure du temps de vol : aucune sélection n'a été effectuée sur ce filtre.

A cela s'ajoute la recherche de chaînes de particules α pour des temps de vie allant de 0 μs jusqu'à l'apparition d'un nouveau noyau de recul dans la chaîne de décroissance (R- α_1 - α_2 -...-R) et pour des énergies α comprises entre 4 et 30 MeV. La borne d'énergie inférieure permet de s'affranchir de tous les évènements à basse énergie tandis que la borne supérieure permet d'inclure l'empilement de

deux particules α très rapides. L'ensemble de mes chaînes de décroissance détectées est finalement stocké dans un fichier .txt afin de les vérifier manuellement.

La Fig. 6.20 illustre l'énergie du détecteur d'implantation en fonction du ToF mesuré après filtrage. Elle permet de se rendre compte de la qualité du filtrage opéré. Par exemple, la Fig. 6.19 présente un bruit de fond régulier en dessous de 30 MeV pour toute valeur du ToF. Ce bruit particulier provient du faisceau de particules et se répète dû à la fréquence de l'accélérateur de particules. Après filtrage, on observe que ce bruit a été en grande partie retiré par notre méthode de filtrage.

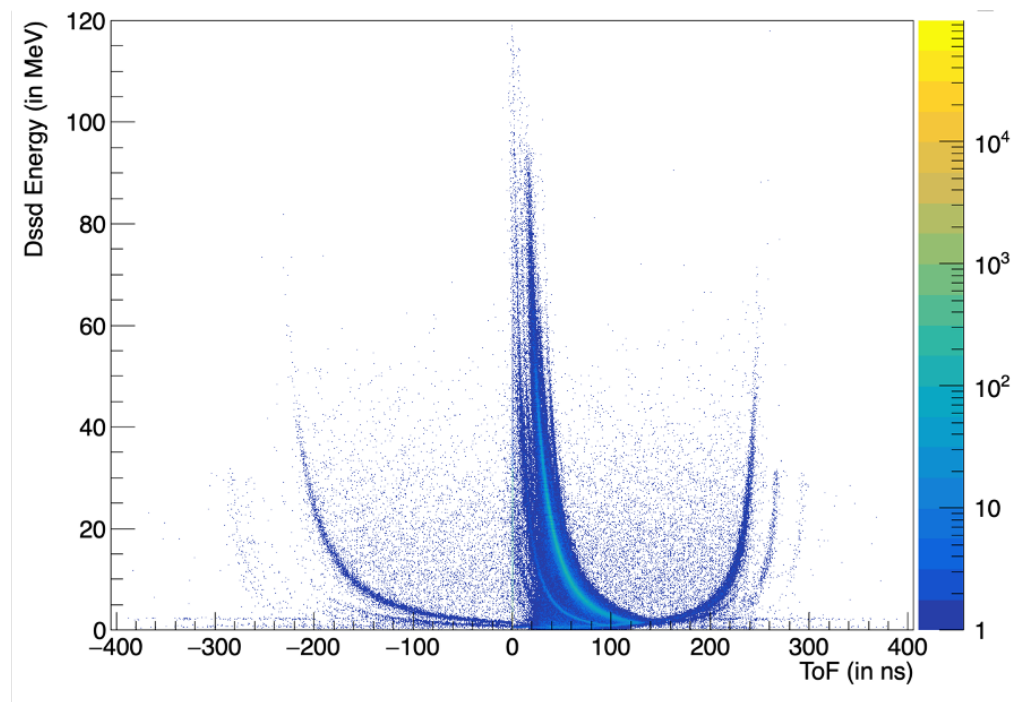


FIGURE 6.20 – Énergie observée dans le détecteur d'implantation suivant la mesure du temps de vol dans le détecteur ToF, en ns, lors de la réaction $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$ après filtrage. La figure est à comparé avec la Fig. 6.19 qui correspond à la même figure avant filtrage. / *Observed energy in the implantation detector as a function of the Time-of-Flight measurement, in ns, for the $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{258-x}\text{Db} + xn$ reaction, after filtering. This figure is to be compared with Fig. 6.19 which corresponds to the same plot before filtering.*

La Fig. 6.21 montre la matrice $\alpha_{\text{père}} - \alpha_{\text{fils}}$ des chaînes de décroissance détectées avant et après filtrage. De la même façon, on remarque que les zones d'intérêt sont plus denses, ajoutant alors de la statistique physique tout en abaissant le bruit de fond général. L'analyse de la Fig. 6.21 est faite dans la section suivante.

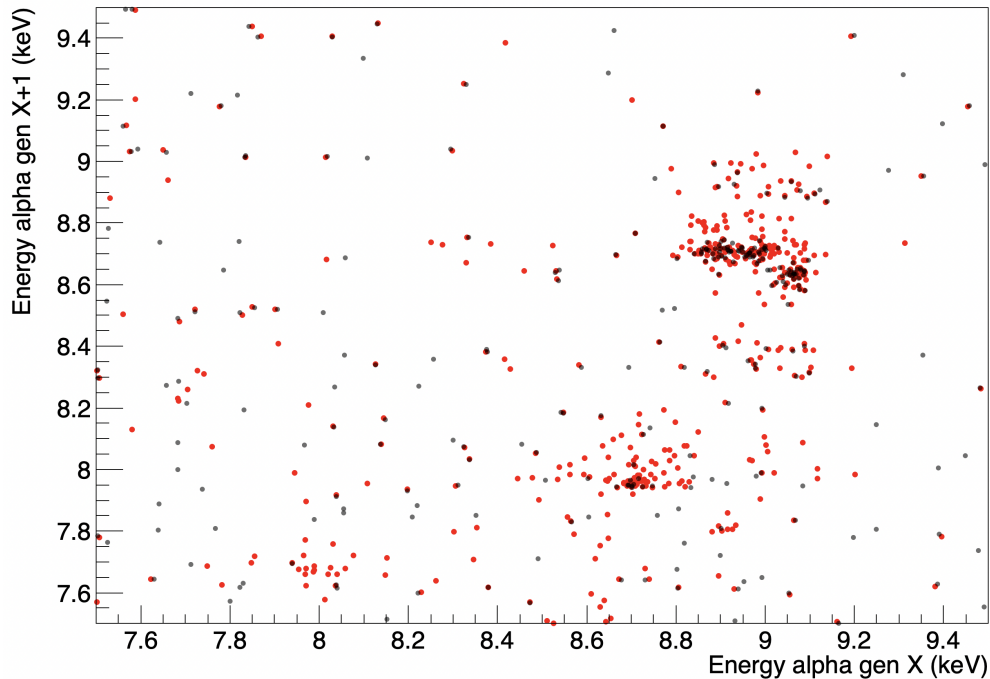


FIGURE 6.21 – Matrice $\alpha_{\text{père}}-\alpha_{\text{fils}}$ détectée dans les chaînes de décroissance de la réaction $^{51}\text{V}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{258-x}\text{Db}+x\text{n}$ avant (noir) et après (rouge) filtrage. / Matrix of $\alpha_{\text{mother}}-\alpha_{\text{daughter}}$ detected in the decay chains of the reaction $^{51}\text{V}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{258-x}\text{Db}+x\text{n}$ before (black) and after (red) filtering.

6.4.3 Les chaînes alpha détectées

L'objectif principal de la réaction test $^{51}\text{V}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{258-x}\text{Db}+x\text{n}$ est de tester le bon fonctionnement de mes méthodes d'analyse et de filtrage. En effet, cette réaction a permis d'étudier un noyau connu en utilisant une cible de ^{208}Pb facile à mettre en place [Gat08]. L'objectif final était de décompter le nombre de chaînes de décroissances du ^{257}Db observées pour chacun des codes d'analyse et identifier leurs potentiels biais.

Le ^{257}Db présente une structure particulière avec plusieurs voies de décroissances possibles illustrées dans la Fig. 6.22. Ainsi, le niveau fondamental du $^{257}\text{Db}_1$ peut décroître vers le niveau fondamental $7/2^-$ du ^{253}Lr , son premier état excité $9/2^-$ ou son deuxième état excité $5/2^-$ via l'émission de particules α d'énergies respectives à 8874, 8965 et 9066 keV [Str06]. Également, l'état isomérique $1/2^-$ du $^{257}\text{Db}_2$ décroît par émission α d'énergie respective à 9060 keV et 9155 keV vers l'état isomérique analogue $1/2^-$ ou un autre état excité du ^{253}Lr . Ensuite, l'état fondamental et l'état isomérique du ^{253}Lr décroissent respectivement vers l'état fondamental et l'état isomérique $1/2^-$ du ^{249}Md via l'émission de particules α respectives à 8789 et 8719 keV. Enfin, le ^{249}Md décroît vers le ^{245}Es par émissions de différentes particules α d'énergies ~ 8000 keV. Couplée à cette complexe structure,

le ^{257}Db et le ^{253}Lr comptent une branche de fission spontanée qu'il est important de prendre en compte lors de corrélations R-SF ou R- α -SF.

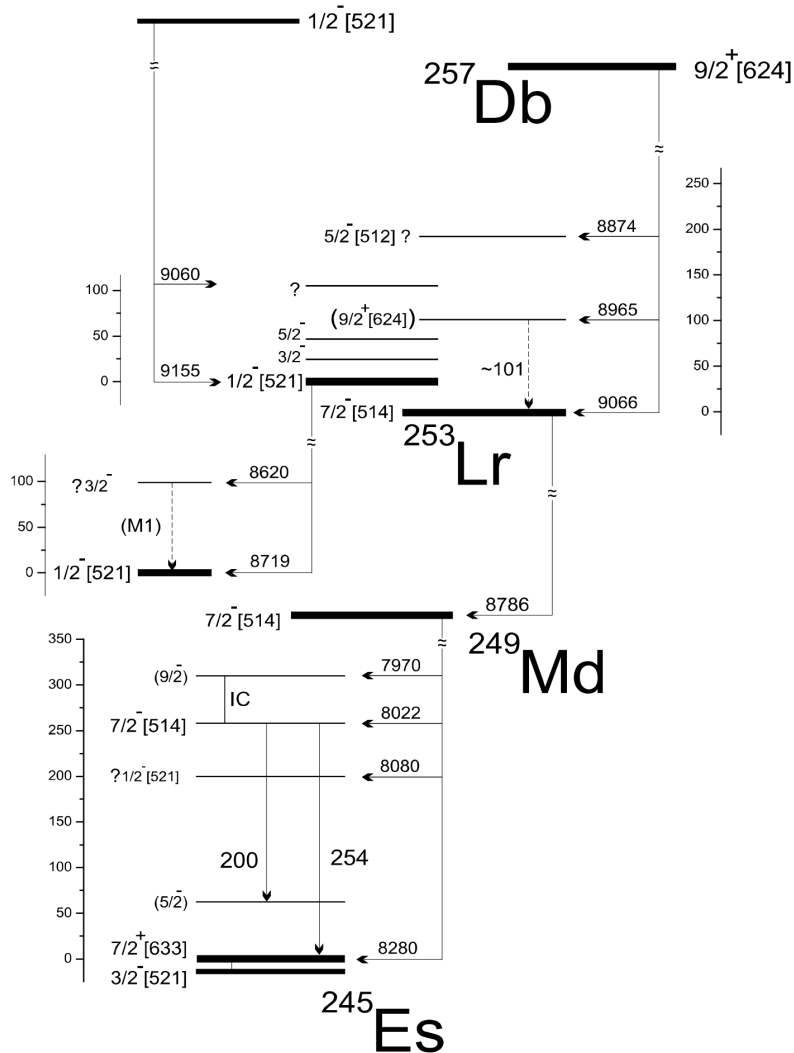


FIGURE 6.22 – Schéma de décroissance proposé du ^{257}Db dans [Str06]. / Proposed decay scheme of ^{257}Db in [Str06].

L'ensemble des émissions α retrouvées au cours de mon analyse est compilé dans la matrice $\alpha_{\text{père}} - \alpha_{\text{fils}}$ de la Fig. 6.23. J'ai choisi de représenter l'énergie de la génération X+1 (noyau fils) en fonction de la génération X (noyau père) afin de réunir dans un même graphique la chaîne de décroissance complète du ^{257}Db . On y retrouve les décroissances successives suivantes : $^{257}\text{Db} \rightarrow ^{253}\text{Lr} \rightarrow ^{249}\text{Md} \rightarrow ^{245}\text{Es}$. Les nombres de corrélations correspondantes sont affichés entre parenthèse.

Au total, j'ai pu retrouver 163 corrélations $R-\alpha_{Db}-\alpha_{Lr}$, ce qui est en parfait accord avec le nombre trouvé par la collaboration. J'aboutis alors à une section efficace expérimentale de ~ 1.2 nb, ce qui est en accord avec la littérature [Gat08].

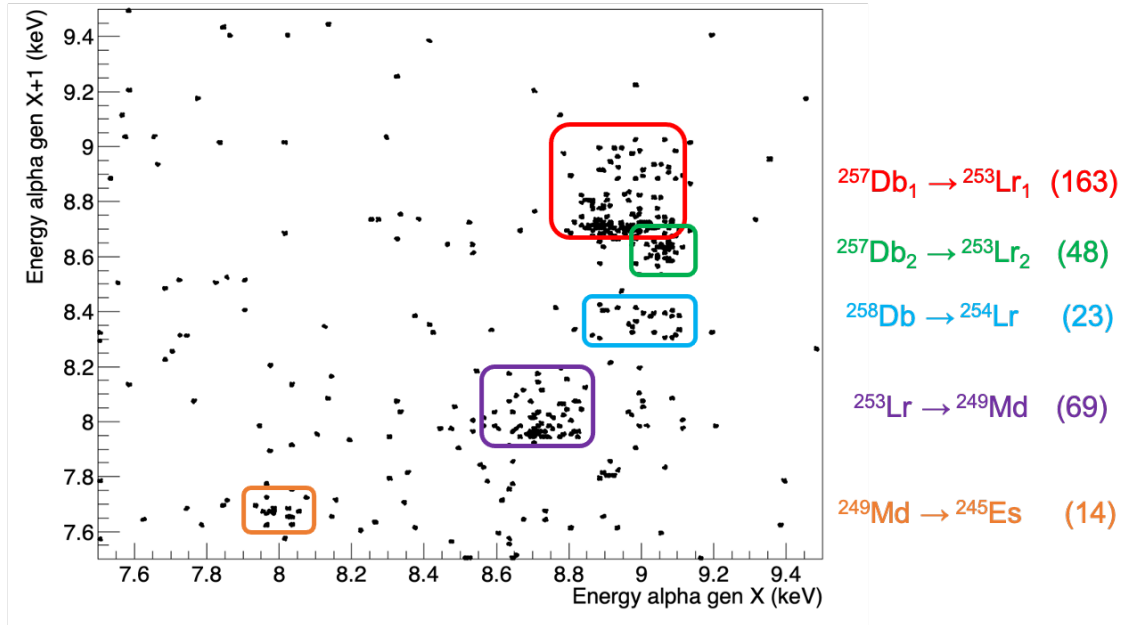


FIGURE 6.23 – Matrice 2D représentant l'énergie mesurée pour une génération $X+1$ (α_{fils}) en fonction de l'énergie mesurée pour la génération X ($\alpha_{père}$). On remarque l'apparition des structures correspondant aux chaînes de décroissances du ^{257}Db : $^{257}\text{Db}_{1/2}$, ^{253}Lr , ^{249}Md et ^{245}Es . Le nombre de corrélations détectées dans le graphique pour chaque génération est affiché entre parenthèse. / *2D matrix representing the measured energy for a generation $X+1$ ($\alpha_{daughter}$) as a function of the measured energy for generation X (α_{mother}). The appearance of structures corresponding to the decay chains of ^{257}Db : $^{257}\text{Db}_{1/2}$, ^{253}Lr , ^{249}Md and ^{245}Es are observed. The number of detected correlations in the graph for each generation is displayed in parentheses.*

Ainsi, toutes mes méthodes de filtrage et mes résultats ont été validés par la collaboration. J'ai donc pu basculer rapidement sur l'analyse de données de la réaction $^{51}\text{V}+^{248}\text{Cm}\rightarrow^{299-x}119+xn$ visant à synthétiser le nouvel élément 119, tout en ré-utilisant un code de filtrage très similaire.

Conclusion & Perspectives

L'amélioration des dispositifs expérimentaux a permis une meilleure compréhension de la structure nucléaire des noyaux transférmiia ; en particulier celle du noyau ^{254}No qui fut analysée et interprétée de différentes manières depuis les années 2000. Or, aucune de ces études ne convergent vers une même interprétation. Pourtant, ce noyau est central dans la région des noyaux lourds et super-lourds grâce à sa réaction particulière de fusion froide qui fait intervenir un faisceau et une cible doublement "magiques" : $^{48}\text{Ca}(^{208}\text{Pb}, 2n)^{254}\text{No}$. De cette manière, on atteint des sections efficaces de l'ordre de $\sim 2 \mu\text{b}$, ce qui nous permet d'obtenir de grandes statistiques avec un dispositif expérimental performant.

C'est ce qui a été réalisé au plan focal du séparateur à vide SHELS, au JINR-FLNR en Russie, où le système de détection GABRIELA a permis une spectroscopie fine des rayonnements γ , des électrons, des particules α et des évènements fission du ^{254}No . J'ai donc été en charge de l'analyse complète de ce noyau, avec la précieuse aide de ma collègue A. Lopez Martens. Grâce aux corrélations génétiques temporelles et spatiales, nous avons détecté plus d'un million de particules α provenant du ^{254}No . Également, l'analyse plus poussée a permis d'observer ses deux états isomériques, un premier de long temps de vie mesuré à $T_{1/2}=263.7\pm 7$ ms et un deuxième plus énergétique et de temps de vie plus court à $T_{1/2}=170.7\pm 1.2 \mu\text{s}$.

L'analyse de l'isomère à court temps de vie a reproduit l'ensemble des spectres γ déjà publiés dans les précédentes études. Nous avons pu mettre en évidence l'existence de nouveaux pics que l'on a cherché à ajouter dans la nouvelle structure nucléaire du ^{254}No . Pour cela, nous avons pris en compte différentes observables telles que les coefficients de conversion interne, les coïncidences γ - γ et la mesure du type des transitions électromagnétiques. Malgré différents essais pour ajouter ces nouveaux pics au schéma de niveaux, il a été impossible d'en trouver un satisfaisant. En effet, des points d'interrogation ont été soulevés sur la valeur maximale de la mesure calorimétrique de l'isomère court ou sur le type de la transition intense à 605 keV par exemple. Ces résultat nous laisse donc penser que l'isomère décroirait soit sur un état $K^\pi=10^+$ 2-qp ou un état $K^\pi=11^-$ 4-qp. Avec l'ensemble des résultats obtenus, j'ai donc proposé deux schémas de niveaux partiels de l'isomère à court temps de vie.

Grâce à la grande statistique de l'isomère à long temps de vie, il a été possible d'observer de nouveaux pics qui ont pu être ajoutés dans la nouvelle structure nucléaire du ^{254}No comme étant des transitions parallèles à celles déjà existantes. Également, grâce aux matrices de coïncidences γ - γ et γ -ICE et à la mesure expérimentale des coefficients de conversion interne des transitions, nous avons

pu mettre en évidence une toute nouvelle tête de bande de spin-parité $K^\pi=4^+$. Cette dernière n'est pas anodine car elle est interprétée comme la bande partenaire couplée défavorablement de l'état à 2-qp de spin-parité $K^\pi=3^+$. Cette dernière correspond alors au couplage favorable des orbitales proton $[521]_{\frac{1}{2}}^- \downarrow \pi$ et $[514]_{\frac{7}{2}}^- \uparrow \pi$. En conséquence, nous avons mesuré pour la première fois l'énergie de séparation de Gallagher-Moszkowski à 216 keV dans un tel noyau transfermia. L'ensemble de ces résultats ont été vérifiés par des simulations GEANT 4.

Enfin, un résultat inattendu est apparu indiquant une potentielle coexistence de formes. En effet, les spectres ICE dans les détecteurs tunnel ont révélé un pic ultra converti à ~ 737 keV qui correspondrait soit à la transition γ déjà existante à 888 keV qui serait fortement mélangée de type E0-M1-E2 ou soit à l'existence d'une toute nouvelle transition de type E0 pure. Cette dernière possibilité a déjà été prédite par la théorie. Il semblerait qu'une coexistence de forme telle qu'une forme prolata, triaxiale ou un état superdéformé soit attendu et décroirait vers l'état fondamental du ^{254}No par cette fameuse transition E0 à 888 keV. Enfin, il a été également mis en évidence, par l'analyse de ma collègue A. Lopez Martens, l'existence d'une tête de bande $K^\pi=0^+$ dans le ^{250}No , ce qui laisserait place à une nouvelle systématique dans les nobélias, et plus généralement dans les noyaux transfermia.

J'ai eu la chance de présenter l'ensemble de mes résultats d'analyse et leurs interprétations dans plusieurs collaborations et conférences. Je les ai présentés à deux conférences internationales au Colloque GANIL de 2021 du Vercors en France et à l'INPC de 2022 du Cap en Afrique du Sud qui a d'ailleurs abouti à la publication d'un proceeding en train d'être revu dans le journal *Morressier* cette présente année. J'ai aussi présenté mes résultats à un webinaire RESANET pour jeunes chercheurs dont j'ai été organisatrice en 2022. Enfin, j'ai participé à l'école Juliot Curie sur l'île d'Oleron en France où j'ai présenté mon poster sur mes résultats du ^{254}No en 2021. Ma participation aux expériences menées à Dubna a également donné lieu à plusieurs publications, dont la découverte de nouveaux isomères dans le ^{256}No [Kes21], la synthèse du nouvel isotope ^{249}No [Tez22] et l'étude des propriétés de la fission dans le ^{253}Rf [LM22b] et le ^{246}Fm [Isa22].

En parallèle de ces études de spectroscopie, j'ai pris part à quatre campagnes expérimentales de synthèse de l'élément 119, à RIKEN au Japon depuis 2020. Nous travaillons sur un dispositif spécialement conçu pour la synthèse des éléments 119 avec la réaction de fusion chaude $^{248}\text{Cm}(^{51}\text{V}, xn)^{299-x}119$. Le système de détection au plan focal de séparateur GARIS III dispose de plusieurs outils de filtrage : le détecteur VETO, l'intégration QDC, les particules α échappées dans les détecteurs tunnel et la mesure du temps de vol. Ces derniers sont très performants pour sélectionner les événements physiques, tout en retirant les événements parasites. J'ai été en charge de développer un code d'analyse complet en totale indépendance par rapport à mes collaborateurs. Les données étant confidentielles, j'ai présenté dans ce mémoire les méthodes de filtrage et les sélections que j'utilise sur la base d'une réaction de test visant à vérifier les performances de mes codes $^{208}\text{Pb}(^{51}\text{V}, xn)^{259-x}\text{Db}$. Nous cherchons à identifier le nouvel élément, possédant des sections efficaces très faibles, par corrélation génétique de sa chaîne de décroissance α . J'ai donc développé différentes stratégies de recherche de la chaîne de décroissance α du ^{257}Db , que j'ai ensuite appliqué à la re-

cherche de la synthèse de l'élément $Z = 119$. J'ai eu la chance de présenter mes résultats devant l'ensemble de notre collaboration à RIKEN en Juin 2023 et mon code est devenu, comme celui de Pierre Brionnet, Kieran Kessaci, Kaji-san, Olivier Dorvaux et Benoit Gall, une des références de la collaboration.

J'ai eu la chance d'obtenir une bourse JSPS qui m'a permis de financer une mission de trois mois à RIKEN. Profitant de cette opportunité, j'ai décidé de m'investir dans les analyses de performances de la synthèse du nouvel élément avec Pierre Brionnet. Pour se faire, il est primordial de trouver l'énergie optimale du faisceau pour maximiser les chances de fusion du faisceau ^{51}V avec la cible de ^{248}Cm . J'ai pris part aux mesures de distribution de barrière ainsi qu'à l'analyse de la fonction d'excitation d'une réaction de substitution plus légère $^{51}\text{V}(^{159}\text{Tb}, xn)^{210-x}\text{Ra}$ qui nous donne des informations précieuses pour les théoriciens tels que T. Cap et M. Kowal dans leurs prédictions théoriques de paramètres de réaction. Également, cette bourse JSPS m'a permis de rencontrer mes collègues à l'université de Kyushu, notamment Kosuke Morita, qui m'ont donné l'opportunité de présenter mes résultats de thèse en Juillet 2022 à leurs collègues et étudiants alors que les frontières du Japon étaient encore fermées dûes au COVID.

L'utilisation de l'électronique numérique est en train de se généraliser sur l'ensemble des dispositifs expérimentaux. En effet, ce mode d'acquisition nous permet de réduire le temps mort de l'analogique ainsi que de détecter l'empilement de signaux qui peuvent être dé-convolués lors de l'analyse postérieure des données. Alors, malgré une phase de Covid qui m'a privée de manipuler l'instrumentation des expériences au JINR et à RIKEN, j'ai pu participer au développement et l'optimisation de plusieurs électroniques numériques sur ma dernière année de thèse. Par l'analyse des impulsions de traces en sortie des cartes PIXIE-16 à RIKEN, j'ai développé un code de dé-convolution des empilements de traces qui m'a permis d'atteindre des temps en deçà du temps mort de l'électronique analogique. Également, j'ai participé à l'analyse et la vérification des performances des cartes NI du JINR.

L'installation d'une copie du dispositif, GABRIELA DVA2, a été faite sur le nouveau séparateur de l'usine d'éléments superlourds de Dubna (SHE Factory). Cette chambre de réaction révolutionnaire est équipée d'écrans de tungstène, réduisant ainsi considérablement le bruit de fond induit par la radioactivité. En combinant les deux dispositifs, il sera possible d'effectuer des expériences de spectroscopie avec une sensibilité accrue et une résolution sans précédent, ouvrant la voie à l'étude approfondie des éléments superlourds voisins. Aussi, une chaîne d'acquisition complètement numérique a été installée en 2022 au JINR, ce qui a permis d'éliminer tous les temps morts à basse durée de vie. Enfin, il est prévu d'améliorer le système de détection GABRIELA en remplaçant les détecteurs germanium monocristaux par des détecteurs clover, ce qui augmentera considérablement nos taux de détection.

Sous la direction de Karl Hauschild, il est prévu de développer de nouveaux détecteurs tunnel en silicium plus épais, ce qui améliorera considérablement la capacité à détecter les rayons X et les électrons de conversion. Des simulations préliminaires indiquent qu'une telle amélioration permet-

tra une augmentation spectaculaire de l'efficacité de détection des rayons X, offrant une résolution suffisante pour distinguer les éléments superlourds voisins les uns des autres. Ce projet d'envergure internationale renforce notre détermination à repousser les frontières de la connaissance nucléaire.

Par ailleurs, le développement de l'électronique numérique à RIKEN touche à sa fin. Il sera donc possible de complètement basculer vers une chaîne d'acquisition entièrement numérique. Cette mise à niveau, combinée au remplacement des détecteurs par de nouvelles générations de dispositifs, optimisera les capacités de détection et réduira les corrélations aléatoires indésirables. De plus, nous bénéficions désormais de faisceaux intenses fournis par le nouvel accélérateur RILAC II, augmentant ainsi notre potentiel d'exploration.

Une autre avancée majeure se profile au GANIL à Caen, où le séparateur de nouvelle génération S³ associé à SIRIUS et au LINAC de SPIRAL2 nous permettra d'étudier les noyaux lourds et superlourds avec des intensités remarquables. Les défis technologiques relevés pour ce dispositif, tels que les faisceaux d'ions lourds métalliques de haute intensité, ont été surmontés grâce à une collaboration internationale d'envergure. L'entrée en fonctionnement de cet équipement très attendu marquera une étape cruciale pour la communauté scientifique.

Au cours de ces trois années de thèse, j'ai eu le privilège de contribuer à des avancées dans notre compréhension des noyaux transférmiia. Alors que je m'appête à achever cette étape de mon parcours scientifique, je suis convaincue que notre recherche constante d'optimisation nous conduira vers la découverte de nouveaux éléments prometteurs. Nous repoussons sans cesse les limites de la charte des nucléides en explorant les territoires riches en protons et en neutrons. Progressivement, nous nous rapprochons de l'énigmatique îlot de stabilité, nourrissant ainsi les rêves des physiciens depuis des décennies. Travailler aux côtés de brillants chercheurs du monde entier au cours de ces trois années a été une expérience inestimable. J'espère que mes travaux perdureront dans le temps, inspirant de futurs physiciens et contribuant ainsi à cette fascinante discipline.

Annexe A

Calcul cinématique

L'objectif est de démontrer les équations [2.3](#) et [2.4](#).

On considère une réaction de fusion-évaporation avec un faisceau A , de masse m_A et d'énergie cinétique T_A sur une cible au repos B de masse m_B donnant un noyau composé excité CN^* , de masse m_{CN} , d'énergie cinétique T_{CN} et d'excitation E_{CN}^* :



Par conservation de l'énergie totale, on obtient l'équation suivante dans le centre du laboratoire :

$$m_A \cdot c^2 + T_A + m_B \cdot c^2 = m_{CN} \cdot c^2 + T_{CN} + E_{CN}^* \quad (\text{A.2})$$

En remplaçant par la définition de la chaleur de réaction Q , on obtient alors :

$$Q_{NC} + T_A - T_{CN} = E_{CN}^* \quad (\text{A.3})$$

Dans le centre de masse (c.d.m), l'énergie cinétique totale du système, noté T_{CM} s'écrit :

$$T_{CM} = \overline{T}_A + \overline{T}_B = \frac{1}{2} m_A \overline{v}_A^2 + \frac{1}{2} m_B \overline{v}_B^2 \quad (\text{A.4})$$

avec \overline{v}_A et \overline{v}_B les vitesses de A et B dans le c.d.m.

Or, on sait que :

$$v_A = v_{CM} + \overline{v}_A \quad \& \quad v_B = v_{CM} - \overline{v}_B \quad (\text{A.5})$$

Par conservation de l'impulsion dans le c.d.m, nous savons que :

$$\overline{v}_A = m_B \overline{v}_B \quad (\text{A.6})$$

De la même manière, dans le centre du laboratoire, nous savons que :

$$m_A v_A = (m_A + m_B) v_{CM} \quad (\text{A.7})$$

On obtient donc les deux résultats suivants :

$$\overline{v_A} = v_A - v_{CM} = v_A - \frac{m_A}{m_A + m_B} v_A = \frac{m_B}{m_A + m_B} v_A \quad (\text{A.8})$$

$$\overline{v_B} = \frac{m_A}{m_B} \overline{v_A} = \frac{m_A}{m_A + m_B} v_A = v_{CM} \quad (\text{A.9})$$

En réécrivant l'équation [A.4](#) avec ces résultats, on obtient dans le c.d.m. :

$$T_{CM} = \frac{1}{2} m_A \left(\frac{m_B}{m_A + m_B} \right)^2 v_A^2 + \frac{1}{2} m_B \left(\frac{m_A}{m_A + m_B} \right)^2 v_A^2 = \frac{1}{2} m_A v_A^2 \cdot \frac{m_B}{m_A + m_B} = \frac{m_B}{m_A + m_B} T_A \quad (\text{A.10})$$

On peut alors réécrire cette équation dans le centre du laboratoire tel que :

$$T_{CN} = \frac{1}{2} (m_A + m_B) v_{CN}^2 = \frac{1}{2} (m_A + m_B) \frac{m_A}{m_A + m_B} v_A^2 = \frac{m_A}{m_B + m_A} T_A \quad (\text{A.11})$$

Finalement, on peut réécrire l'équation [A.3](#) telle que :

$$E_{CN}^* = Q_{NC} + T_A - T_{NC} = Q_{NC} + \frac{m_B}{m_A + m_B} T_A = Q_{NC} + T_{CM} \quad (\text{A.12})$$

CQFD.

Annexe B

Tableau des rayons-X du ^{254}No

Associated initial - final shell vacancies	Energy of the X-rays (in keV)
K - L ₃	127.357
K - L ₂	120.953
K - L ₁	119.987
K - M ₃	143.506
K - N ₂ N ₃	147.531
K - M ₂	141.977
K - N ₄ N ₅	148.100
K - M ₄ M ₅	144.323
K - O ₂ O ₃	148.865
K - P ₂ P ₃	149.171
L ₃ - M ₅	17.110
L ₃ - M ₄	16.823
L ₂ - M ₄	23.227
L ₃ - N ₄ N ₅	20.744
L ₁ - M ₃	23.519
L ₁ - M ₂	21.990
L ₃ - O ₄ O ₅	21.700
L ₃ - N ₁	19.754
L ₂ - N ₄	27.110
L ₁ - N ₂	27.336
L ₁ - N ₃	27.752
L ₂ - O ₄	28.094
L ₂ - M ₁	20.577
L ₃ - M ₁	14.173

TABLE B.1 – Liste de l'énergie (en keV) de tous les rayons-X émis par le ^{254}No selon la vacance d'électrons de l'état initial et final [Fir97]. / List of the energy (in keV) of all the X-rays emitted by the ^{254}No according to the electron vacancy of the initial and final states [Fir97].

Annexe C

Schémas électroniques

C.1 Schéma de la chaîne d'acquisition de GABRIELA

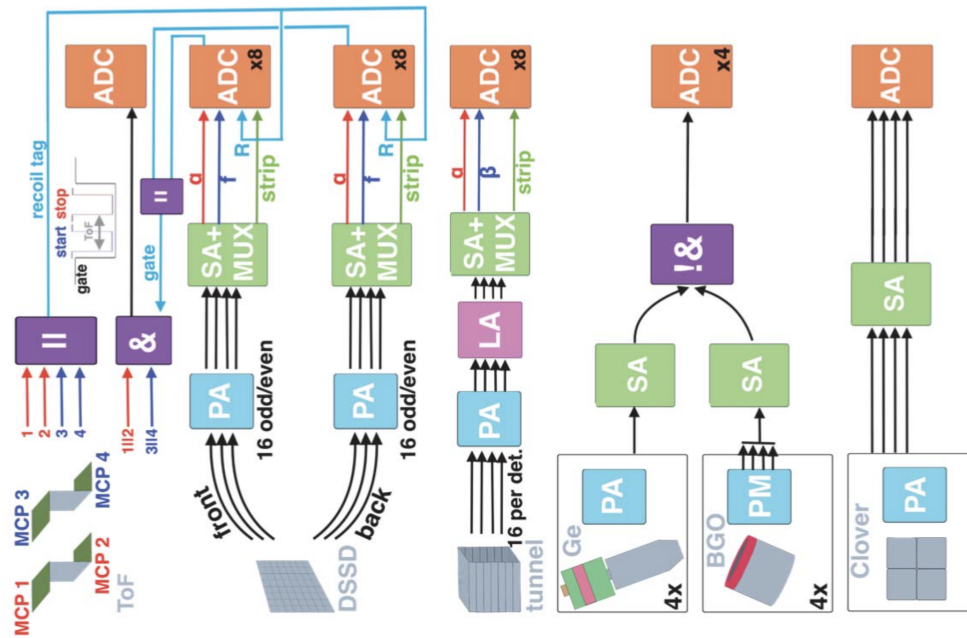


FIGURE C.1 – Schéma de la chaîne d'acquisition de GABRIELA (2016). La figure est extraite de [Rez16]. / Schematic diagram of the GABRIELA (2016) acquisition chain. Figure taken from [Rez16].

C.2 Schéma de la chaîne d'acquisition du plan focal de GARIS III

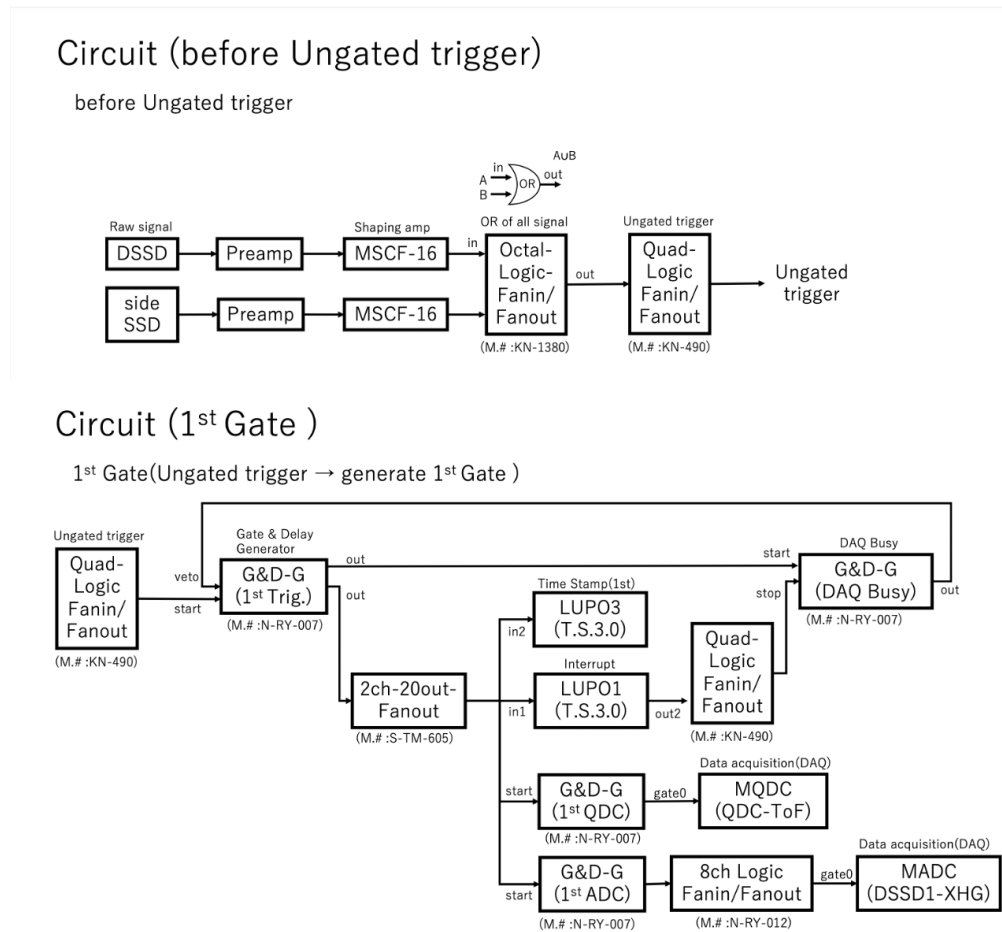
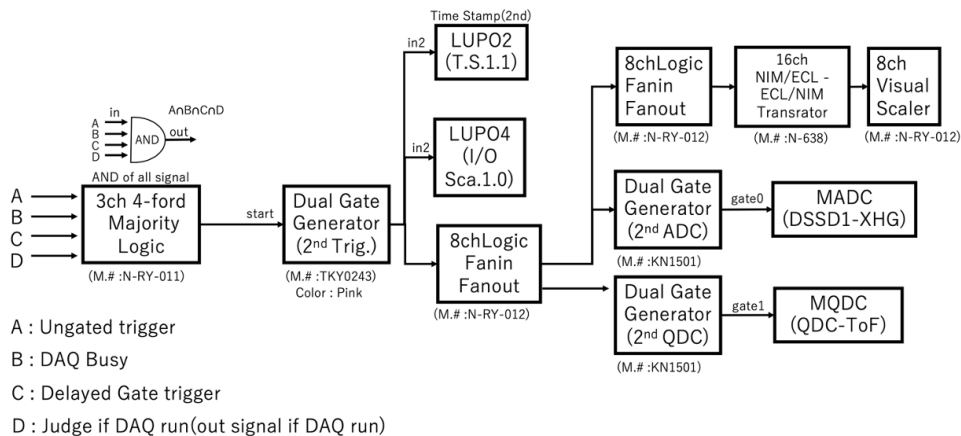


FIGURE C.2 – Schéma de la chaîne d'acquisition du plan focal de GARIS III avant et après trigger 1 (2023). / Schematic diagram of the GARIS III focal plane acquisition chain before and after trigger 1 (2023).

Circuit (2nd Gate)

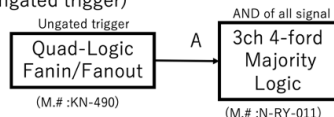
2nd Gate (Ungated trigger → generate 2nd Gate)



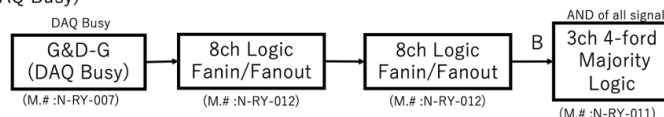
Circuit (2nd Gate)

2nd Gate (detail of input A, B)

For A (Ungated trigger)



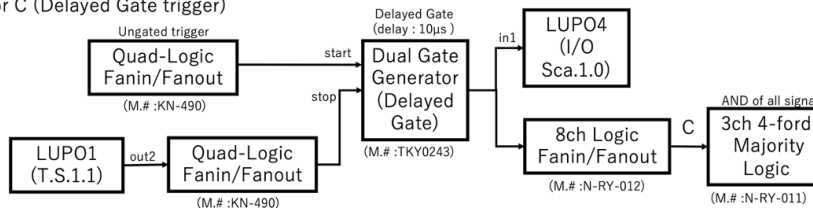
For B (DAQ Busy)



Circuit (2nd Gate)

2nd Gate (detail of input C, D)

For C (Delayed Gate trigger)



For D (Judge if DAQ run)

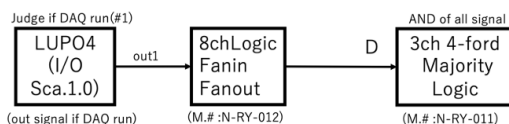


FIGURE C.3 – Schéma de la chaîne d’acquisition du plan focal de GARIS III après trigger 2 (2023).
 / Schematic diagram of the GARIS III focal plane acquisition chaîne after trigger 2 (2023).

Annexe D

Spectres de coïncidences

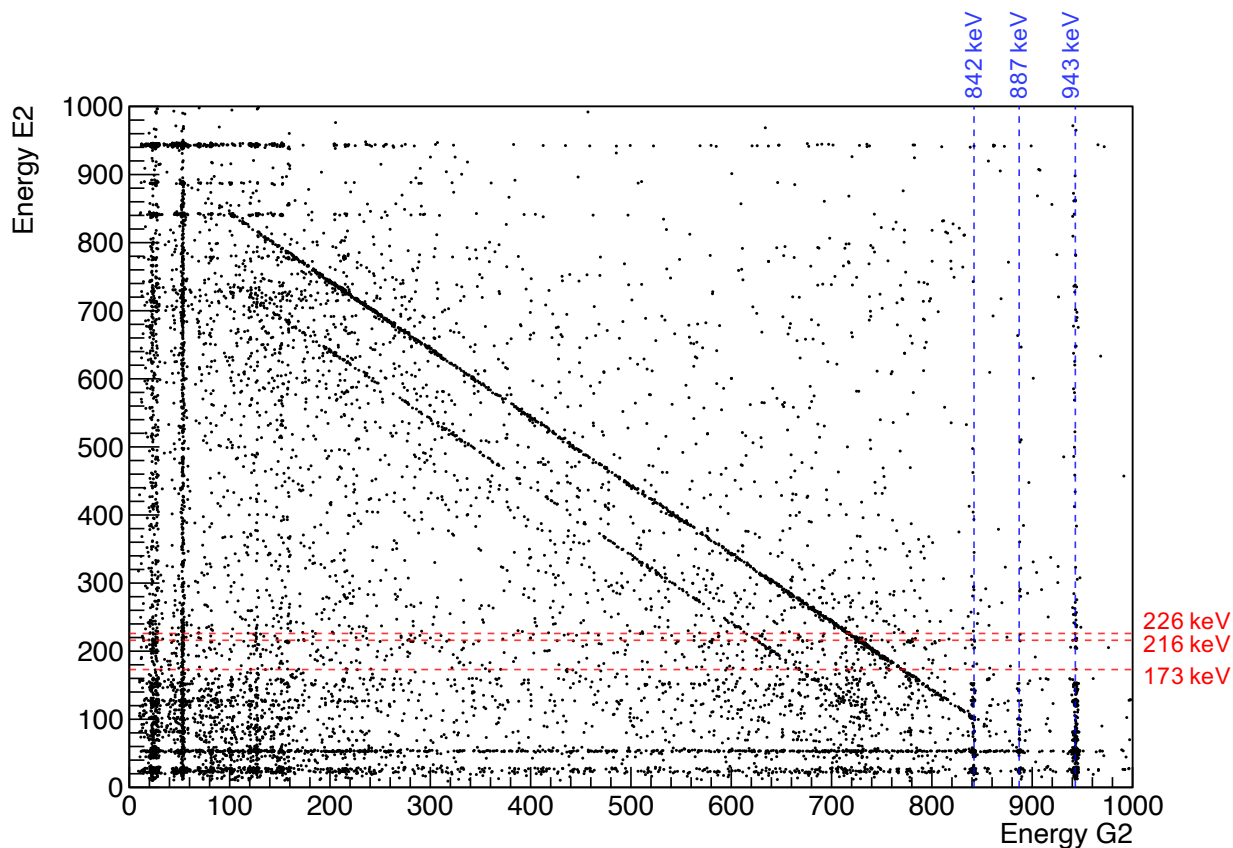


FIGURE D.1 – Matrice des coïncidences γ - γ observées par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère long dans le détecteur d'implantation. On remarque des coïncidences de la 943 keV avec la 173, 216 et 226 keV. / γ - γ coincidence matrix observed by HPGe detectors (in AddBack mode) in coincidence with an electron originating from the long-lived isomer in the implantation detector. Notable coincidences are observed between the 943 keV and the 173, 216, and 226 keV γ -rays.

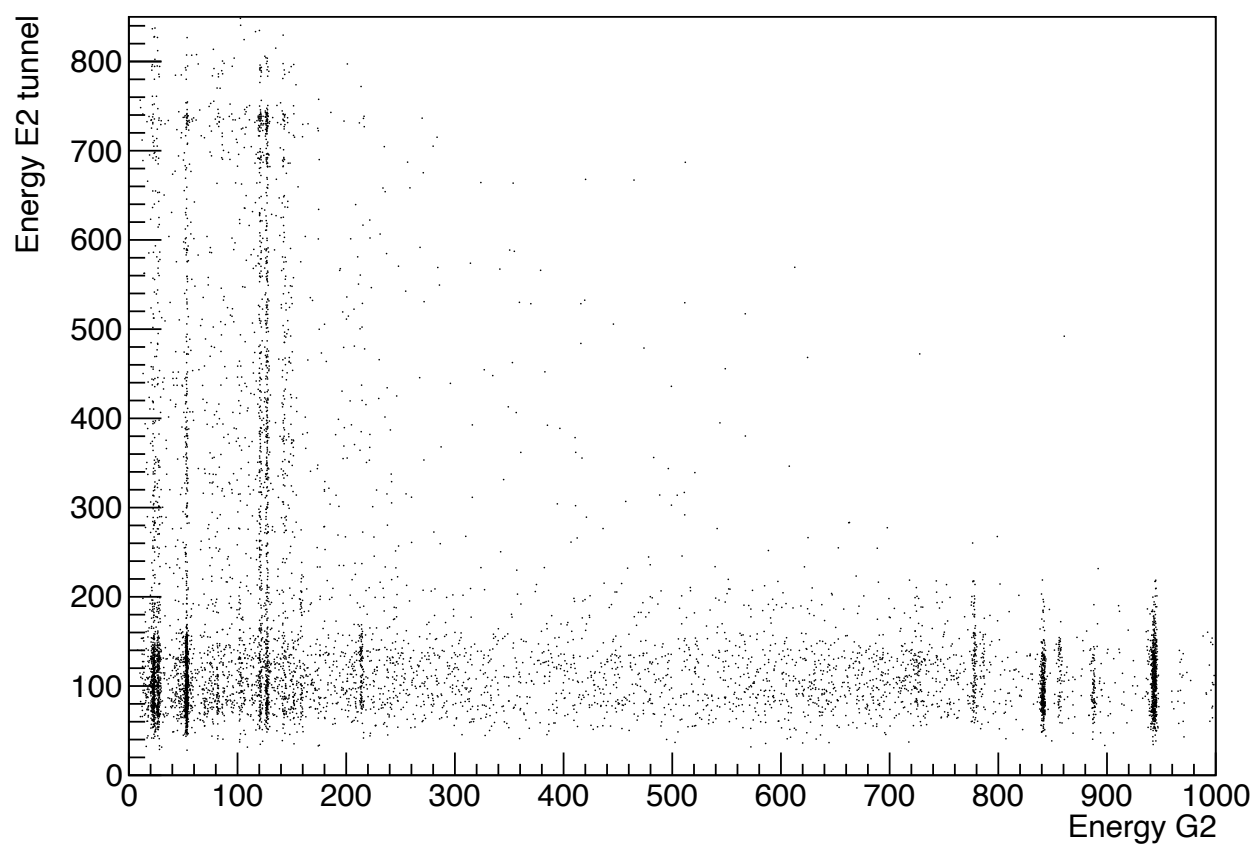


FIGURE D.2 – Matrice des coïncidences γ - e^- observées par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) et les détecteurs électrons en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère long dans le détecteur d'implantation. Les énergies sont données en keV. / γ - e^- coincidence matrix observed by HPGe detectors (in AddBack mode) and tunnel detectors in coincidence with an electron originating from the long-lived isomer in the implantation detector. The energies are given in keV.

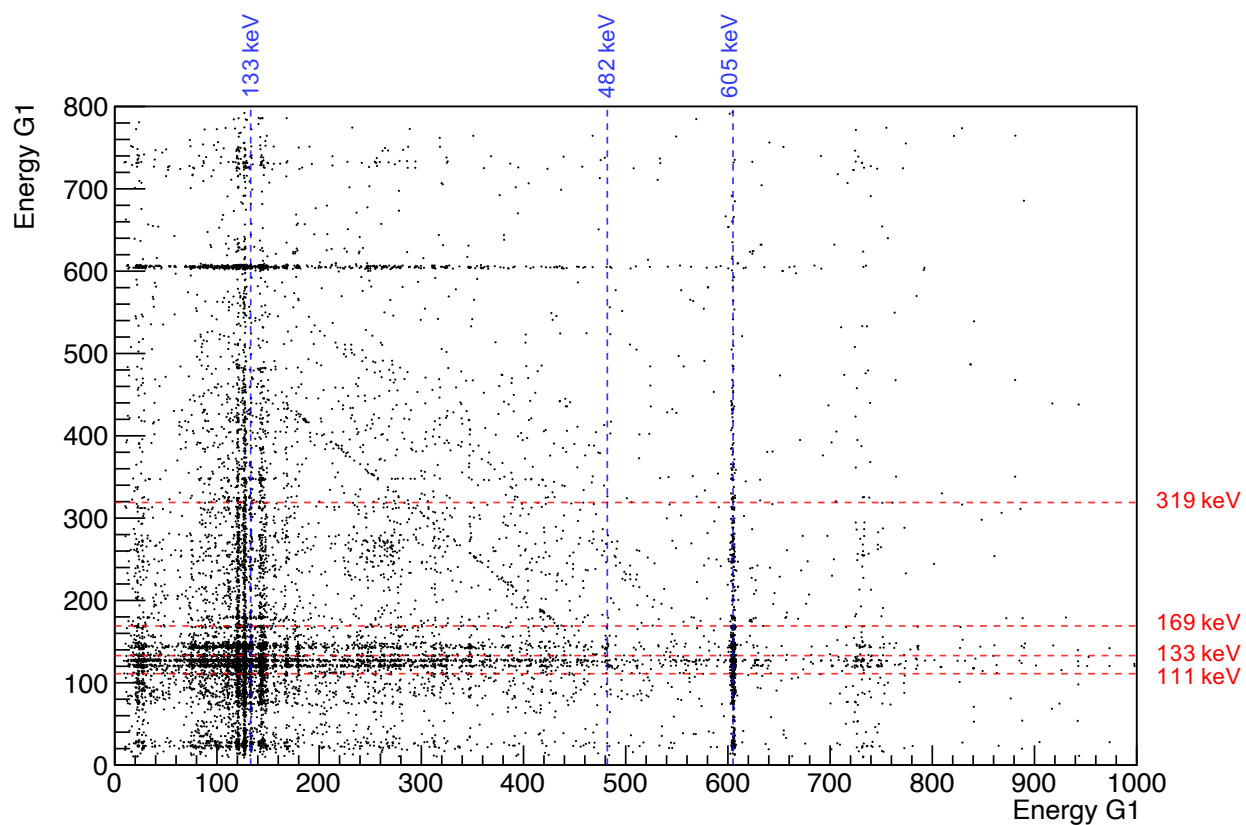


FIGURE D.3 – Matrice des coïncidences γ - γ observées par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère à court temps de vie dans le détecteur d'implantation. Les énergies sont données en keV. / γ - γ coincidence matrix observed by HPGe detectors (in AddBack mode) in coincidence with an electron originating from the short-lived isomer in the implantation detector. The energies are given in keV.

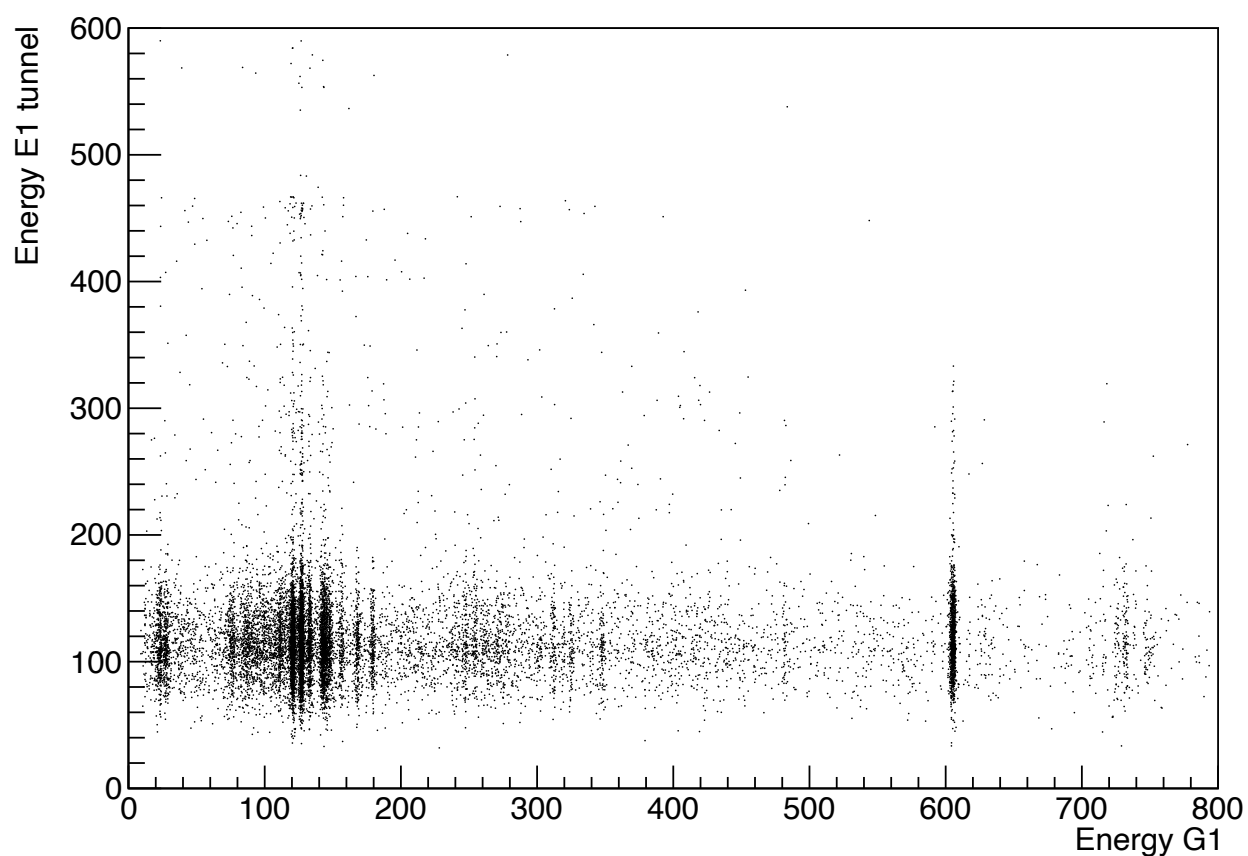


FIGURE D.4 – Matrice des coïncidences γ - e^- observées par les détecteurs HPGe (en mode AddBack) et les détecteurs électrons en coïncidence avec un électron provenant de l'isomère court dans le détecteur d'implantation. Les énergies sont données en keV. / γ - e^- coincidence matrix observed by HPGe detectors (in AddBack mode) and tunnel detectors in coincidence with an electron originating from the short-lived isomer in the implantation detector. The energies are given in keV.

Annexe E

Reconstitution du ToF à RIKEN

Le détecteur ToF à RIKEN possède deux MCPs, noté MCP_1 et MCP_2 , relatif à chaque feuille émissive d'électrons. Pour reconstituer le temps de vol d'une particule traversante, on utilise le TDC (Time to Digital Converter) de chacun des MCPs tel que :

$$ToF = TDC_2 - TDC_1 \quad (E.1)$$

La valeur de chaque TDC est inscrite dans les données lorsque leur signal est en coïncidence avec un signal du détecteur d'implantation, dans une fenêtre en temps comprise entre 400 et 500 ns. Cette valeur est mise à -1000 lorsqu'aucune coïncidence n'a été détectée. Or, puisque cette fenêtre en temps est fixe, il est possible qu'un des TDC ait détecté une particule tandis que l'autre non. Il existe alors trois possibilités :

1. Les deux signaux MCPs sont en coïncidences avec un signal du DSSD : $ToF = TDC_2 - TDC_1 \geq 0$,
2. Seul le signal MCP_1 est en coïncidence avec un signal du DSSD : $ToF = TDC_2 + 1000 > 0$,
3. Seul le signal MCP_2 est en coïncidence avec un signal du DSSD : $ToF = -1000 - TDC_1 < 0$

Les deux dernières possibilités correspondent aux traces laissées dans la Fig. 6.19 et correspondent à de réels évènements physiques malgré que la mesure du ToF soit fausse.

Bibliographie

- [Agb15] S.E. AGBEMAVA et al. “Covariant density functional theory: Reexamining the structure of superheavy nuclei”. In : *Phys. rev. C* 92.5 (2015), p. 054310.
- [AS13] F. AJZENBERG-SELOVE. *Nuclear spectroscopy*. T. 9. Academic Press, 2013.
- [Alb57] D.E. ALBURGER et al. “Nuclear isomerism”. In : *Kernreaktionen III/Nuclear Reactions III* (1957), p. 1-108.
- [And95] A.N. ANDREYEV et al. “Large area high-efficiency time-of-flight system for detection of low energy heavy evaporation residues at the electrostatic separator VASSILISSA”. In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 364.2 (1995), p. 342-348.
- [Asa15] M. ASAI, F.P. HESSBERGER et A. LOPEZ-MARTENS. “Nuclear structure of elements with $100 \leq Z \leq 109$ from alpha spectroscopy”. In : *Nucl. Phys. A* 944 (2015), p. 308-332.
- [Aug25] P. AUGER. “Sur l’effet photoélectrique composé”. In : *J. Phys. Radium* 6.6 (1925), p. 205-208.
- [Bac69] I. BACHO et al. *Gas-filled mass-separator for investigation of the heavy ion reaction products*. Rapp. tech. Joint Inst. for Nuclear Research, Dubna (USSR). Lab. of Nuclear Reactions, 1969.
- [Bar18] C.G. BARKLA. “X-rays and the theory of radiation”. In : *Journal of the Röntgen Society* 14.55 (1918), p. 73-73.
- [Bar74] H. BARTSCH et al. “Method for data reduction at energy-lifetime measurements”. In : *Nucl. Instr. and Meth.* 121.1 (1974), p. 185-189.
- [Bel03] A.V. BELOZEROV et al. “Spontaneous-fission decay properties and production cross-sections for the neutron-deficient nobelium isotopes formed in the $^{44,48}\text{Ca} + ^{204,206,208}\text{Pb}$ reactions”. In : *The Eur. Phys. J. A* 16.4 (2003), p. 447-456.
- [Ben01] M. BENDER, W. NAZAREWICZ et P-G REINHARD. “Shell stabilization of super- and hyperheavy nuclei without magic gaps”. In : *Phys. Lett. B* 515.1-2 (2001), p. 42-48.
- [Ber21] C. BERTULANI et P. DANIELEWICZ. *Introduction to nuclear reactions*. CRC Press, 2021.
- [Bla52] J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF. *Theoretical Nuclear Physics*. 1952.
- [Boh39] N. BOHR. “Resonance in uranium and thorium disintegrations and the phenomenon of nuclear fission”. In : *Phys. Rev.* 55.4 (1939), p. 418.
- [Bri17] P. BRIONNET. “Etude des états isomères des noyaux superlourds : cas des noyaux ^{257}Db et ^{253}Lr ”. Thèse de doct. 2017.
- [Bri23a] P. BRIONNET et al. “Development of digital electronics for the search of SHE nuclei using GARIS-II/III at RIKEN”. In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* (2023), p. 168068.

- [Bri23b] P. BRIONNET et al. “Excitation functions and barrier distribution for the $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb}$ fusion evaporation reaction”. In : *PRC or JPS, to be published* (2023).
- [Bri23c] P. BRIONNET et al. “Excitation functions for the $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb}$ fusion evaporation reaction”. In : *APR, to be published* (2023).
- [Bri73] H.C. BRITT. “Properties of fission isomers”. In : *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 12.5 (1973), p. 407-414.
- [Byr90] A.P. BYRNE et al. “ $34 \mu\text{s}$ isomer at high spin in ^{212}Fr : Evidence for a many-particle octupole coupled state”. In : *Phys. Rev. C* 42.1 (1990), R6.
- [Cap22] T. CAP, M. KOWAL et K. SIWEK-WILCZYŃSKA. “The Fusion-by-diffusion model as a tool to calculate cross sections for the production of superheavy nuclei”. In : *The Eur. Phys. J. A* 58.11 (2022), p. 1-18.
- [Cha20] R. CHAKMA et al. “Gamma and conversion electron spectroscopy using GABRIELA”. In : *The Eur. Phys. J. A* 56 (2020), p. 1-10.
- [Cha77] R. CHASMAN et al. “Survey of single-particle states in the mass region $A > 228$ ”. In : *Reviews of Modern Physics* 49.4 (1977), p. 833.
- [Che21] Z. CHENG, X.J. BAO et AL. “Formation of heavy neutron-rich nuclei by Ca 48-induced multinucleon transfer reactions”. In : *Phys. Rev. C* 103.2 (2021), p. 024613.
- [Cla10] R.M. CLARK et al. “High-K multi-quasiparticle states in ^{254}No ”. In : *Phys. Lett. B* 690.1 (2010), p. 19-24.
- [Coh58] B.L. COHEN et C.B. FULMER. “Fission-fragment mass separator and the nuclear charge distribution of fission fragments of a single mass”. In : *Nucl. Phys.* 6 (1958), p. 547-560.
- [Cos35] D. COSTER et R. KRONIG. “New type of auger effect and its influence on the x-ray spectrum”. In : *Physica* 2.1-12 (1935), p. 13-24.
- [Cox15] D.M. COX et al. “Simulation of the SAGE spectrometer”. In : *The Eur. Phys. J. A* 51 (2015), p. 1-8.
- [Cui18] J.P. CUI et al. “ α -decay half-lives of superheavy nuclei”. In : *Phys. Rev. C* 97.1 (2018), p. 014316.
- [Ćwi05] S. ĆWIOK, P-H HEENEN et W. NAZAREWICZ. “Shape coexistence and triaxiality in the superheavy nuclei”. In : *Nature* 433.7027 (2005), p. 705-709.
- [Ćwi87] S. ĆWIOK et al. “Single-particle energies, wave functions, quadrupole moments and g-factors in an axially deformed woods-saxon potential with applications to the two-centre-type nuclear problems”. In : *Computer Physics Communications* 46.3 (1987), p. 379-399.
- [Ćwi96] S. ĆWIOK et al. “Shell structure of the superheavy elements”. In : *Nucl. Phys. A* 611.2-3 (1996), p. 211-246.
- [Ćwi13] S. ĆWIOK et al. “Calculation of quasi-particle states with the wood-saxon universal parameters”. In : *Private Communication* (2013).
- [Dao22] D.D. DAO et F. NOWACKI. “Nuclear structure within a discrete nonorthogonal shell model approach: New frontiers”. In : *Phys. Rev. C* 105.5 (2022), p. 054314.
- [DV83] M.J.A. DE VOIGT, J. DUDEK et Z. SZYMAŃSKI. “High-spin phenomena in atomic nuclei”. In : *Reviews of Modern Physics* 55.4 (1983), p. 949.
- [Del06] J-P DELAROCHE et al. “Structure properties of even-even actinides at normal and super deformed shapes analysed using the Gogny force”. In : *Nucl. Phys. A* 771 (2006), p. 103-168.
- [Dor19] O. DORVAUX. “Cours : Nuclear and nucleons interactions”. In : (2019).
- [Duc99] G. DUCHÊNE et al. “The Clover: a new generation of composite Ge detectors”. In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 432.1 (1999), p. 90-110.

- [Dül18] C.E DÜLLMANN, M. BLOCK et M. MANOMIVIBUL. “Island of heavy weights”. In : *Scientific American* 318.3 (2018), p. 46-53.
- [Egi20] J.L. EGIDO et A. JUNGCLAUS. “Predominance of Triaxial Shapes in Transitional Super-Heavy Nuclei: Ground-State Deformation and Shape Coexistence along the Flerovium ($Z = 114$) Chain of Isotopes”. In : *Phys. Rev. Lett.* 125.19 (2020), p. 192504.
- [Egi00] J.L. EGIDO et L.M. ROBLEDO. “Fission barriers at high angular momentum and the ground state rotational band of the nucleus ^{254}No ”. In : *Phys. Rev. Lett.* 85.6 (2000), p. 1198.
- [Erl12] J. ERLER et al. “The limits of the nuclear landscape”. In : *Nature* 486.7404 (2012), p. 509-512.
- [Fie57] P.R. FIELDS et al. “Production of the new element 102”. In : *Phys. Rev.* 107.5 (1957), p. 1460.
- [Fir97] R.B. FIRESTONE et al. “The 8th edition of the Table of Isotopes”. In : *ETBEWeb conference* (1997).
- [Fle58] G.N. FLEROV et S.M. POLIKANOV. “Experiments on the production of the 102d element”. In : *Doklady akad. nauk SSSR*. T. 120. 1958.
- [Fle92] G.N. FLEROV et al. “A History and Analysis of the Discovery of Element 102”. In : *Radiochimica Acta* 56.3 (1992), p. 111-124.
- [Ful58] C.B. FULMER et B.L. COHEN. “Equilibrium charges of fission fragments in gases”. In : *Phys. Rev.* 109.1 (1958), p. 94.
- [Gäg89] H.W. GÄGGELER et al. “Cold fusion reactions with ^{48}Ca ”. In : *Nucl. Phys. A* 502 (1989), p. 561-570.
- [Gal99] B. GALL. “Super et hyper déformations du noyau atomique: du discret au continu”. In : *Annales de Physique*. T. 24. 6. EDP Sciences. 1999, p. 1-93.
- [Gal10] B. GALL. “Illustration du système de détection GABRIELA sans détecteur germanium.” In : *Private Communication* (2010).
- [Gal58] C.J. GALLAGHER et S.A. MOSZKOWSKI. “Coupling of angular momenta in odd-odd nuclei”. In : *Phys. Rev.* 111.5 (1958), p. 1282.
- [Gat08] J.M. GATES et al. “Comparison of reactions for the production of $^{258,257}\text{Db}$: $^{208}\text{Pb} (^{51}\text{V}, \text{xn})$ and $^{209}\text{Bi} (^{50}\text{Ti}, \text{xn})$ ”. In : *Phys. Rev. C* 78.3 (2008), p. 034604.
- [Gha16] N. GHAHRAMANY et A. ANSARI. “Synthesis and decay process of superheavy nuclei with $Z = 119-122$ via hot-fusion reactions”. In : *The Eur. Phys. J. A* 52.9 (2016), p. 287.
- [Ghi58a] A. GHIORSO et al. “Attempts to Confirm the Existence of the 10-Minute Isotope of 102”. In : *Phys. Rev. Lett.* 1.1 (1958), p. 17.
- [Ghi58b] A. GHIORSO et al. “Element no. 102”. In : *Phys. Rev. Lett.* 1.1 (1958), p. 18.
- [Ghi73] A. GHIORSO et al. “Isomeric States in ^{250}Fm and ^{254}No ”. In : *Phys. Rev. C* 7.5 (1973), p. 2032.
- [Gol51] M. GOLDBABER et A.W. SUNYAR. “Classification of nuclear isomers”. In : *Phys. Rev.* 83.5 (1951), p. 906.
- [Gre12] P.T. GREENLEES et al. “Shell-structure and pairing interaction in superheavy nuclei: Rotational properties of the $Z = 104$ nucleus ^{256}Rf ”. In : *Phys. Rev. Lett.* 109.1 (2012), p. 012501.
- [Hab20] H. HABA et RIKEN SHE COLLABORATION. “Present Status and Perspectives of SHE Researches at RIKEN”. In : *Exotic Nuclei: Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei*. World Scientific. 2020, p. 192-199.
- [Hag99] K. HAGINO, N. ROWLEY et A.T. KRUPPA. “A program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions”. In : *Computer Physics Communications* 123.1-3 (1999), p. 143-152.

- [Hah21] O. HAHN. “Über ein neues radioaktives Zerfallsprodukt im Uran”. In : *Naturwissenschaften* 9 (1921), p. 84-84.
- [Ham12] J.H. HAMILTON et al. “Discoveries of elements 113, 115 and 117”. In : *Journal of Physics: Conference Series*. T. 403. 1. IOP Publishing, 2012, p. 012035.
- [Har76] B.G. HARVEY et al. “Criteria for the discovery of chemical elements”. In : *Science* 193.4259 (1976), p. 1271-1272.
- [Hau06] K. HAUSCHILD et al. “GABRIELA: A new detector array for γ -ray and conversion electron spectroscopy of transfermium elements”. In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 560.2 (2006), p. 388-394.
- [Hau08] K. HAUSCHILD et al. “High-K, $t_{1/2} = 1.4(1)$ ms, isomeric state in ^{255}Lr ”. In : *Phys. Rev. C* 78.2 (2008), p. 021302.
- [Hau10] K. HAUSCHILD et al. “Spectroscopy of transfermium nuclei using the GABRIELA set up at the focal plane of the VASSILISSA recoil separator”. In : *AIP Conference Proceedings*. T. 1224. 1. American Institute of Physics, 2010, p. 269-278.
- [Hee15] P-H HEENEN et al. “Shapes and α - and β -decays of superheavy nuclei”. In : *Nucl. Phys. A* 944 (2015), p. 415-441.
- [Her06a] R-D HERZBERG et al. “Nuclear isomers in superheavy elements as stepping stones towards the island of stability”. In : *Nature* 442.7105 (2006), p. 896-899.
- [Her06b] R.D. HERZBERG et al. “Isomer spectroscopy in ^{254}No ”. In : *Physica Scripta* 2006.T125 (2006), p. 73.
- [Heß17] F.P. HESSBERGER. “Spontaneous fission properties of superheavy elements”. In : *The Eur. Phys. J. A* 53.4 (2017), p. 75.
- [Heß10] F.P. HESSBERGER et al. “Decay studies of K-isomers in ^{254}No ”. In : *The Eur. Phys. J. A* 43.1 (2010), p. 55.
- [Hof12] S. HOFMANN et al. “The reaction $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}116^*$ studied at the GSI-SHIP”. In : *The Eur. Phys. J. A* 48 (2012), p. 1-23.
- [Hol63] C.H. HOLBROW et H.H. BARSCHALL. “Neutron evaporation spectra”. In : *Nucl. Phys.* 42 (1963), p. 264-279.
- [Isa22] A.V. ISAEV et al. “Spontaneous fission of ^{246}Fm ”. In : *arXiv preprint arXiv:2203.11802* (2022).
- [Ish20] S. ISHIZAWA et al. “Improvement of the detection efficiency of a time-of-flight detector for superheavy element search”. In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 960 (2020), p. 163614.
- [Jac08] B. JACQUOT. “Introduction aux spectromètres et séparateurs en physique nucléaire”. In : *Cours* (2008).
- [Jer18] P. JERABEK et al. “Electron and nucleon localization functions of oganesson: approaching the thomas-fermi limit”. In : *Phys. Rev. Lett.* 120.5 (2018), p. 053001.
- [Jon02] G.D. JONES. “Detection of long-lived isomers in super-heavy elements”. In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 488.1-2 (2002), p. 471-472.
- [Kaj08] D. KAJI et al. “Target for the heaviest element production at RIKEN”. In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 590.1-3 (2008), p. 198-203.
- [Kaj13] D. KAJI et al. “Gas-filled recoil ion separator GARIS-II”. In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 317 (2013), p. 311-314.

- [Kau17] G. KAUR et al. "Quasi-elastic scattering in the $^{48}\text{Ti} + ^{232}\text{Th}$ reaction". In : *35th Mazurian Lakes Conference on Physics*. T. 49. 2017, p. 651.
- [Kes23] K et al. KESSACI. "Cascade of High-K isomers in $^{255}_{102}\text{No}_{153}$ ". In : *To be published in Phys. Rev. C* (2023).
- [Kes22] K. KESSACI. "Synthèse de nouveaux éléments superlourds et spectroscopie des nobélia 255 et 256". Thèse de doct. Strasbourg, 2022.
- [Kes21] K. KESSACI et al. "Evidence of high-K isomerism in $^{256}_{102}\text{No}_{154}$ ". In : *Phys. Rev. C* 104.4 (2021), p. 044609.
- [Kha07] F. KHALFALLAH. "Spectroscopie de noyaux très lourds en vue de l'étude des noyaux super-lourds". Thèse de doct. Université Louis Pasteur-Strasbourg I, 2007.
- [Kib08] T. KIBEDI et al. "Evaluation of theoretical conversion coefficients using BrIcc". In : *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 589.2 (2008), p. 202-229.
- [Kon15] F.G. KONDEV, G.D. DRACOULIS et T. KIBEDI. "Configurations and hindered decays of K isomers in deformed nuclei with $A \geq 100$ ". In : *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 103 (2015), p. 50-105.
- [Kra18] H. KRAGH. *From transuranic to superheavy elements: a story of dispute and creation*. Springer, 2018.
- [Kra91] K.S. KRANE. *Introductory Nucl. Phys.* John Wiley & Sons, 1991.
- [Lei95] M. LEINO et al. "Gas-filled recoil separator for studies of heavy elements". In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 99.1-4 (1995), p. 653-656.
- [Lei99] M. LEINO et al. "In-beam study of ^{254}No ". In : *The Eur. Phys. J. A - Hadrons and Nuclei* 6 (1999), p. 63-69.
- [Löb68] K.E.G. LÖBNER. "Systematics of absolute transition probabilities of K-forbidden gamma-ray transitions". In : *Phys. Lett. B* 26.6 (1968), p. 369-370.
- [LM22a] A. LOPEZ-MARTENS. "Geant 4 simulations". In : *Private communication* (2022).
- [LM07] A. LOPEZ-MARTENS et al. "Isomeric states in ^{253}No ". In : *The Eur. Phys. J. A* 32 (2007), p. 245-250.
- [LM22b] A. LOPEZ-MARTENS et al. "Fission properties of ^{253}Rf and the stability of neutron-deficient Rf isotopes". In : *Phys. Rev. C* 105.2 (2022), p. L021306.
- [Lov17] W.D. LOVELAND, D.J. MORRISSEY et G.T. SEABORG. *Modern nuclear chemistry*. John Wiley & Sons, 2017.
- [May49] M.G. MAYER. "On closed shells in nuclei. II". In : *Phys. Rev.* 75.12 (1949), p. 1969.
- [May50] M.G. MAYER. "Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model. I. empirical evidence". In : *Phys. Rev.* 78.1 (1950), p. 16.
- [May60] M.G. MAYER et J.H.D. JENSEN. *Elementary theory of nuclear shell structure*. Wiley, 1960.
- [McK57] H.A.C. MCKAY. "The new element nobelium: preparation of trans-uranium elements". In : *Nature* 180 (1957), p. 1010-1012.
- [Mei37] L. MEITNER, O. HAHN et F. STRASSMANN. "Über die Umwandlungsreihen des Urans, die durch Neutronenbestrahlung erzeugt werden". In : *Zeitschrift für Physik* 106.3-4 (1937), p. 249-270.
- [Mik67] V.L. MIKHEEV et al. "Synthesis of isotopes of element 102 with mass numbers 254, 253, and 252". In : *Soviet Atomic Energy* 22.2 (1967), p. 93-100.
- [Mil57] J. MILSTED. "The New Element Nobelium: The Preparation of Nobelium". In : *Nature* 180 (1957), p. 1012-1013.

- [Mit07] S. MITSUOKA et al. "Barrier distributions derived from quasielastic backscattering of ^{48}Ti , ^{54}Cr , ^{56}Fe , ^{64}Ni , and ^{70}Zn projectiles on a ^{208}Pb Target". In : *Phys. Rev. Lett.* 99.18 (2007), p. 182701.
- [Möl09] P. MÖLLER et al. "Heavy-element fission barriers". In : *Phys. Rev. C* 79.6 (2009), p. 064304.
- [Möl16] P. MÖLLER et al. "Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM(2012)". In : *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 109 (2016), p. 1-204.
- [Mor08] K. MORIMOTO. "GARIS Presentation". In : *Detector Workshop* (2008).
- [Mor92] K. MORITA et al. "RIKEN isotope separator on-line GARIS/IGISOL". In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 70.1-4 (1992), p. 220-225.
- [Mor07] K. MORITA et al. "Observation of second decay chain from $^{278}113$ ". In : *Journal of the physical society of japan* 76.4 (2007), p. 045001-045001.
- [Mor12] K. MORITA et al. "New result in the production and decay of an isotope, $^{278}113$, of the 113^{th} element". In : *Journal of the Physical Society of Japan* 81.10 (2012), p. 103201.
- [Mün79] G. MÜNZENBERG et al. "The velocity filter SHIP, a separator of unslowed heavy ion fusion products". In : *Nucl. Instr. and Meth.* 161.1 (1979), p. 65-82.
- [Mün81] G. MÜNZENBERG et al. "The velocity filter SHIP, performance and survey of current experiments". In : *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* 186.1-2 (1981), p. 423-433.
- [Mye66] W.D. MYERS et W.J. SWIATECKI. "Nuclear masses and deformations". In : *Nucl. Phys.* 81.1 (1966), p. 1-60.
- [Naz18] W. NAZAREWICZ. "The limits of nuclear mass and charge". In : *Nature Physics* 14.6 (2018), p. 537-541.
- [Nil58] S.G. NILSSON et J.O. RASMUSSEN. "On anomalous conversion coefficients of dipole transitions". In : *Nucl. Phys.* 5 (1958), p. 617-646.
- [Nil69] S.G. NILSSON et al. "On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements". In : *Nucl. Phys. A* 131.1 (1969), p. 1-66.
- [Nin98] V. NINOV, K.E. GREGORICH et C.A. MCGRATH. "The Berkeley gas-filled separator". In : *AIP Conference Proceedings*. T. 455. 1. American Institute of Physics. 1998, p. 704-707.
- [Niw21] T. NIWASE et al. "Recent developments of the GARIS facility for studies of super-heavy elements". In : *TASCA*. 2021.
- [Nts07] S.S. NTSANGASE et al. "Barrier distribution for a 'superheavy' nucleus-nucleus collision". In : *Phys. Lett. B* 651.1 (2007), p. 27-32.
- [Oga01] Yu. Ts. OGANESSIAN et al. "Measurements of cross sections for the fusion-evaporation reactions $^{204,206,207,208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$ and $^{207}\text{Pb} + ^{34}\text{S}$: Decay properties of the even-even nuclides ^{238}Cf and ^{250}No ". In : *Phys. Rev. C* 64.5 (2001), p. 054606.
- [Oga15] Yu.Ts. OGANESSIAN et V.K. UTYONKOV. "Superheavy nuclei from ^{48}Ca -induced reactions". In : *Nucl. Phys. A* 944 (2015), p. 62-98.
- [Oga04] Yu.Ts. OGANESSIAN et al. "Status report of the U400 cyclotron at the FLNR JINR". In : *Proc. of APAC2004, Gyeongju, Korea* (2004), p. 52-54.
- [Oga06] Yu.Ts. OGANESSIAN et al. "Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the ^{249}Cf and $^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ fusion reactions". In : *Phys. Rev. C* 74.4 (2006), p. 044602.
- [Ott49] H. OTTO, J HANS et S HANS. "On the " magic numbers " in nuclear structure". In : *Phys. Rev.* 75.11 (1949), p. 1766.

- [Pag03] R.D. PAGE et al. "The GREAT spectrometer". In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 204 (2003), p. 634-637.
- [Pau95] E.S. PAUL et al. "In-beam γ -ray spectroscopy above ^{100}Sn using the new technique of recoil decay tagging". In : *Phys. Rev. C* 51.1 (1995), p. 78.
- [Pio10] J. PIOT. "Sur la route de l'îlot de stabilité superlourd: spectroscopie prompte des noyaux ^{246}Fm et ^{256}Rf ". Thèse de doct. Strasbourg, 2010.
- [Pix] *Pixie-16 modules*. 2023. URL : https://docs.nsl.msu.edu/daq/newsite/pixie16/Pixie16_UserManual.pdf
- [Pop16] A.G. POPEKO et al. "Separator for Heavy Element Spectroscopy velocity filter SHELS". In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 376 (2016), p. 140-143.
- [Por99] M-G PORQUET. "Couplage noyau-Champ électromagnétique: de la mesure a son interprétation". In : (1999).
- [Pro22] T. PROHASKA et al. "Standard atomic weights of the elements 2021 (IUPAC Technical Report)". In : *Pure and Applied Chemistry* 94.5 (2022), p. 573-600.
- [Pro08] E.V. PROKHOROVA et al. "The fusion-fission and quasi-fission processes in the reaction $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ at energies near the coulomb barrier". In : *Nucl. Phys. A* 802.1-4 (2008), p. 45-66.
- [Pyy11] P. PYYKKÖ. "A suggested periodic table up to $Z \leq 172$, based on Dirac-Fock calculations on atoms and ions". In : *Physical Chemistry Chemical Physics* 13.1 (2011), p. 161-168.
- [Rae18] S. RAEDER et al. "Probing sizes and shapes of nobelium isotopes by laser spectroscopy". In : *Phys. Rev. Lett.* 120 (2018).
- [Raf71] J. RAFELSKI, L.P. FULCHER et W. GREINER. "Superheavy elements and an upper limit to the electric field strength". In : *Phys. Rev. Lett.* 27.14 (1971), p. 958.
- [Ram01] S. RAMAN, C.W. NESTOR JR et P. TIKKANEN. "Transition probability from the ground to the first-excited 2^+ state of even-even nuclides". In : *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 78.1 (2001), p. 1-128.
- [Rei92] W. REISDORF et M. SCHÄDEL. "How well do we understand the synthesis of heavy elements by heavy-ion induced fusion?" In : *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 343.1 (1992), p. 47-57.
- [Rez74] I. REZANKA, I.M. LADENBAUER-BELLIS et J.O. RASMUSSEN. "New i_{132} isomer $^{207}\text{Rn}^m$ ". In : *Phys. Rev. C* 10.2 (1974), p. 766-768.
- [Rez16] K. REZYNKINA. "Structure des noyaux les plus lourds: spectroscopie du noyau ^{251}Fm et développement pour des traitements numériques du signal". Thèse de doct. Université Paris-Saclay (ComUE), 2016.
- [Rez18] K. REZYNKINA et al. "Influence of octupole vibration on the low-lying structure of ^{251}Fm and other heavy $N = 151$ isotones". In : *Phys. Rev. C* 97.5 (2018), p. 054332.
- [Roh94] J.W. ROHLF. *Modern Physics from α to Z*. 1994.
- [Rub13] J. RUBERT. "De la production d'un faisceau isotopique de ^{50}Ti à la première spectroscopie prompte d'un noyau superlourd, le ^{256}Rf ($Z = 104$)". Thèse de doct. Université de Strasbourg, 2013.
- [Rub12] J. RUBERT et al. "First intense isotopic titanium-50 beam using MIVOC method". In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 276 (2012), p. 33-37.
- [Rus61] L.I. RUSINOV. "Nuclear isomerism". In : *Soviet Physics Uspekhi* 4.2 (1961), p. 282.
- [Sak22] H. SAKAI et al. "Facility upgrade for superheavy-element research at RIKEN". In : *The Eur. Phys. J. A* 58.12 (2022), p. 238.

- [SR21] A. SÅMARK-ROTH et al. “Spectroscopy along Flerovium Decay Chains: Discovery of ^{280}Db and an Excited State in ^{282}Cn ”. In : *Phys. Rev. Lett.* 126.3 (2021), p. 032503.
- [San] A. SANZOGNI. *Nudat 3.0 website*. URL : <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>.
- [Sch86] K-H SCHMIDT et al. “Gamma-spectroscopic investigations in the radiative fusion reaction $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ ”. In : *Phys. Lett. B* 168.1-2 (1986), p. 39-42.
- [Sch17] B. SCHUETRUMPF, W. NAZAREWICZ et P-G REINHARD. “Central depression in nucleonic densities: Trend analysis in the nuclear density functional theory approach”. In : *Phys. Rev. C* 96.2 (2017), p. 024306.
- [Smo97] R. SMOLAŃCZUK. “Properties of the hypothetical spherical superheavy nuclei”. In : *Phys. Rev. C* 56.2 (1997), p. 812.
- [Smo95] R. SMOLAŃCZUK, J. SKALSKI et A. SOBICZEWSKI. “Spontaneous-fission half-lives of deformed superheavy nuclei”. In : *Phys. Rev. C* 52.4 (1995), p. 1871.
- [Sod17] F. SODDY. “The stability of lead isotopes from thorium”. In : *Nature* 99.2482 (1917), p. 244-245.
- [Str06] B. STREICHER. “Synthesis and spectroscopic properties of transfermium isotopes with $Z = 105, 106$ and 107 ”. In : (2006).
- [Svi17] A.I. SVIRIKHIN et al. “Characteristics of spontaneous fission of ^{250}No ”. In : *Physics of Particles and Nuclei Letters* 14 (2017), p. 571-575.
- [Tan22] T. TANAKA. “Quasielastic backscattering measurement for $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm}$ reaction toward element-119 synthesis at RIKEN”. In : *TASCA22 Conference*. 2022.
- [Tan18] T. TANAKA et al. “Determination of fusion barrier distributions from quasielastic scattering cross sections towards superheavy nuclei synthesis”. In : *Journal of the physical society of japan* 87.1 (2018), p. 014201.
- [Tan20] T. TANAKA et al. “Study of quasielastic barrier distributions as a step towards the synthesis of superheavy elements with hot fusion reactions”. In : *Phys. Rev. Lett.* 124.5 (2020), p. 052502.
- [Tan06] S.K. TANDEL et al. “K-Isomers in ^{254}No : Probing Single-Particle Energies and Pairing Strengths in the Heaviest Nuclei”. In : *Phys. Rev. Lett.* 97.8 (2006), p. 082502.
- [Tez22] M.S. TEZEKBAYEVA et al. “Study of the production and decay properties of neutron-deficient nobelium isotopes”. In : *The Eur. Phys. J. A* 58.3 (2022), p. 52.
- [The08] C. THEISEN, A. LOPEZ-MARTENS et C. BONNELLE. “Internal conversion and summing effects in heavy-nuclei spectroscopy”. In : *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 589.2 (2008), p. 230-242.
- [Tho14] B.F. THORNTON et S.C. BURDETTE. “Nobelium non-believers”. In : *Nature Chemistry* 6.7 (2014), p. 652-652.
- [Tim95] H. TIMMERS et al. “Probing fusion barrier distributions with quasi-elastic scattering”. In : *Nucl. Phys. A* 584.1 (1995), p. 190-204.
- [Tsy99] Yu.S. TSYGANOV. “The Dubna gas-filled recoil separator: status and developments”. In : *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 25.4 (1999), p. 937.
- [Vor67] PE VOROTNIKOV et al. “Channel analysis of the neutron fission of ^{230}Th ”. In : *Sov. J. Nucl. Phys.* 5 (1967), p. 207.
- [Wal99] P.M. WALKER et G. DRACOU LIS. “Energy traps in atomic nuclei”. In : *Nature* 399.6731 (1999), p. 35-40.
- [Wal15] P.M. WALKER et F.R. XU. “High-K isomerism in rotational nuclei”. In : *Physica Scripta* 91.1 (2015), p. 013010.

- [Wei35] C.F. WEIZSÄCKER. “Zur theorie der kernmassen”. In : *Zeitschrift für Physik* 96.7-8 (1935), p. 431-458.
- [Wei36] C.F. WEIZSÄCKER. “Metastabile Zustände der Atomkerne”. In : *Naturwissenschaften* 24.51 (1936), p. 813-814.
- [Whe56] J.A. WHEELER. In : *Proceedings of the international conference on the peaceful uses of atomic energy* 155.2 (1956), p. 906.
- [Wie12] I. WIEDENHÖVER. “Putting a Spin on Superheavy Elements”. In : *Physics* 5 (2012), p. 73.
- [Yer98] A.V. YEREMIN, V.I. CHEPIGIN et M.G. ITKIS. *Production of heavy evaporation residues in the reactions induced by an extracted ^{48}Ca beam on a ^{208}Pb target*. Rapp. tech. Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, 1998.
- [Yer89] A.V. YEREMIN et al. “The Vassilissa facility for electrostatic separation and study of complete fusion reaction products”. In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 274.3 (1989), p. 528-532.
- [Yer94] A.V. YEREMIN et al. “The kinematic separator VASSILISSA performance and experimental results”. In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 350.3 (1994), p. 608-617.
- [Yer97] A.V. YEREMIN et al. “The electrostatic separator VASSILISSA Performance and experimental results”. In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 126.1-4 (1997), p. 329-333.
- [Yer03] A.V. YEREMIN et al. “The upgrade of the kinematic separator vassilissa - experimental results and plans”. In : *Physics of Atomic Nuclei* 66 (2003), p. 1042-1052.
- [Yer20] A.V. YEREMIN et al. “Velocity filter SHELS: Performance and experimental results”. In : *Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 463 (2020), p. 219-220.
- [Zag04] V.I. ZAGREBAEV. “Fusion-fission dynamics of super-heavy element formation and decay”. In : *AIP Conference Proceedings*. T. 704. 1. American Institute of Physics. 2004, p. 31-40.
- [Zag08] V.I. ZAGREBAEV et W. GREINER. “Synthesis of superheavy nuclei: A search for new production reactions”. In : *Phys. Rev. C* 78.3 (2008), p. 034610.
- [Zag12] V.I. ZAGREBAEV, A.V. KARPOV et W. GREINER. “Possibilities for synthesis of new isotopes of superheavy elements in fusion reactions”. In : *Phys. Rev. C* 85.1 (2012), p. 014608.
- [Zhu21] L. ZHU et J. SU. “Unified description of fusion and multinucleon transfer processes within the dinuclear system model”. In : *Phys. Rev. C* 104.4 (2021), p. 044606.

Étude des états isomériques des noyaux dits superlourds : cas du ^{254}No

Résumé en français

Le champ d'étude des noyaux superlourds représente un intérêt crucial pour la compréhension de la structure et de la stabilité des noyaux atomiques. Ces noyaux d'une masse extrême tirent leur existence des effets de couches nucléoniques et servent de sondes exceptionnelles pour l'étude de la compétition entre les interactions fondamentales.

Pour explorer ces noyaux, des dispositifs expérimentaux de plus en plus complexes ont été développés pour les synthétiser, notamment au laboratoire RIKEN après du spectromètre GARIS3. Cette thèse contribue à l'effort mondial visant à synthétiser l'élément $Z = 119$ en utilisant la réaction de fusion-évaporation $^{248}\text{Cm}(^{51}\text{V}, xn)^{299-x}119$. Cette entreprise requiert une analyse approfondie, une optimisation minutieuse des paramètres expérimentaux, et le recours à des méthodes de filtrage pour identifier les résidus d'évaporation pertinents. Bien que les résultats de cette partie de la recherche soient confidentiels, les méthodologies d'analyse sont dévoilées en se basant sur la synthèse du ^{257}Db . De plus, cette thèse présente les distributions de barrières et les fonctions d'excitation résultant de réactions de substitution impliquant le faisceau de ^{51}V , dans le but d'obtenir l'énergie de faisceau optimale pour la synthèse du nouvel élément.

La faible section efficace de production des noyaux superlourds constitue actuellement un obstacle majeur pour les études détaillées de spectroscopie. Pour contourner cette limitation, des noyaux légèrement moins lourds, tels que le ^{254}No , sont étudiés. Une seconde partie de cette thèse porte sur l'étude approfondie de ce noyau en utilisant le séparateur SHELS et le système de détection GABRIELA via la réaction de fusion froide $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$, notamment en ce qui concerne ses deux états isomériques mis en évidence lors de précédentes expériences. Les résultats obtenus ont révélé des observations nouvelles et intrigantes notamment la possible coexistence de différentes formes nucléaires, une découverte inédite pour un tel noyau et la première mesure de l'énergie de séparation de Gallagher-Moszkowski pour un noyau aussi lourd.

Mots-clés : structure nucléaire, physique nucléaire expérimentale, spectroscopie nucléaire, noyaux lourds et superlourds, états isomériques de haut-K, synthèse de nouveaux éléments, électronique numérique.

Résumé en anglais

The field of study concerning superheavy nuclei holds critical significance for comprehending the structure and stability of atomic nuclei. These nuclei, characterized by their extreme mass, owe their existence to the effects of nucleonic shell structures and serve as exceptional probes for investigating the competition between fundamental interactions.

In the quest to explore these nuclei, increasingly sophisticated experimental setups have been devised for their synthesis, notably within the RIKEN laboratory, in conjunction with the GARIS3 spectrometer. This doctoral thesis contributes to the global endeavor of synthesizing Element $Z = 119$ through the fusion-evaporation reaction $^{248}\text{Cm}(^{51}\text{V}, xn)^{299-x}119$. This undertaking necessitates meticulous analysis, precise experimental parameter optimization, and the application of filtering methods to identify relevant evaporation residues. While the results of this research segment remain confidential, the analytical methodologies are disclosed based on the synthesis of ^{257}Db . Furthermore, this thesis presents barrier distributions and excitation functions resulting from substitution reactions involving the ^{51}V beam, with the aim of determining the optimal beam energy for the new element synthesis.

The limited effective production cross-section of superheavy nuclei currently poses a major obstacle to detailed spectroscopic investigations. To circumvent this limitation, slightly lighter nuclei, such as ^{254}No , are studied. A second part of this thesis focuses on the in-depth examination of this nucleus using the SHELS separator and the GABRIELA detection system via the cold fusion reaction $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$, particularly regarding its two isomeric states previously identified in earlier experiments. The results obtained have revealed novel and intriguing observations, including the potential coexistence of different nuclear shapes, an unprecedented finding for such a nucleus, and the first measurement of the Gallagher-Moszkowski separation energy for such a heavy nucleus.

Keywords: nuclear structure, experimental nuclear physics, nuclear spectroscopy, heavy and superheavy nuclei, high-K isomeric states, new element synthesis, digital electronics.