



**HAL**  
open science

## Synthèse de nouveaux éléments superlourds et spectroscopie des nobélia 255 et 256

Kieran Kessaci

► **To cite this version:**

Kieran Kessaci. Synthèse de nouveaux éléments superlourds et spectroscopie des nobélia 255 et 256. Physique [physics]. Université de Strasbourg, 2022. Français. NNT: 2022STRAE009. tel-03921746v2

**HAL Id: tel-03921746**

**<https://hal.science/tel-03921746v2>**

Submitted on 27 Mar 2023

**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.

Thèse présentée pour obtenir le grade de  
Docteur de l'Université de Strasbourg

- 
- 
- 
- 
- 
- 

# Thèse Thèse

Discipline : Physique subatomique  
par Kieran KESSACI

## Synthèse de nouveaux éléments superlourds et spectroscopie des nobélia 255 et 256

Soutenue publiquement le 10 mars 2022 ■

### Membres du jury ■

M Benoît GALL, Professeur, IPHC - Université de Strasbourg  
M Stéphane GRÉVY, Directeur de Recherches, LP2I Bordeaux  
M Joa LJUNGVALL, Chargé de Recherches, IJCLab Orsay  
M Hideyuki SAKAI, Professeur, RIKEN Tokyo  
Mme Christelle STODEL, Chargée de Recherches, GANIL Caen

Directeur  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>XXVII</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Contexte physique de l'étude des éléments lourds et superlourds</b>	<b>7</b>
<b>1 Noyaux déformés, Isométrie-K et systématiques d'interdictions</b>	<b>9</b>
1.1 English Summary : Deformed nuclei, high-K isomers and forbiddenness systematics . . . . .	9
1.2 Modèles théoriques . . . . .	14
1.2.1 Le modèle de la goutte liquide . . . . .	16
1.2.2 Les nombres magiques et le modèle en couches sphérique . . . . .	20
1.2.3 Le modèle en couches déformées . . . . .	24
1.2.4 Le modèle de Nilsson . . . . .	26
1.3 Les excitations nucléaires . . . . .	27
1.3.1 Excitations collectives : vibration et rotation . . . . .	27
1.3.2 L'isomérisme . . . . .	31
1.3.3 Etats de quasiparticules . . . . .	33
1.3.4 Règle de sélection pour les configurations 3-qp dans les noyaux impairs . . . . .	36
1.3.5 Facteur d'interdiction et systématique de Löbner . . . . .	39
1.3.6 Approche plus récente (Kondev) . . . . .	41
1.4 Les réactions de fusion-évaporation . . . . .	42
1.4.1 Le mécanisme de réaction . . . . .	42
1.4.2 Energies et sections efficaces . . . . .	44
1.4.3 Fusion froide et fusion chaude . . . . .	46
<b>2 Instruments et méthodes expérimentales</b>	<b>53</b>
2.1 English Summary : Instruments and experimental methods . . . . .	54
2.2 Techniques de spectroscopie . . . . .	57
2.2.1 Spectroscopie alpha, bêta, gamma . . . . .	57
2.2.2 Spectroscopie prompte/retardée . . . . .	59
2.3 Les séparateurs . . . . .	61
2.3.1 Le séparateur SHELS du FLNR à Dubna . . . . .	63
2.3.2 Les séparateurs GARIS I, II et III de RIKEN à Tokyo . . . . .	65
2.3.3 Le séparateur S <sup>3</sup> du GANIL à Caen . . . . .	66

2.4	Dispositifs de détection . . . . .	67
2.4.1	GABRIELA au FLNR . . . . .	67
2.4.1.1	Le détecteur de temps de vol . . . . .	68
2.4.1.2	Le détecteur d'implantation . . . . .	69
2.4.1.3	Les détecteurs tunnels . . . . .	71
2.4.1.4	Les détecteurs Germanium . . . . .	72
2.4.1.5	La chaîne d'acquisition et format des données . . . . .	73
2.4.2	Perspectives d'avenir . . . . .	75
2.4.2.1	La nouvelle chambre à 5 CLOVERs . . . . .	76
2.4.2.2	Le passage à une électronique numérique . . . . .	77
2.4.2.3	Le projet SHEXI . . . . .	79
2.4.3	Le plan focal de GARIS à RIKEN . . . . .	80
2.4.3.1	Les détecteurs de GARIS . . . . .	81
2.4.3.2	Le détecteur de temps de vol . . . . .	81
2.4.3.3	Le détecteur d'implantations . . . . .	82
2.4.3.4	Les détecteurs tunnels . . . . .	83
2.4.3.5	Le VETO . . . . .	84
2.4.3.6	Chaîne d'acquisition . . . . .	85
2.4.4	Le système de détection SIRIUS au GANIL à Caen . . . . .	87
<b>II</b>	<b>Spectroscopie des nobelia <math>^{255}_{102}\text{No}_{153}</math> et <math>^{256}_{102}\text{No}_{154}</math></b>	<b>91</b>
<b>3</b>	<b>Spectroscopie du <math>^{256}_{102}\text{No}_{154}</math></b>	<b>93</b>
3.1	English Summary : $^{256}_{102}\text{No}_{154}$ spectroscopic study . . . . .	93
3.2	Contexte physique du $^{256}_{102}\text{No}_{154}$ . . . . .	96
3.2.1	Découverte du Nobelium . . . . .	96
3.2.2	Etat de l'art du $^{256}_{102}\text{No}_{154}$ . . . . .	98
3.3	L'expérience . . . . .	100
3.3.1	Dispositif expérimental . . . . .	100
3.3.2	Étalonnage . . . . .	103
3.3.3	Mesure des temps de vie . . . . .	106
3.4	L'analyse des données . . . . .	108
3.4.1	Généralités . . . . .	108
3.4.2	Reconstitution des pixels du DSSD . . . . .	109
3.4.3	La définition des noyaux de recul . . . . .	110
3.4.4	Les corrélations génétiques : la reconstitution des chaînes de dé- croissance . . . . .	111
3.4.5	La sélection de chaînes d'intérêt . . . . .	112
3.5	Les résultats . . . . .	112
3.5.1	Propriétés du fondamental . . . . .	113
3.5.2	Isomère(s) . . . . .	115
3.6	L'interprétation . . . . .	119
<b>4</b>	<b>Spectroscopie du <math>^{255}_{102}\text{No}_{153}</math></b>	<b>127</b>
4.1	English Summary : $^{255}_{102}\text{No}_{153}$ spectroscopic study . . . . .	127
4.2	Contexte physique du $^{255}_{102}\text{No}_{153}$ . . . . .	131
4.3	L'expérience . . . . .	134

TABLE DES MATIÈRES

---

4.3.1	Dispositif expérimental . . . . .	134
4.3.2	Étalonnage . . . . .	137
4.4	Les résultats . . . . .	139
4.4.1	Caractéristiques des $^{254}\text{No}$ et $^{255}\text{No}$ . . . . .	140
4.4.2	Mise en évidence des états isomériques . . . . .	141
4.4.3	Caractéristiques des états isomériques découverts dans le $^{255}\text{No}$ . . . . .	146
4.5	L'interprétation . . . . .	152
4.5.1	Le premier isomère . . . . .	154
4.5.2	Les deuxième et troisième isomères . . . . .	157
4.5.3	Le quatrième isomère . . . . .	164
4.5.4	Conclusion . . . . .	164
<b>III Synthèse de nouveaux éléments</b>		<b>167</b>
<b>5 La quête de l'élément 119</b>		<b>169</b>
5.1	English Summary : The synthesis of the 119 element . . . . .	169
5.2	Que sait-on ? Quelles sont les prédictions ? . . . . .	173
5.3	Validation d'ensemble du système d'analyse expérimentale . . . . .	180
5.3.1	Étalonnage avec les cibles de La et de Tb . . . . .	181
5.3.2	Filtrages avancés des noyaux de reculs et des $\alpha$ . . . . .	186
5.3.3	Objectifs . . . . .	188
5.3.4	Méthodes de filtrage . . . . .	189
5.3.5	Les chaînes de $^{257}_{105}\text{Db}_{152}$ . . . . .	196
<b>Conclusion et perspectives</b>		<b>201</b>
<b>A Publication <math>^{256}\text{No}</math></b>		<b>207</b>
<b>B Publication <math>^{255}\text{No}</math> (draft)</b>		<b>217</b>



# Table des figures

1.1	<p>Comparaison des premiers modèles atomiques développés par J. J. Thomson, E. Rutherford, N. Bohr et E. Schrödinger sur l'exemple de l'atome de bore. Figure extraite de [2].</p> <p><i>Comparison of the first atomic models developed by J. J. Thomson, E. Rutherford, N. Bohr and E. Schrödinger on the boron atom example. Figure extracted from [2]</i> . . . . .</p>	15
1.2	<p>Mesures expérimentales des énergies de liaison par nucléons en fonction du nombre de masse A. Figure extraite de [2].</p> <p><i>Experimental measurements of binding energies per nucleon as a function of mass number A. Figure extracted from [2].</i> . . . . .</p>	16
1.3	<p>Illustration des différentes contributions à l'énergie de liaison des noyaux atomiques selon la formule semi-empirique de Bethe-Weizsäcker. Figure extraite de [6].</p> <p><i>Illustration of the binding energy contributions of atomic nuclei according to the semi-empirical Bethe-Weizsäcker formula. Figure extracted from [6]</i> . . . . .</p>	17
1.4	<p>Comparaison entre les mesures expérimentales [7] (points) et les valeurs renvoyées par la formule de Bethe-Weizsäcker [8] (courbe) pour les énergies de liaison par nucléon en fonction du nombre de masse A.</p> <p><i>Comparison between experimental measurements [7] (points) and values returned by the Bethe-Weizsäcker formula [8] (curve) for binding energies per nucleon as a function of mass number A.</i> . . . . .</p>	18
1.5	<p>Limites de stabilité du modèle de la goutte liquide illustrées sur la carte des nucléides. Les "drip-lines" proton (<math>S_p=0</math>) et neutron (<math>S_n=0</math>) sont indiquées en vert. La disparition de la barrière de fission et la limite de fission spontanée (<math>t_{1/2}=10^{-14}s</math>) sont indiquées en bleu. La ligne rouge montre la ligne de stabilité bêta [10]. Figure extraite de [11].</p> <p><i>Liquid Drop Model limits of stability drawn on the nuclear chart. Proton (<math>S_p=0</math>) and neutron (<math>S_n=0</math>) drip-lines are indicated in green. The vanishing fission barrier and spontaneous fission half-life limit (<math>t_{1/2}=10^{-14}s</math>) are indicated in blue. The red line shows the beta-stability line [10]. Figure extracted from [11].</i> . . . . .</p>	19

1.6	<p>(a) Densité de charge en fonction du rayon pour des noyaux de Ca, Co, Sb et Au. (b) Puit de potentiel d'un oscillateur harmonique 3D simple (en bleu) et d'un potentiel de Wood-Saxon (en vert). Communications internes (B. Gall).</p> <p><i>(a) Charge density as a function of <math>r</math> for Ca, Co, Sb and Au. (b) 3D harmonic oscillator potential (blue) and Wood-Saxon potential (green). Private communication (B. Gall).</i></p>	21
1.7	<p>(gauche) Séquence des états à une particule selon le modèle en couches sphérique. (droite) Évolution des gaps sphériques en fonction de la masse A. Figures extraites de [15].</p> <p><i>(left) Sequence of one-particle states according to the spherical shell model. (right) Spherical gaps evolution according to the mass A. Figures extracted from [15].</i></p>	22
1.8	<p>Vue schématique de la levée de dégénérescence en fonction de la déformation (oblate ou prolate). Figure extraite de [17].</p> <p><i>A schematic view of the level splitting as a function of deformation (oblate or prolate). Figure extracted from [17]</i></p>	24
1.9	<p>Niveau de particules individuelles neutrons et protons obtenues à partir d'un modèle basé sur un potentiel de Wood-Saxon en fonction de la déformation quadripolaire [18]. Les orbitales qui seront mises en jeu dans l'étude des <math>^{255}\text{No}</math> et <math>^{256}\text{No}</math> sont encadrées en rouge.</p> <p><i>Proton and neutron single-particle levels obtained from a Woods-Saxon model as a function of the quadrupole deformation[18]. The relevant orbitals around <math>^{255}\text{No}</math> and <math>^{256}\text{No}</math> squared in red.</i></p>	25
1.10	<p>Schéma représentant le moment angulaire nucléaire pour un noyau présentant une déformation selon l'axe z. On note <math>\omega</math> la fréquence de rotation autour de l'axe x, <math>\vec{j}</math> le moment angulaire intrinsèque, <math>\vec{R}</math> le moment angulaire rotationnel et <math>\vec{J}</math> le moment angulaire total. On peut également voir le nombre quantique K, défini comme la projection du moment angulaire total sur l'axe de déformation. Figure adaptée de [20].</p> <p><i>Schematic view of the nuclear angular momentum for a nucleus exhibiting a deformation along the z axis. We denote <math>\omega</math> the rotation frequency around the x axis, <math>\vec{j}</math> the intrinsic angular momentum, <math>\vec{R}</math> the rotational angular momentum and <math>\vec{J}</math> the total angular momentum. One can also see the quantum number K, defined as the projection of the total angular momentum on the deformation axis. Figure adapted from [20]</i></p>	26
1.11	<p>Rapports <math>R_{42}=E(4^+)/E(2^+)</math> pour les noyaux pair-pair du Pb (Z=82) au Rf (Z=104). La couleur donne une indication du mode d'excitation favorisé. Figure extraite de [21].</p> <p><i><math>R_{42}=E(4^+)/E(2^+)</math> ratios for nuclei from Pb (Z=82) to Rf (Z=104). The color represents the favored excitation mode. Figure extracted from [21].</i></p>	28
1.12	<p>(gauche) Schéma de niveaux du <math>^{254}\text{No}</math>, on y voit plusieurs bandes de rotation. (droite) Spectres <math>\gamma</math> correspondants. Figures extraites de [22].</p> <p><i>(left) <math>^{254}\text{No}</math> level scheme, one can see different rotational bands. (right) Associated <math>\gamma</math>-ray spectrum. Figures extracted from [22].</i></p>	29

1.13	Tableaux résumant les états connus et les paramètres $a$ et $\frac{\hbar}{2I}$ des bandes de rotation des niveaux fondamentaux $\Omega=1/2$ dans deux isotones ( $N=153$ ) du $^{255}\text{No}$ : les $^{249}\text{Cm}$ et $^{251}\text{Cf}$ . Figure extraite de [18]. <i>Tables of known states and corresponding parameters of ground states <math>\Omega=1/2</math> rotational bands for two <math>^{255}\text{No}</math> isotones (<math>N=153</math>) : <math>^{249}\text{Cm}</math> and <math>^{251}\text{Cf}</math>. Figure extracted from [18].</i> . . . . .	30
1.14	Minimums secondaires dans le potentiel d'un noyau en fonction de différentes variables pour les différents types d'isomères. Figure extraite de [23]. <i>Secondary minima in the potential energy of a nucleus as a function of various nuclear variables leading to different kinds of isomers. Figure extracted from [23].</i> . . . . .	31
1.15	Représentation schématique des configurations protons (gauche) et neutrons (droite) disponibles basées sur un schéma de particules individuelles calculé dans [18] pour le $^{255}\text{Lr}$ . Figure extraite de [31]. <i>Schematic representation of the available proton (left) and neutron (right) configurations based on the single-particle levels calculated in [18]. Figure extracted from [31].</i> . . . . .	33
1.16	Illustration des configurations à deux quasi-particules protons et neutrons possibles pour le $^{256}\text{No}$ , adaptées depuis [32]. Les valeurs de $K$ des configurations 2-qp favorisées sont indiquées en vert et les défavorisées en bleu [33, 34] . L'orientation des spins $y$ est inscrite pour faciliter l'application de la règle de sélection de Gallagher. <i>Illustration on the possible two quasi-particles states on experimental neutron and proton single-particle schemes adapted from [32]. Two quasi-particle excited states <math>K</math> value and parity are indicated in green (blue within brackets) for the favored (resp. unfavored) Gallagher [33, 34] combination. Spin orientation is indicated by an arrow in the Nilsson labelling of single nucleon orbital in order to facilitate application of Gallagher rules.</i> . . . . .	35
1.17	Schéma de décroissance du $^{166}\text{Dy}$ . On voit que le niveau $I=1$ est plus haut en énergie que le niveau $I=2$ dans la bande de rotation du niveau fondamental du $^{166}\text{Ho}$ . Figure extraite de [35]. <i>Decay scheme of <math>^{166}\text{Dy}</math>. One can see the <math>I=1</math> at a higher energy than the <math>I=2</math> level in the rotational band of the <math>^{166}\text{Ho}</math> ground state. Figure extracted from [35].</i> . . . . .	36
1.18	Comparaison entre les résultats des calculs des énergies d'excitation des configuration 3-qp dans les $^{163}\text{Er}$ et $^{175}\text{Lu}$ et les observations expérimentales correspondantes. Les flèches fines (larges) représentent les spin des "like-particles" ("unlike-particles"). Figure extraite de [40]. <i>Comparison between calculated energy levels of 3-qp configurations in <math>^{163}\text{Er}</math> and <math>^{175}\text{Lu}</math> and experimental results. Thin arrows show the spin of like particles and the thick arrows the unlike particle. Figure extracted from [40].</i> . . . . .	38
1.19	Graphiques de la tendance du facteur d'empêchement $F_W$ en fonction de différentes transitions électromagnétiques extraite des études de K. E. G. Löbner (lignes pleines) et de L. I. Rusinov (pointillés) [41]. <i>Trend of the hindrance factor <math>F_W</math> for several multipolarities based on studies of by K.E.G. Löbner (solid lines) and L. I. Rusinov (dot-and-dash lines [41].</i> . . . . .	40

---

1.20	Distribution des transitions E1, M1 et E2 en fonction du $\Delta K$ . Les lignes pleines montrent à un ajustement sur ces données expérimentales et les lignes pointillées montrent la tendance $f_0=100$ proposée par Rusinov [42]. Figue extraite de [44]. <i>Distribution of E1, M1 and E2 decays as a function of <math>\Delta K</math>. The solid lines are fits on these experimental data and the dashed line corresponds to the <math>f_0=100</math> value from Rusinov [42]. Figure extracted from [44].</i> . . . . .	41
1.21	Représentation des différentes étapes d'une réaction de fusion-évaporation et des différentes contributions à la section efficace totale, définie comme le produit de la section efficace de capture par la probabilité de fusion par la probabilité de survie du noyau composé. Communications internes (B. Gall). <i>Schematic view of the different steps of a fusion-evaporation reaction and the cross section contributions. The total cross section is defined as the product of the capture cross section per the fusion probability per the compound nucleus survival probability. Private communication (B. Gall).</i> . . . . .	43
1.22	Étapes d'une réaction de fusion-évaporation. On y retrouve les différentes réactions concurrentes ainsi que les décroissances du résidu d'évaporation synthétisé. Figure extraite de [130] <i>Stages of a fusion-evaporation reaction. One can see the different competing reactions as well as the decay sequence of the synthesized evaporation residue. Figure extracted from [130]</i> . . . . .	44
1.23	Fonctions d'excitation des voies n à 4n de la réaction $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$ obtenues dans les études [49] ainsi que dans des travaux précédents [50, 161, 52]. On y retrouve les résultats de calculs HIVAP [53] comme point de comparaison (lignes). Figure extraite de [49]. <i>Excitation functions for the <math>^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}</math> reactions as obtained in [49] and earlier works [50, 161, 52] (symbols), in comparison with the results of calculations with the HIVAP code [53] (lines). Figure extracted from [49]</i> . . . . .	45
1.24	Zoom sur les noyaux superlourds de la carte des nucléides. On y retrouve les temps de demi-vie ainsi que les modes de décroissance de ces noyaux. On voit se dessiner les régions de synthèse par fusion froide et par fusion chaude. Figure extraite de [55]. <i>Zoom on the superheavy nuclei in the nuclides chart. One can see the half-life as well as the decay modes of these nuclei. The regions of synthesis by cold fusion and by hot fusion are highlighted. Figure extracted from [55].</i> . . . . .	47
1.25	Sections efficaces des voies 1n et 2n des réactions (A) $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, xn)^{258-x}\text{Rf}$ et (B) $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ti}, xn)^{256-x}\text{Rf}$ (d'après [56] et [20]). <i>Cross sections of 1n and 2n evaporation channels of reactions (A) <math>^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, xn)^{258-x}\text{Rf}</math> and (B) <math>^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ti}, xn)^{256-x}\text{Rf}</math> (based on [56] and [20]).</i> . . . . .	48
1.26	Mesures de sections efficaces pour (a) les réactions de fusion froide et (b) les réactions de fusion chaudes utilisées pour la synthèse d'éléments superlourds. Figure extraite de [55]. <i>Cross section measurements for (a) cold fusion reactions and (b) hot fusion reactions used for the superheavy elements synthesis. Figure extracted from [55].</i> . . . . .	49

2.1	Schéma de décroissance du $^{257}\text{Db}$ , on y voit les différents états de ses descendants les $^{253}\text{Lr}$ , $^{249}\text{Md}$ et $^{245}\text{Es}$ peuplés par la décroissance $\alpha$ du $^{257}\text{Db}$ . Ces résultats ont été obtenus par spectroscopie retardée sur GABRIELA@SHELS [9]. <i><math>^{257}\text{Db}</math> decay scheme, one can see the different states of <math>^{253}\text{Lr}</math>, <math>^{249}\text{Md}</math> and <math>^{245}\text{Es}</math> populated by the <math>^{257}\text{Db}</math> <math>\alpha</math> decay. These results originate from a delayed spectroscopic study with GABRIELA@SHELS [9].</i>	58
2.2	Exemple de dispositif de spectroscopie prompte et retardée [9]. On voit un premier dispositif de détection au plan cible (spectroscopie prompte) ainsi qu'un second au plan focal (spectroscopie retardée). Les intervalles de temps correspondants sont détaillés en dessous. <i>Prompt and delayed spectroscopic setup example [9]. One can see the first detection array at the target plane (prompt spectroscopy) and the second one at the focal plane (delayed spectroscopy). The timing informations are described below the scheme.</i>	60
2.3	Schéma d'un filtre de Wien. On voit que seules les particules de vitesse $\vec{v}_0 = \vec{v}_{\text{passage}}$ ne sont pas déviées par les champs électromagnétiques. Figure extraite de [9]. <i>Schematic view of a Wien filter. One can see that only the particles with a velocity <math>\vec{v}_0 = \vec{v}_{\text{passage}}</math> will not be deviated by the electromagnetic fields. Figure extracted from [9].</i>	62
2.4	Schéma optique des séparateurs VASSILISSA et SHELS [72]. <i>Schematic view of the VASSILISSA and SHELS separators [72].</i>	63
2.5	Transmissions mesurées pour différentes réactions de test et comparaison entre SHELS et VASSILISSA. On voit l'amélioration de la transmission pour les réactions très asymétriques utilisant un faisceau de $^{22}\text{Ne}$ . Figure extraite de [72]. <i>Measured transmissions for different test reactions and comparison between SHELS and VASSILISSA. One can see the transmission increase for the very asymmetric reactions using a <math>^{22}\text{Ne}</math> beam. Figure extracted from [72].</i>	64
2.6	Schémas optiques de GARIS et de son successeur GARIS II. On y voit la structure DQQD de GARIS et l'ajout d'un quadripôle en entrée de GARIS II, composant une structure QDQQD. Figure extraite de [78]. <i>Schematic view of GARIS and GARIS II. One can see the DQQD configuration of GARIS and the entrance quadrupole added to GARIS II, giving a QDQQD configuration. Figure extracted from [78].</i>	65
2.7	Schéma du Super Separator Spectrometer $S^3$ . On distingue le plan cible, suivi de l'achromate en moment, du spectromètre de masse, du plan focal ou sera installé $S^3$ et de la branche basse énergie. <i>Schematic view of the Super Separator Spectrometer <math>S^3</math>. One can see the target plane, the momentum achromat, the mass spectrometer, the detection chamber <math>S^3</math> and the low energy branch.</i>	66

---

2.8	<p>Le système de détection GABRIELA. On y retrouve les détecteurs germanium ainsi que leurs systèmes anti-Compton autour de la chambre contenant les siliciums. On voit aussi une partie de la chaîne d’acquisition. Photo prise par A. Popeko.</p> <p><i>Detection system GABRIELA. One can see the Germanium detectors with their anti-Compton shields and the detection chamber. A part of the acquisition chain is visible behind. Picture taken by A. Popeko.</i> . . . . .</p>	68
2.9	<p>Schéma (a) d’une galette a microcanaux (MCP) et (b) d’un module de ToF complet [97].</p> <p><i>Schematic view of (a) a micro channel plate (MCP) and (b) a complete ToF module [97].</i> . . . . .</p>	69
2.10	<p>(gauche) Vue de face du DSSD d’implantation entouré de 4 des 8 siliciums formant le tunnel. (droite) Vue de côté des détecteurs tunnels. Photos prises par O. Dorvaux.</p> <p><i>(left) Front view of the implantation detector (DSSD) surrounded by the 4 tunnel silicon detectors. (right) Side view of the tunnel detectors. Pictures taken by O. Dorvaux.</i> . . . . .</p>	70
2.11	<p>Efficacité de détection des tunnels pour une source <math>\star</math>, pour le <math>^{209}\text{Ra}</math> <math>\bullet</math> et pour le <math>^{255}\text{Rf}</math> <math>\circ</math>. Figure extraite de [74].</p> <p><i>Tunnel detection efficiency for a source <math>\star</math>, for the <math>^{209}\text{Ra}</math> <math>\bullet</math> and for the <math>^{255}\text{Rf}</math> <math>\circ</math>. Figure extracted from [74]</i> . . . . .</p>	71
2.12	<p>(a) Photo du Clover CLODETTE [99]. (b) Un détecteur monocristal de profil, monté sur la chambre de détection, dans son bouclier BGO. Figure extraite de [11].</p> <p><i>(a) Picture of the CLODETTE [99] detector. (b) A monocrystal detector from the side, mounted on the detector chamber, without its BGO shield. Figure extracted from [11]</i> . . . . .</p>	72
2.13	<p>Simulations des efficacités de détection <math>\gamma</math> pour différentes configurations : source en mode add-back <math>\bullet</math> et en mode simple <math>\blacksquare</math>, <math>^{209}\text{Ra}</math> en mode add-back <math>\circ</math> et en mode simple <math>\square</math> et <math>^{255}\text{Rf}</math> en mode add-back <math>\blackplus</math> et en mode simple <math>\star</math> [74].</p> <p><i>Simulated efficiencies for <math>\gamma</math>-rays with different configurations : source in add-back mode <math>\bullet</math> and in singles mode <math>\blacksquare</math>, <math>^{209}\text{Ra}</math> in add-back mode <math>\circ</math> and in singles mode <math>\square</math>, <math>^{255}\text{Rf}</math> in add-back mode <math>\blackplus</math> and in singles mode <math>\star</math> [74].</i> . . . . .</p>	73
2.14	<p>Schéma de la chaîne d’acquisition de GABRIELA (2016). Figure extraite de [11].</p> <p><i>Schematic view of the GABRIELA acquisition chamber (2016). Figure extracted from [11].</i> . . . . .</p>	74
2.15	<p>Plan 3D de la nouvelle chambre de détection de GABRIELA. On y voit les écrans de tungstène au centre (bleu foncé) entourant le cadre réservé aux détecteurs silicium. On retrouve également les 5 clover entourant cette future chambre de détection. Plans 3D réalisés par B. Gall.</p> <p><i>3D view of the new GABRIELA detection chamber. One can see the tungsten screens (blue) surrounding the box reserved for silicon detectors and the 5 clovers detectors. 3D plans made by B. Gall.</i> . . . . .</p>	76

2.16	<p>(a) Temps de décroissance du premier état suivant une implantation en fonction de son énergie de décroissance en échelle logarithmique. (b) Même figure avec une correction appliquée entre <math>2^3</math> et <math>2^9 \mu\text{s}</math> pour compenser l'effet d'empilement, il n'est pas possible de corriger cet effet en dessous de <math>8 \mu\text{s}</math> du fait d'une trop grande dispersion.</p> <p><i>(a) A logarithmic plot of the time difference between an implantation of a recoil and the subsequent decay as a function of the decay energy. (b) Same figure with the correction applied from <math>2^3</math> to <math>2^9 \mu\text{s}</math> to account for the pile-up effect, it is not possible to correct this effect below <math>8 \mu\text{s}</math> because of a too large energy dispersion.</i></p>	78
2.17	<p>Comparaison des efficacités de détection du dispositif actuel GABRIELA et de simulations du projet SHEXI. On voit une très forte augmentation des capacités de détection à basse énergie [104].</p> <p><i>Comparison between the <math>\gamma</math>-ray detection efficiencies of GABRIELA and simulations for the SHEXI project. One can see a large increase of the low energy efficiencies [104].</i></p>	79
2.18	<p>Photo du du séparateur GARIS II et de son plan focal. On y retrouve la chambre de détection et une partie de la chaîne d'acquisition sur la gauche. Photo prise par B. Gall.</p> <p><i>Picture of the GARIS II separator and its focal plane. One can see the detection chamber and a part of the acquisition chain on the left side. Picture taken by B. Gall.</i></p>	81
2.19	<p>Schéma du détecteur de temps de vol de GARIS II, on y retrouve les deux modules en amont du détecteur d'implantation. Figure extraite de [107]</p> <p><i>Schematic view of GARIS II Time of Flight detector, one can see the two modules upstream of the implantation detector. Figure extracted from [107]</i></p>	82
2.20	<p>Photo du détecteur d'implantation constitué de deux DSSD côte à côte. Photo fournie par K. Morimoto.</p> <p><i>Picture of the implantation detector composed of two DSSD side by side. Picture provided by K. Morimoto.</i></p>	82
2.21	<p>Photo de la chambre de détection ouverte. On y voit les DSSD en configuration tunnel entourant les DSSD d'implantation. Photo fournie par K. Morimoto.</p> <p><i>Picture of the inside of the detection chamber. The DSSD surrounded by the tunnel detectors are visible. Picture provided by K. Morimoto.</i></p>	83
2.22	<p>Photo des deux détecteurs VETO. On voit que les signaux des différentes pistes de ces DSSD sont réunis entre eux pour ne fournir qu'un seul signal de sortie par détecteur. Photo fournie par K. Morimoto.</p> <p><i>Picture of the VETO detectors. One can see that the strips are all connected together in order to have only one output signal per detector. Picture provided by K. Morimoto.</i></p>	84
2.23	<p>Photo de l'électronique du dispositif de détection de GARIS. Photo fournie par K. Morimoto.</p> <p><i>Picture of the electronic acquisition chain of GARIS. Picture provided by K. Morimoto.</i></p>	85

---

2.24	<p>Histogramme du temps de décroissance (en échelle logarithmique) en fonction de l'énergie déposée dans le détecteur. On distingue la zone où le deuxième trigger prend le relais sur le premier, abaissant ainsi le temps mort de <math>2^{13} \simeq 80 \mu\text{s}</math> à <math>2^{10} \simeq 10 \mu\text{s}</math>.</p> <p><i>A logarithmic plot of the time difference between an implantation of a recoil and the subsequent decay as a function of the decay energy. One can see the area where the second trigger takes over, leading to a <math>2^{10} \simeq 10 \mu\text{s}</math> dead time against <math>2^{13} \simeq 80 \mu\text{s}</math> with only one trigger.</i> . . . . .</p>	86
2.25	<p>Système de détection SIRIUS. De droite à gauche : système de détection complet avec les silicium au centre (en rouge) et les détecteurs <math>\gamma</math> autour ; Vue rapprochée de la "boite" de siliciums (DSSD et Tunnels) ; Vue rapprochée des quatre détecteurs tunnels et du système de refroidissement. Figure adaptée depuis [89].</p> <p><i>SIRIUS detection system. From left to right : complete detection system with the silicon detectors (red) surrounded by the germanium detectors. Closer view of the silicon box (DSSD and tunnels) ; Closer view of the four tunnel detectors on the mechanical support with the cooling system. Figure adapted from [89].</i> . . . . .</p>	88
2.26	<p>Schéma logique de l'algorithme de Jordanov. On voit les étapes de transformation signal d'entrée qui suit exponentielle décroissante en un trapèze. Ce dernier est envoyé vers les cartes d'acquisition TNT2D afin d'en mesurer l'amplitude.</p> <p><i>Scheme of the Jordanov algorithm. One can see the different steps from the exponential entrance signal to the trapezoidal output signal which is sent to TNT2D acquisition cards to measure its amplitude.</i> . . . . .</p>	89
3.1	<p>Nobelium ou Joliotium ? Figure extraite de [118].</p> <p><i>Nobelium or Joliotium ? Figure extracted from [118].</i> . . . . .</p>	96
3.2	<p>Photo de E. D. Donets (à gauche) et de V. I. Chepigina (à droite) à l'époque de leur découverte du <math>{}_{102}^{256}\text{No}_{154}</math> [117].</p> <p><i>Picture of E. D. Donets (left) and V. I. Chepigina (right) when they discovered <math>{}_{102}^{256}\text{No}_{154}</math> [117].</i> . . . . .</p>	97
3.3	<p>Résumé des données expérimentales disponibles du Cm (Z=96) au Hs (Z=108). On y retrouve le nombre de masse A, le nombre d'états excités connus, le nombre de bande de rotations connues et le spin du niveau fondamental pour chaque isotope. Figure extraite de [128].</p> <p><i>Summary of the experimental data available on nuclei from Cm (Z=96) to Hs (Z=108). One can see the mass number A, the number of known excited states, the number of rotational bands and the ground state spin for each isotope. Figure extracted from [128].</i> . . . . .</p>	98

3.4	Niveaux de particules individuelles protons (gauche) et neutrons (droite) en fonction de la déformation calculés selon un modèle de Wood-Saxon [135]. On voit que les orbitales qui ferment les gaps sphériques $Z=114$ et $N=184$ sont proches du niveau de Fermi dans les noyaux lourds et superlourds déformés. <i>Proton (left) and neutron (right) single-particle states as a function of deformation, calculated according to a Wood-Saxon model [135]. One can see that the orbitals closing the spherical gaps <math>Z=114</math> and <math>N=184</math> become close to the Fermi level in heavy and superheavy deformed nuclei. . . . .</i>	99
3.5	Fonction d'excitation de la réaction de fusion-évaporation $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, xn)^{260-x}\text{No}$ mesurée par E. D .Donets et son équipe [123]. <i><math>^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, xn)^{260-x}\text{No}</math> excitation function measured by E. D .Donets and his team [123]. . . . .</i>	101
3.6	Représentation vectorielle des réactions de fusion chaude $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}\text{No}$ et de fusion froide $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 0n)^{256}\text{No}$ permettant la synthèse du $^{256}\text{No}$ . Les couples faisceau/cible sont représentés par des vecteurs dont la somme pointe sur le noyau composé formé. <i>Vectorial view of the hot fusion reaction <math>^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}\text{No}</math> and the cold fusion reaction <math>^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 0n)^{256}\text{No}</math> allowing to synthesize <math>^{256}\text{No}</math>. The beams/targets are represented by vectors with the sum pointing on the synthesized compound nucleus. . . . .</i>	102
3.7	Cible d' $^{238}\text{U}$ déposée sur son support de titane montée sur le cadre rotatif. <i><math>^{238}\text{U}</math> target deposited on the titanium backing, on the rotating wheel. . . .</i>	103
3.8	(haut) Spectre $\alpha$ de la réaction d'étalonnage $^{198}\text{Pt}(^{22}\text{Ne}, xn)^{220-x}\text{Ra}$ . (bas) Représentation 2D du numéro de la piste de la face avant du DSSD en fonction de l'énergie. <i>(up) <math>\alpha</math>-decay spectrum of the calibration reaction <math>^{198}\text{Pt}(^{22}\text{Ne}, xn)^{220-x}\text{Ra}</math>. (down) 2D histogram of the DSSD front strip number as a function of energy. . . . .</i>	104
3.9	Différence de temps entre l'implantation d'un recul et la première décroissance dans le même pixel (en échelle $\log_2$ ) en fonction de l'énergie de la décroissance pour la réaction d'étalonnage $^{198}\text{Pt}(^{22}\text{Ne}, xn)^{220-x}\text{Ra}$ . Le cas (haut) n'a pas été corrigé, le cas (bas) est corrigé pour les énergies mesurées à des durées de vie courtes afin de tenir compte de l'empilement de ces signaux rapides sur les charges résiduelles du signal d'implantation. Aucune correction satisfaisante n'a pu être trouvée en dessous de $\mathcal{E}^3=8\ \mu\text{s}$ . <i>Logarithmic time difference between an implantation and the subsequent decay in the same pixel as a function of energy fo the calibration reaction <math>^{198}\text{Pt}(^{22}\text{Ne}, xn)^{220-x}\text{Ra}</math>. (up) Pile-up effect is not corrected. (down) Pile-up effect is corrected. No satisfactory correction could be found below <math>\mathcal{E}^3=8\ \mu\text{s}</math>. . . . .</i>	105
3.10	Exemple de fit de la distribution des temps de décroissance pour l'isomère long du $^{254}\text{No}$ en échelle $\log_2$ . <i>Example of a fit of the decay time distribution for the slow <math>^{254m}\text{No}</math> isomer in a <math>\log_2</math> scale. . . . .</i>	107

---

3.11	Exemple de calculs HIVAP des section efficaces de différentes voies d'évaporation pour la réaction $^{236}\text{U}(^{22}\text{Ne}, xn)^{258-x}\text{No}$ [131]. <i>Example of HIVAP cross section calculations for the <math>^{236}\text{U}(^{22}\text{Ne}, xn)^{258-x}\text{No}</math> reaction [131].</i> . . . . .	109
3.12	Distribution spatiale (X/Y) des reculs implantés dans le DSSD. Ces événements ont été sélectionnés comme les signaux précédant une décroissance $\alpha$ d'un $^{255}\text{No}$ ou d'un $^{256}\text{No}$ (7700-8300 keV). <i>Spatial distribution (X/Y) of the recoils implanted in the DSSD. These events were selected as the signals preceding a <math>^{255}\text{No}</math> or d'un <math>^{256}\text{No}</math> <math>\alpha</math> decay (7700-8300 keV).</i> . . . . .	110
3.13	Histogramme de la différence de temps entre une décroissance $\alpha$ dans le DSSD et un $\gamma$ dans un détecteur germanium. <i>Histogram of the time difference between an <math>\alpha</math> decay in the DSSD and a <math>\gamma</math> in a germanium detector.</i> . . . . .	112
3.14	Spectre de haute résolution de la décroissance $\alpha$ du $^{256}\text{No}$ [134]. <i>High resolution spectrum of the <math>^{256}\text{No}</math> <math>\alpha</math> decay [134].</i> . . . . .	113
3.15	Histogramme 2D du temps de vie (en échelle $\log_2$ ) en fonction de l'énergie de décroissance associée dans le DSSD. Les corrélations aléatoires sont visibles autour de $\log_2(\Delta T[\mu\text{s}]) \simeq 25$ . Les décroissances $\alpha$ des $^{256}\text{No}$ et $^{215}\text{Ra}$ sont indiquées. <i>2D histogram of the lifetime (in a <math>\log_2</math> scale) as a function of energy in the DSSD. One can see the random correlation around <math>\log_2(\Delta T[\mu\text{s}]) \simeq 25</math>. The <math>^{256}\text{No}</math> and <math>^{215}\text{Ra}</math> <math>\alpha</math> decays are denoted.</i> . . . . .	114
3.16	Distribution logarithmique des temps de vie extraits par une projection de la figure 3.15 avec un intervalle d'énergie 8400-8460 keV. Les distributions obtenues en Beam-On (bleu) et en Beam-Off (rouge) y sont représentées. Le temps de vie du $^{256}\text{No}$ a été extrait via un ajustement d'une fonction temps de vie à deux composantes (en rouge) afin de séparer la contribution des $^{256}\text{No}$ (en vert) des corrélations aléatoires (noir). <i>Logarithmic distribution of lifetime extracted from a projection of figure 3.15 with a 8400-8460 keV. One can see the Beam-On (blue) and Beam-off (red) distributions. The <math>^{256}\text{No}</math> lifetime was extracted via a 2-component fit in order to distinguish the <math>^{256}\text{No}</math> contribution (green) from the random correlations distribution (black).</i> . . . . .	115

---

3.17 Représentation logarithmique de la différence de temps entre une implantation et le signal suivant (dans le même pixel) en fonction de l'énergie de la décroissance suivante (deuxième génération). Les événements correspondants aux décroissances isomériques des  $^{256m}\text{No}$  et  $^{215m}\text{Ra}$  sont encadrés. L'insert représente les énergies et temps de vie associés des 15 événements de décroissance isomérique du  $^{256m}\text{No}$ . La ligne en pointillés rouge représente la limite inférieure d'empilement des signaux, les points rouges ont donc une énergie surestimée.  
*Logarithmic plot of the time difference between the implantation of a recoil and the first generation decay that occurs in the same pixel as a function of the energy of the second generation decay. Right scale enables direct reading in seconds. The events corresponding to the isomeric decay of  $^{256m}\text{No}$  and  $^{215m}\text{Ra}$  are shown by the red squares. The inset displays the same logarithmic time plot for the 15  $^{256m}\text{No}$  events as a function of their own energy. Events with a time difference long enough to enable pile-up correction are displayed in black. Energies of the ICE in red are not relevant. . . . .* 116

3.18 Représentation en échelle logarithmique de la distribution des temps de vie mesurés pour les 15 événements de décroissance de(s) l'état(s) isomérique(s) observé(s).  
*Lifetime distribution (in a  $\log_2$  scale) of the 15 decays of the isomeric state(s) observed. . . . .* 117

3.19 Illustration des configurations à deux quasi-particules protons et neutrons possibles pour le  $^{256}\text{No}$ , adaptées depuis [32]. Les valeurs de K des configurations 2-qp favorisées sont indiquées en vert et les défavorisées en bleu [33, 34] . L'orientation des spins y est inscrite pour faciliter l'application de la règle de sélection de Gallagher.  
*Illustration on the possible two quasi-particles states on experimental neutron and proton single-particle schemes adapted from [32]. Two quasi-particle excited states K value and parity are indicated in green (blue within brackets) for the favored (resp. unfavored) Gallagher [33, 34] combination. Spin orientation is indicated by an arrow in the Nilsson labelling of single nucleon orbital in order to facilitate application of Gallagher rules. . . . .* 120

3.20 Temps de vie des isomères de haut-K calculés sur la base de la systématique de Löbner et des estimations de Weisskopf pour des transitions électromagnétiques E1, M1, E2 ou M2 de  $\Delta K=3$  à 5. La ligne horizontale (pointillés orange) indique le temps de demi-vie de l'isomère  $7,8_{-2,6}^{+8,3} \mu\text{s}$ .  
*Lifetime of high-K isomers calculated according to the Löbner systematics and the Weisskopf estimates for the electromagnetic transitions E1, M1, E2 and M2 for  $\Delta K$  from 3 to 5. The horizontal line (orange dashed) shows the half-life  $7,8_{-2,6}^{+8,3} \mu\text{s}$  of the isomeric state. . . . .* 122

3.21 Temps de vie des 15 décroissances isomériques observées en fonction (a) des énergies DSSD uniquement et (b) de la somme des énergies mesurées dans le DSSD, les tunnels et les germaniums en coïncidence.  
*Lifetime of the 15 isomeric decays as a function of (a) the DSSD energies only and (b) the sum of energies measured in the DSSD, the tunnels and the germanium detectors in coincidence. . . . .* 124

4.1	Résumé des données expérimentales disponibles du Cm ( $Z=96$ ) au Hs ( $Z=108$ ). On y retrouve le nombre de masse 1, le nombre d'états excités connus, le nombre de bande de rotations connues et le spin du niveau fondamental pour chaque isotope. Figure extraite de [128]. <i>Summary of the experimental data available on nuclei from Cm (<math>Z=96</math>) to Hs (<math>Z=108</math>). One can see the mass number <math>A</math>, the number of known excited states, the number of rotational bands and the ground state spin for each isotope. Figure extracted from [128].</i> . . . . .	132
4.2	Niveaux de particules individuelles expérimentaux (a) et théoriques (b) [153], (c) [154, 155], (d) [156] et (e) [157]. Figure extraite de [149]. <i>Experimental (a) and calculated (b) [153], (c) [154, 155], (d) [156] and (e) [157] low lying single particle levels in <math>N=151</math> isotones. Figure extracted from [149]</i> . . . . .	133
4.3	Fonctions d'excitation des voies $n$ à $4n$ de la réaction $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$ obtenues dans les études [49] ainsi que dans des travaux précédents [50, 161, 52]. On y retrouve les résultats de calculs HIVAP comme point de comparaison (lignes) [53]. Figure extraite de [49]. <i>Excitation functions for the <math>^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}</math> reactions as obtained in [49] and earlier works [50, 161, 52] (symbols), in comparison with the results of calculations with the HIVAP code [53] (lines). Figure extracted from [49]</i> . . . . .	134
4.4	Cible de $^{208}\text{Pb}$ déposée sur un support de titane et montée sur sa roue. Photo prise par Julien Piot. <i><math>^{208}\text{Pb}</math> target deposited on a Ti backing mounted on a rotating wheel. Picture taken by Julien Piot.</i> . . . . .	135
4.5	Spectre des décroissances alpha observées au cours de la réaction $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$ . On y retrouve un mélange de $^{254}\text{No}$ et de $^{255}\text{No}$ entre 7700 et 8300 keV ainsi que leurs descendants. <i>Alpha decay spectrum from the <math>^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}</math> reaction. One can see the <math>^{254}/^{255}\text{No}</math> mix between 7700 and 8300 keV with their <math>\alpha</math> decay descendants.</i> . . . . .	136
4.6	(gauche) Caractéristiques des sources utilisées pour l'étalonnage des détecteurs silicium de GABRIELA. On utilise une source $\alpha$ ( $^{238/239}\text{Pu}$ , $^{241}\text{Am}$ et $^{244}\text{Cm}$ ) pour étalonner le gain bas des détecteurs ( $\alpha$ et fissions) et les sources de $^{207}\text{Bi}$ et de $^{133}\text{Ba}$ pour étalonner les gains hauts (électrons de conversion). (droite) Spectre des électrons émis par la source de $^{133}\text{Ba}$ pour le détecteur d'implantation (a) et les détecteurs tunnel (b) [74]. <i>Characteristics of the radioactive sources used for the calibration of GABRIELA silicon detectors. We use an <math>\alpha</math> source (<math>^{238/239}\text{Pu}</math>, <math>^{241}\text{Am}</math> et <math>^{244}\text{Cm}</math>) to calibrate the low gain of the detectors (<math>\alpha</math> and fissions) and the electron sources <math>^{207}\text{Bi}</math> and <math>^{133}\text{Ba}</math> to calibrate the high gains (conversion electrons). (right) Spectrum of electrons emitted by the <math>^{133}\text{Ba}</math> source in the implantation detector (a) and in the tunnel detectors (b) [74].</i> . . . . .	138

- 4.7 Histogramme 2D des numéros de piste du détecteur d'implantation en fonction de l'énergie mesurée pour la réaction  $^{164}\text{Dy}(^{48}\text{Ca}, xn)^{212-x}\text{Rn}$ . Cette matrice permet de visualiser rapidement la qualité de l'étalonnage appliqué.  
*2D histogram of the DSSD strip number as a function of the measured energy for the reaction  $^{164}\text{Dy}(^{48}\text{Ca}, xn)^{212-x}\text{Rn}$ . This matrix allows for a direct check of the calibration parameters.* . . . . . 139
- 4.8 Différence de temps entre une implantation (en échelle logarithmique) et une décroissance en fonction de l'énergie de cette décroissance pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$ . On voit le mélange de  $^{254}\text{No}$  et de  $^{255}\text{No}$  entre 7700 et 8300 keV ainsi que leurs descendants (respectivement en rouge et en vert).  
*Time difference (in a log scale) between an implantation and the first decay in the same pixel as a function of the decay energy for the  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$  reaction. We can see the  $^{254}/^{255}\text{No}$  mix between 7700 and 8300 keV and their decay chains (red for  $^{254}\text{No}$  and green for  $^{255}\text{No}$ ).* . . . . . 140
- 4.9 Energies et intensités relatives des voies de décroissance  $\alpha$  du  $^{255}\text{No}$  [162].  
*Energies and relative intensities of the  $\alpha$  decay channels of  $^{255}\text{No}$  [162].* . 141
- 4.10 Schéma de niveau du  $^{251}\text{Fm}$  établi par F.P. Hessberger et al. [163]. Ces résultats ont depuis été confirmés par K. Rezinkina et al. à Dubna [96].  
 *$^{251}\text{Fm}$  level scheme established by F.P. Hessberger et al. [163]. These results were confirmed by K. Rezinkina in Dubna [96].* . . . . . 142
- 4.11 Histogramme 2D de la différence de temps entre une implantation (en échelle logarithmique) et la première décroissance observée en fonction de l'énergie de la décroissance suivante pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$ . On visualise directement des états isomériques connus ( $^{254}\text{No}$  encadré en bordeaux,  $^{250}\text{Fm}$  et  $^{246}\text{Cf}$  encadrés en noir) mais surtout un mélange du second état isomérique connu du  $^{254}\text{No}$  et de(s) l'état(s) découvert(s) dans le  $^{255}\text{No}$  (encadrés en vert). L'insert du dessous représente les événements isolés par une sélection sur le  $^{251m}\text{Fm}$  à la suite de cette séquence, c'est à dire les chaînes ER-e- $\alpha$ - $^{251m}\text{Fm}$ .  
*A logarithmic plot of the time difference between the implantation of a recoil and the first decay in the same pixel as a function of the following decay energy for the  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$  reaction. We can see the known isomeric state in  $^{254}\text{No}$  (brown),  $^{250}\text{Fm}$  and  $^{246}\text{Cf}$  (black) and the mix of the second isomeric state of  $^{254}\text{No}$  with the discovered isomeric state(s) in  $^{255}\text{No}$  (green). The insert shows the same figure with an additional condition on a  $^{251m}\text{Fm}$  at the end of the sequence (i. e. ER-e- $\alpha$ - $^{251m}\text{Fm}$  chains).* 143

---

4.12	<p>Temps de vie (en échelle <math>\log_2</math>) des états isomériques en fonction de leurs énergies de décroissances pour les 60 événements de la cascade complète ER-e1-e2-e3-e4. Les histogrammes (a,b,c,d) représentent respectivement les premières, deuxièmes, troisièmes et quatrièmes générations. Ces chaînes ont été isolées par des corrélations temporelles sur la face avant du DSSD uniquement, permettant d'avoir un seuil plus bas qu'en pixels. Les inserts illustrent la projection de ces histogrammes 2D sur l'axe du temps de vie</p> <p><i>Lifetime of the isomeric decays in a <math>\log_2</math> scale as a function of their energies for the 60 ER-e1-e2-e3-e4 events. (a,b,c,d) graphs are respectively displaying the first, second, third and fourth generations. These chains were selected through temporal correlations on the DSSD front strips only, allowing for a lower threshold. The inserts shows the projections on the lifetime axis.</i></p>	145
4.13	<p>Temps de vie (en échelle <math>\log_2</math>) des états isomériques en fonction de leurs énergies de décroissances pour les 489 événements des cascades ER-e1-e2-e3-<math>\alpha</math>. (a,b,c) représentent respectivement les premières, deuxièmes et troisièmes générations. Ces chaînes ont été isolées par des corrélations temporelles avant/arrière sur le DSSD (pixels).</p> <p><i>Lifetime (in a <math>\log_2</math> scale) of isomeric states as a function of their decay energy for the 489 events of ER-e1-e2-e3-<math>\alpha</math> cascades selected in a pixel by pixel analysis. (a,b,c) shows respectively the first, second and third generations.</i></p>	147
4.14	<p>Distribution des temps de vie (en échelle <math>\log_2</math>) des états isomériques pour les 489 événements des cascades ER-e1-e2-e3-<math>\alpha</math>. (a,b,c) représentent respectivement les premières, deuxièmes et troisièmes générations. Les ajustements ont été réalisés avec une fonction adaptée à deux composantes.</p> <p><i>Lifetime (in a <math>\log_2</math> scale) of isomeric states as a function of their decay energy for the 489 events of ER-e1-e2-e3-<math>\alpha</math> cascades. (a,b,c) shows respectively the first, second and third generations. The fits were done with an adapted two-component lifetime function.</i></p>	148
4.15	<p>Spectre des rayons <math>\gamma</math> observés en coïncidence avec les cascades de 3 (ER-e1-e2-e3). (a), (b) et (c) correspondent respectivement aux coïncidences avec e1, e2 et e3.</p> <p><i><math>\gamma</math> spectrum in coincidence with cascades of 3 (ER-e1-e2-e3). (a), (b) and (c) shows respectively the coincident <math>\gamma</math>-rays with e1, e2 and e3.</i></p>	149
4.16	<p>Spectre brut des rayons <math>\gamma</math> observés en coïncidence avec la décroissance du premier échelon (e1) des cascades ER-e1-e2-<sup>255</sup>No.</p> <p><i>Raw <math>\gamma</math>-ray spectrum in coincidence with the e1 decay in ER-e1-e2-<sup>255</sup>No cascades.</i></p>	150
4.17	<p>Distribution temporelle (en échelle <math>\log_2</math>) des <math>\gamma</math> de haute énergie (<math>\geq 800</math> keV) en coïncidence avec e2 dans les cascades (ER-e1-e2-e3).</p> <p><i>Time distribution (in a <math>\log_2</math> scale) of high-energy <math>\gamma</math>-rays (<math>\geq 800</math> keV) in coincidence with e2 in (ER-e1-e2-e3) cascades.</i></p>	150

---

4.18 Illustration des possibilités d'états à deux quasi-particules coté proton et neutron. Les niveaux présentés sont issus de résultats expérimentaux sur les noyaux voisins [20, 149]. Les couplages à deux quasi-particules sont indiqués en vert (bleu) pour les configurations favorisées (respectivement défavorisées) suivant les règles de Gallagher [33, 34].  
*Illustration of the possible two quasi-particles states on a neutron and proton single-particle scheme based on known experimental sequences of states in neighboring isotones and isotopes [20, 149]. Two quasi-particles excited states  $K$  value and parity are indicated in green (blue within brackets) for the favored (resp. unfavored) Gallagher [33, 34] combination. . . . . 153*

4.19 Mise à jour de la figure 4.2 (a) à partir de [149] et de nouveaux résultats expérimentaux. L'ajout du niveau  $11/2^-$  [725] à 230 keV pour le  $^{255}\text{No}$  provient de cette étude [166]. Figure fournie par A. Lopez-Martens.  
*Experimental low-lying single particle levels in  $N=153$  isotones. Updated version of 4.2 (a) from [149] with new experimental results. The  $11/2^-$  [725] state at 230 keV in  $^{255}\text{No}$  is extracted from the present study [166]. Figure provided by A. Lopez-Martens. . . . . 154*

4.20 Spectre des rayons  $\gamma$  observés en coïncidence avec la décroissance du premier état isomérique. On y retrouve en grande majorité les raies L du Nobelium.  
 Simulation du spectre des rayons  $\gamma$  pour la décroissance du premier isomère suivant la structure proposée (pour la décroissance d'un état  $11/2^-$  vers un état  $1/2^+$  en passant par un  $3/2^+$ ).  
 *$\gamma$ -ray spectrum in coincidence with the decay of the first isomeric state. Simulated  $\gamma$ -ray spectrum in coincidence with the decay of the first isomeric state according to the suggested structure (the decay of the  $11/2^-$  isomeric state to the  $1/2^+$  ground state through a  $3/2^+$  intermediate state. 155*

4.21 Schema de décroissance des états isomériques de haut-K dans le  $^{257}\text{Rf}$ . Les largeurs des flèches sont proportionnelles aux intensités des transitions.  
*Decay scheme of the high- $K$  isomeric state in  $^{257}\text{Rf}$ . The arrow widths correspond approximately to the transition intensities. . . . . 156*

4.22 Schéma de décroissance proposé pour le  $^{255}\text{No}$ . On y retrouve les quatre isomères observés (I, II, III et IV) ainsi que les différentes structures intermédiaires (a, b et c) discutés.  
*Proposed decay scheme of  $^{255}\text{No}$ . One can see the four isomeric states observed (I, II, III and IV) along with the intermediate structures (a, b et c) discussed. . . . . 159*

4.23 Couplages à 3-qp possibles avec les configurations 2-qp  $\pi_2 3^+$ ,  $\pi_2 5^-$  et  $\pi_2 8^-$  et les 1-qp  $\nu \frac{1}{2}^+$  [620],  $\nu \frac{3}{2}^+$  [622] et  $\nu \frac{11}{2}^-$  [725]. D'après la formule de K. Jain [40], on sait que pour chaque couplage, les deux états du bas sont moins haut en énergie que les deux du haut, mais on ne connaît pas l'ordre exact.  
*Possible 3-qp configurations originating from the coupling of the 2-qp configurations  $\pi_2 3^+$ ,  $\pi_2 5^-$  et  $\pi_2 8^-$  with the 1-qp  $\nu \frac{1}{2}^+$  [620],  $\nu \frac{3}{2}^+$  [622] et  $\nu \frac{11}{2}^-$  [725]. We know from the K. Jain [40] that the two lower states for each configuration are lower in energy than the two others, but the exact ordering is not known. . . . . 161*

4.24 Temps de vie des isomères de haut-K calculés sur la base de la systématique de Löbner [41] et des estimations de Weisskopf pour les transitions électromagnétiques pertinentes. La ligne bleu correspond au temps de demi-vie du deuxième état isomérique  $t_{1/2}=2 \mu\text{s}$ .  
*Lifetime of high-K isomeric states calculated from the Löbner systematics [41] and Weisskopf estimates for the relevant transitions. The blue line shows the  $t_{1/2}=2 \mu\text{s}$  measured half-life of the second isomer. . . . .* 162

5.1 Classification de John Newlands, publiée en 1865 [172].  
*John Newlands classification, published in 1865 [172]. . . . .* 174

5.2 Première version du tableau périodique de Mendeleïev (1869) [173]. L'original est conservé au Musée des sciences de Londres.  
*First version of Mendeleïev's Periodic table of elements (1869) [173]. The original version is at the British Science Museum. . . . .* 175

5.3 Historique de la découverte des 118 éléments qui composent le tableau périodique des éléments à l'heure actuelle.  
*Summary of the 118 elements of the periodic table with the countries of discovery. . . . .* 177

5.4 Tableau périodique des éléments illustrant l'influence des effets relativistes apparaissant vers  $Z=112$  et localisant les futurs éléments au-delà du dernier élément connu ( $Z=118$ ). On y observe notamment la série des éléments de la couche g qui s'inséreront avant les prochains éléments de la couche f [169].  
*Periodic table illustrating the influence of relativistic effects appearing around  $Z=112$  and locating future elements beyond the last known element ( $Z=118$ ). One can see the series of elements of the g-shell will be inserted before the next elements of the f-shell [169]. . . . .* 178

5.5 La découverte de l'élément 113 est célébrée à Wako avec un sentier des éléments menant du centre de Wako au laboratoire RIKEN. On y retrouve cette statue commémorative de la synthèse du Nihonium.  
*The discovery of element 113 is celebrated in Wako with an element path leading from central Wako to the RIKEN laboratory. One can see this Nihonium statue. . . . .* 179

5.6 Chaînes de décroissance du  $^{257}\text{Db}$  observées durant la première campagne expérimentale. On peut voir que certaines chaînes sont incomplètes car la capacité de détection des particules  $\alpha$  de notre système n'est que de  $\simeq 88\%$ .  
 *$^{257}\text{Db}$  decay chains observed during the first experimental campaign. One can see some holes in the chains because of the detection efficiency of our system for  $\alpha$  particles is only  $\simeq 88\%$ . . . . .* 180

5.7 Schémas de niveau des isotopes utilisés pour étalonner nos détecteurs, issus des réactions  $^{51}\text{V}+^{139}\text{La}\rightarrow^{185}\text{Hg}+5n$  et  $^{51}\text{V}+^{159}\text{Tb}\rightarrow^{210-xn}\text{Ra}+xn$  [57].  
*Level scheme of isotopes used for the detectors calibrations, synthesized through the fusion-evaporation reactions  $^{51}\text{V}+^{139}\text{La}\rightarrow^{185}\text{Hg}+5n$  et  $^{51}\text{V}+^{159}\text{Tb}\rightarrow^{210-xn}\text{Ra}+xn$  [57]*  
 182

5.8 (a) Spectre des décroissances  $\alpha$  observées au cours de la réaction d'étalonnage  $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} + xn$ . (b) Matrice 2D du numéro de piste du DSSD en fonction de l'énergie mesurée. Cette matrice permet de visualiser directement la qualité de l'étalonnage du DSSD.  
*(a)  $\alpha$  decay spectrum for the calibration reaction  $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} + xn$ .  
 (b) 2D matrix of the DSSD strip number as a function of the measured energy. This matrix allows for a direct check of the DSSD calibration parameters.* . . . . . 183

5.9 Matrice 2D représentant les énergies mesurées dans les détecteurs tunnels en fonction de l'énergie mesurée dans le DSSD en coïncidence. On voit apparaître des anti-diagonales représentant le partage de l'énergie d'un "escape"  $\alpha$  entre le DSSD et le tunnel correspondant.  
*2D matrix of energies measured in the tunnel as a function of energies measured in the DSSD in coincidence. One can see anti-diagonal structures showing the sharing of escape  $\alpha$  energies between the DSSD and the corresponding tunnel.* . . . . . 184

5.10 (haut) Spectre des décroissances des "escape- $\alpha$ " observés au cours des réactions d'étalonnage. Les énergies mesurées dans le DSSD et le tunnel y sont sommées. (bas) Matrice 2D représentant les énergies sommées du DSSD et du tunnel en fonction du numéro de tunnel correspondant. Cette matrice permet de visualiser directement la qualité de l'étalonnage des détecteurs tunnels.  
*(up) Escape  $\alpha$  spectrum of the calibration reactions. DSSD and tunnel energies are summed.  
 (down) 2D matrix of summed energies from the DSSD and the tunnels as a function of the corresponding tunnel number. The matrix allows for a direct check of the tunnel calibration parameters.* . . . . . 185

5.11 Chaîne de décroissance  $\alpha$  des isotopes  $^{295/296}\text{119}$  recherchés basés sur les chaînes de décroissances connues [169].  
 *$\alpha$  decay chain of the  $^{295/296}\text{119}$  isotopes based on the known decay chains [169].*  
 188

5.12 Matrice 2D représentant les énergies mesurées dans le DSSD en fonction du temps de vol mesuré par le ToF en coïncidence. On peut voir en rouge la courbe théorique du temps de vol en fonction de l'énergie que devrait avoir un noyau  $^{297}\text{119}$ .  
*2D matrix of the DSSD energies as a function of the time of flight measured by the ToF in coincidence. One can see in red the theoretical curve of the time of flight as a function of energy for a  $^{297}\text{119}$  nucleus.* . . . . . 190

5.13	Matrice 2D représentant les valeurs de qdc en fonction de l'énergie mesurée dans le DSSD en coïncidence. La partie encadrée en noir est majoritairement constituée de particules $\alpha$ , on y voit apparaître les raies observées dans ces réactions d'étalonnage. La partie encadrée en rouge est constituée de reculs, mais aussi de résidus de faisceau diffusé ou de particules légères ayant déclenché le ToF. <i>2D matrix of the qdc values as a function of the DSSD energies in coincidence. The black squared area highlights <math>\alpha</math> particles, one can see the calibration reaction <math>\alpha</math>-decay rays. The red squared area highlights recoils, light particles and diffused beam.</i> . . . . .	191
5.14	Matrice 2D représentant les énergies mesurées dans le DSSD en fonction du temps de vol mesuré par le ToF en coïncidence pour les événements rejetés à l'aide du filtrage sur les qdc. <i>2D matrix of the DSSD energies as a function of the time of flight measured by the ToF in coincidence for events rejected by the qdc filtering.</i> . . . . .	192
5.15	Matrice 2D représentant les énergies mesurées dans le DSSD en fonction du temps de vol mesuré par le ToF en coïncidence pour les événements sélectionnés à l'aide du filtrage sur les qdc. <i>2D matrix of the DSSD energies as a function of the time of flight measured by the ToF in coincidence for events selected by the qdc filtering.</i> . . . . .	192
5.16	Matrices 2D représentant les mesures du détecteur VETO en fonction des énergies mesurées dans le DSSD en coïncidence. On y voit apparaître des structures représentant les particules légères ayant traversé le DSSD. <i>2D matrix of the VETO measurements as a function of the DSSD energies in coincidence. One can see structures originating from light particles which went through the DSSD.</i> . . . . .	193
5.17	Matrice 2D représentant les énergies mesurées dans le DSSD en fonction du temps de vol mesuré par le ToF en coïncidence pour les événements rejetés à l'aide du filtrage sur le détecteur VETO. <i>2D matrix of the DSSD energies as a function of the time of flight measured by the ToF in coincidence for events rejected by the VETO filtering.</i> . . . . .	194
5.18	Matrice 2D représentant les énergies mesurées dans le DSSD en fonction du temps de vol mesuré par le ToF en coïncidence pour les événements sélectionnés à l'aide du filtrage sur le détecteur VETO. <i>2D matrix of the DSSD energies as a function of the time of flight measured by the ToF in coincidence for events selected by the VETO filtering.</i> . . . . .	194
5.19	(a) Prédiction des schémas de niveau des $^{249}\text{Md}$ , $^{253}\text{Lr}$ , $^{257}\text{Db}$ ; (b) Schéma de décroissance des $^{257/257m}\text{Db}$ prédit en utilisant les niveaux prédits (a); (c) Schéma de décroissance suggéré pour les $^{257/257m}\text{Db}$ sur la base des désintégrations $\alpha$ observées. Figure extraite de [175]. <i>(a) <math>^{249}\text{Md}</math>, <math>^{253}\text{Lr}</math> and <math>^{257}\text{Db}</math> level scheme predictions. (b) <math>^{257/257m}\text{Db}</math> decay scheme predicted with (a). (c) Experimental <math>^{257/257m}\text{Db}</math> decay scheme. Figure extracted from [175].</i> . . . . .	197

5.20 Matrice 2D représentant les énergies mesurées pour une génération X+1 en fonction des énergies mesurées pour une génération X. On y voit apparaître des structures correspondant à la chaîne de décroissance du  $^{257}\text{Db}$  :  $^{257}\text{Db}_{1/2}$ ,  $^{253}\text{Lr}$ ,  $^{249}\text{Md}$  et  $^{245}\text{Es}$ . *2D matrix of the energies of generation X+1 as a function of generation X. One can see structures belonging to the decay chain of  $^{257}\text{Db}$  :  $^{257}\text{Db}_{1/2}$ ,  $^{253}\text{Lr}$ ,  $^{249}\text{Md}$  et  $^{245}\text{Es}$ .* . . . . . 198



# Liste des tableaux

1.1	Prédictions théoriques de la position de l'îlot de stabilité superlourd selon différents modèles. <i>Theoretical predictions for the superheavy stability island according to different models</i> . . . . .	50
3.1	Liste des énergies $\gamma$ DSSD et tunnels mesurés en coïncidence pour les 15 décroissances isomériques du $^{256m}\text{No}$ observées. Les raies $\gamma$ marquées "AB" sont des sommations add-back [100] de deux $\gamma$ observés en coïncidence. Le marqueur // représente des événements observés dans deux cristaux germaniums différents ou dans deux pistes des tunnels. Le marqueur "PU" identifie les événements avec un temps de vie inférieur au seuil de correction de l'effet d'empilement, leurs énergies sont donc surestimées (les sommes ne sont donc pas calculées). <i>List of <math>\gamma</math>-rays, low energy electron showers (DSSD) and ICE energies (tunnel) in coincidence for the 15 observed isomeric decays of <math>^{256m}\text{No}</math>. The <math>\gamma</math>-rays marked with "AB" are add-back summations from two <math>\gamma</math>-rays observed in coincidence in two crystals of the clover detector [100]. When two non-neighboring crystals of clover or two strips of tunnel detectors are hit in coincidence the energies are indicated as recorded in parallel //. The DSSD events marked with "PU" have lifetimes below the pile-up correction threshold and should not be considered (no sum calculated).</i> . . . . .	119
4.1	Comparaison entre un ajustement sur les cascades de 4 (ER-e1-e2-e3-e4) et les cascades de 3 (ER-e1-e2-e3- $\alpha$ ) pour les mesures des temps de vie des états isomériques (exprimés en $\mu\text{s}$ ). <i>Comparison between fits on cascades of 4 (ER-e1-e2-e3-e4) and cascades of 3 (ER-e1-e2-e3-<math>\alpha</math>) for the lifetime measurements (in <math>\mu\text{s}</math>).</i> . . . . .	146
4.2	Tableau des rayons $\gamma$ en coïncidence avec le deuxième état isomérique. On y retrouve les relations de somme entre les transitions de basse énergie et celles de hautes énergie qui ont été mises en valeur par un code couleur. <i>Table of <math>\gamma</math>-rays in coincidence with the second isomeric state. One can see some summation effects highlighted by colors between low-energy and high-energy transitions.</i> . . . . .	151

4.3 Caractéristiques des 4 états isomériques découverts dans le  $^{255}\text{No}$ . Ces paramètres sont issus d'ajustements réalisés sur les cascades de 4 isomères ER-e1-e2-e3-e4. Les rayons  $\gamma$  sont notés X pour "X-rays" et HE pour "high-energy".  
*Characteristic informations of isomeric states selected in ER-e1-e2-e3-e4 decay chains.  $\gamma$ -rays are denoted X for X-rays and HE for High Energy events.* . . . . . 152

5.1 Tableau récapitulatif des éléments synthétiques découverts jusqu'à présent [171].  
*Summary table of the synthetic elements discovered so far [171].* . . . . 176

5.2 Nombre de chaînes de décroissance du  $^{257}\text{Db}$  observées au cours de la campagne expérimentale dédiée. Les événements discutables correspondent à des événements avec une mauvaise énergie mais un bon temps de vie, conséquence d'un effet de sommation dans le DSSD et/ou d'une mauvaise sommation avec un signal en coïncidence dans les détecteurs tunnel.  
*Number of  $^{257}\text{Db}$  decay chains observed during the experimental campaign. Questionable events corresponds to events with a good lifetime but a wrong energy, originating from a pile-up effect in the DSSD or a wrong summation with a tunnel signal in coincidence.* . . . . . 199

---

# Remerciements

Préparer une thèse de doctorat est une expérience unique qui met à l'épreuve nos aptitudes intellectuelles mais également nos capacités émotionnelles, notre résilience ou encore notre créativité. Au cours de ces trois années, j'ai eu la chance d'être aidé, soutenu, encouragé, poussé, parfois même porté par mon entourage mais aussi par les merveilleuses équipes que j'ai côtoyé dans cette aventure. Ce manuscrit est le fruit d'un travail d'équipe et je souhaite ici remercier toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à la réussite de cette thèse et à mon épanouissement personnel.

Je souhaite commencer par remercier chaleureusement mon directeur de thèse Benoît Gall. Quand tu m'a proposé ce stage voué à déboucher sur une demande de thèse, à la suite de mon examen de physique nucléaire expérimentale, je dois t'avouer que j'avais abandonné l'idée de faire de la recherche. La confiance que tu as placée en moi m'a permis de réaliser que mes rêves d'enfant étaient encore accessibles et tu m'as fait découvrir un domaine qui m'a donné envie de me surpasser. Je suis fier d'être le dépositaire du savoir, mais également des méthodes et de la rigueur de travail que tu m'as transmis. Tu as toujours été à l'écoute de mes choix personnels, ce qui a été très important pour moi, à la fois compréhensif et de bon conseil ; j'espère pouvoir travailler avec toi pendant de nombreuses années.

Je souhaite ensuite remercier tout les professeurs que j'ai eu la chance de côtoyer au cours de ma scolarité et en particulier Monsieur Berthet, qui a su transformer ma curiosité du monde qui nous entoure en une admiration pour la Physique et les phénomènes qu'elle nous permet de comprendre. Si je n'en étais pas conscient au lycée, je sais aujourd'hui que tu as été l'élément qui m'a poussé à étudier cette science. Je souhaite également remercier le Pr. Anne-Sophie Cordan, le Pr. Yann Leroy et le Pr. Jérôme Beaudot qui m'ont soutenu pendant mon parcours en école d'ingénieur et en master de "physique subatomique et astroparticules", ce qui m'a permis de postuler pour cette thèse. Votre disponibilité, vos conseils et votre confiance m'ont poussé à donner le meilleur de moi-même.

Je tiens maintenant à remercier tout ceux avec qui j'ai eu l'opportunité de travailler pendant cette thèse. Pour commencer, je voudrais remercier le Pr. Olivier Dorvaux : tes conseils, ta disponibilité et ton soutien ont été précieux durant ces trois années. Je retiens en particulier nos travaux commun mais aussi nos échanges personnels, que ce soit à l'aéroport pendant nos nombreux déplacements ou bien au restaurant après une dure journée d'expérience, j'ai toujours pris beaucoup de plaisir à échanger, partager, apprendre et rigoler avec toi. Merci pour tout !

Je remercie Araceli Lopez-Martens et Karl Hauschild, nos proches collaborateurs de l'IJClab. Si j'ai été impressionné par votre professionnalisme et votre prestance au premier abord, j'ai eu la chance de participer à de nombreuses expériences avec vous, ce qui m'a permis d'apprendre à vous connaître et de découvrir deux chercheurs admirables à tout

---

les sens du terme. Je vous remercie pour l'accueil chaleureux et familial que j'ai reçu pour ma venue à Orsay, j'en garde un excellent souvenir. Je voudrais également spécialement te remercier, Waely, pour ton aide dans le développement de mes codes et dans l'analyse des expériences dont j'ai été en charge. Je remercie également Rikel Chakma, tu m'as non seulement montré la voie, mais tu as aussi toujours été à l'écoute pour me conseiller, me corriger ou m'orienter dans le développement de mes analyses. J'espère pouvoir de nouveau collaborer avec vous dans un futur proche, que ce soit au GANIL, à Dubna ou dans un autre laboratoire.

Je tiens à remercier toute l'équipe de spectroscopie de noyaux superlourds du FLNR : Alexander Yerebin, Oleg Malishev, Victor Chepigin, Yuri Popov et leurs collaborateurs russes. J'ai été accueilli chaleureusement à Dubna au cours de mon stage de master et j'ai eu la chance de m'y rendre à de nombreuses reprises au cours de ma thèse. Ces souvenirs de nos expériences et des problèmes rencontrés mais aussi des barbecues dans la forêt et des bains dans la Volga resteront gravés dans ma mémoire. Je remercie également Irina du Visit Center du JINR pour le support administratif essentiel que j'ai reçu sur place.

Je remercie l'équipe de synthèse de nouveaux éléments de RIKEN pour leur accueil au sein de cette collaboration internationale et pour la confiance qu'ils m'ont accordé dès le début de mes analyses. Merci à Morimoto-san, Haba-san, Sakai-san, Tanaka-san et toute la collaboration nSHE. Je souhaite adresser des remerciements tout particuliers à Pierre Brionnet : étant ton successeur dans notre équipe, je t'ai toujours considéré comme un parrain et je suis heureux de te compter comme un ami désormais. Quel que soit le sujet, tu as toujours été de bon conseil et tu n'as jamais rechigné à m'apporter ton aide et ton soutien depuis l'autre bout du monde.

Je remercie Christelle Stodel, Yoa Ljungvall, Stéphane Grévy et Hideyuki Sakai pour avoir accepté de prendre part à mon jury de thèse. Vos remarques pertinentes et vos commentaires avant et après ma soutenance ont largement contribué à la qualité de ce manuscrit. J'espère avoir l'occasion de travailler avec vous dans un futur proche, que ce soit au GANIL ou dans un autre laboratoire.

Je remercie également le groupe de physique nucléaire de l'IPHC et en particulier les collègues du 2ème étage pour leur accueil, leur humour et leur bienveillance. Merci Gilbert, François, Louise, Michel, Kamila, Dominique, Momo et Sandrine. Je remercie aussi tout les autres étudiant(e)s que j'ai côtoyé pendant cette thèse et en particulier mes collègues de bureau Bart, Jean, Emma et Margaux.

Je remercie le service administratif de l'IPHC et plus particulièrement Nadine Reinbold pour leur disponibilité et leur patience pour l'organisation de nos nombreuses missions à l'étranger. Je remercie Eric Kieffer pour le support informatique et Cédric Mathieu pour son aide dans nos développements instrumentaux.

Je souhaite à présent remercier mes amis, qu'ils soient à Strasbourg ou chez moi à Marseille, je n'aurais jamais réussi sans vous. Merci pour votre soutien mais surtout merci de faire partie de ma vie. Vous m'offrez depuis plus de dix ans des moments inoubliables, des amitiés pour la vie, je me suis construit avec vous et je sais que je pourrais toujours compter sur vous. Merci Vic, Charly, Fred, Milou, Jibs, Simon, Alice, Seb, Léa...je ne peux pas tous vous citer ici mais je sais que vous vous reconnaîtrez : merci La Famille!

Papa, Maman, je ne vous remercierai jamais assez. Vous avez toujours cru en moi, vous m'avez montré que rien n'est impossible, vous m'avez soutenu dans les moments difficiles et vous m'avez motivé quand j'en avais besoin. Je porte avec fierté les valeurs que vous m'avez transmises, des valeurs d'humanité, de partage, d'honnêteté et d'empathie

---

qui font de moi ce que je suis. Je suis fier de vous rendre fier. Merci à mon frère et à ma soeur Erwan et Maora pour votre indéfectible soutien, merci de prendre soin de papa et maman pendant que m'épanouis à Strasbourg. Merci pour nos discussions, pour vos questions et pour votre curiosité sans limites. Je remercie toute ma famille pour votre soutien, votre confiance et votre amour.

Manon, je ne saurais exprimer pleinement ma reconnaissances par ces quelques mots, mais je suis sûr que tu sais déjà à quel point tu as été importante dans cette aventure. Pour commencer merci de m'avoir suivi à l'autre bout de la France, merci pour ton soutien dans mes études et dans cette thèse de doctorat. Merci de croire en moi comme je crois en toi depuis plus de huit ans, sans toi rien de tout cela n'aurait pu arriver. Merci de m'avoir soutenu quand je passais la moitié de mon temps à l'autre bout du monde, merci d'avoir supporté mes humeurs et de m'avoir relevé quand je ployais le genou. Merci simplement d'exister et de faire partie de ma vie, merci pour ton amour inconditionnel.

Je dédie cette thèse à mes grands parents : Nicodème et Andrée Pellas, Jdé Mohamed et Stsé Baya Kessaci, mes motivations dans la vie.

---

---





---

# Introduction

La structure du noyau atomique, composée de protons et de neutrons, fut mise en évidence dans les années 30. À cette époque, deux interactions fondamentales étaient connues : la gravitation d'Albert Einstein et l'électromagnétisme de James Maxwell. Cependant, aucune de ces deux interactions n'était en mesure d'expliquer la cohésion du noyau atomique. La gravitation est négligeable à l'échelle des nucléons et le noyau, constitué de charges neutres et de charges positives sujettes à la répulsion électrostatique, aurait dû « exploser » si l'on n'avait pris en compte uniquement ces deux forces. Il fallut donc introduire une nouvelle interaction fondamentale pour expliquer sa cohésion : la « force nucléaire », que nous connaissons de nos jours sous le nom d'interaction forte.

Hideki Yukawa tenta d'expliquer cette interaction dès 1935, en proposant une particule vectrice de cette force : le pion. Si cette particule a bien été découverte quelques années plus tard, la théorie de Yukawa comportait de nombreuses lacunes. Ce n'est qu'en 1964, lorsque Murray Gell-Mann et George Zweig émirent la possibilité que neutrons et protons soient eux-mêmes constitués de quarks, que la vraie nature de l'interaction forte émergea. La physique quantique nous fournit alors une théorie cohérente, décrivant l'interaction forte comme une force qui permet de lier les quarks entre eux pour former les « hadrons ». La « force nucléaire » proposée dans les années 30 était en fait le résidu de ces interactions entre quarks, à l'instar des forces de Van der Waals dans une molécule, qui sont le résidu de l'interaction électromagnétique. Bien que cette interaction soit connue depuis de nombreuses années, elle reste aujourd'hui un des grands mystères de la physique moderne. Cette force de courte portée est modélisable pour des systèmes comportant peu de particules élémentaires mais devient insoluble à grande échelle ; c'est pourquoi certains physiciens décidèrent d'aborder ce problème différemment, en considérant le noyau atomique comme un ensemble de nucléons dans un puits de potentiel global qui résulte des différentes interactions à l'oeuvre.

En parallèle de ces études sur les constituants élémentaires de la matière, la physique de l'atome se développa donc en considérant les propriétés du noyau atomique et de ses nucléons comme un ensemble à "grande" échelle, dont les propriétés émergent des interactions entre les quarks qui les constituent. Si de nombreuses interrogations restent encore en suspens, la physique nucléaire prit à l'époque une place de plus en plus importante dans notre société. Radiothérapie, scintigraphie, tomographie... Elle permit des avancées majeures dans la médecine moderne et les études de matériaux à l'échelle atomique, ce qui était inimaginable jusque-alors. La physique nucléaire prit également une place importante en archéologie, avec la datation aux isotopes rares, ou encore en géologie, en muséographie et même dans le secteur de l'agroalimentaire, avec des techniques de stérilisation par irradiation. Toutefois, c'est le domaine de l'énergie qui fut le

---

plus chamboulé par ces découvertes. En ces temps troublés de l'entre-deux-guerres, les physiciens, sous l'égide d'Albert Einstein, prirent conscience de la quantité inouïe d'énergie que renfermait la matière. Nous connaissons les tristes dérives que cette découverte entraîna. Cependant, les physiciens apprirent aussi à exploiter cette énergie pacifiquement et actuellement, plus de 70% de l'électricité française est produite par des centrales à fission nucléaire.

Si le nucléaire est déjà omniprésent dans notre société, il reste encore de nombreux défis techniques à relever, comme la maîtrise à grande échelle de « l'énergie des étoiles », la fusion, qui est l'un des enjeux majeurs du 21<sup>ème</sup> siècle. En parallèle de ces développements industriels, les physiciens affinèrent leur compréhension de la matière et des forces nucléaires. Au début du 20<sup>ème</sup> siècle, la mécanique quantique se développa sous l'impulsion, entre autres, de Max Planck, Louis de Broglie, Erwin Schrödinger ou encore Werner Heisenberg. Ce nouveau pan de la physique, rompant brutalement avec les concepts classiques de trajectoire, de position ou de déterminisme en utilisant le formalisme probabiliste de la mécanique quantique, permit de mieux comprendre ces interactions à l'échelle atomique. En effet, des modèles de "chimie quantique" décrivant les électrons autour du noyau atomique commencèrent à émerger. Ils permirent des avancées majeures de par la mise en évidence d'effets de couches et d'orbitales atomiques en décrivant les électrons à l'aide de la mécanique quantique. Ce modèle électronique inspira les physiciens nucléaires et un modèle décrivant les nucléons selon des principes analogues émergea, expliquant les excès d'énergie de liaison de certains noyaux par des effets de remplissage de couches nucléoniques : on parle de nombres magiques. Ces derniers sont aujourd'hui encore au coeur de nos études et des techniques expérimentales nous ont permis de créer des dizaines de noyaux artificiels. Nous avons ainsi étendu la classification des éléments de l'Uranium ( $Z=92$ ) jusqu'au célèbre Oganesson, qui avec ses 118 protons est le noyau le plus lourd jamais observé.

Ces éléments superlourds ne peuvent exister qu'en tirant parti de ces effets quantiques de couches nucléoniques, ce qui rend leur étude particulièrement intéressante pour sonder la stabilité nucléaire. Les modèles théoriques, qui reproduisent bien les nombres magiques jusqu'au  $^{208}\text{Pb}$ , prédisent un regain de stabilité pour les noyaux sphériques aux alentours de  $Z=114$  et  $N=184$  : « l'îlot de stabilité » superlourd. De nos jours, nous sommes à la recherche de ces ultimes nombres magiques, nous avons bien observé un regain de stabilité aux alentours du Flerovium ( $Z=114$ ) mais nos capacités expérimentales actuelles ne nous permettent pas encore de synthétiser des isotopes suffisamment riches en neutrons pour atteindre  $N=184$ . Ces éléments superlourds soulèvent également des interrogations au niveau atomique. En effet, pour ces noyaux comportant un nombre important de protons et donc d'électrons, l'approche théorique de la cohésion des atomes démontre la nécessité de tenir compte des effets relativistes dans la description de son cortège électronique. Ces effets relativistes vont influencer sur les propriétés chimiques de ces atomes, ce qui limite la classification « traditionnelle » de Dimitri Mendeleïev pour les superlourds. Ce chamboulement d'une classification établie depuis plus de 150 ans soulève de nombreuses questions ; Réussira-t-on à synthétiser les éléments 119 et 120 ? L'élément  $Z=121$  sera-t-il vraiment le premier atome avec un électron sur une couche  $g$  ? Quelles seront ses propriétés chimiques ? Jusqu'où peut-on étendre le tableau périodique ? L'Oganesson est-il un métalloïde ou un gaz rare ? Ces noyaux superlourds existent-ils, ou ont-ils existé, dans les étoiles ou ailleurs ? Nous sommes ainsi confrontés à plusieurs interrogations tant en termes de stabilité nucléaire que de propriétés chimiques et les réponses viendront des

---

études expérimentales de ces noyaux extrêmes, aux limites de la charte des nucléides.

C'est dans cette lignée que ma thèse s'inscrit. J'ai eu la chance 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. Cette équipe est constituée du Pr. Benoit Gall, mon directeur de thèse, du Pr. Olivier Dorvaux, de Zouhair Asfari, de Michel Filliger et de Margaux Forge, qui a récemment démarré une thèse dans notre équipe et qui prendra le relais de mes analyses après mon départ. Avec cette formidable équipe, j'ai été plongé au coeur de deux domaines fondamentaux de la physique des éléments lourds et superlourds : la synthèse de nouveaux éléments et la spectroscopie fine de noyaux transférants.

Depuis de nombreuses années, notre équipe entretient une collaboration étroite avec l'équipe de spectroscopie du Flerov Laboratory for Nuclear Research (FLNR) de Dubna, en Russie. Cette collaboration a été fondée avec des membres CNRS de l'équipe SHE du Laboratoire Irène Joliot-Curie (IJCLab) d'Orsay, avec qui j'ai pris beaucoup de plaisir à travailler. Cette équipe est constituée d'Araceli Lopez-Martens, de Karl Hauschild et de Rikel Chakma, qui a soutenu sa thèse en 2019 et qui a guidé mes premiers pas à Dubna, dans ce domaine fascinant qu'est l'étude fine de noyaux extrêmes. Cette collaboration franco-russe est le fruit d'années de travail qui ont mené au développement d'un dispositif expérimental à la pointe de la technologie. Il a permis de cartographier de nombreux noyaux lourds et superlourds et j'ai eu l'immense honneur d'être en charge de l'analyse de deux expériences dans leur intégralité. Ces dernières ont mené à la découverte de nombreux isomères-K dans les  $^{255}\text{No}$  et  $^{256}\text{No}$ , on peut retrouver les deux publications correspondantes en annexe de ce document. Pour ce travail, en plus des échanges avec mon directeur de thèse et Olivier Dorvaux, j'ai bénéficié de l'aide et de nombreux conseils avisés d'Araceli Lopez-Martens. J'ai également eu la chance de participer à une dizaine d'autres études de spectroscopie dans ce laboratoire, pour lesquelles j'ai été chargé du contrôle des réactions sur place avec l'équipe locale et d'une analyse préliminaire en direct.

En parallèle, suite aux travaux de Benoit Gall et Zouhair Asfari sur les faisceaux isotopiques de  $^{50}\text{Ti}$ , notre équipe a intégré en 2014 la collaboration américano-japonaise de synthèse de nouveaux éléments visant à créer des éléments au-delà de l'Oganesson, à RIKEN au Japon. Ainsi, quelques jours après le début de ma thèse, j'ai eu la chance de me rendre sur place pour construire mon code d'analyse. J'ai été accueilli par mon prédécesseur Pierre Brionnet, qui après avoir soutenu sa thèse en 2018 sous la direction d'Olivier Dorvaux, m'a transmis le témoin, puis a intégré l'équipe japonaise pour un post-doctorat. J'ai ainsi été guidé dans ce monde en perpétuelle évolution qui m'était totalement inconnu. Après quelques mois de développement, de voyages au Japon et de nombreux échanges avec Pierre, Olivier et mon directeur de thèse, mon code est devenu une des références de cette collaboration internationale. Afin de perpétuer ma contribution à cette collaboration, j'ai récemment transmis mes programmes à mon directeur de thèse et ai guidé Margaux Forge dans le développement de son code, qui mènera je l'espère à de nombreuses découvertes.

Ce manuscrit regroupe les résultats de mon travail durant ces trois années de thèse, il se décomposera en trois grandes parties. La première section sera dédiée au contexte physique de l'étude des éléments superlourds et aux principes théoriques nécessaires aux parties suivantes. Dans un second temps, nous nous intéresserons aux études de spectroscopie que j'ai réalisées, visant à étudier les états isomériques de haut-K découverts

---

dans deux isotopes méconnus du Nobelium : les  $^{255}\text{No}$  et  $^{256}\text{No}$ . Pour finir, la troisième partie de cette thèse sera dédiée à ma contribution à cette expérience de longue haleine visant à synthétiser l'élément 119 à RIKEN. Nous finirons par un bilan de ces trois années de doctorat, résumant mes différentes contributions, mes publications et une brève discussion sur les perspectives d'avenir de ce domaine en constante évolution. En effet, en parallèle de ces études, j'ai eu la chance de participer, de près ou de loin, à de nombreux développements expérimentaux qui apporteront, j'en suis certain, des progrès significatifs dans les années à venir.





## Première partie

# Contexte physique de l'étude des éléments lourds et superlourds



---

# Chapitre 1

## Noyaux déformés, Isométrie-K et systématiques d'interdictions

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>English Summary : Deformed nuclei, high-K isomers and forbiddenness systematics</b>	<b>9</b>
<b>1.2</b>	<b>Modèles théoriques</b>	<b>14</b>
1.2.1	Le modèle de la goutte liquide	16
1.2.2	Les nombres magiques et le modèle en couches sphérique	20
1.2.3	Le modèle en couches déformées	24
1.2.4	Le modèle de Nilsson	26
<b>1.3</b>	<b>Les excitations nucléaires</b>	<b>27</b>
1.3.1	Excitations collectives : vibration et rotation	27
1.3.2	L'isomérisme	31
1.3.3	Etats de quasiparticules	33
1.3.4	Règle de sélection pour les configurations 3-qp dans les noyaux impairs	36
1.3.5	Facteur d'interdiction et systématique de Löbner	39
1.3.6	Approche plus récente (Kondev)	41
<b>1.4</b>	<b>Les réactions de fusion-évaporation</b>	<b>42</b>
1.4.1	Le mécanisme de réaction	42
1.4.2	Energies et sections efficaces	44
1.4.3	Fusion froide et fusion chaude	46

---

### 1.1 English Summary : Deformed nuclei, high-K isomers and forbiddenness systematics

Since the beginning of the 19<sup>th</sup> century, we try to understand the matter's properties and especially the nuclear force which assure the nuclei cohesion. In parallel to experimental discoveries, many models were developed to describe the atoms and then the nuclear structure. They went from the simple Thomson's model following the electron discovery to the most refined models based on quantum mechanics. Nowadays, our theoretical physicists colleagues are still improving their models in order to explain the

atomic and the nuclear structure. One of the major issues is coming from the fact that the nuclear force is still not well-known. Theoreticians are therefore facing many issues, especially for the description of heavy and superheavy nuclei. As experimental physicists, our role is to challenge these models through experimental facts. We are working on two topics of nuclear physics at the edge of our technological possibilities : the synthesis of new superheavy elements (SHE) and the study of their excited states (i. e. spectroscopic studies).

Despite the fact that one has currently access to rather precise theoretical models, they do not agree on the position of the next magic numbers and on the relative the single particle ordering. This latter point is very sensitive to the deformation, but the nobelium region (one of this thesis subjects) is known to have deformed shell gaps that somehow damp the changes in deformation and enable high-K isomerism. As it is done in many articles, we have chosen to use the Nilsson labelling to describe the quantum states and the single particle shells which explains their origin in this thesis. In Nilsson's model, the nucleus is considered as a 3D deformed ellipsoid with the Hamiltonian detailed in the formula (1.15). This model gave rise to the famous asymptotic notation often used to label the wave-functions describing the nucleons of a nucleus. It is based on the principal quantum number  $N$ , the number of quanta on the deformation axis  $n_z$ , the projection  $\Lambda$  of the angular momentum  $\vec{l}$  on the deformation axis  $z$ , the projection  $\Omega$  of the total angular momentum  $\vec{j}$  on the deformation axis and the shell parity  $\pi=(-1)^l=(-1)^N$  (see figure 1.10). This notation gave rise to a labelling of orbitals as  $9/2-[734]$  what means  $N=7$ ,  $n_z=3$ ,  $\Lambda=4$  and  $\Omega=9/2=4+1/2$  (*spin up*). Despite the practical interest of such a notation, it is important to recall the fact that the real nucleons wave-functions we are considering as experimentalists are not pure Nilsson states. In comparison to a more realistic Wood-saxon or Hartree-Fock wave function, the Nilsson contribution to the total wave-function is usually only few tens percent. If in practice only the total angular momentum and the parity are significant, the community continues to use the Nilsson's labels, as we will see in the spectroscopic studies presented later in this thesis.

A nucleus can face different kind of excitations. Usually, we distinguish the collective phenomena as rotation and vibration - where all nucleons are considered - from the individual excitations as quasi-particle excitations where only some nucleons close to the Fermi level are involved. One can distinguish vibration from rotation with the ratio  $R_{42}=E(4^+)/E(2^+)$  between the second excited state ( $4^+$ ) and the first one ( $2^+$ ), giving a result around 2 for vibrational excitations and around 3 for pure rotational structures. This effect is visible on the figure 1.11, with spherical nuclei (grey), vibrational ones (blue) with only few nucleons in addition to their spherical core and the pure rotational ones (red) far away, with the Nobelia ( $Z=102$ ), one of the topics of this thesis. As we are only studying deformed transfermia nucleus, we focused our interest on rotational excitations. By an analogy with classical physics, one can give rise to the (1.23) formula, which describes the energies of rotational states with a  $J(J+1)-K^2$  dependence (see figure 1.10). Experimentally, the decays between rotational states are characterized by electromagnetic transitions with rather high Weisskopf units due to the collective nature of the states. An example of measured rotational bands is given in figure 1.12, for the case of  $^{254}\text{No}$ . The K quantum number is constant in a rotational band, that's why we usually describe it by this band head quantum number. It is important to underline, especially for the study of  $^{255}\text{No}$ , that  $\Omega=\frac{1}{2}$  states follow a more complex law, with an additional decoupling parameter  $a$  according to the formula (1.25). Thus, we are studying these rotational

bands in order to explain the collective behaviors of nuclei, it is an important meeting point between experimental and theoretical studies.

Any quantum state has a lifetime, with a value depending on the situation. By analogy with chemistry, we call isomers all the excited states which shows a "long" lifetime. We distinguish three kind of isomers : the shape isomers, the spin isomers and the high-K isomers (see figure 1.14). In this thesis, we focused our work on high-K isomers, omnipresent in the superheavy region, and especially in Nobelia, as we will see in the next chapters. High-K isomers results from the forbiddenness induced when a transition implies a  $\Delta K$  value higher than its multipolarity  $\lambda$ . Such a transition violates the total angular momentum  $J$  conservation and is therefore a "forbidden" transition which can only occur through impurities in the wave-function, what give rise to significant lifetime. This phenomenon needs high-K difference and thus imply high-J nucleonic orbitals around the Fermi level. This makes their observation very interesting and challenging for theoretical models. We use the notion of quasi-particle (qp) to designate the action of adding a particle or creating a hole on a single particle state, leading to a potential blocking of pairing or a pair breaking in this single particle state. Indeed, for an even-even nuclei, a 2-qp excitation corresponds to the excitation of a nucleon on a higher orbital. In this case, the nucleon will leave a hole on its initial orbital and fill a higher orbital. Thus, there are numerous 2-qp states, with energies directly dependent of the energy difference between the two states involved, as described by the formula (1.28). For odd nuclei, we talk about states 1-qp, 3-qp, 5-qp, etc. As it is described by the figure 1.15, a 1-qp state will designate all the possible excitations of the single nucleon, a 3-qp results from the coupling of a 1-qp with a 2-qp etc. The nucleonic pairing effect has an important influence on the excitation energy of these states. Indeed, a 2-qp excitation involves two pair breaking, on the initial and on the final single particle state. For a 1-qp excitation in an odd nucleus, as the third configuration of figure 1.15 shows, one pair is broken on the final state ( $9/2^+$ ) while the initial state comes again to the list of paired states (hole pair). Thus, these two effects compensate themselves and no pair breaking energy is required for such an excitation, at variance to the energy of two pair breaking required to make a 2-qp excitation. Playing on the particle states occupancy may also induce some deformation changes. It is therefore difficult to predict the ordering of the 2-qp states energies. One can list the ones leading to a high-K value that may have an influence. At this point it is also important to remember that they may be some residual interaction between the angular momentum and spins of the two coupled orbital. It is possible to know the ordering that follows an empirical systematics, according to the C. J. Gallagher [33, 34] rule. In the Nilsson's notation, the  $\Omega$  quantum number designate the total angular momentum of the orbital, with a spin  $\uparrow$  when  $\Omega = \Lambda + \frac{1}{2}$  and  $\downarrow$  when  $\Omega = \Lambda - \frac{1}{2}$ . The favored 2-qp coupling will always be the one antiparallel spins. Thus, in case of the 2-qp coupling of two orbitals with the same spin directions ( $\uparrow \uparrow$  or  $\downarrow \downarrow$ ), the favored configuration will be the one built on the difference of the total angular momenta  $\Omega : \Omega = | \Omega_1 - \Omega_2 |$ . Similarly, for 2-qp coupling of two orbitals with opposite spins orientations ( $\uparrow \downarrow$  or  $\downarrow \uparrow$ ), the "Gallagher favored" will be the one resulting from the summation, also leading to antiparallel spins coupling :  $\Omega = \Omega_1 + \Omega_2$ . The amplitude of energy difference between favored and unfavored states ranges from one to a few hundred of keV.

This selection rule is therefore essential to explain the 2-qp couplings which can give rise to isomeric states. In our studies, we are using it to determine the possible favored

---

2-qp states out of all the 2-qp coupling which can be formed in the nucleus of interests. For example, the figure 1.16 summarize all the 2-qp couplings considered in case of the spectroscopic study of  $^{256}\text{No}$  which will be presented in chapter 3.

The question about the ordering and the favored coupling of quasi-particle states become way more complicated for 3-qp couplings. Indeed, in a deformed nucleus, the coupling of three quasi-particles with  $K_1$ ,  $K_2$  and  $K_3$  values leads to four states  $K=|K_1 \pm K_2 \pm K_3|$  with four different energies. As experimentalist, it is essential to know the ordering of these four states. There is no comparable rule for 3-qp states but K. Jain proposed [40], on the basis of experimental measurements, the formula (1.31) to calculate the energy of any 3-qp configurations. Unfortunately, this formula requires some precise inputs and especially the exact energy of the single particle states involved, an information impossible to provide in the mass region we are studying. In this formula, K. Jain considered the coupling of two "like-particles" to one "unlike-particle". As an instance, for a (ppn) configuration, the two protons are the "like-particles" and the neutron is the "unlike" one. For a (nnp) configuration the situation is the exact opposite. Thus, this formula is not really useful for our spectroscopic studies but K. Jain also shows in its article that some empirical rules emerged from its formula :

- the higher excited state will always be the one where "like-particles" spins are parallel and "unlike-particle" spins are antiparallel.
- the state where all the spins of the quasi-particles are parallel will never be the lowest in energy.
- for a (ppp) or (nnn) coupling, the highest state will always be the one with parallel spins.

These rules were experimentally verified on many nuclei, as it can be seen on figure 1.18. It does not give the ordering of the 3-qp states, but it points, in some cases, the two that cannot be the lowest. We could therefore use it to have a global overview of the possible low lying 3-qp states in  $^{255}\text{No}$ , as it will be described in chapter 4.

In order to explain the lifetime of the high-K isomers observed, we can use the systematics developed by K. E. G/ Löbner in 1968 [41]. He studied all the high-K isomeric states identified at that time in the heavy nuclei region in order to give a trend of high-K forbiddenness and understand the lifetimes of these states according to their decay path. He defines a forbiddenness factor  $\nu=\Delta K-L$ , with L the multipolarity of the concerned transition. It quantifies the missing angular momentum for this transition due to the mandatory change in K for this transition to happen. In order to create a variable allowing to quantify the ratio between the measured half-life of high-K isomers as a function of their Weisskopf estimates, he also defined  $F_W$  as :

$$F_W = \frac{T_{1/2}^\gamma}{T_{1/2}^W} \quad (1.1)$$

Following a systematic approach, K. E. G/ Löbner shows a logarithmic dependence between  $F_W$  and  $\nu$ , as it can be seen on figure 1.19. One can see a factor  $\simeq 100$  on  $F_W$  per forbiddenness degree, on this basis, L. I. Rusinov proposed an empiric rule for these transitions [42] :

$$\log(F_W) = 2(|\Delta K| - L) = 2\nu \quad (1.2)$$

In January 2015, F.G. Kondev, G.D. Dracoulis et T. Kibedi updated and extended this systematic study accounting for all the isomeric states discovered for almost 50 years.

---

This important statistic allows them to identify a trend somewhat different from their predecessors, illustrated by the figure 1.20. We can see that if the Rusinov's rule is still a rather good approximation for low  $\Delta K$  values, the more  $\Delta K$  increases, the more the differences are large. Following these observations, they proposed to add a corrective term to the Rusinov's rule, giving the formula (1.38). For our spectroscopic studies, we used this systematic on a reverse mode, i. e. we used it to determine the half-life that should exhibit a given transition, for a given energy. Thus, we were able to look for the most probable transition properties which can explain the measured lifetime and so, identify the isomeric state, as it will be presented in chapters 3 and 4 of this document.

The production of all the nuclei studied in this thesis is based on the fusion-evaporation process. This reaction, well-illustrated by the figure 1.21 can be seen as a succession of processes, each associated to a success probability. The reaction process starts with a capture stage, where the projectile A hits the target B in order to make a compound nucleus (CN), with a given probability. This capture process is in competition with different reactions such as quasi-fission, nucleon transfer or quasi-elastic scattering. When the capture is successful, the compound nucleus (CN) is formed in a very excited state with an energy shared between kinetic and internal energy. It therefore undergoes light particle (protons, neutrons or even  $\alpha$  particles ) evaporation to reduce its excitation energy. This process is in competition with nuclear fission, we call this competing process the fusion-fission. The nucleus resulting from the evaporation of light particles is called the evaporation residue (ER) and still have a high excitation energy which will be released by electromagnetic transitions. This part of the decay path is usually very fast and there is not anymore competing channels unless the nucleus arrives to a long lived isomer that may choose fission preferentially to a decay to the ER ground state (fissions isomers). Finally, as it is described by the formula (1.40), the cross section of a fusion-evaporation reaction leading to ER is the product of the success probabilities of all these steps. This is how all the latest new element discovered were produced, up to the famous  $^{294}\text{Og}$ , which was created through the  $^{249}\text{Cf}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{294}\text{Og}$  fusion-evaporation reaction with a  $0.5_{-0.3}^{+1.6}$  pb cross-section [47]).

For a given reaction (beam and target defined), the only parameter that will affect the cross section is the kinetic energy of the beam since it has a direct influence on the excitation energy of the compound nucleus (see the formula (1.41)). The other parameter of this formula is the reaction heat  $Q$ , which depends only on the beam and target masses (the difference in nucleonic binding energies) according to the formula (1.42). Since the evaporation probability increases with the compound nucleus excitation energy, the combination of the energy brought by the beam and energy frozen by a negative  $Q$ -value will define the number of particles that may be evaporated. The terms of "hot" and "cold" fusion originates directly from this reaction heat. Indeed, a "cold" fusion evaporation reaction will create a compound nucleus with a small excitation energy thanks to a highly-negative  $Q$  value. Making a highly negative  $Q$  value reaction requires a very strong binding energy in the beam and target as it is the case for nuclei close to the magic numbers. As an instance, the fusion reaction  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$ , which is the topic of the chapter 3, is cold because of the double magicity of the target and the beam. This hot/cold fusion phenomena is illustrated on the nuclear chart on the figure 1.24 where we can see the "cold" fusion area with nuclei up to Nihonium ( $Z=113$ ), synthesized with a  $^{209}\text{Bi}$  target allowing for a highly negative reaction heat. On the other side, one can see the "hot" fusion area, where nuclei were synthesized with heavier and heavier targets

---

associated to the famous doubly magic  $^{48}\text{Ca}$  beam, going up to the Oganesson ( $Z=118$ ). One can also see on the figure 1.26 that the cold fusion reactions reached their limits with the synthesis of element 113 (with a  $22_{-13}^{+20}$  fb cross-section [83]) and that "hot" fusion cross sections increases around  $Z=115$ . This phenomenon is explained by shell effects which stabilize these deformed nuclei.

Moreover, the race to find the next superheavy spherical magic numbers is one of the main interests of these superheavy elements studies, both in spectroscopy or in synthesis. Different model predictions for the location of this island are presented in the table 1.1. If the proton number seems good, with a  $Z=114$  value in accordance with the experimental lifetime measurements, we are very far on the neutron side. If the "hot" fusion reactions allow for the synthesis of neutron rich elements, we are still very far away from the  $N=184$  magic number predicted by the majority of theoretical models. The available targets being very limited, the only solution is to use neutron rich radioactive beams but the intensities we can deliver with such complicated beams are too low with the current facilities. For now, we are limited to extrapolations on our knowledge in the superheavy region but the spectroscopic studies of deformed nuclei, with common orbitals to the superheavy spherical island, can give some interesting hints on this island which intrigues physicians for decades.

For spectroscopic studies, the thinking process differs slightly because these two methods are complementary since they do not feed the same isotopes of a given element. Indeed, one can see on the figure 1.24 that we can access to isotopes with a higher number of neutrons in hot fusion even though the CN evaporates more neutrons. This can be really interesting in some cases, particularly in the Nobelium region, this is how we studied the  $^{256}\text{No}$  in Dubna. On the other side, we usually perform many cold-fusion reaction, in order to study isotopes with less neutrons, one can cite the discovery of a new Nobelium isotope  $^{249}\text{No}$  very recently, using  $^{48}\text{Ca}$  beam impinging on a  $^{204}\text{Pb}$  target [150].

## 1.2 Modèles théoriques

Depuis l'Antiquité, l'Homme cherche à comprendre la matière qui l'entoure. Le philosophe grec A. Démocrite fut le premier à imaginer que la matière puisse être composée de blocs insécables ("atomos") pouvant se combiner les uns avec les autres pour former des structures complexes. Quelques siècles plus tard, le scientifique romain Lucrèce affirma que "les corps premiers sont d'une simplicité impénétrable, et forment un ensemble homogène et étroitement cohérent de particules irréductibles dont la nature ne permet pas qu'on puisse encore rien retrancher ni soustraire" [1], et il avait en partie raison. Cependant, il aura fallu attendre la fin du 18<sup>e</sup> siècle pour que la physique de l'atome se développe et que l'on passe des composants de la matière des alchimistes du Moyen-âge à la notion physique d'atome.

Le chimiste A. L. de Lavoisier énonça en 1775 la célèbre loi de conservation de la matière "rien ne se perd, rien ne se crée, tout se transforme", marquant la naissance de la chimie. S'en suivit de nombreux travaux de scientifiques européens, on peut citer J. Dalton qui remarqua que les composants de la matière sont sphériques et ont des masses différentes, L. J. G. Lussac qui remarqua une corrélation entre température et volume d'un gaz ou encore A. Avogadro qui énonça sans pouvoir le vérifier, qu'à température et pression constante, un gaz contient un nombre fixe de molécules, elles-mêmes compo-

sées d'atomes. Quelques années plus tard (1815) W. Prout remarqua que les masses des différents éléments sont un multiple de la masse de l'hydrogène, faisant définitivement émerger la notion d'atome et surtout, de nucléons le composant. Différents scientifiques tachèrent alors de classer ces éléments en fonction de leur masse et de leurs propriétés chimiques. On retient aujourd'hui la classification périodique de D. Mendeleïev (1869) (voir chapitre 5). Mais ils se heurtaient à une difficulté : la masse  $A$  tient compte des neutrons et des protons du noyau de l'atome alors que la charge  $Z$  et les propriétés chimiques ne dépendent que du nombre de protons, n'ayant pas encore découvert le neutron, certaines incohérences pouvaient apparaître.

A la fin du 19<sup>e</sup> siècle, le physicien H. Becquerel découvrit la radioactivité en observant un minerai d'uranium. Il établit que ce dernier rayonnait et que l'intensité de ces "rayonnements uraniques" persistait dans le temps, ce qui mena les physiciens à faire émerger la notion de radioactivité : certains atomes peuvent spontanément se transformer en un autre plus stable en émettant des rayonnements. Avec la découverte de l'électron, J. J. Thomson fit émerger la notion de noyau atomique et de cortège électronique, les premiers modèles théoriques cherchant à expliquer le comportement de l'atome émergèrent alors. En 1900, M. Planck montra que les échanges d'énergie dans la matière étaient quantifiés, puis E. Rutherford proposa sa célèbre expérience qui permit de démontrer que l'atome était constitué d'un noyau chargé positivement entouré d'électrons gravitant autour. Ce modèle posa néanmoins un problème : si les électrons tournent à l'infini, pourquoi ne perdent-ils pas d'énergie, les poussant, à terme, à s'écraser contre le noyau ?

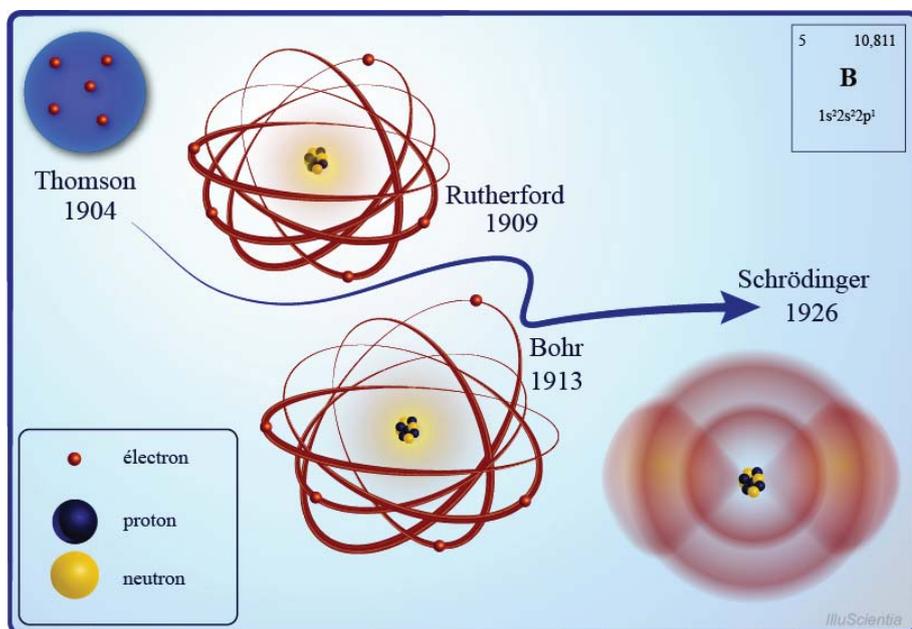


FIGURE 1.1 – Comparaison des premiers modèles atomiques développés par J. J. Thomson, E. Rutherford, N. Bohr et E. Schrödinger sur l'exemple de l'atome de bore. Figure extraite de [2].

*Comparison of the first atomic models developed by J. J. Thomson, E. Rutherford, N. Bohr and E. Schrödinger on the boron atom example. Figure extracted from [2]*

N. Bohr tenta de répondre à cette incohérence en 1913 en proposant que les orbites des électrons soient quantifiées et que l'électron ne puisse pas descendre en dessous de son orbite la plus basse. Certes, ce modèle exclut la possibilité pour les électrons de s'écraser sur le noyau, mais il n'expliqua pas pourquoi.

Par la suite, ce modèle fut validé expérimentalement en 1914 par J. Franck et G. Hertz tandis que E. Schrödinger modélisa l'électron comme une onde, les électrons de l'atome étant donc un "nuage" qui entoure le noyau ; ce modèle, contrairement aux autres, est stable car l'électron ne perd pas d'énergie. Depuis, les physiciens cherchent à comprendre la structure fine du noyau atomique, et si il n'existe toujours pas de modèle permettant d'expliquer le comportement de tous les isotopes connus (notamment les plus exotiques), les théoriciens du 20<sup>e</sup> siècle ont réussi à développer des modèles cohérents, qui sont mis à l'épreuve expérimentalement dans les laboratoires de physique nucléaire. Dans cette partie, certains de ces modèles théoriques seront brièvement présentés, avant de s'intéresser aux notions physiques permettant d'appréhender cette thèse expérimentale avec plus de facilité.

### 1.2.1 Le modèle de la goutte liquide

Le modèle de la goutte liquide (ou Liquid Drop Model - LDM) est historiquement le premier modèle qui a permis de décrire les propriétés du noyau atomique. Il a été initié au début des années 30 par le physicien russe G. Gamow et a été développé par les physiciens N. Bohr, C. von Weizsäcker et J. Wheeler, notamment pour expliquer le mécanisme de fission nucléaire [3]. Ce modèle a été développé à partir d'observations expérimentales comme la propriété de saturation des forces nucléaires. Cette propriété est illustrée par la figure 1.2 qui représente l'énergie de liaison par nucléon en fonction

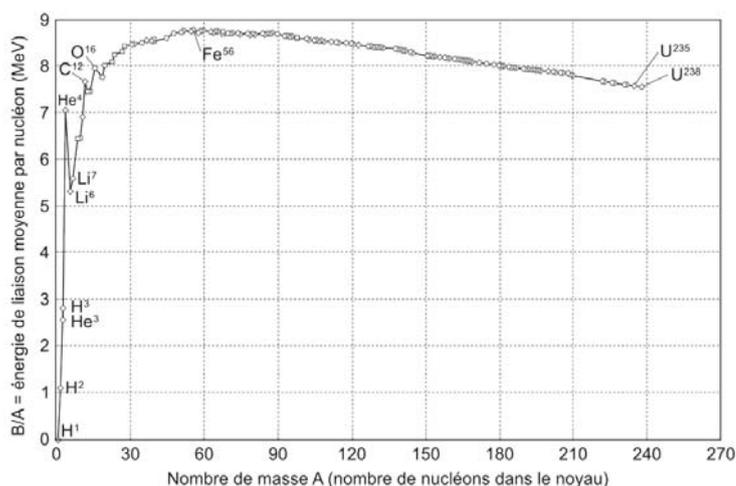


FIGURE 1.2 – Mesures expérimentales des énergies de liaison par nucléons en fonction du nombre de masse  $A$ . Figure extraite de [2].

*Experimental measurements of binding energies per nucleon as a function of mass number  $A$ . Figure extracted from [2].*

du nombre de masse ( $A$ ) pour des noyaux stables. On voit que l'énergie de liaison ne varie que faiblement avec  $A$ , hormis pour les noyaux légers. Les physiciens en ont alors conclu que les forces d'interaction nucléaire agissent à courte portée. Ainsi, un nucléon interagit principalement avec ses voisins les plus proches, et non avec l'ensemble du noyau, on parle de saturation des forces nucléaires. Il a également été observé que le noyau atomique fait preuve d'une très faible compressibilité. Or, ces propriétés se manifestent également dans un système physique simple : la goutte liquide. Une analogie peut être faite entre les forces de Van der Waals dans une goutte liquide et les forces d'interaction forte entre les constituants du noyau atomique. Ce modèle consiste donc à considérer le noyau comme une goutte incompressible dont les briques élémentaires qui la constituent sont les nucléons du noyau atomique.

Le modèle de la goutte liquide est ainsi basé sur les hypothèses suivantes :

- Le noyau est sphérique et son rayon est proportionnel au nombre de nucléons le constituant :

$$R = r_0 \cdot A^{1/3} \text{ avec } r_0 = \text{cste} \quad (1.3)$$

- Le noyau est incompressible.
- La densité volumique de charge est constante dans le noyau. C'est à dire que l'on considère que les protons sont uniformément répartis.
- La force de cohésion globale est indépendante de la charge.

Ce modèle est un modèle collectif ; on considère ainsi le noyau dans son ensemble, il a permis de retrouver certaines propriétés du noyau comme son rayon, son énergie de liaison ou encore sa stabilité. Cependant, il ne permet pas d'expliquer la structure fine du noyau, ce que font mieux des modèles quantiques à particules indépendantes. Dans ces modèles, on considère que les nucléons se déplacent dans un potentiel "moyen", tout nucléon étant considéré comme indépendant des autres. Ce modèle a conduit C. von Weizsäcker à une première formule semi-empirique donnant une valeur approximative de l'énergie de liaison nucléaire  $B(A, Z)$  en 1935 [4]. L'année suivante, les physiciens H. Bethe et R. Bacher ont simplifié son expression [5], puis N. Bohr et J. Wheeler y ont ajouté un terme d'appariement  $\delta(A, Z)$  [3] pour en arriver à la formule dite de Bethe-Weizsäcker :

$$B(A, Z) = a_v \cdot A - a_s \cdot A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A-2Z)^2}{A} - \delta(A, Z) \quad (1.4)$$

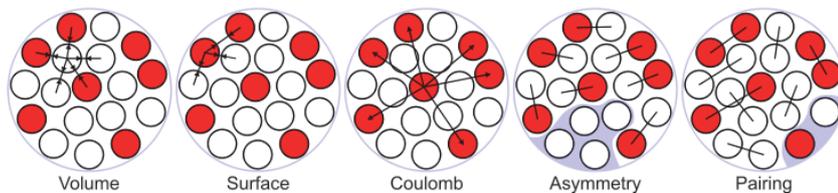


FIGURE 1.3 – Illustration des différentes contributions à l'énergie de liaison des noyaux atomiques selon la formule semi-empirique de Bethe-Weizsäcker. Figure extraite de [6].  
*Illustration of the binding energy contributions of atomic nuclei according to the semi-empirical Bethe-Weizsäcker formula. Figure extracted from [6]*

On y retrouve donc cinq termes dont les coefficients ont été déterminés empiriquement de manière à reproduire la courbe d'Aston que l'on peut voir sur la figure 1.2 : un terme volumique ( $a_v = 15.68$  MeV), compensé par un terme de surface ( $a_s = 18.56$  MeV), un terme d'interaction coulombienne ( $a_c = 0.717$  MeV), un terme décrivant l'asymétrie ( $a_a = 28.1$  MeV) et un terme d'appariement ( $\delta(A,Z)$ ). Le terme  $\delta(A,Z)$  tient compte du gain en liaison nucléaire apporté par l'appariement des nucléons. Il est égal à  $+f(A)$  pour prendre en compte les deux nucléons célibataires dans les noyaux impair-impair, 0 pour les noyaux pair-impair et  $-f(a)$  pour marquer l'apport d'un appariement complet dans les noyaux pair-pair, avec  $f(A) = 11,18.A^{-1/2}$  MeV. Ces différents termes sont illustrés schématiquement par la figure 1.3. Le terme de volume est le terme principal, il résulte de la force d'interaction nucléaire forte (attractive) et tient compte de la portée de la force nucléaire et de l'indépendance de la charge. Le terme surfacique apporte une correction au terme volumique pour les nucléons proches de la surface, qui ont moins de voisins que ceux du centre, et qui contribuent donc moins à l'énergie de liaison. Le terme d'interaction coulombienne tient compte, comme son nom l'indique, de la répulsion entre les protons. Le terme d'asymétrie traduit une "préférence" de stabilité pour les systèmes plus riches en neutrons qu'en protons pour les noyaux de grande masses. Pour finir, le

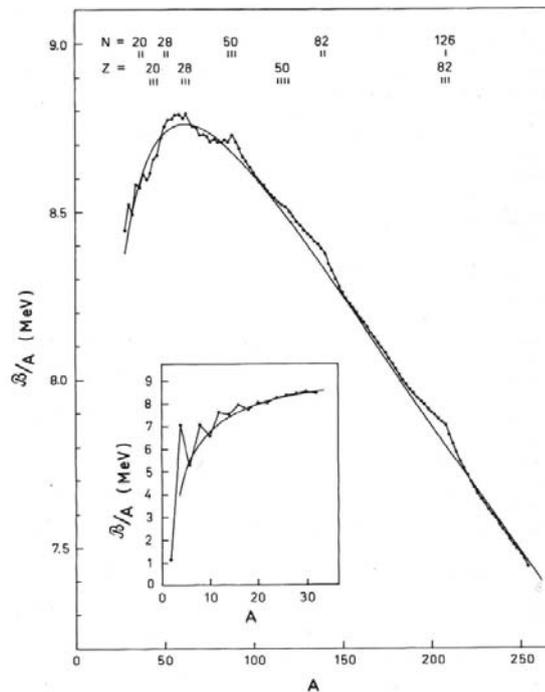


FIGURE 1.4 – Comparaison entre les mesures expérimentales [7] (points) et les valeurs renvoyées par la formule de Bethe-Weizsäcker [8] (courbe) pour les énergies de liaison par nucléon en fonction du nombre de masse  $A$ .

*Comparison between experimental measurements [7] (points) and values returned by the Bethe-Weizsäcker formula [8] (curve) for binding energies per nucleon as a function of mass number  $A$ .*

terme d'appariement tient compte du fait que les nucléons ont tendance à se grouper par paires de spin antiparallèles, il est donc minimal pour les noyaux pair-pair.

La figure 1.4 illustre la comparaison entre les mesures expérimentales de l'énergie de liaison par nucléon (points) et les valeurs renvoyées par la formule de Bethe-Weizsäcker (courbe). On voit que cette énergie augmente avec le nombre de masse jusqu'à un maximum d'environ 8.8 MeV atteint vers  $A=60$ . Au-delà de cette limite, cette énergie décroît lentement, la répulsion coulombienne devenant compétitive avec la force nucléaire forte. Pour des noyaux encore plus lourds, ce modèle atteint ses limites. En effet, comme cela a été présenté par N. Bohr dans son article de 1939 [3], à partir de  $Z \simeq 104$ , la répulsion coulombienne de longue portée devient majoritaire par rapport à la force attractive de plus courte portée (interaction forte). Selon ce modèle, les noyaux ne pourraient donc pas exister au-delà de cette limite, or des noyaux ont été observés jusqu'à  $Z=118$ . Des effets quantiques de couches nucléaires apportent un surplus de stabilité, créant ainsi des puits de potentiel suffisamment importants pour leur permettre d'avoir un temps de vie mesurable. C'est à partir de cette observation que la définition d'un noyau "superlourd" est née. En considérant une limite en durée de vie déterminée par le temps pour un noyau de former son cortège électronique et de devenir un atome (de l'ordre de

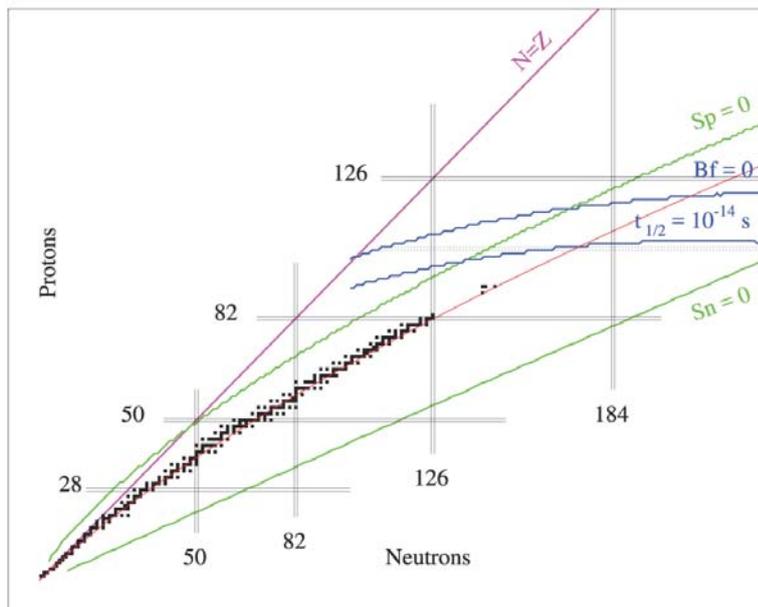


FIGURE 1.5 – Limites de stabilité du modèle de la goutte liquide illustrées sur la carte des nucléides. Les "drip-lines" proton ( $S_p=0$ ) et neutron ( $S_n=0$ ) sont indiquées en vert. La disparition de la barrière de fission et la limite de fission spontanée ( $t_{1/2}=10^{-14}$ s) sont indiquées en bleu. La ligne rouge montre la ligne de stabilité bêta [10]. Figure extraite de [11].

*Liquid Drop Model limits of stability drawn on the nuclear chart. Proton ( $S_p=0$ ) and neutron ( $S_n=0$ ) drip-lines are indicated in green. The vanishing fission barrier and spontaneous fission half-life limit ( $t_{1/2}=10^{-14}$ s) are indicated in blue. The red line shows the beta-stability line [10]. Figure extracted from [11].*

$10^{-14}$  s), cela positionne la frontière à  $Z=104$ . Le premier élément superlourd est donc le Rutherfordium, même si d'autres modèles placent cette limite un peu plus bas. Cette formule permet également de calculer les limites d'existence des noyaux en protons et en neutrons, comme cela est visible sur la figure 1.5, on appelle ces limites les neutron-proton drip lines. Ces dernières sont définies telles que la drip line protons (neutrons) est atteinte lorsque l'énergie de séparation d'un proton (neutron) devient nulle  $S_p = 0$  ( $S_n=0$ ), avec tout simplement :

$$S_p = B(A, Z) - B(A - 1, Z - 1) \quad (1.5)$$

$$S_n = B(A, Z) - B(A - 1, Z) \quad (1.6)$$

Cette première approche a donc permis de poser les limites du monde nucléaire mais également de comprendre que des effets quantiques bien plus complexes entraient en compte. Si l'on regarde de plus près, on se rend compte que ce modèle simpliste comporte en effet de nombreuses lacunes. Si la figure 1.4 montre que le comportement global des énergies de liaison est bien reproduit par la formule de Bethe-Weizsäcker, elle met également en lumière des différences qui apparaissent pour  $N$  ou  $Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ .

### 1.2.2 Les nombres magiques et le modèle en couches sphérique

La figure 1.4 représente l'écart entre les énergies de liaisons mesurées expérimentalement par rapport aux valeurs renvoyées par la formule de Bethe-Weizsäcker en fonction du nombre de neutrons. On peut voir que pour certains nombres précis, des énergies de liaison plus importante que celles prédites ont été mesurées, on parle de nombres magiques : 2, 8, 20, 28, 50 et 82 (126 et 184 sont magiques pour les neutrons mais aucun noyau avec un  $Z$  suffisamment élevé n'a été synthétisé jusqu'à présent pour confirmer ces chiffres pour les protons). Ces excès de stabilité pour des nombres particuliers de protons et de neutrons rappellent le modèle atomique, où les gaz rares, par exemple, ont des propriétés de stabilité chimique car leur couche électronique externe est pleine. Les nombres d'objets quantiques nécessaires à une fermeture de couche diffèrent entre électrons et nucléons. Pour les nucléons, cette analogie a mené au développement d'un modèle dit "modèle en couches", la fermeture de couche entraînant une grande stabilité qui ne peut pas être reflétée par l'approche classique de Bethe-Weizsäcker. Les physiciens allemands M. Göppert-Mayer et J. Jensen (prix Nobel de 1963) ont été les premiers à imaginer un modèle concluant, en 1949 [12, 13]. Ils ont proposé d'organiser les nucléons en niveaux d'énergie quantifiés selon un modèle relativement simple, basé sur le principe d'exclusion de Pauli. En effet, on sait de la physique atomique que ces nombres magiques sont expliqués par des effets de couches, l'idée était donc de mettre au point un modèle quantique sachant que dans le cas des nucléons, il faut gérer deux familles d'objets quantiques (protons et neutrons). Ils ont alors développé un modèle qui décrit l'organisation des nucléons en couches (ou niveaux d'énergie), elles-mêmes constituées de sous-couches qui tirent leur origine des dégénérescences engendrées par le couplage spin-orbite. Ces niveaux d'énergie sont susceptibles d'expliquer les nombres magiques précédemment mentionnés comme correspondants au nombre de nucléons nécessaires pour remplir ces couches, ce qui confère à de tels noyaux une stabilité accrue par rapport aux prédictions du modèle de la goutte liquide.

Le modèle en couches est un modèle dit du champ moyen, qui considère que chaque nucléon est indépendant des autres et que la cohésion de l'ensemble est due au potentiel

moyen qu'ils créent. D'après des expériences de mesure de section efficace de diffusion élastique, R. Wood et D. Saxon ont déterminé un potentiel, dit de Wood-Saxon [14] :

$$V(r) = -V_0[1 + \exp(\frac{r - R_0}{a})]^{-1} \quad \text{avec} \quad R_0 = 1,3.A^{1/3} \quad (1.7)$$

qui dépend de 3 paramètres :  $r$  le rayon,  $V_0$  la profondeur et  $a$  la diffusivité.

Ce potentiel est inspiré des formes observées des distributions de charges dans les noyaux (cf. figure 1.6), il est très réaliste mais ses valeurs propres ne sont pas calculables analytiquement pour un nombre important de nucléons. C'est pourquoi M. Goepfert-Mayer and J. H. D. Jensen ont utilisé une approximation bien plus simple, un puits de potentiel bien connu des physiciens dont les valeurs propres étaient facilement calculables, un potentiel de type oscillateur harmonique sphérique :

$$V(r) = -V_0 + \frac{1}{2}m\omega^2r^2 \quad \text{avec} \quad \omega = \sqrt{2V_0/mR^2} \quad (1.8)$$

Comme on peut le voir sur la figure 1.6, il a une forme parabolique qui est moins bien adapté au potentiel observé. La résolution de l'équation de Schrödinger pour un tel potentiel permet d'accéder à ses valeurs propres, soit aux énergies propres ( $E_N$ ) de ce potentiel :

$$E_N = \hbar\omega(N + \frac{3}{2}) = \hbar\omega(2(n - 1) + l + \frac{3}{2}) \quad (1.9)$$

avec  $N=0, 1, 2, \dots$  le nombre quantique principal,  $l=0, 1, 2, \dots$  le nombre quantique orbital et  $n$  le nombre quantique azimutal

Les couches sont donc définies par le nombre quantique principal  $N$ , l'écart entre ces couches est proportionnel à  $\hbar\omega$  qui est donc proportionnel à  $A^{-2/3}$  (équations 1.5 et 1.6). On remarque donc que quand  $A$  augmente, l'écart entre les couches diminue de sorte

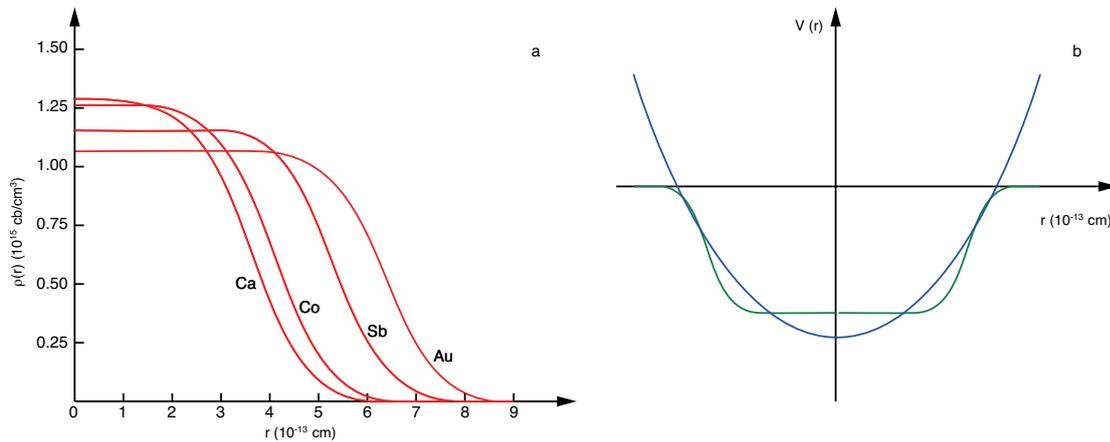


FIGURE 1.6 – (a) Densité de charge en fonction du rayon pour des noyaux de Ca, Co, Sb et Au. (b) Puits de potentiel d'un oscillateur harmonique 3D simple (en bleu) et d'un potentiel de Wood-Saxon (en vert). Communications internes (B. Gall).

(a) Charge density as a function of  $r$  for Ca, Co, Sb and Au. (b) 3D harmonic oscillator potential (blue) and Wood-Saxon potential (green). Private communication (B. Gall).

que la profondeur du puits reste constante (saturation des forces nucléaires). Dans le cas d'un potentiel à symétrie sphérique, l'étiquetage des états avec le nombre quantique magnétique "m" n'est pas nécessaire car il n'y a aucune dépendance angulaire. De ce fait, les  $(2l+1)$  sous-états magnétiques sont dégénérés. Les énergies propres dépendent de  $N$  (ou de  $n$  et  $l$ ) uniquement. Tous ces états sont également dégénérés deux fois pour les deux orientations de spin possibles, ce qui conduit à une dégénérescence de  $2(2l+1)$  pour chaque état.

Comme cela est illustré par la figure 1.7, on peut ainsi calculer facilement le nombre de nucléons que peut accueillir chaque couche :

- Si  $N=0 \rightarrow l=0 \rightarrow d_0=2(0+1)=2$
- Si  $N=1 \rightarrow l=1 \rightarrow d_1=2(2+1)=6$
- Si  $N=2 \rightarrow l=0$  ou  $l=2 \rightarrow d_2=2(0+1)+2(4+1)=12$
- ...

On voit que les premiers nombres magiques sont bien reproduits par ce modèle simple, mais au-delà de 20 nucléons des différences apparaissent (on trouve 40, 70, 112 et 168 contre 28, 50, 82, 126...). Le problème est que l'oscillateur harmonique n'a pas les bonnes propriétés, il est de plus en plus inadapté à mesure que les rayons augmentent (c'est-à-dire pour des noyaux comportant un grand nombre de nucléons) et ne reproduit pas le "bord" diffus du potentiel, comme on peut le voir sur la figure 1.6(b). Le puits de potentiel est plus représentatif si on lui ajoute un terme correctif qui "aplatit" le fond du puits, fournissant d'avantage d'énergie aux nucléons situés vers l'extérieur, possédant des  $l$  plus élevés, d'où le nom d'effet de bord.

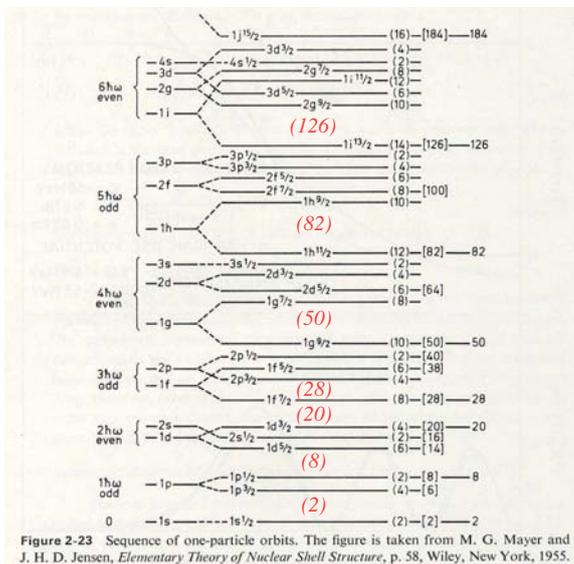


Figure 2-23 Sequence of one-particle orbits. The figure is taken from M. G. Mayer and J. H. D. Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*, p. 58, Wiley, New York, 1955.

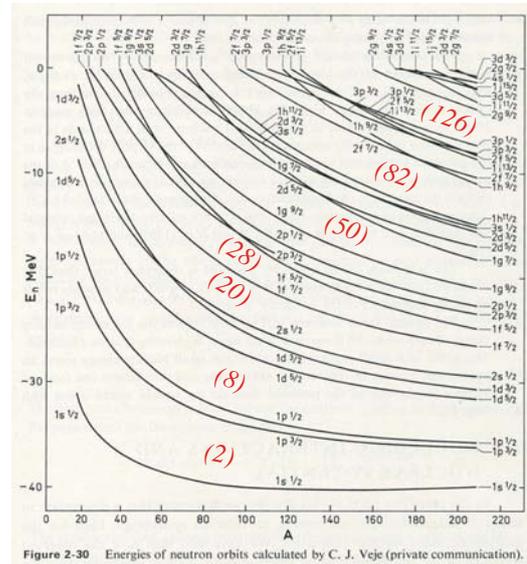


Figure 2-30 Energies of neutron orbits calculated by C. J. Veeje (private communication).

FIGURE 1.7 – (gauche) Séquence des états à une particule selon le modèle en couches sphérique. (droite) Évolution des gaps sphériques en fonction de la masse  $A$ . Figures extraites de [15].

(left) Sequence of one-particle states according to the spherical shell model. (right) Spherical gaps evolution according to the mass  $A$ . Figures extracted from [15].

Dans la pratique, on simule cet effet en introduisant un terme  $-Dl^2$ , avec  $D > 0$ . Pour une couche N donnée, ce terme lève la dégénérescence en  $l$  des états, en abaissant d'autant plus l'énergie d'un état que sa valeur de  $l$  est élevée. On retrouve cette levée de dégénérescence sur la figure 1.7. Malheureusement, ce terme correctif ne permet toujours pas de retrouver les nombres magiques au-delà de 20. Pour cela, il faut ajouter un second terme correctif, le terme de spin-orbite. On introduit un potentiel moyen associé au couplage intrinsèque du spin  $s$  et du moment orbital  $l$  d'un nucléon, ayant la forme  $V_{SO} = -a(\vec{l} \cdot \vec{s})$ . Le terme  $l.s$  peut être écrit :

$$(\vec{l} \cdot \vec{s}) = \frac{1}{2}(j^2 - l^2 - s^2) \quad \text{avec } \vec{j} = \vec{l} + \vec{s} \quad (1.10)$$

Ce potentiel  $V_{SO}$  lève la dégénérescence en  $j = l \pm \frac{1}{2}$ , plaçant les niveaux  $l + \frac{1}{2}$  à une énergie plus basse que les états  $l - \frac{1}{2}$ , avec une séparation de l'ordre de  $(2l+1)$ . L'origine de ce terme est relativiste, il vient naturellement si on part de l'équation de Dirac. Il faut noter que le signe de cette interaction est l'opposé de celui utilisé pour les électrons en physique atomique. A partir de  $l > 3$ , cette séparation peut amener un des niveaux d'une couche N en dessous d'un niveau de la couche N-1 : on parle d'intrus, car ces états auront une parité opposée aux états qui l'entourent. Cet effet fait apparaître des écarts importants en énergie pour certains nombres de nucléons, on parle de "fermetures de couches" (ou de gaps), qui, comme l'illustre la figure 1.7, correspondent aux nombres magiques observés expérimentalement. Pour résumer, le hamiltonien total (énergie cinétique, oscillateur harmonique, effet de bord et couplage spin-orbite) présente les valeurs propres (énergies) suivantes :

$$E_{n,l,j=l-1/2} = (2(n-1) + l)\hbar\omega_0 - Dl(l+1)\hbar^2 + \frac{a}{2}(l+1)\hbar^2 \quad (1.11)$$

$$E_{n,l,j=l+1/2} = (2(n-1) + l)\hbar\omega_0 - Dl(l+1)\hbar^2 + \frac{a}{2}l\hbar^2 \quad (1.12)$$

Ce modèle en couches sphérique permet donc de décrire les orbitales de tous les nucléons d'un noyau. Ces derniers occupent ces orbitales dans un ordre croissant d'énergie en obéissant au principe d'exclusion de Pauli et aux règles d'appariement. On retrouve ainsi les nombres magiques observés expérimentalement à travers la mise en exergue de ces écarts énergétiques importants (gaps), qui confèrent une stabilité plus importante aux noyaux dont le niveau de Fermi est situé dans un de ces gaps. On a ainsi pu reproduire les nombres magiques observés expérimentalement jusqu'au  $^{208}\text{Pb}$ , le noyau magique en protons ( $Z=82$ ) et en neutrons ( $N=126$ ) le plus lourd connu à ce jour. Ce modèle permet de prédire les caractéristiques (spin, parité) des niveaux fondamentaux et excités de tous les 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 autre pour former une paire, pour un noyau pair-pair ( $J^\Pi = 0^+$ ), chaque nucléon pourra donc former une paire avec un partenaire. M. Goepfert-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  $j$  donnée. On ne rentrera pas dans les détails théoriques de cet effet dans cette thèse mais nous verrons par la suite que pour exciter un système pair-pair il faut fournir une énergie plus importante que pour un noyau impair, afin de

compenser cette énergie d'appariement. Au contraire, pour les noyaux impairs, il existe un nucléon dit "célibataire", dont l'excitation ne requière pas de brisure de paire et n'implique donc pas une grande énergie d'excitation. 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.

### 1.2.3 Le modèle en couches déformées

Les noyaux dont les nucléons de valence sont situés entre des fermetures de couches peuvent présenter une certaine déformation (les actinides en sont un exemple typique). L'introduction de cette déformation axiale dans le modèle en couches sphériques mène à une levée de dégénérescence supplémentaire [16]. En effet, pour un potentiel à symétrie axiale (selon l'axe  $z$ ) de type :

$$V = V_0(r) + V_2(r) \cdot Y_2(\Theta) \quad (1.13)$$

le Hamiltonien commute avec  $j_z$  (symétrie axiale selon l'axe de déformation  $z$ ). Ainsi, la projection du moment angulaire ( $K$ ) sur l'axe  $z$  (axe de déformation) est un bon nombre quantique (voir figure 1.10). La résolution de l'équation de Schrödinger pour ce potentiel déformé donne les valeurs propres :

$$E_{j,K} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \langle V_2 \rangle_j \cdot \frac{j(j+1) - 3K^2}{4j(j+1)} \quad (1.14)$$

ce qui implique une levée de dégénérescence des états d'une couche  $j$  selon leur projection  $K$  de l'ordre de  $d_j = 2 \cdot j + 1$ .

On conserve donc seulement une dégénérescence de facteur 2 pour chaque état (contribution en  $K^2$ ). La figure 1.8 montre la levée de dégénérescence selon la projection de  $\vec{j}$  sur l'axe de symétrie en fonction de la déformation  $\beta$ . Dans cet exemple, on retrouve bien

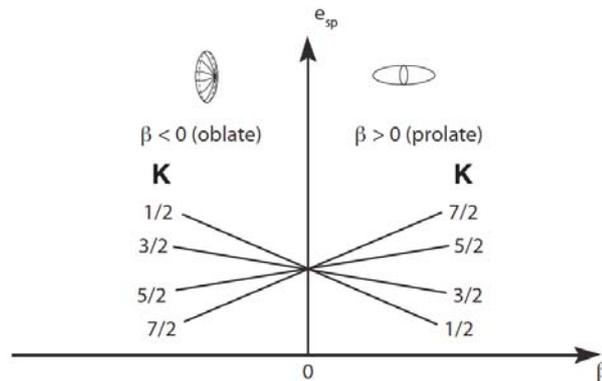


FIGURE 1.8 – Vue schématique de la levée de dégénérescence en fonction de la déformation (oblate ou prolate). Figure extraite de [17].

*A schematic view of the level splitting as a function of deformation (oblate or prolate). Figure extracted from [17]*

les  $d_j = 2 \cdot \frac{7}{2} + 1 = 8$  états dont la dégénérescence a été levée, ces états ont eux-mêmes une dégénérescence  $d_K = 2$ . On voit que pour une déformation prolate ( $\beta > 0$ ), les états auront des énergies croissantes avec  $K$  et que c'est l'inverse pour des déformations oblate ( $\beta < 0$ ). La figure 1.9 permet de visualiser l'effet de cette déformation dans la région des éléments superlourds, on y retrouve les énergies calculées des couches en fonction du paramètre de déformation  $\beta$ . On voit que cette levée de dégénérescence fait disparaître certains gaps sphériques et apparaît des gaps déformés, qui confèrent une grande stabilité à ces noyaux déformés. On voit par exemple apparaître les gaps déformés  $Z=100$  et  $N=152$ , dont l'étude expérimentale est l'un des objets de cette thèse. En effet, les  $^{255}\text{No}$  et  $^{256}\text{No}$  ( $Z=102$ ), qui comportent respectivement 153 et 154 neutrons, sont des candidats idéaux pour mettre à l'épreuve les différents modèles prédisant ces gaps déformés. Ayant observé de nombreuses bandes de rotation dans cette région de masse, il est connu que ces noyaux sont déformés, et si différents modèles tentent de prévoir leurs comportements, ils sont généralement en désaccord les uns avec les autres, et des études de spectroscopie sont nécessaires pour les mettre à l'épreuve.

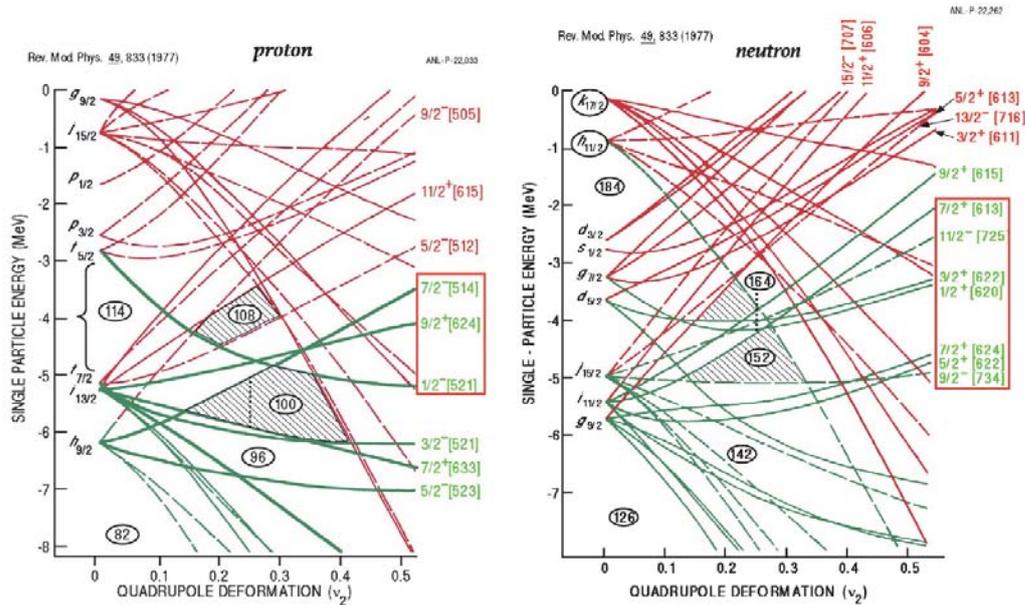


FIGURE 1.9 – Niveau de particules individuelles neutrons et protons obtenues à partir d'un modèle basé sur un potentiel de Wood-Saxon en fonction de la déformation quadrupolaire [18]. Les orbitales qui seront mises en jeu dans l'étude des  $^{255}\text{No}$  et  $^{256}\text{No}$  sont encadrées en rouge.

*Proton and neutron single-particle levels obtained from a Woods-Saxon model as a function of the quadrupole deformation[18]. The relevant orbitals around  $^{255}\text{No}$  and  $^{256}\text{No}$  squared in red.*

### 1.2.4 Le modèle de Nilsson

On a vu plus haut que l'oscillateur harmonique sphérique, bien que non idéal pour approcher le hamiltonien nucléaire, a le grand avantage d'être soluble analytiquement. S. G. Nilsson a développé une version de cet hamiltonien visant à décrire les noyaux déformés. Il suppose 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 sur les axes perpendiculaires (supposées identiques) :

$$\hat{H} = \frac{-\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) - c \vec{l} \cdot \vec{s} - d(l^2 - \langle l^2 \rangle_N) \quad (1.15)$$

sans détailler la dérivation ici, Nilsson arrive aux énergies propres suivantes :

$$E(N, n_z) = \hbar\omega_0(N + \frac{3}{2}) + \hbar\omega_0(\frac{N}{3} - n_z)\delta \quad (1.16)$$

avec  $\delta$  le paramètre de déformation,  $N = n_{\perp} + n_z$  et  $n_{\perp} = 2n_{\rho} + |\Lambda|$

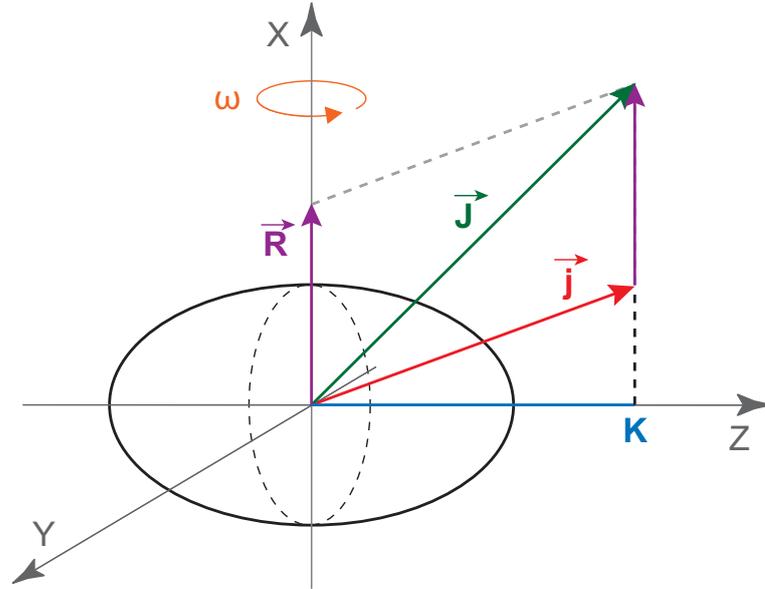


FIGURE 1.10 – Schéma représentant le moment angulaire nucléaire pour un noyau présentant une déformation selon l'axe  $z$ . On note  $\omega$  la fréquence de rotation autour de l'axe  $x$ ,  $\vec{j}$  le moment angulaire intrinsèque,  $\vec{R}$  le moment angulaire rotationnel et  $\vec{J}$  le moment angulaire total. On peut également voir le nombre quantique  $K$ , défini comme la projection du moment angulaire total sur l'axe de déformation. Figure adaptée de [20].  
*Schematic view of the nuclear angular momentum for a nucleus exhibiting a deformation along the  $z$  axis. We denote  $\omega$  the rotation frequency around the  $x$  axis,  $\vec{j}$  the intrinsic angular momentum,  $\vec{R}$  the rotational angular momentum and  $\vec{J}$  the total angular momentum. One can also see the quantum number  $K$ , defined as the projection of the total angular momentum on the deformation axis. Figure adapted from [20]*

S. G. Nilsson a alors introduit une labélisation des fonctions d'ondes  $\Omega^\pi [N, n_z, \Lambda]$  qui est toujours utilisée aujourd'hui [19]. Elle repose sur le nombre quantique principal  $N$ , le nombre de quanta sur l'axe de déformation  $n_z$ , la projection  $\Lambda$  du moment angulaire  $\vec{l}$  sur l'axe de déformation  $z$ ,  $\Omega$  la projection du moment angulaire total  $\vec{j}$  sur l'axe de déformation, et  $\pi$  la parité de l'orbitale  $\pi = (-1)^l = (-1)^N$ . On a donc des labels du type  $9/2^-$  [734] qui signifie  $N=7$ ,  $n_z=3$ ,  $\Lambda=4$  et  $\Omega=9/2=4+1/2$  (spin up).

Bien que les fonctions d'ondes des nucléons considérées par les expérimentateurs ne soient pas des états de Nilsson purs, il a été pris comme habitude de libeller les états quantiques avec la notation de Nilsson en physique expérimentale. En pratique la contribution d'une fonction d'onde de Nilsson dans la vraie fonction d'onde est seulement de l'ordre de quelques dizaines de %... Mais cette notation est largement utilisée pour décrire les orbitales, comme on peut le voir sur la figure 1.9, avec par exemple l'orbitale  $7/2^+$  [613] qui ferme le gap déformé  $N=152$ . Pour la suite de cette thèse, et surtout pour l'interprétation des isomères découverts dans les  $^{255/256}\text{No}$  (voir chapitres 3 et 4), nous utiliserons cette notation.

## 1.3 Les excitations nucléaires

Un noyau peut être l'objet de différents types d'excitations, on considère les phénomènes collectifs, où l'ensemble des nucléons est en jeu et les excitations individuelles, ne mettant en jeu que certains nucléons autour du niveau de Fermi. On distingue donc la vibration et la rotation, qui sont des phénomènes collectifs des excitations particules-trou, qui sont des phénomènes individuels. Ces excitations individuelles mettent en oeuvre des effets de couches où des nucléons vont être excités sur des niveaux d'énergies supérieures. Elles vont donc dépendre de la structure du noyau et en particulier de la parité en neutrons et en protons. Nous verrons qu'il y a de grandes différences entre ces excitations individuelles dans les noyaux pair-pair et les autres, en raison de l'appariement nucléaire. Les phénomènes collectifs sont pour leur part moins énergivores, et comme nous le verrons par la suite, ces deux types d'excitations ne sont pas incompatibles.

### 1.3.1 Excitations collectives : vibration et rotation

Les excitations de type vibrationnelles sont dominantes par rapport à la rotation pour des noyaux ayant peu de nucléons de valence en plus de leur "coeur" sphérique. On peut distinguer ces deux types d'excitations à travers le rapport  $R_{42} = E(4^+)/E(2^+)$ , soit le rapport entre l'énergie du second état excité ( $4^+$ ) et celle du premier ( $2^+$ ). Ce rapport est d'environ 2 pour les excitations purement vibrationnelles et de plus de 3 pour les excitations purement rotationnelles. Cet effet est illustré par la figure 1.11, on y retrouve les noyaux sphériques en gris, entourés de noyaux purement vibrationnels en bleu (avec peu de nucléons de valence en plus de leur "coeur" sphérique) et plus loin, les noyaux purement rotationnels (en rouge), dont les nobeliums (ou nobelia), qui sont l'un des objets de cette thèse, font partie. Nous nous concentrerons donc sur ce type d'excitation. Un objet quantique ne peut pas tourner autour de son axe de symétrie, la rotation collective est donc impossible pour les noyaux sphériques. A contrario, un noyau déformé peut avoir une infinité d'axes de rotation, tant que ces derniers sont perpendiculaires à l'axe de déformation  $z$  (qui est un axe de symétrie). On décrit par convention une rotation selon l'axe  $x$  (voir figure 1.10), perpendiculaire à l'axe de déformation d'un

noyau, avec un fréquence de rotation  $\omega$ . Le noyau tourne donc avec un moment angulaire de rotation collective  $\vec{R}$ . Le moment angulaire total  $\vec{J}$  du noyau est défini comme la somme de contributions individuelles des moments angulaires des nucléons le composant (correspondant à la somme des spins et des moments orbitaux des nucléons) :  $\vec{J} = \vec{R} + \vec{j}$ . On peut comparer cette rotation à la rotation d'un solide en mécanique classique (énergie cinétique), avec une énergie :

$$E_{rot} = \frac{1}{2} \sum m_i v_i^2 \tag{1.17}$$

$$E_{rot} = \frac{1}{2} \sum m_i r_i^2 \omega_i^2 \tag{1.18}$$

On considère une sphère solide, on a donc  $\omega_i = \omega$  et par définition du moment d'inertie classique  $\mathcal{J} = \sum m_i r_i^2$ . En mécanique classique, la norme du moment cinétique  $L$  peut s'exprimer en fonction de  $\omega$  tel que :

$$L = \sum m_i r_i v_i = \sum m_i v_i \frac{r_i^2}{r_i} = \sum m_i r_i^2 \omega = \mathcal{J} \cdot \omega \tag{1.19}$$

Avec :

$$E_{rot} = \frac{1}{2} \sum m_i r_i^2 \omega_i^2 = \frac{1}{2} \omega^2 \mathcal{J} \tag{1.20}$$

En injectant  $L^2$  dans (1.16), on obtient :

$$E_{rot} = \frac{L^2}{2\mathcal{J}} \tag{1.21}$$

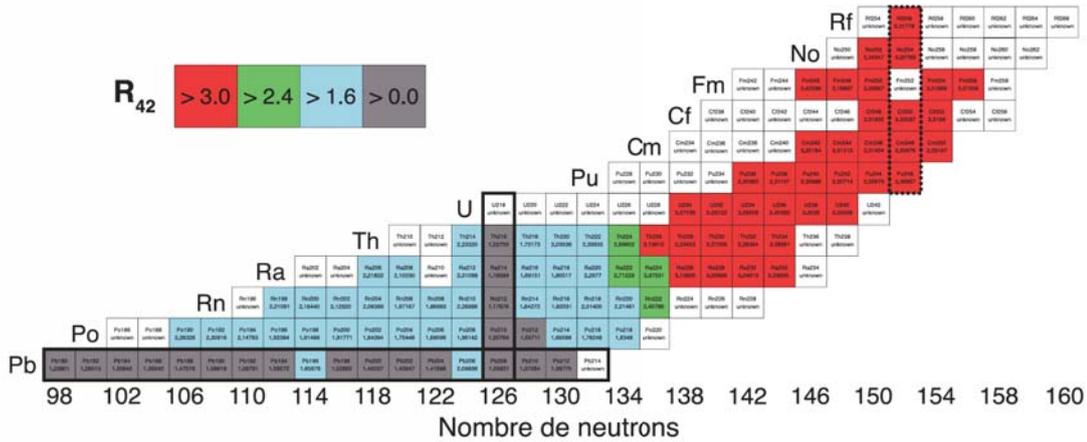


FIGURE 1.11 – Rapports  $R_{42} = E(4^+) / E(2^+)$  pour les noyaux pair-pair du Pb ( $Z=82$ ) au Rf ( $Z=104$ ). La couleur donne une indication du mode d'excitation favorisé. Figure extraite de [21].

$R_{42} = E(4^+) / E(2^+)$  ratios for nuclei from Pb ( $Z=82$ ) to Rf ( $Z=104$ ). The color represents the favored excitation mode. Figure extracted from [21].

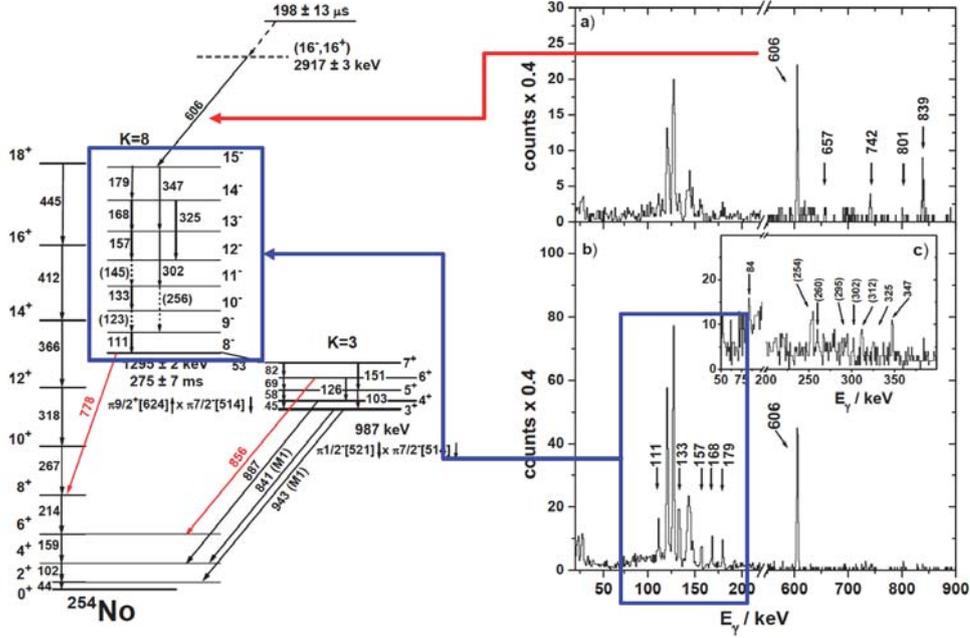


FIGURE 1.12 – (gauche) Schéma de niveaux du  $^{254}\text{No}$ , on y voit plusieurs bandes de rotation. (droite) Spectres  $\gamma$  correspondants. Figures extraites de [22].  
 (left)  $^{254}\text{No}$  level scheme, one can see different rotational bands. (right) Associated  $\gamma$ -ray spectrum. Figures extracted from [22].

On considère maintenant le noyau représenté sur la figure 1.10, allongé selon un axe de symétrie z avec un moment angulaire total  $J = \vec{J}_x + \vec{J}_y + \vec{J}_z$ . Cet objet quantique ne pouvant avoir de rotation collective autour de son axe de symétrie, son Hamiltonien correspondant à la rotation collective sera :

$$\hat{H}_{rot} = \frac{\hat{J}_x^2}{2\mathcal{J}_x} + \frac{\hat{J}_y^2}{2\mathcal{J}_y} = \frac{\hat{J}^2}{2\mathcal{J}} - \frac{\hat{J}_z^2}{2\mathcal{J}} \quad (1.22)$$

avec  $\mathcal{J} = \mathcal{J}_x = \mathcal{J}_y$  par symétrie.

Les valeurs propres de  $\hat{J}^2$  étant  $(\hbar^2 J(J+1))$  et celles de  $\hat{J}_z$  étant  $(\hbar K)$ . L'énergie de rotation sera alors :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [J(J+1) - K^2] \quad (1.23)$$

Expérimentalement, la rotation est caractérisée par des transitions électromagnétiques dont l'énergie croît régulièrement (voir cas du  $^{254}\text{No}$  sur la figure 1.12) formant ce qu'on appelle une bande de rotation. On peut montrer aisément à partir de (1.21) que l'écart entre deux  $E_\gamma$  d'une bande rotationnelle dans le cas d'un noyau pair-pair (ou seules les valeurs paires de spin sont autorisées) vaut :

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma(I) - E_\gamma(I-2) = \frac{4\hbar^2}{2\mathcal{J}} \quad (1.24)$$

On remarque que  $K$ , la projection de  $\vec{I}$  sur l'axe de déformation, reste constant par rapport à la rotation car seule la norme de  $\vec{R}$  varie dans une bande de rotation. De ce fait, ce nombre quantique est utilisé pour caractériser les têtes de bande de rotation. Une telle séquence peut être construite sur le niveau fondamental ou sur un état excité d'un noyau, comme le montre la figure 1.12. On voit que l'écart entre deux niveaux dépend uniquement du moment d'inertie  $\mathcal{J}$ , qui est constant dans le cas d'un solide, mais pour un noyau,  $\mathcal{J}$  varie, il diminue progressivement dans une bande de rotation, du fait de la diminution progressive de l'appariement nucléaire induite par la force de Coriolis, créant des différences  $\Delta E_\gamma$  de plus en plus grandes. Notons que le spectre rotationnel est différent pour les configurations  $\Omega=1/2$ , où les bandes de rotation suivent une loi [18] :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \left[ J(J+1) + a \left( J + \frac{1}{2} \right) (-1)^{(J+1/2)} \right] \quad (1.25)$$

avec  $a$  le paramètre de découplage.

Le  $^{255}\text{No}$ , dont l'étude spectroscopique sera présentée par la suite (voir chapitre 4) a un niveau fondamental  $1/2^+$  [620]. Lors de l'interprétation des états isomériques découverts dans ce noyau, nous avons donc été confrontés à ce cas particulier ( $\Omega=1/2$ ). Les isotones ( $N=153$ ) voisins plus légers du  $^{255}\text{No}$  ( $^{249}\text{Cm}$ ,  $^{251}\text{Cf}$  et  $^{253}\text{Fm}$ ) présentent logiquement le même niveau fondamental  $1/2^+$  [620]. Nous avons donc utilisé les valeurs connues de

TABLE XX. Intrinsic states of $^{248}_{98}\text{Cm}_{153}$ .							
$^{248}\text{Cm}(d, p)$ Bandhead energy (keV)	$I$	$K\pi$	Assigned character	$\hbar^2/2\mathcal{J}$ (keV)	$a$	Empirical data used to deduce assignment	References
0		1/2+	1/2 + [620]	6.5	+0.29	(d, p)	a
110	9/2	7/2+	7/2 + [613]			(d, p)	a
208		3/2+	3/2 + [622]A	6.8		(d, p)	a
220		9/2+	9/2 + [615]B			(d, p)	a
469 <sup>b</sup>	3/2	1/2-	1/2 - [750]A			(d, p)	a

<sup>a</sup> Braid *et al.* (1971);  $^{248}\text{Cm}(d, p)$ .  
<sup>b</sup> The 1/2 - [750] state is sometimes labeled as 1/2 - [761].

TABLE XXIII. Intrinsic states of $^{251}_{98}\text{Cf}_{153}$ .							
$^{255}\text{Fm} \xrightarrow{\alpha} 7/2 + [613]$ Bandhead energy (keV)	$I$	$K\pi$	Assigned character	$\hbar^2/2\mathcal{J}$ (keV)	$a$	Empirical data used to deduce assignment	References
0		1/2+	1/2 + [620]	6.4	+0.285	$\gamma$ -mult., EC (6.2)	a
106.3		7/2+	7/2 + [613]	6.7		Fav. $\alpha, \gamma$ -mult., $\tau$	b
177.6		3/2+	3/2 + [622]	6.8		$\alpha, \gamma$ -mult., EC (~5.7)	a, b
370.4		11/2-	11/2 - [725]			$\alpha, \gamma$ -mult., $\tau$	b, c
434.2		9/2-	9/2 - [734]			$\alpha, \gamma$ -mult.	b, c
544.1		5/2+	5/2 + [622]	6.6		$\alpha, \gamma$ -mult.	b, c

<sup>a</sup> Ahmad *et al.* (1970);  $^{251}\text{Es}$  EC decay.  
<sup>b</sup> Ahmad *et al.* (1971);  $^{255}\text{Fm}$   $\alpha$  decay and  $\gamma$ .  
<sup>c</sup> Ahmad and Milsted (1975a);  $^{255}\text{Fm}$   $\alpha$  decay.

FIGURE 1.13 – Tableaux résumant les états connus et les paramètres  $a$  et  $\frac{\hbar}{2I}$  des bandes de rotation des niveaux fondamentaux  $\Omega=1/2$  dans deux isotones ( $N=153$ ) du  $^{255}\text{No}$  : les  $^{249}\text{Cm}$  et  $^{251}\text{Cf}$ . Figure extraite de [18].

*Tables of known states and corresponding parameters of ground states  $\Omega=1/2$  rotational bands for two  $^{255}\text{No}$  isotones ( $N=153$ ) :  $^{249}\text{Cm}$  and  $^{251}\text{Cf}$ . Figure extracted from [18].*

paramètre de découplage  $a$  et de  $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}$  de ces isotopes pour estimer la bande de rotation construite sur le niveau fondamental du  $^{255}\text{No}$ . Ces valeurs ont été extraites d'une étude de R. R. Chasman et son équipe [18] compilant tous les résultats connus pour ces isotopes, on peut en retrouver un exemple en figure 1.13.

L'étude de ces bandes de rotation permet donc de comprendre les comportements collectifs dans les noyaux. Cela permet de confronter les résultats issus des différents modèles développés par les théoriciens, c'est un point de rencontre essentiel entre théorie et expérience.

### 1.3.2 L'isomérisme

Tout état quantique a une durée de vie plus ou moins longue selon la situation, par analogie avec la physique moléculaire, on parle d'état isomérique nucléaire pour désigner tout état métastable autre que les états fondamentaux. Ces états excités peuvent décroître par de simples décroissances électromagnétiques, mais également par fission ou par émission de particules  $\alpha$ , sans même passer par le niveau fondamental. Ces états résultent d'une interdiction, ou du moins d'un frein, à leur transition vers un autre état de moindre énergie, ce qui leur confère un temps de vie. Il n'existe pas de définition stricte du temps de vie que doit avoir un état pour être considéré comme isomérique, mais en physique expérimentale, il est admis qu'un état est isomérique dès lors que les instruments permettent de mesurer son temps de vie. Historiquement, F. Soddy fut le premier à suggérer l'existence de tels états, ayant des temps de vie et des caractéristiques de décroissances différents dans un même noyau [24]. G. Gamow [25, 26] fut le premier à les dénommer "isomères" par analogie avec les isomères chimiques, en 1921. Par la suite,

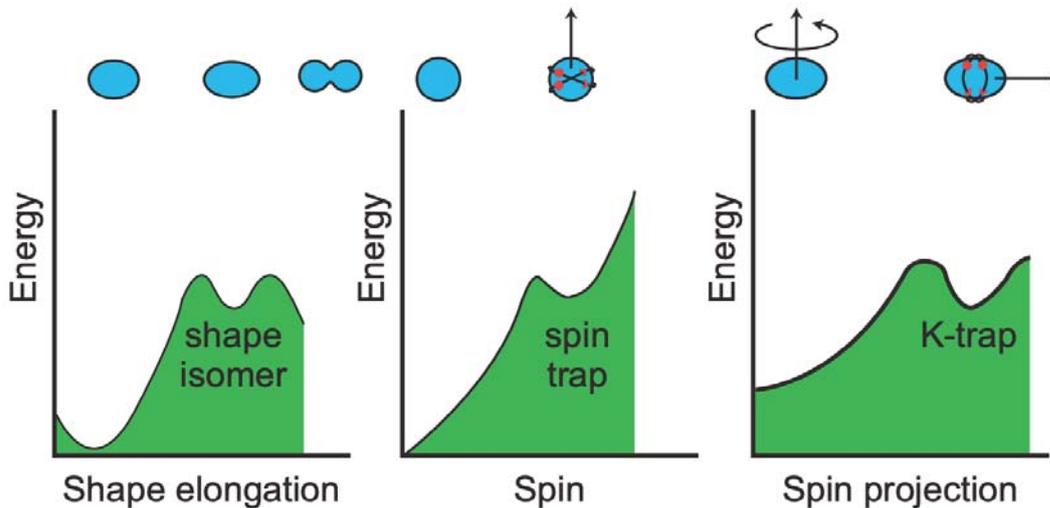


FIGURE 1.14 – Minimums secondaires dans le potentiel d'un noyau en fonction de différentes variables pour les différents types d'isomères. Figure extraite de [23].

*Secondary minima in the potential energy of a nucleus as a function of various nuclear variables leading to different kinds of isomers. Figure extracted from [23].*

O. Hahn observa expérimentalement un isomère dans l'Uranium [27] et C. F. von Weizsäcker [28] proposa une explication théorique à ce phénomène, établissant que les protons et les neutrons pouvaient être arrangés différemment selon leurs orbitales quantiques au sein d'un même noyau, permettant la formation d'états métastables, maintenus en vie dans des minima secondaires d'énergie (voir historique complet dans [29]).

On distingue trois grandes familles d'isométrie :

- Les isomères de forme : Comme l'illustre la figure 1.14, ils apparaissent lorsqu'il existe un second minimum de l'énergie d'excitation d'un noyau, pour une forme donnée. Si cette forme est suffisamment différente de celle du niveau fondamental, la transition entre ces deux états demandera de réarranger un grand nombre de nucléons, ce qui va ralentir, voir "bloquer" cette transition, conférant un temps de vie significatif à cet état. En effet, si la forme d'un noyau est modifiée (paramètre de déformation  $\beta$ ), on voit sur la figure 1.9 que l'ordre des orbitales autour de Fermi l'est également. Ces isomères décroissent en grande majorité par des émissions de rayons  $\gamma$ . Les isomères de fission sont un cas particulier des isomères de forme. Ce sont des états très déformés (oblate ou prolate), qui peuvent décroître par fission, en franchissant la barrière de potentiel "de l'autre côté" comme cela est illustré dans le premier cas de la figure 1.14.
- Les isomères de spin : Les isomères de spin (ou "spin-traps") sont le résultat d'une interdiction de transition créée par une différence de moment angulaire importante par rapport à l'énergie entre deux états. En effet, si un état excité de faible énergie à un moment angulaire très différent de celui des niveaux plus bas en énergie, pour respecter les règles de transition, seule une transition de grande multipolarité  $\lambda$  (E ou M) pourra satisfaire ces conditions. Comme cela est illustré par la formule suivante, la probabilité d'une telle transition décroît avec  $\lambda$ , ce qui crée un "spin-trap", bloquant temporairement la décroissance [30] :

$$B_{sp}(E, \lambda) = \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{3}{(\lambda + 3)} \right]^2 r_0^{2\lambda} A^{2\lambda/3} \quad (1.26)$$

$$B_{sp}(M, \lambda) = \frac{10}{\pi} \left[ \frac{3}{(\lambda + 3)} \right]^2 r_0^{2\lambda-2} A^{(2\lambda-2)/3} \quad (1.27)$$

- Les isomères de haut-K : Les isomères de haut-K sont un type particulier d'isomères n'apparaissant, par définition du nombre quantique K (projection du moment angulaire  $\vec{I}$  sur l'axe de déformation), que dans les noyaux déformés, lorsqu'une transition implique un  $\Delta K$  entre l'état initial ( $K_i, I_i, \pi_i$ ) et l'état final ( $K_f, I_f, \pi_f$ ) plus important que la multipolarité  $\lambda$  de la transition concernée. Une telle transition ne respecte pas les lois de conservation de J, on parle donc de transition "interdites" si  $\Delta K > \lambda$ , la transition ne peut avoir lieu qu'à travers des impuretés de la fonction d'onde, ce qui confère un temps de vie à un tel état.

Dans la région des éléments superlourds, les isomères de haut-K sont particulièrement intéressants. Ces états sont directement reliés à des couplages entre les différentes orbitales nucléoniques (pleines ou vacantes) autour des niveaux de Fermi (proton et/ou neutron) dans ces noyaux. Cela en fait des sondes idéales pour identifier les orbitales mises en jeu expérimentalement, et ainsi, confronter les différents modèles théoriques prédisant l'ordre et les écarts de ces orbitales ainsi que la déformation de ces noyaux.

### 1.3.3 Etats de quasiparticules

Pour des excitations de nucléons sur des orbitales voisines du niveau de Fermi, on parle de quasi-particules (qp) pour désigner le fait de "mettre" une particule ou de créer un trou sur un état donné, sachant que le déplacement d'un nucléon induit des effets d'auto-consistance dans le Hamiltonien et notamment un changement au niveau de l'appariement qui peut être important. Ainsi, une excitation à deux quasiparticules (2-qp) correspondra à l'excitation d'un nucléon vers une orbitale d'énergie supérieure. Le nucléon laisse donc une place vacante (qp de type trou) et remplit un état d'énergie supérieure (qp de type particule). Il existe ainsi un grand nombre de possibilités de configurations 2-qp pour chaque noyau, en fonction des orbitales accessibles. Des états à 4-qp, 6-qp et ainsi de suite peuvent également exister, résultats d'excitations simultanées de plusieurs nucléons.

Dans le cas de noyaux impairs (en protons et/ou en neutrons), on parle d'excitations à 1-qp, 3-qp, etc. En effet, un état à 1-qp correspond à toutes les possibilités pour positionner le nucléon célibataire. Une 3-qp résultera du couplage de cette excitation du nucléon célibataire avec une excitation à 2-qp et ainsi de suite. On remarque que le niveau fondamental d'un noyau impair est donc une configuration 1-qp, car un tel noyau possède un nucléon célibataire, qui définira par ailleurs les propriétés quantiques (notamment spin et parité) de son niveau fondamental, comme l'illustre la première configuration de l'exemple présenté en figure 1.15.

Pour les noyaux pairs-pairs, les énergies d'excitations de ces états dépendent principalement de la différence d'énergie entre les deux orbitales en jeu et de l'énergie de brisure de paire nécessaire pour séparer deux nucléons d'une orbitale donnée (dans le cas d'un nombre pair de nucléons uniquement). L'appariement nucléonique a donc un impact important sur les énergies d'excitations particule-trou. En effet, il y a forcément une brisure de paire lors d'une excitation, même dans le cas d'un noyau impair. Imagi-

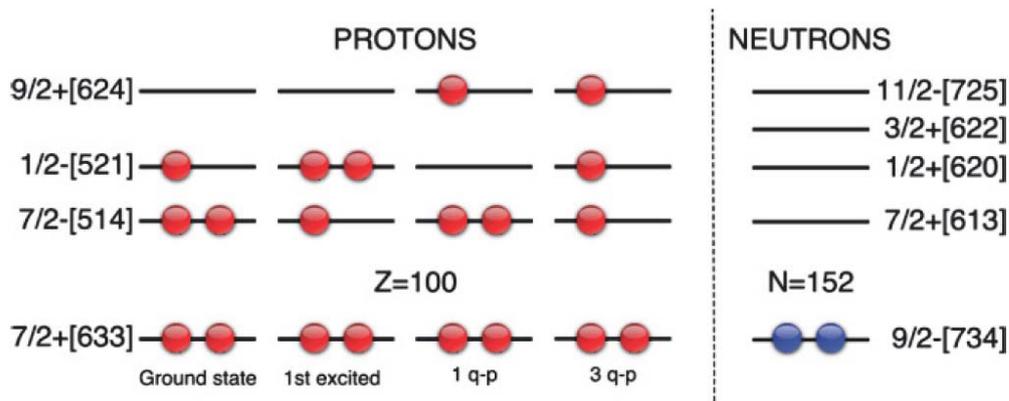


FIGURE 1.15 – Représentation schématique des configurations protons (gauche) et neutrons (droite) disponibles basées sur un schéma de particules individuelles calculé dans [18] pour le  $^{255}\text{Lr}$ . Figure extraite de [31].

*Schematic representation of the available proton (left) and neutron (right) configurations based on the single-particle levels calculated in [18]. Figure extracted from [31].*

nons une excitation à 1-qp dans un noyau impair, comme celle présentée sur la troisième configuration de la figure 1.15. En réalité, toutes les orbitales autour du niveau de Fermi participent à l'appariement, le proton qui a été excité vers la couche  $9/2^+$  [624] n'était pas apparié, mais les deux orbitales  $j$  et  $-j$  de cette couche participaient à l'appariement de ce noyau. On brise donc la paire de trous en y plaçant le proton, mais dans le même temps, on permet la formation d'une paire de trous sur le niveau  $1/2^-$  [521] laissé vacant. Ces deux effets se compensent donc en partie, mais il reste un différentiel d'énergie à combler, correspondant à la différence entre les énergies d'appariements sur les niveaux  $9/2^+$  [624] et  $1/2^-$  [521] (positive ou négative) et à la différence d'énergie entre ces niveaux.

Au contraire, pour une excitation à 2-qp, une énergie deux fois plus importante est nécessaire : pour briser la paire de particules d'où part le nucléon ainsi que celle sur le niveau final, où on va placer ce nucléon (brisure d'une paire de trous). Considérant que ces énergies de brisure de paire sont de l'ordre de  $\simeq 500$  keV dans la région des éléments lourds et superlourds, les énergies d'excitation 2-qp sont donc bien plus importantes que les excitations 1-qp. On peut calculer l'énergie d'une excitation 2-qp de l'orbitale  $a$  à l'orbitale  $b$  selon la formule suivante [32] :

$$e_{2qp}(a \rightarrow b) = \sqrt{(e_{sp}(a) - \lambda)^2 + \Delta^2} + \sqrt{(e_{sp}(b) - \lambda)^2 + \Delta^2} \quad (1.28)$$

avec  $(e_{sp}(a) - \lambda)$  l'écart énergétique entre le niveau de Fermi et l'orbitale  $a$  et  $\Delta$  la contribution de l'appariement.

Il est néanmoins très compliqué de prédire l'ordre énergétique de ces états. Les différents modèles ne parviennent pas à reproduire les séquences énergétiques observées expérimentalement et sont souvent en contradiction les uns par rapport aux autres, en particulier pour les éléments lourds et superlourds. Cela rend l'étude expérimentale de ces isomères d'autant plus intéressante car elle permet de donner des points d'ancrage pour améliorer ces différents modèles.

Pour les couplages à deux quasi-particules dans des noyaux pair-pair, les caractéristiques de l'état formé peuvent être déduites à partir des caractéristiques des deux orbitales concernées. On a vu dans la notation de Nilsson que le nombre quantique  $K$  est la projection du moment angulaire  $\Omega$  sur l'axe de symétrie, l'orbitale correspondante est dégénérée deux fois ( $+K$  et  $-K$ ). Pour une excitation 2-qp, on a donc deux possibilités  $+K_1 + K_2$  (équivalent à  $-K_1 - K_2$ ) et  $+K_1 - K_2$  (équivalent à  $-K_1 + K_2$ ) conduisant à deux possibilités de projection du moment angulaire total  $\Omega = |\Omega_1 \pm \Omega_2|$ , formant ainsi deux états possibles. Ces deux états ne seront pas à la même énergie du fait d'une contribution énergétique liée au couplage résiduel des spins  $s_1$  et  $s_2$  des deux orbitales. 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 favorisé pour ces états à 2-qp dans les noyaux pair-pair de masse  $150 < A < 190$ . Selon cette règle basée sur ses observations, la dégénérescence d'ordre 2 de ce couplage est brisé par les interactions résiduelles dépendant du spin, ce qui favorise la configuration pour laquelle les spins intrinsèques des particules individuelles sont antiparallèles. Or, lorsqu'on parle de  $\Omega_i$ , on peut avoir une orbitale de spin up  $\Omega = \Lambda + \frac{1}{2}$  et de spin down  $\Omega = \Lambda - \frac{1}{2}$ . Ainsi, si les deux orbitales considérées sont de spin up ( $\uparrow \uparrow$ ) ou de spin down ( $\downarrow \downarrow$ ), la configuration "Gallagher favorisée" ("Gallagher favored"), qui se retrouve plus bas en énergie, sera celle où les deux projections  $\Omega_1$  et  $\Omega_1$  se couplent donc de telle sorte que :

$$\Omega = |\Omega_1 - \Omega_2| \quad (1.29)$$

de manière à rendre compte du fait que cette configuration présente un gain énergétique induit par les spins antiparallèles. Au contraire, si les deux orbitales considérées sont de de spin opposés ( $\uparrow \downarrow$  ou  $\downarrow \uparrow$ ), la configuration "Gallagher favorisée" sera celle où les moments angulaires des deux nucléons sont parallèles, de manière à avoir les spins antiparallèles :

$$\Omega = \Omega_1 + \Omega_2 \quad (1.30)$$

La figure 1.16 montre les configurations (favorisées et défavorisées) 2-qp possibles pour le  $^{256}\text{No}$ . L'orientation des spins relative à celle des moments angulaires des états est indiquée par une flèche afin de faciliter l'application de la règle de Gallagher. On retrouve par exemple une configuration 2-qp protons favorisée  $\Omega=3^+$  pour le couplage de la  $[514\downarrow] 7/2^-$  avec la  $[521\downarrow] 1/2^-$ . Les spins des deux couches étant  $\downarrow$ , c'est la configuration correspondant à la différence  $\Omega=\frac{7}{2}-\frac{1}{2}=3$  qui est favorisée par le couplage spin-spin. La parité d'une configuration 2-qp est quant à elle le simple produit des parités des orbitales concernées, donc dans ce cas une parité  $\pi=+$ . Sur la figure 1.16, les configurations favorisées sont indiquées en vert et les défavorisées, qui sont donc  $\simeq 300$  keV plus haut, sont indiquées en bleu.

Dans la pratique, de notre point de vue de physiciens expérimentaux, nous utilisons ces règles pour déterminer toutes les possibilités d'excitation pour le noyau étudié, puis

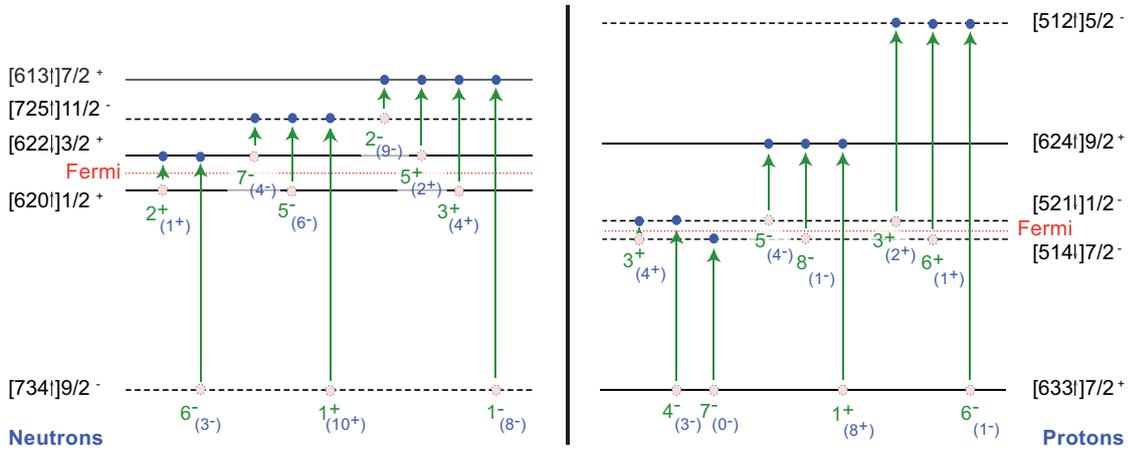


FIGURE 1.16 – Illustration des configurations à deux quasi-particules protons et neutrons possibles pour le  $^{256}\text{No}$ , adaptées depuis [32]. Les valeurs de  $K$  des configurations 2-qp favorisées sont indiquées en vert et les défavorisées en bleu [33, 34]. L'orientation des spins  $y$  est inscrite pour faciliter l'application de la règle de sélection de Gallagher.

*Illustration on the possible two quasi-particles states on experimental neutron and proton single-particle schemes adapted from [32]. Two quasi-particle excited states  $K$  value and parity are indicated in green (blue within brackets) for the favored (resp. unfavored) Gallagher [33, 34] combination. Spin orientation is indicated by an arrow in the Nilsson labelling of single nucleon orbital in order to facilitate application of Gallagher rules.*

nous les confrontons aux résultats expérimentaux, ce qui permet, à posteriori, de tester les modèles théoriques. Ces règles de sélection sont très efficaces mais elles se limitent aux noyaux pair-pair et impair-impair. Pour les noyaux impair-pair (ou pair-impair), la situation est plus complexe et il n'existe pas de règle si simple pour déterminer la configuration qui sera énergiquement favorisée, ce qui a été un obstacle important dans notre interprétation des états isomériques découverts dans le  $^{255}\text{No}$ .

### 1.3.4 Règle de sélection pour les configurations 3-qp dans les noyaux impairs

Comme cela a été mentionné précédemment, si l'on exclue les cas  $K=\frac{1}{2}$ , on peut calculer les énergies d'une bande de rotation selon l'équation (1.21). Or, dans les années 60, N. D. Newby observa des différences entre les valeurs renvoyées par cette formule et des observation expérimentales de bandes de rotation  $K=0$  dans des noyaux impairs [35, 36]. Dans certains noyaux, comme le  $^{166}\text{Ho}$ , cette déviation est même suffisamment importante pour modifier l'ordre des niveaux au sein d'une bande de rotation. On retrouve cet exemple sur la figure 1.17, où l'on voit que le niveau  $I=1$  se situe au-dessus du niveau  $I=2$ . A partir des mesures de la différence d'énergie entre le niveau  $I=2$  et le niveau  $I=0$ , une valeur de  $\hbar/2\mathcal{J} = 9 \text{ keV}$  a été calculée. Selon cette valeur, le niveau  $I=1$  devrait être à 18 keV, mais expérimentalement, ce niveau a été observé à 82 keV ! Il a donc été décalé de 64 keV. Il en est de même pour tous les niveaux impairs de ces bandes de rotation  $K=0$ . Dans le  $^{242}\text{Am}$ , des décalages dans le sens opposé ont été observés. Ce décalage est

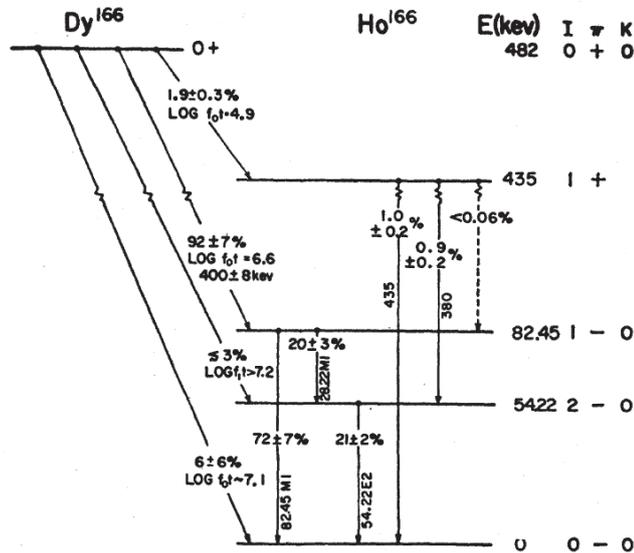


FIGURE 1.17 – Schéma de décroissance du  $^{166}\text{Dy}$ . On voit que le niveau  $I=1$  est plus haut en énergie que le niveau  $I=2$  dans la bande de rotation du niveau fondamental du  $^{166}\text{Ho}$ . Figure extraite de [35].

*Decay scheme of  $^{166}\text{Dy}$ . One can see the  $I=1$  at a higher energy than the  $I=2$  level in the rotational band of the  $^{166}\text{Ho}$  ground state. Figure extracted from [35].*

nommé le "Newby Shift" (NS) et a été interprété comme un décalage dû à l'interaction résiduelle neutron-proton. Ce phénomène a été modélisé [35] et des calculs ont été réalisés pour déterminer les énergies de shift  $E_N$  pour de nombreux noyaux [37, 38, 39].

Comme cela a été mentionné précédemment, les noyaux impairs-pair (ou pair-impair) peuvent former des états excités à 1-qp, 3-qp ou encore 5-qp. Contrairement à la règle de sélection de Gallagher pour déterminer le couplage favorisé de deux orbitales formant un état 2-qp, il n'existe pas de règle si simple pour déterminer le couplage favorisé d'une configuration à 3-qp. Deux types de couplages sont possibles : les couplages ayant 3 particules de même genre (ppp ou nnn) et les couplages impliquant une combinaison des deux types de particules (npp ou nnp). Dans un noyau déformé, le couplage des trois quasi-particules ayant des valeurs  $K_1$ ,  $K_2$  et  $K_3$  mène donc à quatre possibilités  $K = |K_1 \pm K_2 \pm K_3|$ . Ces 4 états se retrouvent à des énergies différentes en raison de l'interaction résiduelle entre les protons et/ou neutrons. En tant que physiciens expérimentaux, il est essentiel de pouvoir déterminer lequel de ces 4 états sera le plus bas en énergie pour pouvoir donner une interprétation cohérente des états isomériques observés. K. Jain a publié en 1992 une étude à ce sujet [40], basée sur des observations expérimentales dans les  $^{163}\text{Er}$ ,  $^{175}\text{Lu}$  et  $^{177}\text{Lu}$ , trois noyaux impairs. Il choisit de considérer les contributions des interactions résiduelles comme la somme de contributions neutron-neutron, proton-proton et proton-neutron d'états 2-qp dans le voisinage. En conséquence, il proposa de calculer les énergies d'excitation des membres d'une bande 3-qp comme la somme d'une énergie de brisure de paire, des énergies d'excitations des 3 nucléons considérés, d'un terme d'énergie rotationnelle et du terme d'interaction résiduelle entre les nucléons non appariés.

Il a ainsi proposé de traiter le couplage à 3 quasi-particules comme une somme de couplages à 2-qp selon la formule suivante [40] :

$$\begin{aligned}
 E(I) &= E_{\text{pairing}} + E_{\text{rot}} + E_{\text{qp}} + E_{\text{int}} \\
 &= 2\Delta + E_{\text{qp}}^{(1)} + E_{\text{qp}}^{(2)} + E_{\text{qp}}^{(3)} + \left(\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_{3\text{qp}}}\right)[I(I+1) - K^2] \\
 &\quad - \left[\sigma_1\left[\frac{1}{2} - \delta_{\Sigma(1,2),0}\right]E_{\text{split}(1,2)} + \sigma_2\left[\frac{1}{2} - \delta_{\Sigma(2,3),0}\right]E_{\text{split}(2,3)} + \sigma_3\left[\frac{1}{2} - \delta_{\Sigma(1,3),0}\right]E_{\text{split}(1,3)}\right] \\
 &\quad - \left[\sigma_1[\delta_{K(1,2),0}(-1)^I E_{N(1,2)}\Pi_{(1,2)}] + \sigma_2[\delta_{K(2,3),0}(-1)^I E_{N(2,3)}\Pi_{(2,3)}] \right. \\
 &\quad \left. + \sigma_3[\delta_{K(1,3),0}(-1)^I E_{N(1,3)}\Pi_{(1,3)}]\right]
 \end{aligned} \tag{1.31}$$

avec  $\Delta$  l'énergie d'appariement,  $E_{\text{qp}}$  les énergies des états en jeu,  $\Sigma$  le spin intrinsèque,  $\sigma_n = -1$  pour les "like-particles" et  $\sigma_n = +1$  pour les "unlike-particles" et  $E_{\text{split}}$  la différence d'énergie entre les deux couplages possible d'une 2-qp. Pour une configuration 3-qp (ppn) par exemple, on parle de "like-particle" pour désigner les deux protons (qui représentent le couplage 2-qp qui va être couplé à une 1-qp) et de "unlike-particle" pour désigner le neutron célibataire. Pour une configuration 3-qp (nnp) c'est le contraire.

A partir de cette formule, on peut donc calculer les niveaux d'énergie attendus des 4 couplages possibles  $K = |K_1 \pm K_2 \pm K_3|$ , à condition bien sûr, d'avoir accès aux valeurs précises du "Newby Shift"  $E_N$ , mais aussi des énergies précises des couches impliquées dans ce couplage, ce qui est très rarement le cas. Cette formule est bien loin de la simplicité de la règle de sélection de Gallagher pour les couplages à 2-qp mais on peut néanmoins remarquer certains couplages particuliers. Si l'on prend en compte le fait que  $E_{\text{split}}$  est de l'ordre de la centaine de keV pour un couplage 2-qp de deux particules célibataires (donc

pour un noyau impair-impair) et de l'ordre de 400-500 keV pour un couplage 2-qp dans un noyau pair-pair, on peut faire émerger une tendance, pour certaines configurations particulières.

Le calcul ne sera pas détaillé ici mais K. Jain a mis en évidence que :

- Le niveau le plus excité sera toujours la 3-qp où les spins de "like-particles" sont parallèles et les spins des "unlike-particles" sont antiparallèles.
- L'état dont les spins des 3 quasi-particules sont parallèles ne sera jamais le plus bas en énergie.
- Si les trois quasi-particules sont de même nature (nnn) ou (ppp), l'état le plus haut sera toujours celui pour lequel les spins sont parallèles.

Ces affirmations ont été validées sur de nombreux résultats expérimentaux fiables, comme on peut le voir sur la figure 1.18. Cette formule permet donc de déterminer l'ordre des quatre possibilités  $K = |K_1 \pm K_2 \pm K_3|$ , cependant, elle nécessite des paramètres essentiels qu'il est compliqué de déterminer. Certes, les  $E_N$  sont en partie tabulés, mais les  $E_{split}$  sont directement reliés à des calculs modèles-dépendants, qui sont souvent en désaccord les uns avec les autres, c'est pourquoi il reste très compliqué de déterminer les configurations 3-qp énergiquement favorisées, et qu'il ne faut souvent considérer tous les couplages différents dans la phase d'interprétation des données, comme cela sera présenté par la suite.

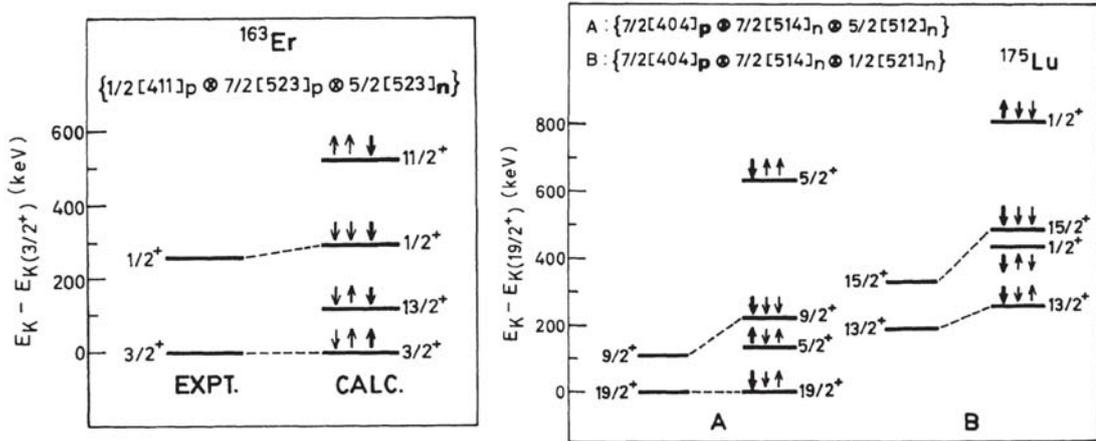


FIGURE 1.18 – Comparaison entre les résultats des calculs des énergies d'excitation des configuration 3-qp dans les  $^{163}\text{Er}$  et  $^{175}\text{Lu}$  et les observations expérimentales correspondantes. Les flèches fines (larges) représentent les spin des "like-particles" ("unlike-particles"). Figure extraite de [40].

*Comparison between calculated energy levels of 3-qp configurations in  $^{163}\text{Er}$  and  $^{175}\text{Lu}$  and experimental results. Thin arrows show the spin of like particles and the thick arrows the unlike particle. Figure extracted from [40].*

### 1.3.5 Facteur d'interdiction et systématique de Löbner

Comme cela a été présenté précédemment, une transition d'un état  $(K_i, I_i, \pi_i)$  vers un état  $(K_f, I_f, \pi_f)$  impliquant une variation  $\Delta K$  supérieure à la multipolarité de la transition  $L$  est dite "interdite", ce qui est à l'origine de l'isométrie de haut-K. En effet, la multipolarité  $L$  d'une transition donnée doit respecter certaines règles :

$$\begin{aligned} |I_i - I_f| &\geq L \geq I_i + I_f \\ \pi &= \pi_i \pi_f \\ |K_i - K_f| &= \Delta K \leq L \end{aligned} \tag{1.32}$$

La dernière de ces 3 règles est moins stricte que les deux précédentes, en effet, des transitions  $\Delta K \geq L$  sont possibles, moyennant des durées de vie significatives formant des isomères-K, on les appelle des transitions K-interdites (K-forbidden transitions) et on définit le degré d'interdiction  $\nu$  tel que :

$$\nu = \Delta K - L \tag{1.33}$$

Ce degré d'interdiction tient donc compte de la valeur  $K$  de l'état isomérique et celle des états de plus basse énergie pouvant entrer dans son chemin de décroissance. Ainsi, l'isométrie  $K$  dépendra aussi de son environnement quantique, il ne suffit pas d'être de grand  $K$ . Le degré d'interdiction d'une telle transition influe directement sur le temps de vie de l'isomère-K ainsi formé, plus il sera grand, plus son temps de vie sera élevé. Nous verrons plus loin qu'empiriquement, chaque degré d'interdiction supplémentaire apporte un facteur 100 au temps de vie [42], qui peut atteindre plusieurs années dans certains cas [41]. De ce fait, le degré d'interdiction d'une transition définit si un état est isomérique ou non. Il faut cependant noter qu'un état sera un isomère de haut-K si, et seulement si, toutes ses voies de décroissances sont suffisamment interdites. Si une de ses voies de décroissance ne présente pas suffisamment d'interdiction par rapport aux autres, elle sera très largement favorisée. Afin d'avoir une variable permettant de quantifier le rapport entre les temps de demi-vie des isomères-K mesurés et les estimations de demi-vie théoriques de Weisskopf, on utilise une variable  $F_W$  définie telle que :

$$F_W = \frac{T_{1/2}^\gamma}{T_{1/2}^W} \tag{1.34}$$

K. E. G. Löbner a réalisé une étude systématique des temps de vie de ces isomères de haut-K [41], compilant les  $F_W$  des transitions E1, E2, E3, M1, M2 et M3 connues à cette époque pour toute valeur de  $\Delta K$ . On retrouve les résultats de cette étude sur la figure 1.19 où l'on voit que les  $F_W$  des isomères-K suivent une tendance logarithmique. L. I. Rusinov a proposé une loi empirique pour ces transitions [42] :

$$\log(F_W) = 2(|\Delta K| - L) = 2\nu \tag{1.35}$$

Comme le montre la figure 1.19, on retrouve bien le facteur 100 ( $=10^2$ ) sur le  $F_W$  pour chaque unité de  $\Delta K$  pour un type de transition donnée (E1, M1, E2...). Dans la pratique, ce facteur 100 n'est pas une règle inconditionnelle, il est même souvent incorrect [41] mais cette systématique permet néanmoins d'exclure certaines possibilités dans l'interprétation de la décroissance d'un état isomérique. Nous verrons par la suite que cette systématique a été un outil essentiel à l'interprétation des isomères de haut-K découverts dans les

$^{255}\text{No}$  et  $^{256}\text{No}$ . On peut également utiliser la variable  $f_\nu$ , communément nommée facteur d'interdiction réduit et définie telle que :

$$f_\nu = F_W^{1/\nu} = \left( \frac{T_{1/2}^\gamma}{T_{1/2}^W} \right)^{1/\nu} \quad (1.36)$$

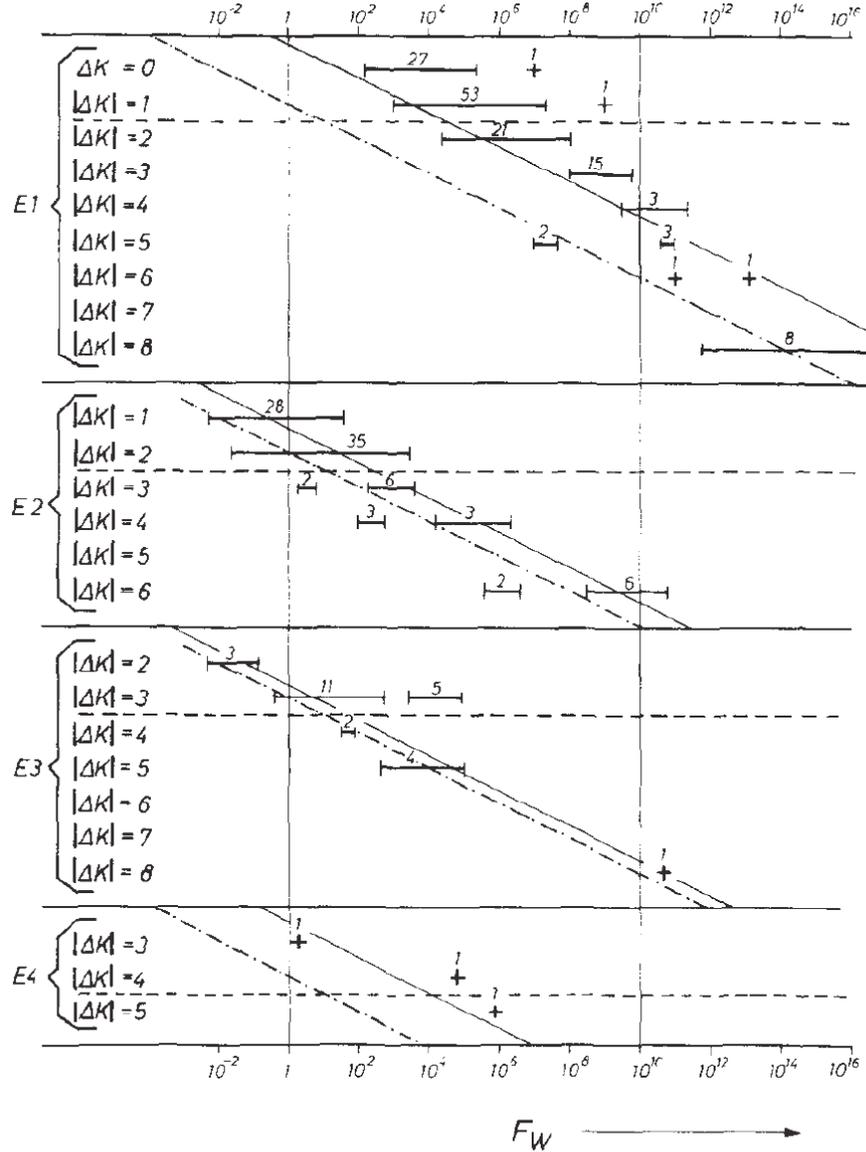


FIGURE 1.19 – Graphiques de la tendance du facteur d'empêchement  $F_W$  en fonction de différentes transitions électromagnétiques extraite des études de K. E. G. Löbner (lignes pleines) et de L. I. Rusinov (pointillés) [41].

*Trend of the hindrance factor  $F_W$  for several multipolarities based on studies of by K.E.G. Löbner (solid lines) and L. I. Rusinov (dot-and-dash lines [41].*

Cette variable est souvent utilisée, en particulier dans la région des noyaux lourds et superlourds, afin de comparer des transitions isomériques. On observe tout de même de grandes variations de  $f_\nu$  d'un noyau à l'autre, même si on peut considérer que dans la région des Nobelia, les valeurs de  $f_\nu$  des isomères observés jusqu'à présents varient entre 100 et 800 [31].

### 1.3.6 Approche plus récente (Kondev)

Récemment (Janvier 2015), F. G. Kondev, G. D. Dracoulis et T. Kibédi ont repris l'étude systématique des isomères de haut-K, ajoutant à la statistique de K. E. G. Löbner et L. I. Rusinov tous les états isomériques découverts depuis. Cette statistique importante leur a permis d'observer une tendance légèrement différente de leurs prédécesseurs, qui est illustrée par la figure 1.20. On y voit que pour des  $\Delta K$  faibles, la systématique de Rusinov [42] reste correcte mais que plus les valeurs de  $\Delta K$  augmentent, plus on s'en éloigne. P. Kondev a alors proposé de factoriser l'interdiction en un produit de l'interdiction intrinsèque ( $F_0$ ) par un facteur relié à l'interdiction supplémentaire apportée

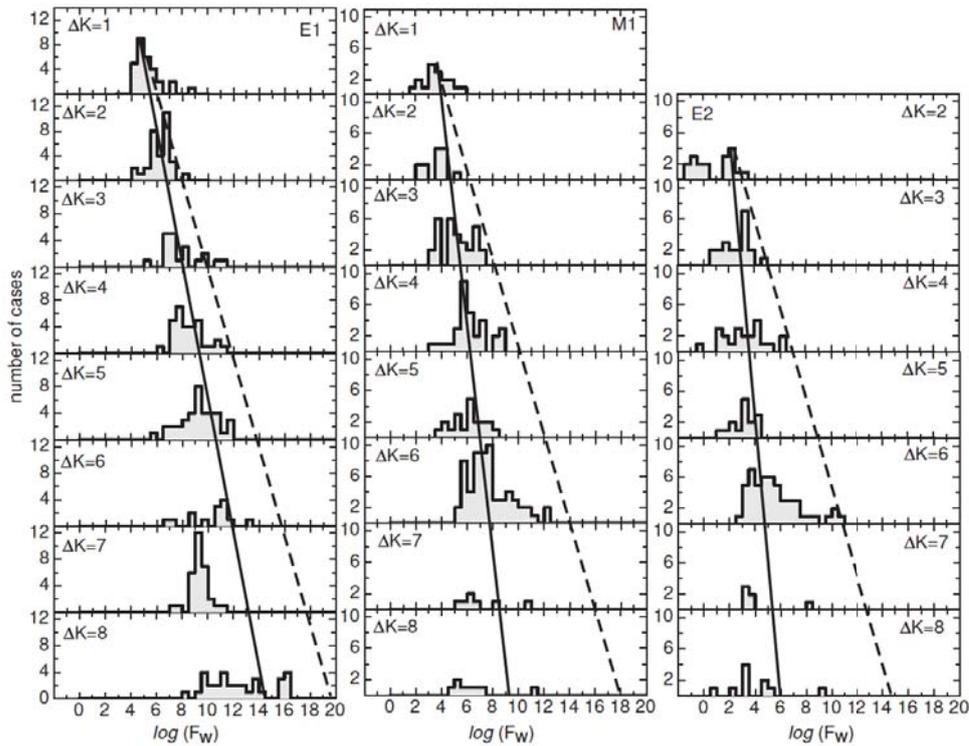


FIGURE 1.20 – Distribution des transitions E1, M1 et E2 en fonction du  $\Delta K$ . Les lignes pleines montrent à un ajustement sur ces données expérimentales et les lignes pointillées montrent la tendance  $f_0=100$  proposée par Rusinov [42]. Figure extraite de [44].

*Distribution of E1, M1 and E2 decays as a function of  $\Delta K$ . The solid lines are fits on these experimental data and the dashed line corresponds to the  $f_0=100$  value from Rusinov [42]. Figure extracted from [44].*

par le  $\Delta K$  ( $f_0^\nu$ ), ce qui donne :

$$F = F_0 \cdot f_0^\nu \quad (1.37)$$

et dans sa forme logarithmique :

$$\log(F) = \log(F_0) + \nu \cdot \log(f_0) \quad (1.38)$$

Ces résultats concordent avec la déduction que Löbner avait fait des années auparavant, selon laquelle il y avait un décalage dépendant de la multipolarité dans les facteurs d'interdiction, au contraire de la règle linéaire  $f_\nu = 100$  proposée par Rusinov [42]. Dans la pratique, nous avons exploité cette systématique à l'envers, pour estimer les temps de vie que devraient avoir une transition donnée, pour une énergie donnée. Nous avons ainsi pu comparer ces estimations de temps de vie aux valeurs mesurées expérimentalement, en gardant à l'esprit que les barres d'erreur de ces systématiques couvrent plusieurs ordres de grandeur, cela sera détaillé dans les chapitres dédiés aux études de spectroscopie des  $^{255}\text{No}$  et  $^{256}\text{No}$  (voir chapitres 4 et 5).

## 1.4 Les réactions de fusion-évaporation

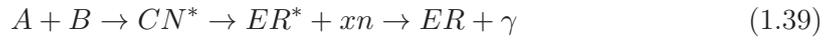
La réaction de fusion-évaporation est, comme son nom l'indique, une réaction mettant en oeuvre la fusion de deux noyaux suivie d'une phase d'évaporation de nucléons qui stabilise le noyau ainsi synthétisé. Cette technique a été proposée par N. Bohr en 1936 [45], elle consiste à fusionner deux noyaux pour en créer un plus lourd, à l'aide d'un faisceau de noyaux A projetés sur une cible B. On peut ainsi choisir le couple faisceau/cible en fonction du noyau que l'on souhaite synthétiser, sous certaines conditions. En effet, le couple et l'énergie de faisceau choisie détermineront la section efficace de cette réaction. On peut séparer les réactions de fusion-évaporation en trois catégories de couples faisceau/cible : une cible lourde et un faisceau léger, une cible légère et un faisceau lourd ou encore un couple faisceau/cible symétrique. Ces trois catégories présentent des caractéristiques complètement différentes, qui seront explicitées par la suite.

### 1.4.1 Le mécanisme de réaction

La réaction de fusion-évaporation peut être décomposée en plusieurs étapes, résumées sur la figure 1.21. Elle commence par une phase de "capture" où le projectile A entre en contact avec la cible B pour former un noyau composé (compound nucleus - CN). Bien évidemment, ce noyau composé n'est pas formé à chaque fois, c'est un système probabiliste qui peut amener soit à ce noyau composé, soit à un phénomène de quasi-fission, soit à une réaction de transfert de quelques nucléons, soit à une réaction dite quasi-élastique, où les deux noyaux échangent de l'énergie, mais aucuns nucléons. Le phénomène de quasi-fission est le mécanisme dominant dans les interactions entre noyaux lourds, le projectile et la cible vont échanger des nucléons dans un temps très court (de l'ordre de  $10^{-21}\text{s}$ ), il n'y a donc pas de fission d'un noyau à proprement parler mais cette réaction crée deux noyaux qui peuvent aisément être confondus avec de réels fragments de fission. Revenons-en à notre noyau composé, ce dernier a été créé dans un état fortement excité, cette énergie est répartie entre énergie cinétique et énergie d'excitation interne. Cette énergie d'excitation interne importante peut mener le noyau composé à se séparer

en deux fragments, on parle alors de fusion-fission. Le noyau composé a été créé, il y a donc eu fusion, mais dans un laps de temps très court ( $10^{-19}$ s), ce dernier s'est désexcité en fissionnant [48]. Cette réaction parasite n'est pas intéressante pas car elle mène très souvent à un fragment de fission très stable (autour du  $^{208}\text{Pb}$  doublement magique) et à un second fragment plus léger. Néanmoins, ce noyau composé peut se désexciter autrement, avec une certaine probabilité, il peut évaporer des particules légères, principalement des neutrons mais aussi des protons et des  $\alpha$  pour former un noyau lourd stable, que l'on nomme le résidu d'évaporation (evaporation residue - ER). Ce noyau est alors encore excité et va décroître à travers des transitions électromagnétiques.

On peut donc décrire ce mécanisme de fusion-évaporation comme une suite de réactions, ayant chacune une probabilité de succès donnée :



On peut définir la section efficace d'une réaction de fusion-évaporation en fonction des 3 étapes la composant, elle correspond très simplement au produit de la section efficace de capture par la probabilité de fusion par la probabilité de survie du noyau composé ainsi formé, cela est illustré par la figure 1.21 :

$$\sigma_{\text{fusion-évaporation}} = \sigma_{\text{capture}} \cdot P_{\text{fusion}} \cdot P_{\text{survie}} \quad (1.40)$$

Comme on peut le voir sur la figure 1.22, les noyaux ainsi synthétisés peuvent être étudiés directement au plan cible (voir spectroscopie prompte chapitre 2) ou être transportés jusqu'au plan focal d'un système de détecteurs silicium et germanium qui permet

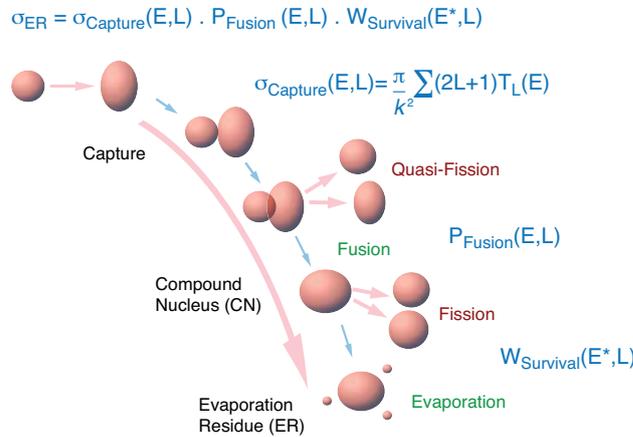


FIGURE 1.21 – Représentation des différentes étapes d'une réaction de fusion-évaporation et des différentes contributions à la section efficace totale, définie comme le produit de la section efficace de capture par la probabilité de fusion par la probabilité de survie du noyau composé. Communications internes (B. Gall).

*Schematic view of the different steps of a fusion-evaporation reaction and the cross section contributions. The total cross section is defined as the product of the capture cross section per the fusion probability per the compound nucleus survival probability. Private communication (B. Gall).*

de les identifier, et d'étudier leur structure (voir spectroscopie retardée chapitre 2). Cette voie de réaction a été largement exploitée depuis l'après-guerre dans le but de synthétiser des éléments de plus en plus lourds. En effet, il est possible de synthétiser des éléments jusqu'au Californium ( $Z=98$ ) par irradiation neutronique mais pour aller au-delà, la fusion-évaporation est la seule alternative viable. Différentes équipes de physiciens ont ainsi synthétisé des éléments jusqu'au célèbre Oganesson ( $Z=118$ ), découvert en 2006 par Y. Oganessian et son équipe à Dubna [47]. La réaction utilisée  $^{249}\text{Cf}(^{48}\text{Ca},3n)^{294}\text{Og}$  est à l'extrême limite de ce que les instruments utilisés permettaient, avec seulement 4 atomes d'Og observés jusqu'à présent (l'historique de la découverte de ces éléments sera détaillé en introduction du chapitre 5).

### 1.4.2 Energies et sections efficaces

Pour une réaction de fusion-évaporation donnée, et donc un couple faisceau/cible donné, le seul paramètre qu'il est possible de modifier est l'énergie cinétique du faisceau. Il faut apporter suffisamment d'énergie cinétique au système avec le projectile pour passer la barrière de Coulomb afin de former le noyau composé. Le noyau composé est créé avec une énergie d'excitation correspondant à la somme de l'énergie cinétique du système cible-projectile dans son centre de masse, noté  $T_{CM}$ , et de la chaleur de réaction de la

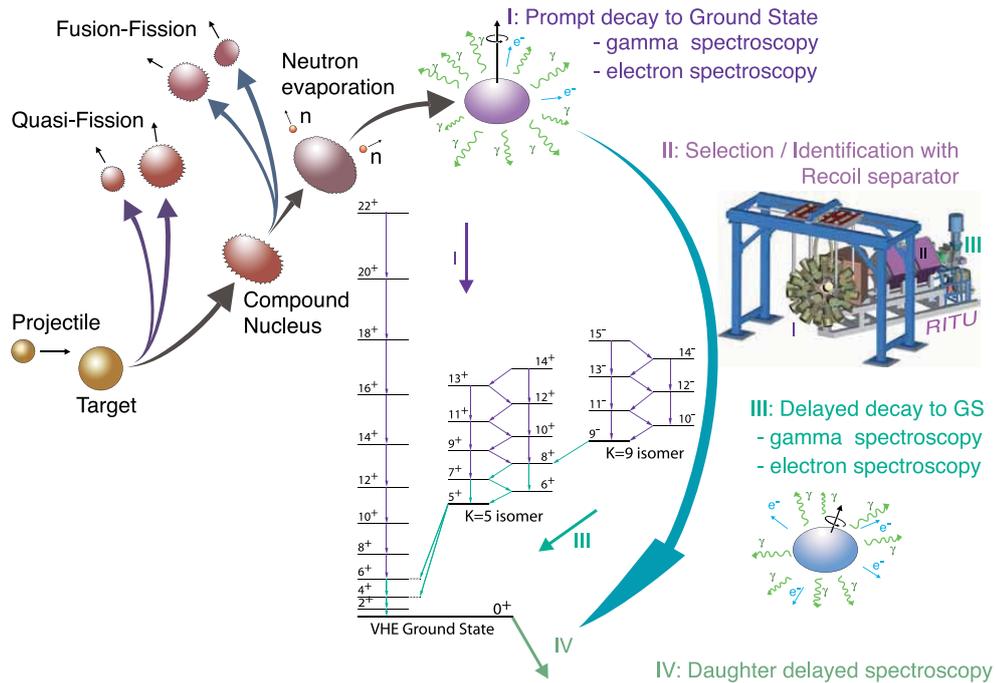


FIGURE 1.22 – Etapes d'une réaction de fusion-évaporation. On y retrouve les différentes réactions concurrentes ainsi que les décroissances du résidu d'évaporation synthétisé. Figure extraite de [130]

*Stages of a fusion-evaporation reaction. One can see the different competing reactions as well as the decay sequence of the synthesized evaporation residue. Figure extracted from [130]*

formation du noyau composé, notée  $Q_{NC}$  :

$$E_{NC}^* = T_{CM} + Q_{NC} \quad (1.41)$$

La chaleur de réaction est la quantité d'énergie dégagée au cours de la réaction, elle n'est donc composée que d'énergie de masse, et correspond à la différence d'énergie de liaison entre le système final et le système initial :

$$Q_{NC} = (M_{initial} - M_{final}).c^2 = \Delta_{initial} - \Delta_{final} = B_{initial} - B_{final} \quad (1.42)$$

ou  $M$  représente la masse,  $\Delta$  le défaut de masse et  $B$  l'énergie de liaison

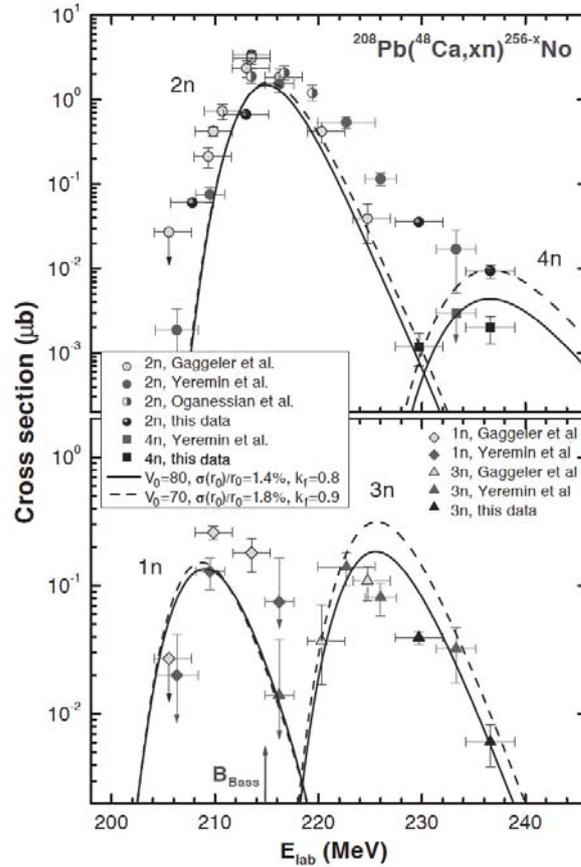


FIGURE 1.23 – Fonctions d'excitation des voies  $n$  à  $4n$  de la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$  obtenues dans les études [49] ainsi que dans des travaux précédents [50, 161, 52]. On y retrouve les résultats de calculs HIVAP [53] comme point de comparaison (lignes). Figure extraite de [49].

*Excitation functions for the  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$  reactions as obtained in [49] and earlier works [50, 161, 52] (symbols), in comparison with the results of calculations with the HIVAP code [53] (lines). Figure extracted from [49]*

Pour une réaction exothermique ( $Q > 0$ ), l'énergie cinétique du produit est plus grande que celle des réactifs, ce qui implique une conversion de masse en énergie cinétique au cours de la réaction, dans le cas endothermique, c'est le contraire.  $Q_{NC}$  est fortement négatif pour les réactions de fusion-évaporation visant à synthétiser des éléments lourds et superlourds. Si la cible et/ou le projectile sont des noyaux magiques, la chaleur de réaction sera encore plus négative : c'est ce qu'on appelle la fusion froide (voir section suivante). Plus la chaleur de réaction sera négative, moins l'énergie d'excitation du noyau composé sera grande, il évaporerait donc moins de neutrons et se stabiliserait plus facilement. Ainsi, sa probabilité de survie augmente, ce qui se traduit directement par des sections efficaces plus grandes. Il faut également noter que le nombre de neutrons évaporés dépend aussi du choix de l'énergie projectile, cet effet est visible sur la figure 1.23.

Prenons l'exemple de la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$ , dont la spectroscopie de  $^{255}\text{No}$  (soit la voie d'évaporation  $x=1$ ) est l'un des objets de cette thèse. Le projectile et la cible sont tous les deux doublement magiques, c'est donc la réaction présentant les plus grandes sections efficaces, et donc la chaleur de réaction la plus froide, dans cette région de masse. On retrouve sur la figure 1.23 les sections efficaces des différentes voies d'évaporation de cette réaction. Le maximum de la section efficace pour la voie d'évaporation d'un seul neutron est de 209 MeV et, comme la cible est fixe, on peut calculer l'énergie cinétique du système cible-projectile dans son centre de masse  $T_{CM}$  :

$$T_{CM} = E_{beam} - E_{beam} \cdot \frac{M_{beam}}{M_{CN}} = 209 - 209 \cdot \frac{48}{255} = 209 - 39,34 = 169,76 \text{ MeV} \quad (1.43)$$

L'excitation du noyau composé  $E^*_{NC}$  est donnée par :

$$E^*_{NC} = T_{CM} + Q_{NC} = 169,76 + (-44,22 - 21,75 - 87,82) = 15,87 \text{ MeV} \quad (1.44)$$

L'énergie d'excitation du noyau composé sera donc de 15,87 MeV pour cette réaction, les défauts de masse sont extraits de [138]. Il reste suffisamment d'énergie pour évaporer un neutron et ainsi former le  $^{255}\text{No}$ . En effet, l'évaporation d'un neutron compte pour  $\simeq 7$  MeV, il restera donc  $\simeq 8$  MeV d'excitation après cette évaporation. Si l'on cherche à synthétiser du  $^{254}\text{No}$ , on va donc chercher à apporter plus d'énergie d'excitation au noyau composé, comme cela est retranscrit sur la figure 1.23, le maximum de la section efficace de la voie 2n est de 218 MeV, ce qui donnera une énergie d'excitation du noyau composé de 24,87 MeV.

### 1.4.3 Fusion froide et fusion chaude

La réaction  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$  est une réaction de fusion-évaporation dite "froide", on va créer un noyau composé avec une faible énergie d'excitation grâce à une valeur grandement négative de  $Q$  permettant d'évaporer un ou deux neutrons. Dans les réactions de fusion dites "chaudes", le noyau composé a une énergie d'excitation plus importante, entraînant une évaporation d'un nombre plus important de neutrons (dans la pratique 3 à 5). La deuxième étude de spectroscopie qui sera présentée par la suite (voir  $^{256}\text{No}$  chapitre 4) est le fruit d'une réaction de fusion chaude, impliquant un faisceau léger de  $^{22}\text{Ne}$  et une cible lourde d' $^{238}\text{U}$ . Cette différence d'énergie d'excitation est corrélée à la magie du couple faisceau/cible utilisé, cela se comprend facilement à l'aide des équations

---

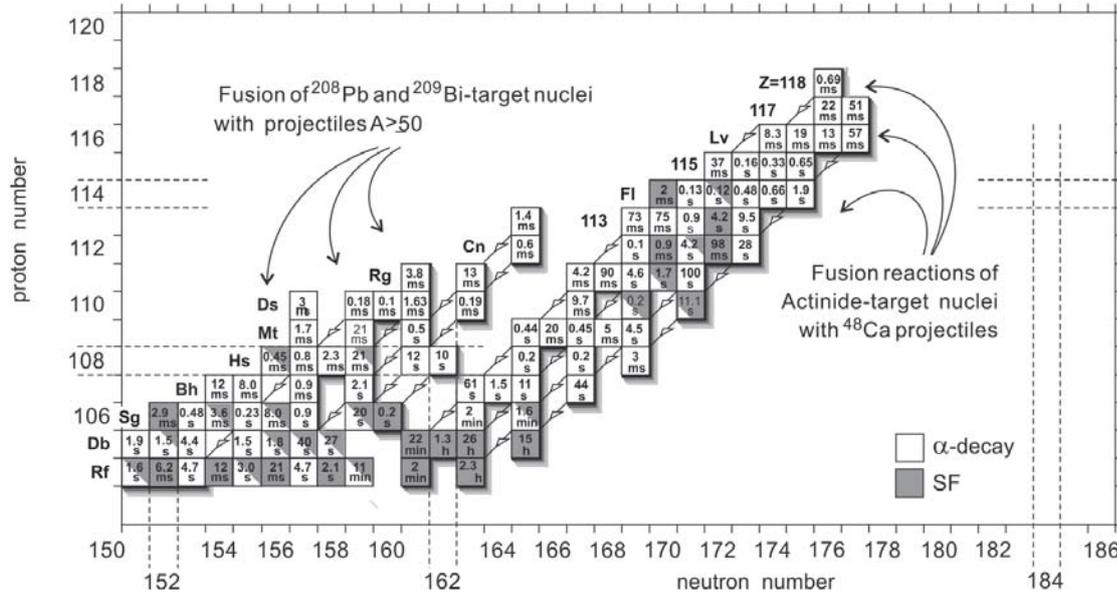


FIGURE 1.24 – Zoom sur les noyaux superlourds de la carte des nucléides. On y retrouve les temps de demi-vie ainsi que les modes de décroissance de ces noyaux. On voit se dessiner les regions de synthèse par fusion froide et par fusion chaude. Figure extraite de [55].

*Zoom on the superheavy nuclei in the nuclides chart. One can see the half-life as well as the decay modes of these nuclei. The regions of synthesis by cold fusion and by hot fusion are highlighted. Figure extracted from [55].*

présentées dans la partie précédente. En effet, prenons l'exemple du calcium, son défaut de masse est minimal pour son isotope le plus stable, c'est à dire le  $^{48}\text{Ca}$  doublement magique, il en est de même pour le  $^{208}\text{Pb}$ . C'est l'énergie de liaison du couple faisceau/cible utilisé qui va directement influencer sur l'énergie d'excitation du noyau composé, plus cette énergie de liaison est grande moins l'énergie d'excitation sera grande, et inversement.

Ce phénomène est illustré par la figure 1.25, à nombre de neutrons évaporés égal, on voit clairement que les sections efficaces sont plus grandes pour la réaction impliquant un faisceau de  $^{50}\text{Ti}$  que pour celle impliquant du  $^{48}\text{Ti}$ . En effet, le  $^{50}\text{Ti}$  présente 22 protons et 28 neutrons, il est donc magique en neutrons, contrairement au  $^{48}\text{Ti}$ . Dans notre quête de nouveaux éléments superlourds, la fusion froide a été largement favorisée pour synthétiser les éléments jusqu'au Nihonium ( $Z=113$ ) à l'aide de cibles doublement magiques de  $^{208}\text{Pb}$  (ou de son voisin le  $^{209}\text{Bi}$ ), comme l'indique la figure 1.24. Or, les limites de cette méthode ont été atteintes avec une section efficace de l'ordre de  $10^{-1}$  pb pour l'élément 113, comme cela est visible sur la figure 1.24. G. Flerov, Y. Oganessian et leur équipe ont proposé d'exploiter la double magie du  $^{48}\text{Ca}$  couplé à des cibles de plus en plus lourdes, ces réactions sont plus asymétriques, donc plus chaudes, mais, comme l'illustre la figure 1.26, une augmentation des sections efficaces a été observée pour les noyaux autour de  $Z=115$  avec cette méthode. Ce phénomène est expliqué par des effets de couches dans les noyaux déformés ainsi formés, qui les stabilisent de par leur plus grand nombre de neutrons que ceux que l'on peut produire en fusion froide. L'équipe de

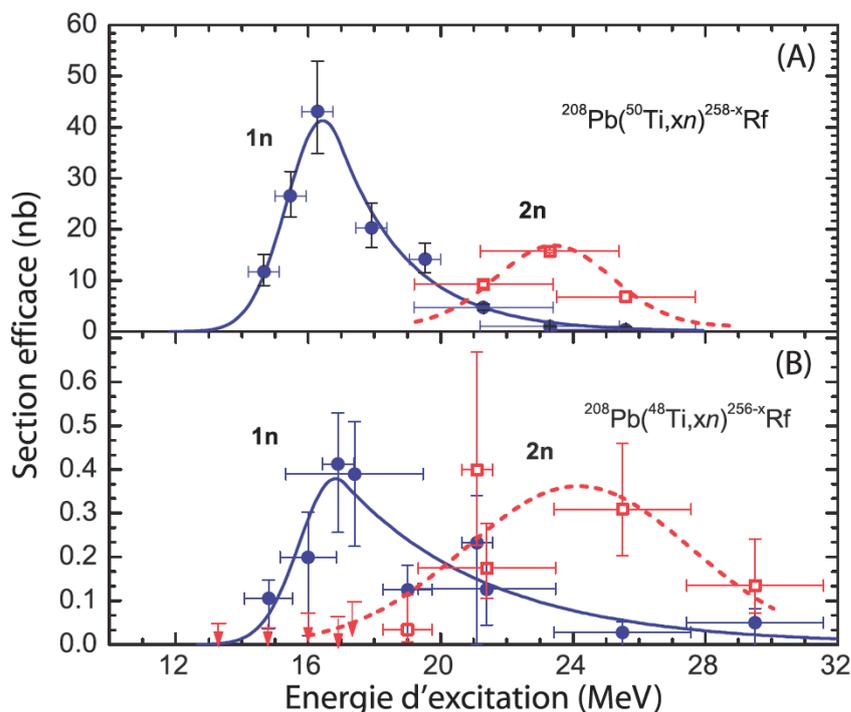


FIGURE 1.25 – Sections efficaces des voies 1n et 2n des réactions (A)  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, xn)^{258-x}\text{Rf}$  et (B)  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ti}, xn)^{256-x}\text{Rf}$  (d'après [56] et [20]).

*Cross sections of 1n and 2n evaporation channels of reactions (A)  $^{208}\text{Pb}(^{50}\text{Ti}, xn)^{258-x}\text{Rf}$  and (B)  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ti}, xn)^{256-x}\text{Rf}$  (based on [56] and [20]).*

Y. Oganessian a ainsi réussi à synthétiser les éléments 114 à 118 à l'aide d'un faisceau de  $^{48}\text{Ca}$ , et tente actuellement d'aller plus loin, à l'aide de faisceaux proches de cette double magicité comme le  $^{50}\text{Ti}$  ou le  $^{54}\text{Cr}$ . En parallèle, comme cela sera présenté dans le chapitre 5, nous tentons également de synthétiser l'élément 119 à RIKEN, à l'aide d'un faisceau de  $^{51}\text{V}$ . On voit donc que ces deux types de réactions ont chacun leurs intérêts. La fusion chaude permet notamment de synthétiser des noyaux plus riches en neutrons comme le  $^{256}\text{No}$  qui sera présenté par la suite. En termes de spectroscopie, ces noyaux se montrent très intéressants afin de sonder certaines orbitales nucléoniques mais nous verrons également que ces réactions peuvent être plus compliquées à mettre en place d'un point de vue technique. On retiendra donc que deux méthodes sont très complémentaires, elles permettent de viser des isotopes différents d'un même noyau et si la fusion chaude est plus favorable que la fusion froide pour la synthèse de nouveaux éléments, elle reste trop rarement exploitée pour les études de spectroscopie de noyaux lourds et superlourds.

Comme cela a été présenté précédemment, les différents modèles théoriques utilisés de nos jours reproduisent relativement bien les fermetures de couches protons jusqu'à  $Z=82$  et neutrons jusqu'à  $N=126$ , correspondant à l'isotope doublement magique le plus stable : le  $^{208}\text{Pb}$ . Dès 1955, J. A. Wheeler a envisagé la possibilité de synthétiser des noyaux stables au-delà du  $^{208}\text{Pb}$ , introduisant pour la première fois la notion d'îlot de stabilité superlourd. Les prévisions pour les prochaines fermetures de couches sphériques

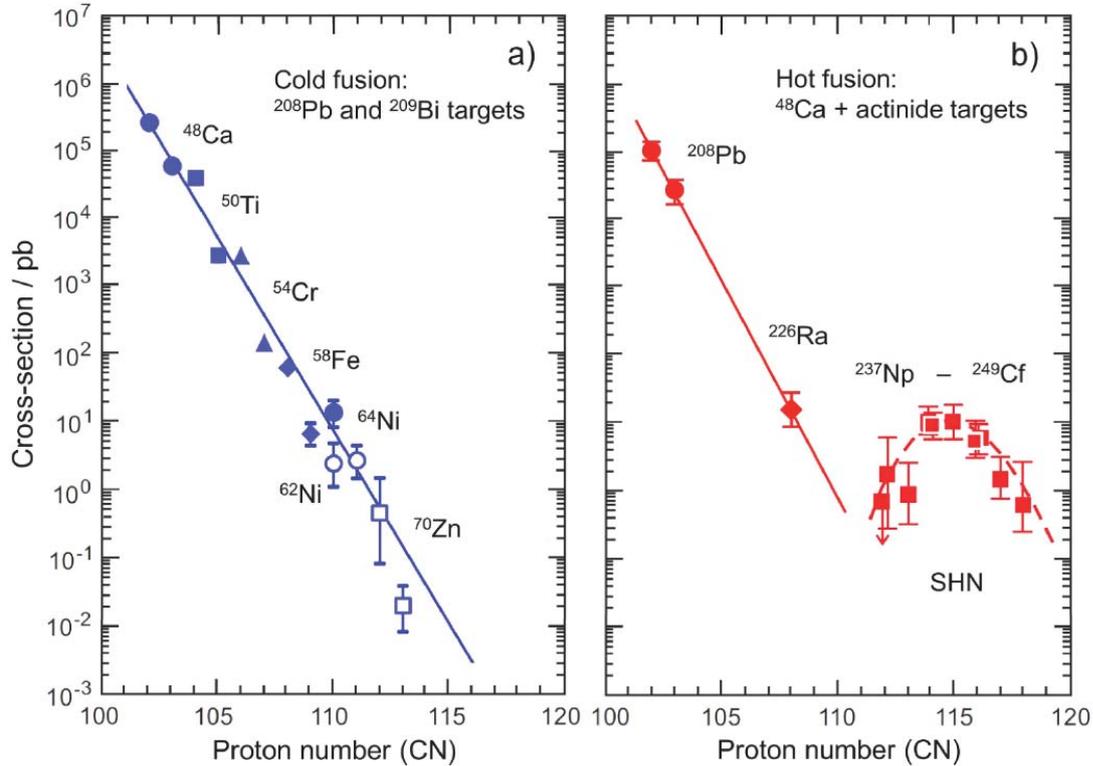


FIGURE 1.26 – Mesures de sections efficaces pour (a) les réactions de fusion froide et (b) les réactions de fusion chaudes utilisées pour la synthèse d'éléments superlourds. Figure extraite de [55].

*Cross section measurements for (a) cold fusion reactions and (b) hot fusion reactions used for the superheavy elements synthesis. Figure extracted from [55].*

proton et neutron sont grandement dépendantes des modèles théoriques. On retrouve sur le tableau 1.1 un résumé de ces prédictions en fonction de 5 modèles.

On constate que ces modèles ne sont pas en accords, même si les valeurs proposées restent proches. De plus, ces modèles prévoient une zone de stabilité sphérique centrée sur ces valeurs plutôt que des lignes isotoniques et isotopiques bien précises. On ne peut plus vraiment parler de fermeture de couches au sens strict du terme comme c'est le cas du  $^{208}\text{Pb}$ , mais plutôt d'une région de la carte des nucléides, ou d'un "îlot" de regain de stabilité.

Ces modèles se heurtant à leurs limites dans la région des noyaux superlourds, il faut vérifier expérimentalement ces résultats, à travers la synthèse d'éléments de plus en plus lourds, dans le but d'atteindre directement cet îlot mais également à travers des études de spectroscopie de noyaux déformés plus légers. En effet, comme le rappelle la figure 1.9, la déformation nucléaire entraîne une levée de dégénérescence qui peut amener au voisinage du niveau de Fermi de ces noyaux déformés des orbitales correspondant à la supposée fermeture de couche sphérique pour des noyaux plus lourds, à la fois côté protons et côté neutrons. Si la synthèse d'éléments de plus en plus lourds semble être un moyen direct

Model	Z	N	Reference
Nilsson	114	184	[57]
Wood-Saxon	114	184	[58]
Wood-Saxon Universal	126	184	[59]
Hartree-Fock-Bogoliubov	126	184	[60]
Relativistic Mean Field	120	172	[60]

TABLE 1.1 – Prédictions théoriques de la position de l'îlot de stabilité superlourd selon différents modèles.

*Theoretical predictions for the superheavy stability island according to different models*

d'atteindre, ou du moins de localiser cet îlot, les études de spectroscopie autour des gaps déformés  $Z=100$ ,  $Z=108$  et  $N=152$  sont aussi très importantes.

Les mesures des temps de vie des éléments  $Z=110$  à  $Z=118$  mènent à penser que le gap sphérique proton se situera bien autour de  $Z=114$ . On observe un regain de temps de vie pour le Flerovium ( $Z=114$ ), mais rien de très significatif étant donné que les prédictions pour l'îlot de stabilité côté neutrons sont encore lointaines. On a également observé un regain de section efficace autour de  $Z=114$  pour les réactions de fusion-évaporation utilisant un faisceau de  $^{48}\text{Ca}$  doublement magique [55]. Le problème majeur rencontré aujourd'hui est donc l'impossibilité de synthétiser des isotopes plus riches en neutrons. En effet, les sections efficaces sont déjà si faibles (de l'ordre du pb) lorsque l'on tire parti de la double magicité du  $^{48}\text{Ca}$  qu'il est difficile d'envisager des réactions impliquant un projectile ou une cible suffisamment riche en neutrons pour atteindre directement cette région de masse (autour de  $Z=114$  et  $N=184$ ). Les cibles à notre disposition étant très limitées, la seule solution viable serait d'utiliser des faisceaux radioactifs très riches en neutrons, mais les intensités délivrées sont pour le moment beaucoup trop faibles pour être exploitables. Il faudrait en effet tenter de synthétiser un  $^{298}\text{Fl}$ , or, l'isotope le plus lourd du Flerovium qui n'ait jamais été créé jusqu'à présent est seulement le  $^{289}\text{Fl}$ . Pour le moment, ces études sont limitées à des extrapolations à partir des temps de vie et des sections efficaces mesurées au cours des expériences de synthèse mais également à travers l'étude fine de noyaux déformés, qui comme cela a été mentionné précédemment, mettent en jeu des orbitales communes avec les potentiels fermetures de gaps de cet îlot de stabilité sphérique.





---

## Chapitre 2

# Instruments et méthodes expérimentales

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>English Summary : Instruments and experimental methods .</b>	<b>54</b>
<b>2.2</b>	<b>Techniques de spectroscopie . . . . .</b>	<b>57</b>
2.2.1	Spectroscopie alpha, bêta, gamma . . . . .	57
2.2.2	Spectroscopie prompte/retardée . . . . .	59
<b>2.3</b>	<b>Les séparateurs . . . . .</b>	<b>61</b>
2.3.1	Le séparateur SHELS du FLNR à Dubna . . . . .	63
2.3.2	Les séparateurs GARIS I, II et III de RIKEN à Tokyo . . . . .	65
2.3.3	Le séparateur S <sup>3</sup> du GANIL à Caen . . . . .	66
<b>2.4</b>	<b>Dispositifs de détection . . . . .</b>	<b>67</b>
2.4.1	GABRIELA au FLNR . . . . .	67
2.4.1.1	Le détecteur de temps de vol . . . . .	68
2.4.1.2	Le détecteur d'implantation . . . . .	69
2.4.1.3	Les détecteurs tunnels . . . . .	71
2.4.1.4	Les détecteurs Germanium . . . . .	72
2.4.1.5	La chaîne d'acquisition et format des données . . . . .	73
2.4.2	Perspectives d'avenir . . . . .	75
2.4.2.1	La nouvelle chambre à 5 CLOVERs . . . . .	76
2.4.2.2	Le passage à une électronique numérique . . . . .	77
2.4.2.3	Le projet SHEXI . . . . .	79
2.4.3	Le plan focal de GARIS à RIKEN . . . . .	80
2.4.3.1	Les détecteurs de GARIS . . . . .	81
2.4.3.2	Le détecteur de temps de vol . . . . .	81
2.4.3.3	Le détecteur d'implantations . . . . .	82
2.4.3.4	Les détecteurs tunnels . . . . .	83
2.4.3.5	Le VETO . . . . .	84
2.4.3.6	Chaîne d'acquisition . . . . .	85
2.4.4	Le système de détection SIRIUS au GANIL à Caen . . . . .	87

---

## 2.1 English Summary : Instruments and experimental methods

As it was described in the previous chapter, for fusion-evaporation reaction, different mechanisms are in competition. Projectiles generated by quasi-fission, transfer reactions or fusion-fission will, in addition to the diffused beam which did not interact with the target, produce a large background. For our spectroscopic studies, we aim to study the evaporation residues only, and especially their decays. This is why these studies require some complex devices, with recoil separators, time of flight measurements and high resolution  $\alpha$ ,  $e^-$  and  $\gamma$  detectors. Spectroscopic studies of heavy and superheavy elements can be performed by two complementary methods : the prompt spectroscopy which exploit the decay informations gathered by the detectors placed around the target plane and the delayed spectroscopy, where the detection array is located at the focal plane of a separator, as it is highlighted by the figure 2.2.

We perform delayed spectroscopic studies at the Flerov Laboratory for Nuclear Research (FLNR) in Dubna (Russia) with the SHELS separator associated to the detector array GABRIELA, using beams from the U400 cyclotron. This work is performed in the framework of a long lasting french-russian collaboration initiated several decades ago by researchers from IJCLab and IPHC heavy elements teams and the russian team from the FLNR/JINR. The separator SHELS (Separator for Heavy Elements Spectroscopy) is an upgraded version of the famous VASSILISSA separator (cf. figure 2.4). This upgrade was financed by an ANR grant and Russian funds. It was designed with a clear intention to create a setup at the edge of the technology. It is a vacuum separator with a structure based on two velocity filters, two focusing lenses and a deflector in output : a QQQ-E-D-D-E-QQQ-D structure. With Q a magnetic quadrupole, E an electrostatic dipole and D a magnetic dipole. With a 40% transmission for reactions with  $^{48}\text{Ca}$  and  $^{50}\text{Ti}$  beams but above all, some very good results for very asymmetric reactions using lighter beams as  $^{22}\text{Ne}$  (cf. figure 2.5), SHELS is one of the best separator dedicated to spectroscopic studies of heavy and superheavy elements in the world.

On another side, we are fortunate to work on the synthesis of the element 119 at RIKEN in Wako (Japan) first with the separator GARIS II, and then with GARIS III, an updated version of GARIS II designed especially for very asymmetric synthesis experiments. Both GARIS II and III are gas-filled separators with a Q-D-Q-Q-D configuration. The quadrupoles (Q) aim to focus the ions beam while the deflectors (D) allows to reject the primary beam, some charged particles and as much parasite reaction products as possible. This separator is fully optimized for the ongoing 119 synthesis in association to the very intense beams delivered by the new RILAC II in order to have a fully dedicated setup able to run this long-term experiment almost continuously.

The Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) in Caen (France) is building the Super Separator Spectrometer  $S^3$  in the framework of the SPIRAL2 project. It was developed especially for spectroscopic studies of superheavy elements. With the high intensity beams that will be delivered by the LINAC injector of the SPIRAL2 facility [90, 91], we will be able to perform low cross section experiments such as studies of very heavy elements, of neutron rich elements and of nuclei close to the proton drip line as the promising doubly magic  $^{100}\text{Sn}$ .

In Dubna, we are working with the GABRIELA (Gamma Alpha Beta Recoil Investigations with the electromagnetic Analyser) detector array at the focal plane of SHELS,

---

this setup is presented in figure 2.8. GABRIELA is sensitive to all radioactive decay modes ( $\alpha$ ,  $e^-$ ,  $\gamma$  and fission fragments). It is composed of a Time of Flight (ToF) detector, a Double-sided Silicon Strip implantation Detector (DSSD) and four silicon detectors in a tunnel configuration surrounded by germanium detectors. One can find illustrations of these detectors in figures 2.9, 2.10 and 2.12. The ToF detector is dedicated to the selection of the recoils through correlations with the DSSD. It is composed of two modules located upstream of the DSSD which will provide a boolean signal for each measurement of the implantation detector (1 if the ToF detected a particle going through and 0 otherwise). The implantation DSSD is devoted to measurements in an energy range from conversion electrons to fission fragments events. This is why the signals from each strip are amplified with two different gains, optimized for each experiment. With 128 strips on each side, the 16 384 pixels of the DSSD allows for the reconstruction of decay chains up to the third or even the fourth generation, in a pixel by pixel analysis. The germanium detectors, surrounded by anti-Compton BGO shields, are dedicated to high resolution  $\gamma$ -rays spectroscopy. The four detectors behind the tunnels are monocrystal HPGe and the one behind the DSSD is the clover detector CLODETTE [99]. The data from all these detectors are recorded in a total data readout mode associating each individual analog-to-digital converter (ADC) readout to a timestamp with a  $1\mu s$  clock.

We will see in the next chapters that this detector array and its electronic acquisition chain reach their limits in terms of spectroscopy. We faced few issues with a detection threshold around  $\simeq 100$ - $150$  keV and some pile-up phenomena for fast decay events in the  $\mu s$  range. This is why we are developing several solutions that will be implemented in the coming months and years. First of all, the digital electronic acquisition chain is almost ready and will be installed in 2022. This major update of the electronic chain will reduce the dead time to the  $\mu s$  order of magnitude and improve the resolution of our detectors. Very recently, a new detection chamber was designed with a dedicated space for the four new clovers which will replace the tapered monocrystal HPGe detectors. This chamber was designed with thick tungsten shields. This high-Z metal will significantly reduce the background, especially from the  $^{40}\text{K}$  from the concrete walls that was generating unwanted firing of anti-Compton shields. We have also posted an ANR grant request in order to replace the tunnel detectors by some very thick silicon detectors with better resolution and sensitivity at low energy. Indeed, some simulations on the detection efficiency (see figure 2.16) show a strong increase of the low energy detection efficiency with such a setup. That will make GABRIELA the first spectroscopic setup able to discern L X-rays from two neighboring superheavy nuclei. Last but not least, this setup was produced in two identical versions, the first one will be used at the focal plane of SHELS and the second one will be dedicated to the focal plane of the brand new DGFRS-3 gas filled separator at the SHE Factory. It will benefit from the very intense beams of the new DC-280 cyclotron. All of these developments will give many opportunities in the following years for forefront spectroscopic studies on two complementary dedicated setups at the edge of technology. It looks very promising!

In RIKEN, we are working with a similar detection setup optimized for new elements synthesis experiments. Indeed, we are looking for element 119 that we hope to detect through its  $\alpha$  decay chain. This new element will be produced through the fusion evaporation reaction  $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}119 + xn$ , with a femtobarn estimated cross section. Therefore, this detection setup is dedicated to  $\alpha$  decay measurements with the best possible efficiencies. It is composed of a Time of Flight detector, an implantation DSSD

---

surrounded by six tunnel detectors and a VETO detector, located behind the DSSD. The Time of Flight detector was recently optimized to a  $\simeq 99\%$  detection efficiency [107] with a 700 ps time resolution. One can see the two modules of the ToF detector located upstream of the implantation detector on figure 2.19. Each of these modules have a detection efficiency ranging from  $83.7 \pm 1.3\%$  to  $96.0 \pm 1.1\%$  [177], depending on experimental conditions. As a consequence, when a particle crosses the ToF, we can have two signals ( $\simeq 80\%$ ), only one signal ( $\simeq 19,3\%$ ) or even sometimes zero signal ( $\simeq 0,3\%$ ). As it will be described in the dedicated chapter (cf. chapter 5), the ToF detector allows for the identification of the recoiling nuclei so cases with only one signal should be considered and treated with a special care. Indeed, the identification of a recoil signs the beginning of a decay chain, a major point for our analysis codes. In order to differentiate recoiling nuclei from other particles which can have similar velocities, we correlate signals from this detector with the implantation detector and the VETO.

The implantation detector is composed of two DSSD side by side with  $64 \cdot 32$  strips each giving 4096 virtual pixels visible on figure 2.20. This detector allows for the identification of recoiling nuclei, in correlation with the ToF detector but also of the  $\alpha$  particles emitted backward of the DSSD. In order to access to the energies of  $\alpha$  particles emitted frontward of the DSSD (i. e. escape  $\alpha$ ), we use the 8 silicon detectors in a tunnel configuration visible on figure 2.21. This "box" of silicon detectors allows for an increase of the  $\alpha$  detection efficiency of our setup but one needs to treat these signals with a dedicated analysis method. Indeed, when  $\alpha$  particles escapes from the DSSD, a first part of its energy is lost in the DSSD while the complementary part is deposited in the tunnel detector. With a summation method between these two detectors described in chapter 5, we are able to reconstruct these escape  $\alpha$  energies. The VETO detector, visible on figure 2.22, is dedicated to the data filtering only. It is made of two silicon pads located behind the two implantation DSSD in order to detect particles which have fully crossed the implantation detector depositing only a part of their energy, what can generate parasite signals in the  $\alpha$  decay range. Due to the fact that an  $\alpha$  particle can't cross the DSSD, the signals from the VETO detector in coincidence with the DSSD signs parasite events as diffused beam or light particles. It is a very powerful rejection device which should be handled with a special care in order to be absolutely sure of what will be rejected during our analyses.

The analogic acquisition chain of GARIS can be seen on figure 2.23. It is based on multichannel CAMAC modules. In order to get rid of the rather long acquisition time of the ADC modules, a second trigger was implemented to take over the acquisition when the first one is occupied (see on figure 2.24). This strategy allows for a reduction of the dead time from  $\simeq 80 \mu s$  to  $\simeq 10 \mu s$ , an important point for these synthesis experiment. A major upgrade of this acquisition system was impulsed by our Oak-Ridge and Japanese colleagues. It is based on XIA digital modules and is currently under test in real condition in RIKEN. After some verifications on a test bench performed by P. Brionnet, it was recently installed in parallel to the analogic one in order to make comparisons between the two chains. This test stage shows very good results and the digital chain should be installed in its definitive version very soon, giving a reduction of the dead time to the  $\mu s$  order of magnitude. Indeed, even if lifetimes estimations for the 119 element are in the hundreds of  $\mu s$  order of magnitude, models predictions differs quite a lot from one to another. This is why we need to cover a lifetime range as large as possible in the analysis.

The SIRIUS (Spectroscopy and Identification of Rare Isotopes Using  $S^3$ ) detection array will be installed at the focal plane of  $S^3$  in GANIL. From the detection principle,

it will be a setup rather similar to GABRIELA (see figure 2.25), with an implantation DSSD, some silicon detectors in a tunnel configuration (developed by IPHC) and 5 clover germanium detectors surrounding it. The acquisition system of SIRIUS will be fully digital. IPHC Strasbourg took an active part in the design of SIRIUS and especially in the development of an innovative large size zero dead layer tunnel detector and with the 3D design of the reaction chamber of SIRIUS. A test bench was developed at IPHC in order to characterize the silicon detectors dedicated to the tunnels of SIRIUS. The separator  $S^3$  associated to the focal plane detector array SIRIUS is currently under construction and should be ready in the next two or three years. Many spectroscopic studies are already planned and we hope to have dedicated beam time to start the spectroscopic program of very heavy nuclei with  $S^3$ -SIRIUS.

## 2.2 Techniques de spectroscopie

### 2.2.1 Spectroscopie alpha, bêta, gamma

Le noyau de l'atome est lui-même constitué d'un ensemble de  $A$  particules (ou nucléons) comprenant  $Z$  protons et  $N$  neutrons. Ce système de particules liées entre elles par l'interaction forte constitue un système quantique susceptible d'exister dans plusieurs états d'énergies différentes. Comme cela est présenté dans le chapitre 1, lors d'une réaction de fusion évaporation, les noyaux composés sont créés dans un état excité par fusion du couple faisceau/cible utilisé. Après évaporation de particules légères (neutrons, protons,  $\alpha$ ), les noyaux synthétisés ont une énergie d'excitation interne qui les placent dans une des multiples configurations quantiques (états excités) propres à chaque noyau. Ce dernier peut ensuite passer spontanément d'un état quantique à un autre de moindre énergie, on parle alors de désexcitation. Ces transitions d'un état à un autre, impliquant l'émission d'électrons de conversion et/ou de photons  $\gamma$ , répondent à des règles de sélection quantiques, ce qui révèle la structure du noyau étudié. C'est le principe de la spectroscopie nucléaire : on synthétise des noyaux excités et c'est l'observation de leurs désexcitations qui renseigne sur la structure quantique du noyau observé. Dans la pratique, ces désexcitations se traduisent par des dégagements d'énergies à travers des émissions de particules  $\alpha$ , des désexcitations  $\beta$ , des rayonnements  $\gamma$ , des phénomènes de conversions internes ou encore des phénomènes de fission du noyau en question. La spectroscopie nucléaire consiste donc à mesurer ces énergies de transition et à caractériser ces dernières dans le but de constituer le schéma de niveau du noyau étudié, selon des conventions internationales établies au 20<sup>me</sup> siècle.

La spectroscopie  $\alpha$  consiste à étudier les émissions de particules alpha, ces particules sont constituées de deux protons et de deux neutrons formant un noyau d'hélium  ${}^4\text{He}^{2+}$ . Pour ce type de décroissance ( ${}^A_Z\text{X}_N \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}_{N-2} + \alpha$ ) on parle de désintégration car le noyau fils  $Y$  est un élément différent, avec deux protons et deux neutrons de moins que le noyau initial  $X$ . Dans la plupart des cas, il existe peu de transition  $\alpha$  possibles, les informations issues d'une telle étude sont donc relativement limitées. Notons que la mesure des énergies de ces particules est assez précise (quelques dizaines de keV pour des énergies de 6 à 11 MeV avec GABRIELA), on parle de spectroscopie fine.

La spectroscopie  $\beta$  consiste à étudier des noyaux qui se désintègrent par émission d'une particule  $\beta$ . Pour les noyaux superlourds atteignables par fusion-évaporation, on observe exclusivement des désintégrations  $\beta^+$  ( ${}^A_Z\text{X}_N \rightarrow {}^A_{Z-1}\text{Y}_{N+1} + \beta + \nu_e$  avec  $\beta$  un

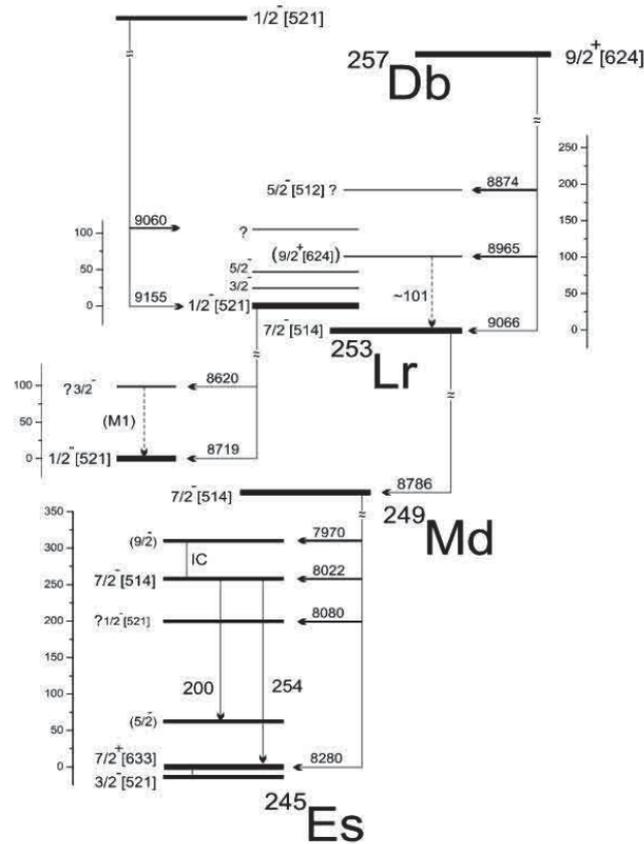


FIGURE 2.1 – Schéma de décroissance du  $^{257}\text{Db}$ , on y voit les différents états de ses descendants les  $^{253}\text{Lr}$ ,  $^{249}\text{Md}$  et  $^{245}\text{Es}$  peuplés par la décroissance  $\alpha$  du  $^{257}\text{Db}$ . Ces résultats ont été obtenus par spectroscopie retardée sur GABRIELA@SHELS [9].

*$^{257}\text{Db}$  decay scheme, one can see the different states of  $^{253}\text{Lr}$ ,  $^{249}\text{Md}$  and  $^{245}\text{Es}$  populated by the  $^{257}\text{Db}$   $\alpha$  decay. These results originate from a delayed spectroscopic study with GABRIELA@SHELS [9].*

positron). Ces dernières peuvent peupler des états excités dans le noyau fils Y, permettant d'étudier leurs structures fines.

La spectroscopie  $\gamma$  permet une caractérisation plus approfondie des noyaux étudiés avec des résolutions de l'ordre du keV pour des  $\gamma$  jusqu'à 2 MeV. Un noyau dans un état excité peut décroître en émettant des photons  $\gamma$  et/ou des électrons de conversion, ces transitions sont le reflet du passage d'un état quantique à un autre de moindre énergie, et sont donc une sonde très puissante pour déterminer le schéma de niveaux du noyau en question. En effet, ces transitions  $e^-$  et  $\gamma$  sont intrinsèquement liées car le passage d'un état à un autre peut se faire à travers ces deux phénomènes, qui sont en compétition. Le ratio  $e^-/\gamma$  caractérise directement le type de transition (E ou M) et la multipolarité ( $\lambda$ ) d'une décroissance particulière. Sa mesure permet d'identifier cette transition et donc de remonter aux caractéristiques quantiques de l'état considéré. Les rayons-X coïncidents avec la conversion interne apportent également des informations essentielles permettant

d'identifier le  $Z$  du noyau émetteur mais aussi sa structure fine.

Il est important de noter que les systèmes quantiques étudiés sont par définition probabilistes, chaque noyau synthétisé va ainsi suivre son propre chemin de décroissance. A condition que l'énergie d'excitation soit suffisante, certains états seront donc plus ou moins peuplés et les transitions d'un état à un autre seront plus ou moins permises (voir chapitre 1). Afin d'observer tous les chemins possibles, mais également de déterminer les probabilités de transition d'un état à un autre, il faut démultiplier autant que possible les observations de ces décroissances pour accumuler une statistique importante, ce qui explique en partie la longueur de ces expériences.

Il faut savoir que ces techniques, qui sont aujourd'hui largement maîtrisées, sont également utilisées dans l'industrie. On peut par exemple faire des analyses par activation en bombardant un matériau avec des faisceaux de neutrons ou de protons. On va ainsi exciter les noyaux composant ce matériau. En analysant leurs désexcitations, on peut déduire la composition de ce matériau, et cela avec une précision inégalable par des procédés chimiques ou autres. En effet, quand bien même il peut y avoir des transitions d'énergie communes à plusieurs noyaux, la structure d'un élément lui est propre et unique. Si la statistique de décroissance est suffisante, on peut ainsi caractériser avec précision la composition d'un matériau.

### 2.2.2 Spectroscopie prompte/retardée

Expérimentalement, on peut réaliser deux types d'études de spectroscopie nucléaire, ayant chacune leurs avantages et leurs inconvénients : les spectroscopies dites promptes et retardées. Ces deux types d'études sont complémentaires mais visent des objectifs différents. On parle de spectroscopie prompte lorsqu'on étudie un noyau à l'endroit, et surtout, au moment où il a été créé, c'est à dire au plan cible, avant son passage à travers un séparateur. La spectroscopie retardée consiste à étudier un noyau au plan focal d'un séparateur, qui permet de sélectionner les noyaux d'intérêt en charge ( $\frac{A}{q}$ ) et/ou en vitesse. On s'affranchit ainsi d'un bruit de fond important au plan cible, mais a contrario, on ne peut pas étudier ce qu'il se passe avant son implantation au plan focal. On perd donc volontairement une partie de l'information mais on peut observer des transitions plus rares (notamment des isomères), et surtout, dans de meilleures conditions.

La spectroscopie prompte consiste donc à étudier les désexcitations de noyaux au plan cible, c'est-à-dire que l'on mesure les décroissances immédiatement après l'évaporation de particules du noyau composé formé par la réaction de fusion-évaporation en question. En effet, après la phase d'évaporation, le noyau créé va directement se désexciter à travers des rayonnements  $\gamma$  et/ou des phénomènes de conversion interne (ou encore des émissions d'électrons Auger, de rayons X, de fluorescence...) jusqu'à atteindre un état isomérique ou le fondamental. Ce dispositif peut être couplé à un système d'identification du noyau en question, en effet, il est inutile d'observer des transitions si l'on ne peut pas les attribuer avec certitude à un isotope précis. On peut néanmoins identifier un noyau à l'aide de ses rayons-X (en  $Z$  uniquement) ou de transitions  $\gamma$  connues, si l'isotope a déjà été étudié. Comme cela est présenté sur la figure 2.2, un système de spectroscopie au plan cible peut être couplé à un séparateur et à un détecteur d'implantation, qui permet d'identifier les noyaux produits à travers leurs décroissances  $\alpha$  caractéristiques [61, 62]. Le système de détection au plan focal permet également de s'affranchir d'événements inintéressants grâce à la mesure du temps de vol en sortie du séparateur, ce qui permet de faire un premier tri dans les données. Malgré tout, comme on ne peut pas synthétiser qu'un

seul isotope bien précis lors d'une réaction de fusion-évaporation, on peut affirmer avec certitude qu'une transition observée appartiendra au noyau détecté que si les conditions de bruit de fond le permettent, bien que l'observation des rayons-X permette une première identification en  $Z$ . Cela permet d'établir une fenêtre temporelle dans laquelle on peut corréliser ce qu'on observe au plan focal avec les observations au plan cible; couplé à des études statistiques, on peut ainsi s'assurer de l'identification de noyau étudié. C'est pourquoi le bruit de fond est une limite majeure pour ce type de spectroscopie. La conséquence directe de cette limite est que l'on doit réguler les taux de production des noyaux étudiés en fonction de ce bruit de fond. Cela revient à limiter les intensités de faisceau et donc la statistique totale que l'on obtiendra pour une telle expérience.

La spectroscopie retardée s'effectue pour sa part au plan focal, comme l'illustre la figure 2.2. Le dispositif de détection est installé à la sortie du séparateur, on est donc aveugle par rapport aux premières décroissances entre le plan cible et le détecteur d'implantation. Il faut donc que ces états (isomères ou états fondamentaux) aient un temps de vie supérieur au temps de transport dans le séparateur (de l'ordre de la  $\mu\text{s}$ ) pour permettre leur observation après implantation au plan focal. Ce choix peut paraître

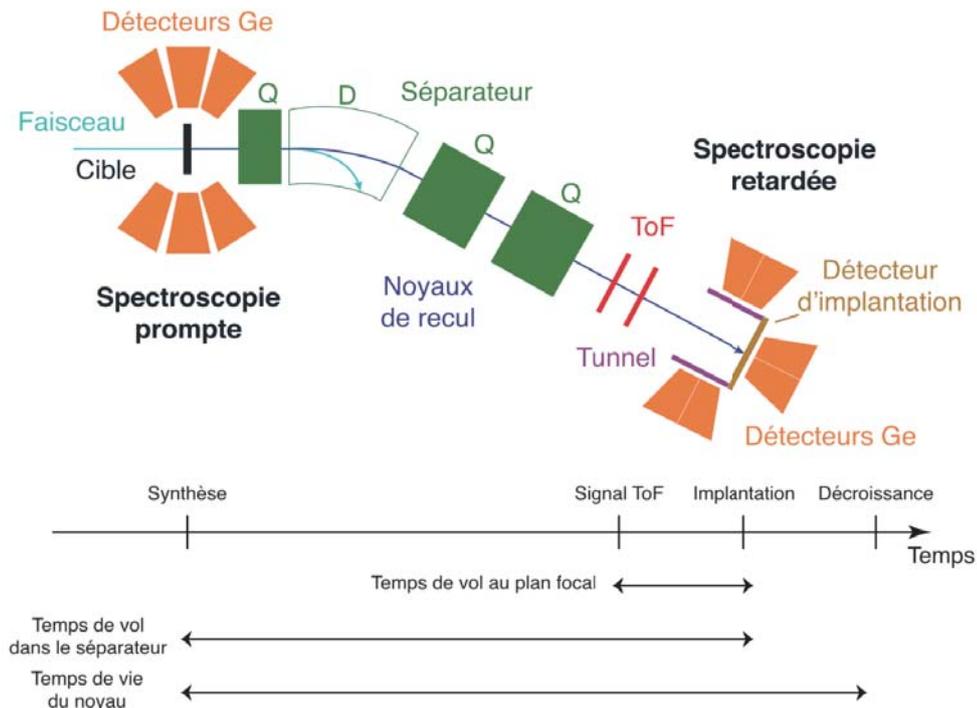


FIGURE 2.2 – Exemple de dispositif de spectroscopie prompte et retardée [9]. On voit un premier dispositif de détection au plan cible (spectroscopie prompte) ainsi qu'un second au plan focal (spectroscopie retardée). Les intervalles de temps correspondants sont détaillés en dessous.

*Prompt and delayed spectroscopic setup example [9]. One can see the first detection array at the target plane (prompt spectroscopy) and the second one at the focal plane (delayed spectroscopy). The timing informations are described below the scheme.*

contestable mais il permet de gagner considérablement en précision. En effet, comme mentionné précédemment, le séparateur couplé à un détecteur de temps de vol permet de s'affranchir de bon nombre d'événements inintéressants qui polluent les spectres. De plus, les noyaux sont implantés dans un détecteur silicium dont tous les pixels sont traités indépendamment. On peut ainsi restreindre la fenêtre d'étude d'une chaîne de décroissance au pixel dans lequel le noyau s'est implanté. Cela permet d'une part de réduire le taux de comptage, donc le bruit de fond, mais également de gérer plusieurs chaînes de décroissances simultanées, à condition que les implantations aient eu lieu dans des pixels différents. Les études de spectroscopie présentées dans cette thèse ont été réalisées en spectroscopie retardée avec le séparateur SHELS associé au dispositif de détection GABRIELA à Dubna qui sera détaillé par la suite.

La spectroscopie retardée entraîne donc la perte d'une partie de l'information pour gagner en précision, et surtout, elle permet d'avoir des taux de production beaucoup plus importants. Il est important de noter que l'on peut également étudier les noyaux fils des noyaux implantés, et ce, sans aucune concession. En effet, les décroissances internes au noyau fils seront détectés en coïncidence avec la désintégration  $\alpha$  ou  $\beta$  du noyau implanté. On peut donc, dans certains cas, obtenir les mêmes résultats en spectroscopie retardée qu'en spectroscopie prompte, à condition d'implanter un noyau connu pour décroître vers le sujet de l'étude.

En conclusion, ces deux types de spectroscopie sont différentes mais très complémentaires, c'est pourquoi certaines équipes ont décidé de les combiner. On peut citer ici l'exemple de SAGE (plan cible) + GREAT (plan focal) [63, 64] couplé au séparateur RITU [65] à Jyväskylä, sur lequel l'équipe dont je fais partie a eu l'opportunité de travailler il y a quelques années. C'est sur ce dispositif qu'a été réalisée la première spectroscopie prompte d'un élément superlourd ( $Z \geq 104$ ) avec le  ${}_{104}^{256}\text{Rf}_{152}$  [20].

## 2.3 Les séparateurs

Au cours de ma thèse, j'ai eu la chance de travailler sur deux dispositifs différents au JINR (Dubna) et à RIKEN (Tokyo). Ces deux dispositifs sont munis de séparateurs qui ont chacun leurs spécificités car ils n'ont pas été conçus pour les mêmes objectifs. On retrouve d'une part le séparateur SHELS à Dubna, qui a été conçu et optimisé pour des études de spectroscopie, et en particulier pour des réactions de fusion-évaporation très asymétriques et d'autre part les séparateurs GARIS I, II et III développés, entre autres, pour des réactions de synthèse de nouveaux éléments. Comme nous l'avons vu dans la partie 1.4.1, la fusion-évaporation est loin d'être le mécanisme de réaction le plus probable lorsque le faisceau interagit avec la cible. La majeure partie du faisceau traverse la cible sans interaction ou avec des réactions parasites (quasi-fission, fusion-fission, transfert...). Les noyaux créés par fusion-évaporation sont très minoritaires dans le flux de particules en sortie de cible, on utilise donc des séparateurs qui permettent de filtrer en partie ces événements du bruit de fond. Ces dispositifs ont pour objectif de rejeter une partie des particules chargées qu'ils transportent entre le plan cible et le plan focal tout en sélectionnant les noyaux d'intérêt pour les guider jusqu'au détecteur d'implantation, à l'aide de champs électromagnétiques. Ils sont principalement composés de quatre types de modules :

- Les dipôles électrostatiques et électromagnétiques : ils permettent de courber la trajectoire des ions selon des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  transverses à leur mouvement. On

- peut ainsi sélectionner les ions d'intérêt en fonction de leur charge en rejetant des particules parasites en fonction de leur  $E\rho/B\rho$ .
- Les quadripôles magnétiques : leur rôle est de focaliser les particules chargées dans une direction. Ils sont généralement placés au début (pour focaliser le flux de particules incident) et à la fin du séparateur (pour refocaliser les ions d'intérêt dans l'axe du détecteur d'implantation). Les quadripôles focalisent le faisceau dans une direction (horizontale  $Q_h$  ou verticale  $Q_v$ ), on utilise donc des combinaisons de plusieurs quadripôles perpendiculaires successifs pour focaliser le faisceau dans les deux directions.
  - Les déflecteurs électrostatiques : ce sont des versions simplifiées des dipôles électrostatiques dont les plaques qui permettent d'appliquer le champ  $\vec{E}$  sont parallèles et planes. Le champ  $\vec{E}$  créé sera donc plan et non courbé à l'instar de la trajectoire du faisceau d'ions. Ils permettent de courber la trajectoire du flux de particules. Ils sont généralement utilisés pour les séparateurs de type "filtre de vitesse", combinés à des dipôles magnétiques, à l'instar de SHIP ou de SHELS [72].
  - Les filtres de Wien : cet élément combine un champ électrique et un champ magnétique, ce qui permet de sélectionner les ions par rapport à leur vitesse. Son principe de fonctionnement est très simple : prenons un noyau qui arrive dans un filtre de Wien à une vitesse  $\vec{v}$  perpendiculaire au champ  $\vec{B}$ . Ce noyau va être sujet à la force de Lorentz  $\vec{F}_L = q \cdot (\vec{v} \wedge \vec{B})$  et à la force de Coulomb  $\vec{F}_C = q \cdot \vec{E}$  dans le sens opposé. La projection du principe fondamental de la dynamique sur l'axe

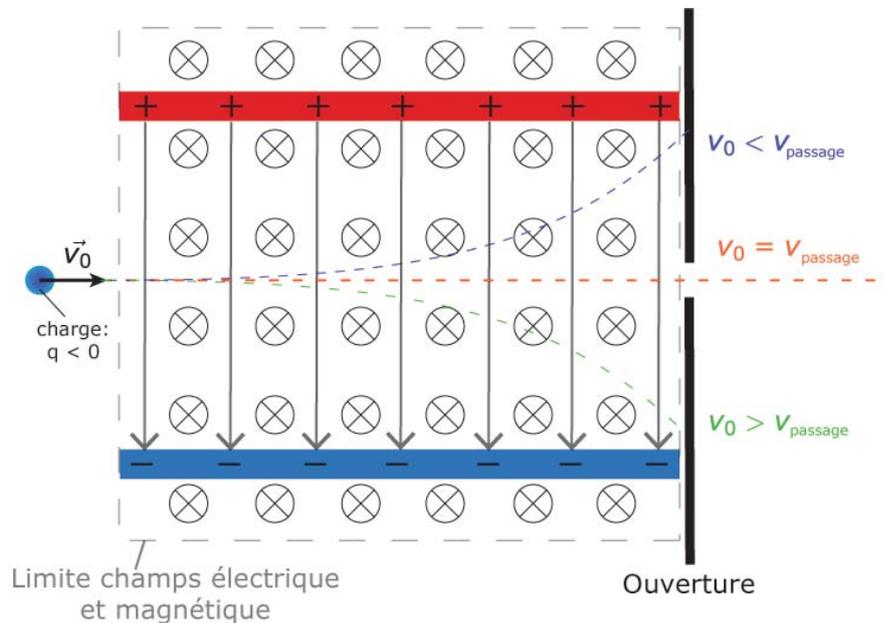


FIGURE 2.3 – Schéma d'un filtre de Wien. On voit que seules les particules de vitesse  $\vec{v}_0 = \vec{v}_{\text{passage}}$  ne sont pas déviées par les champs électromagnétiques. Figure extraite de [9].  
*Schematic view of a Wien filter. One can see that only the particles with a velocity  $\vec{v}_0 = \vec{v}_{\text{passage}}$  will not be deviated by the electromagnetic fields. Figure extracted from [9].*

horizontal donne directement :

$$q.E = q.v.B \quad \Rightarrow \quad v = \frac{E}{B} \quad (2.1)$$

Ainsi, en fixant  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$ , on choisit la vitesse de passage que l'on souhaite sélectionner, c'est une sélection en vitesse uniquement, qui est indépendante de la masse ou de la charge de l'ion. Dans la pratique, ces filtres sont généralement réalisés avec une succession de dipôles magnétiques et de déflecteurs électrostatiques, comme c'est le cas pour SHELS, que sera présenté par la suite.

### 2.3.1 Le séparateur SHELS du FLNR à Dubna

Pour les expériences de spectroscopie menées à Dubna, nous utilisons un séparateur à vide optimisé pour les réactions de fusion-évaporation très asymétriques, c'est à dire pour des réactions impliquant des couples faisceau/cible ayant une grande différence de masse, typiquement un faisceau léger comme du  $^{22}\text{Ne}$  et une cible lourde comme de  $^{238}\text{U}$ . La collaboration franco-russe GABRIELA a commencé son programme scientifique auprès d'un séparateur ayant fait ses preuves pendant de nombreuses années : VASSILISSA [66, 67, 68, 69] (voir figure 2.4). Les expériences utilisant un faisceau de  $^{22}\text{Ne}$  à haute intensité ont montré que pour les résidus d'évaporation lents, une efficacité de transmission plus élevée serait nécessaire afin de collecter des statistiques suffisantes à la réalisation d'études spectroscopiques complètes. L'expérience accumulée par l'équipe

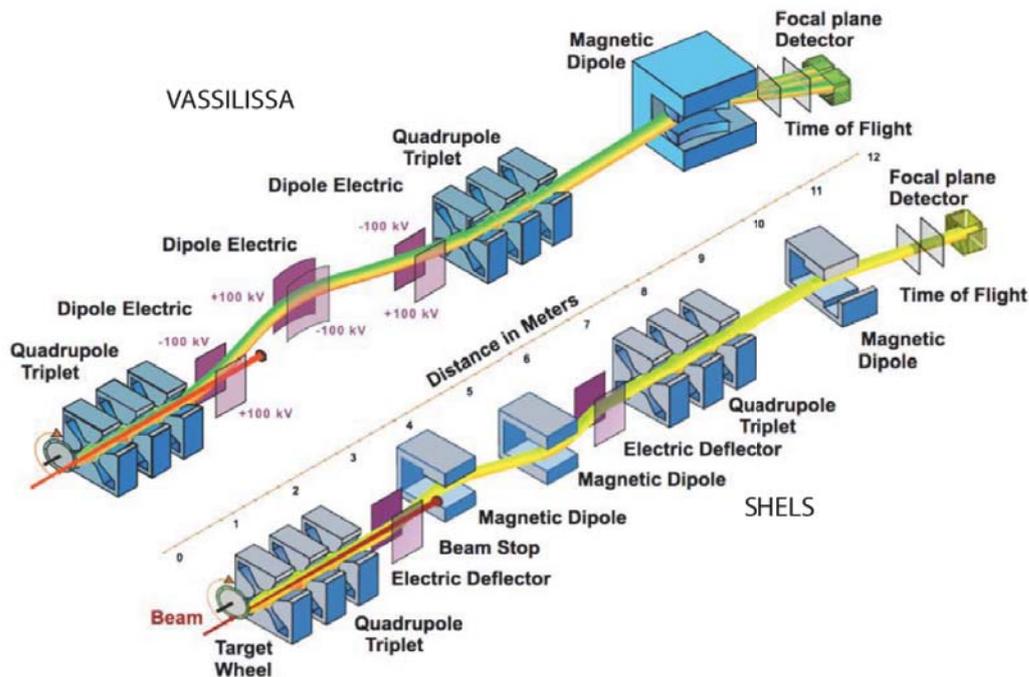


FIGURE 2.4 – Schéma optique des séparateurs VASSILISSA et SHELS [72].  
*Schematic view of the VASSILISSA and SHELS separators [72].*

de Dubna en terme d'optique pour le transport de particules chargées leur a permis de mettre au point un nouveau séparateur : SHELS [70, 71, 72] (Separator for Heavy ELement Spectroscopy). Ce nouveau dispositif expérimental a été développé à partir du séparateur VASSILISSA existant et il est utilisé depuis juillet 2013, couplé au système de détection GABRIELA [73, 74] qui sera détaillé par la suite. Comme cela est présenté dans [75], cet ensemble a permis d'étudier de nombreux isotopes de noyaux lourds autour des Fm, Md, Lr et No.

La sélection des produits d'une réaction de fusion-évaporation est effectuée à travers des filtres de vitesse sur SHELS. Dans la pratique, ce séparateur est composé de deux filtres de vitesses (filtres de Wien), deux lentilles de focalisation des ions et d'un défecteur. La configuration de SHELS est QQQ-E-D-D-E-QQQ-D, avec Q un quadripôle magnétique, E un dipôle électrostatique et D un dipôle magnétique, ces éléments sont détaillés dans la thèse de Pierre Brionnet [9]. Chaque filtre est composé d'un dipôle électrostatique à plaques parallèles et d'un dipôle magnétique. La distance entre les plaques 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. L'angle de déviation nominal des résidus d'évaporation dans le champ électrique est de 8 degrés et dans le champ magnétique 22 degrés. Chaque lentille se compose de trois aimants quadripolaires. Les premiers triplets quadripolaires concentre le faisceau de résidus d'évaporation émergeant de la cible et le deuxième triplet les focalise sur le détecteur de plan focal. Le dernier aimant est très important car il permet de dévier le faisceau de résidus d'évaporation filtrés de 8 degrés, ce qui permet de ne pas être directement dans l'axe du faisceau et de la cible, réduisant encore le bruit de fond dû au faisceau diffusé au niveau du plan focal. Dans la même optique, un mur de béton sépare le système de détection du séparateur. SHELS présente, par exemple, une efficacité de transmission de 40% pour les réactions avec des faisceaux de  $^{48}\text{Ca}$  et de  $^{50}\text{Ti}$  [76, 77]. Comme précédemment mentionné, SHELS présente également de très bonnes transmissions pour des réactions plus asymétriques, avec un faisceau de  $^{22}\text{Ne}$  par exemple. Comme cela est détaillé sur la table 2.5, on atteint 6.5% pour la réaction  $^{22}\text{Ne}(^{197}\text{Au},4-6n)^{213-215}\text{Ac}$  qui est par ailleurs une des réactions d'étalonnage que j'ai utilisé pour l'expérience de spectroscopie du  $^{256}\text{No}$  qui sera présentée au chapitre 4.

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

FIGURE 2.5 – Transmissions mesurées pour différentes réactions de test et comparaison entre SHELS et VASSILISSA. On voit l'amélioration de la transmission pour les réactions très asymétriques utilisant un faisceau de  $^{22}\text{Ne}$ . Figure extraite de [72].

*Measured transmissions for different test reactions and comparison between SHELS and VASSILISSA. One can see the transmission increase for the very asymmetric reactions using a  $^{22}\text{Ne}$  beam. Figure extracted from [72].*

### 2.3.2 Les séparateurs GARIS I, II et III de RIKEN à Tokyo

Pour les expériences de synthèse de nouveaux éléments que réalisées à RIKEN, nous travaillons avec les séparateurs à gaz GARIS II [79] et GARIS III [80, 81]. Ces séparateurs sont des versions améliorées de GARIS I [82, 83]. Ce dernier est devenu célèbre avec la découverte du Nihonium ( $Z=113$ ) créé à partir de la réaction de fusion froide  $^{70}\text{Zn}(^{209}\text{Bi}, n)^{278}\text{Nh}$  [83, 84, 85]. Ce séparateur était donc optimisé pour ce type de réactions de fusion froide, il avait une structure DQQD qui est devenue un problème pour les réactions de fusion chaude choisies pour la synthèse de l'élément 119. En effet, des expériences ont montré, comme cela était attendu, que la transmission de GARIS devenait bien plus faible pour des réactions très asymétriques avec des cibles d'actinides [86] qui impliquent des vitesses de recul plus faibles et donc des effets de diffusion dans le gaz et de straggling neutron plus importants. C'est pourquoi il a été décidé de construire un nouveau séparateur basé sur GARIS I et dédié à la synthèse des éléments  $Z \geq 119$  : GARIS II. Ce dernier a une configuration QDQQD qui a été mise au point et optimisée à l'aide de simulations. Le quadripôle Q1, qui a été ajouté sur GARIS II et III, permet une focalisation verticale correspondant à l'acceptance du dipôle D1 qui est chargé de rejeter le faisceau primaire. Son angle de sortie de 30 degrés permet également une focalisation horizontale. Les Q2 et Q3 permettent de refocaliser le faisceau, respectivement horizontalement et verticalement et le D2 permet de séparer les produits indésirables et les particules chargées. Cet ensemble, optimisé pour des réactions de fusion chaude a été reproduit quasiment à l'identique (GARIS III [80, 81]) pour permettre d'avoir un dispositif exclusivement dédié à cette expérience de synthèse de l'élément 119, ce qui permettra d'avoir le temps de faisceau nécessaire à cette expérience très ambitieuse.

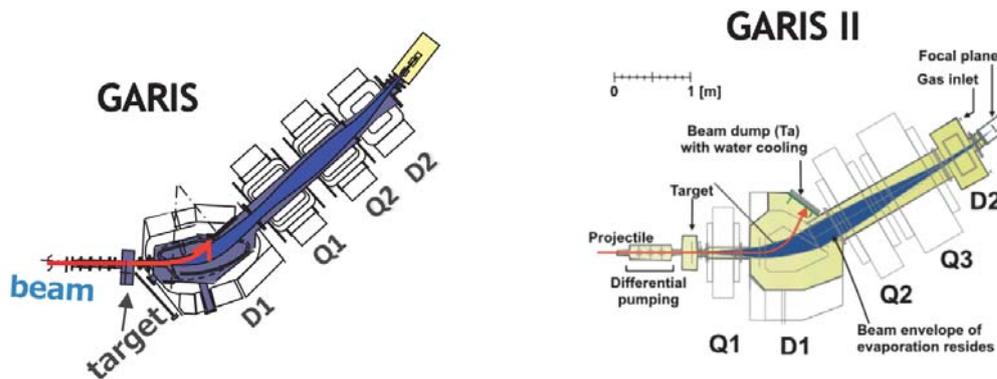


FIGURE 2.6 – Schémas optiques de GARIS et de son successeur GARIS II. On y voit la structure DQQD de GARIS et l'ajout d'un quadripôle en entrée de GARIS II, composant une structure QDQQD. Figure extraite de [78].

*Schematic view of GARIS and GARIS II. One can see the DQQD configuration of GARIS and the entrance quadrupole added to GARIS II, giving a QDQQD configuration. Figure extracted from [78].*

### 2.3.3 Le séparateur $S^3$ du GANIL à Caen

Le Super Separator Spectrometer ( $S^3$ ) est un séparateur en cours de construction au GANIL [87, 88]. Il sera associé aux dispositifs de détection SIRIUS (Spectroscopy and Identification of Rare Isotopes Using  $S^3$ ) et  $S^3$ -LEB (Low Energy Branch). Ce projet est le fruit d'une collaboration internationale qui a donné lieu à de nombreuses lettres d'intention. Ce séparateur sera doté d'un spectromètre de masse avec une résolution  $M/dM \geq 300$  [89], ce qui permettra non seulement d'identifier directement le nombre de masse  $A$  des résidus d'évaporation synthétisés mais également de séparer ces produits en masse. De ce fait, les taux de comptages au plan focal ne devraient pas dépasser  $\simeq 100$  ions/s pour les expériences de spectroscopie, permettant l'étude d'états quantique présentant de longues durées de vie.

Comme on peut le voir sur la figure 2.7, ce séparateur sera donc composé de deux parties, la première est un achromate en moment qui assurera notamment la réjection du faisceau primaire tandis que la deuxième sera chargée de la sélection en masse. Des dispositifs de détections comme FISIC, AGATA, EXOGAM2 ou PARIS pourront également être installés à un plan focal intermédiaire entre ces deux parties. Il sera aussi possible d'utiliser  $S^3$  pour fournir des faisceaux secondaires afin d'alimenter DESIR via la branche basse énergie ("Low Energy Branch - LBE").

Au cours de ma thèse, j'ai eu l'opportunité de travailler sur les détecteurs tunnel qui seront installés prochainement sur SIRIUS ainsi que sur une partie de la chaîne d'acquisition : les préamplificateurs. De plus, le dispositif SIRIUS- $S^3$  représente le futur de la physique des éléments superlourds en France, c'est pourquoi j'ai fait le choix de le présenter dans cette thèse, bien que ce dispositif soit encore en phase de construction au

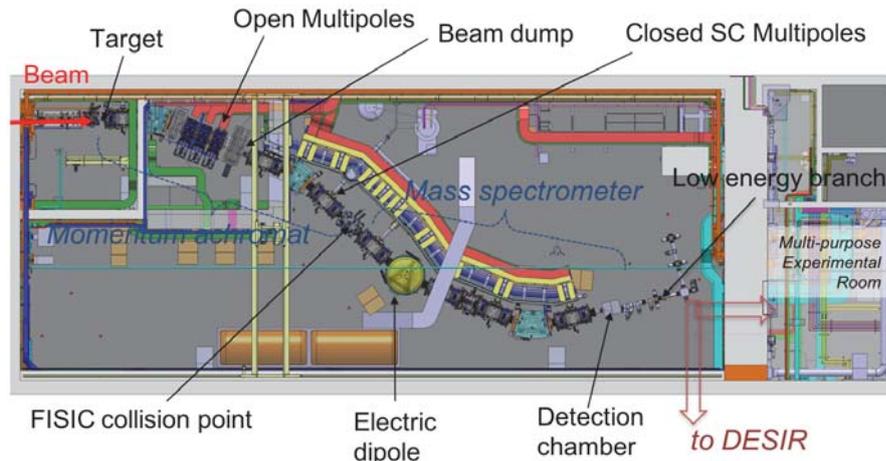


FIGURE 2.7 – Schéma du Super Separator Spectrometer  $S^3$ . On distingue le plan cible, suivi de l'achromate en moment, du spectromètre de masse, du plan focal où sera installé  $S^3$  et de la branche basse énergie.

*Schematic view of the Super Separator Spectrometer  $S^3$ . One can see the target plane, the momentum achromat, the mass spectrometer, the detection chamber  $S^3$  and the low energy branch.*

GANIL. Cet ensemble est en effet conçu pour des expériences novatrices et innovantes de spectroscopie de noyaux lourds et superlourds grâce aux faisceaux de très haute intensité de l'accélérateur linéaire supraconducteur de l'installation SPIRAL2 du GANIL. En effet, les faisceaux d'ions lourds délivrés par le LINAC [90, 91] atteindront des intensités qui devraient ouvrir de nouveaux horizons de recherche dans les domaines des noyaux rares et des réactions à faible section efficace. Ce dispositif a été pensé pour permettre l'étude de plusieurs régions de la charte des nucléides :

- La région des éléments superlourds, dans le but ultime de synthétiser de nouveaux éléments pour étendre nos connaissances et notre compréhension du tableau périodique de Mendeleïev. Avec les propriétés attendues pour  $S^3$ , une limite de 10 femtobarn pourrait être atteinte en 3 mois de temps de faisceau cumulé, rendant possible des expériences de synthèse similaires à celles menées au JINR et à RIKEN.
- La région des éléments lourds et superlourds, à travers des études de spectroscopie similaires à celles menées au JINR. Les intensités délivrées par le LINAC de SPIRAL2 permettront de réaliser des réactions à faible section efficaces rendant possible l'étude d'isotopes lourds autour des  $Z=100-108$ . Des études détaillées de décroissance d'états excités mais également des mesures de masse de haute précision pourront ainsi être possibles à l'aide de ce dispositif, ce qui le rend unique en son genre.
- La région des noyaux proches de la drip-line proton, et en particulier la région du noyau doublement magique  $^{100}\text{Sn}$  considéré comme l'un des repères critiques de la structure nucléaire loin de la vallée de stabilité.

Ce dispositif permettra également d'étudier les interactions atomiques ion-ion pour des études des sections efficaces d'échange électronique pour la physique des plasmas (projet FISIC : Fats Ion - Slow Ion Collision) [92, 93].

## 2.4 Dispositifs de détection

### 2.4.1 GABRIELA au FLNR

Le système de détection GABRIELA [73, 74] (Gamma Alpha Beta Recoil Investigations with the electromagnetic Analyser) est installé au plan focal du séparateur SHELS du FLNR à Dubna.

Ce système de détection est sensible à tous les modes de désintégration radioactive, il est ainsi capable de détecter les rayons  $\gamma$ , les particules  $\alpha$ , les électrons mais aussi les fragments de fission spontanée. Il dispose également d'un détecteur de temps de vol qui permet de mesurer les énergies cinétiques des résidus d'évaporation.

Ce système de détection a permis de réaliser, entre autres, la spectroscopie des  $^{253}\text{No}$  [94],  $^{254}\text{No}$  [95],  $^{259}\text{Db}$  [9] ou encore du  $^{251}\text{Fm}$  [96]. Il est composé de :

- Un détecteur de temps de vol (Time of Flight - ToF) [98].
- Un détecteur silicium pixélisé où les résidus d'évaporation sont implantés (Doublesided Silicon Strip Detector - DSSD).
- Un ensemble de détecteurs silicium en configuration tunnel autour du DSSD.
- Un système de détecteurs germaniums dédiés aux rayonnements gamma. Ils sont entourés d'un système de suppression Compton actif basé sur des cristaux BGO qui seront détaillés par la suite.

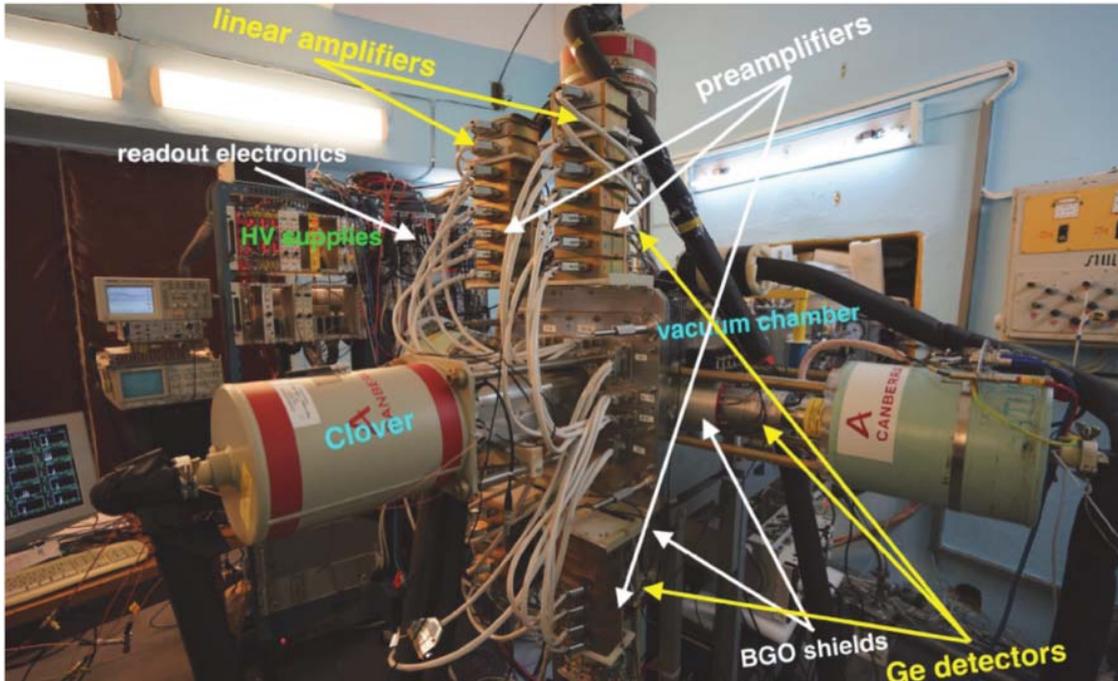


FIGURE 2.8 – Le système de détection GABRIELA. On y retrouve les détecteurs germanium ainsi que leurs systèmes anti-Compton autour de la chambre contenant les siliciums. On voit aussi une partie de la chaîne d’acquisition. Photo prise par A. Popeko.  
*Detection system GABRIELA. One can see the Germanium detectors with their anti-Compton shields and the detection chamber. A part of the acquisition chain is visible behind. Picture taken by A. Popeko.*

Les données sont enregistrées dans leur totalité, elles ne sont pas traitées ou triées en direct, ce qui permet de les analyser a posteriori avec plus de finesse. Pour cela, les données sont enregistrées sur disque en associant chaque lecture ADC individuelle à un temps avec une horloge cadencée à  $1 \mu\text{s}$ .

#### 2.4.1.1 Le détecteur de temps de vol

Comme cela est illustré sur la figure 2.4, les noyaux sélectionnés par SHELS traversent un détecteur de temps de vol (ToF) [98] avant de s’implanter dans le DSSD au plan focal. Ce détecteur est constitué de deux feuilles émissives d’électrons constituées de  $30\text{--}40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  d’or déposées sur  $40\text{--}50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de polypropylène de dimensions  $102 \times 90 \text{mm}$ . Lorsqu’un résidu d’évaporation traverse ces feuilles, des électrons sont émis par cette dernière. Ils sont ensuite accélérés et guidés vers deux galettes à microcanaux (Micro Channel Plates - MCP) placées perpendiculairement aux feuilles, le long de l’axe du faisceau. Ces MCP, constitués d’un matériau hautement résistif, permettent d’amplifier le nombre d’électrons entrants avec un gain proportionnel à la tension appliquée. On obtient ainsi un signal lorsqu’un résidu d’évaporation traverse ces feuilles, qui est inscrit dans les données comme un marqueur booléen : 0 si le ToF n’a rien détecté ou 1 dans le cas contraire. L’écart entre ces deux feuilles est de  $240 \text{mm}$  et elles sont situées  $335 \text{mm}$

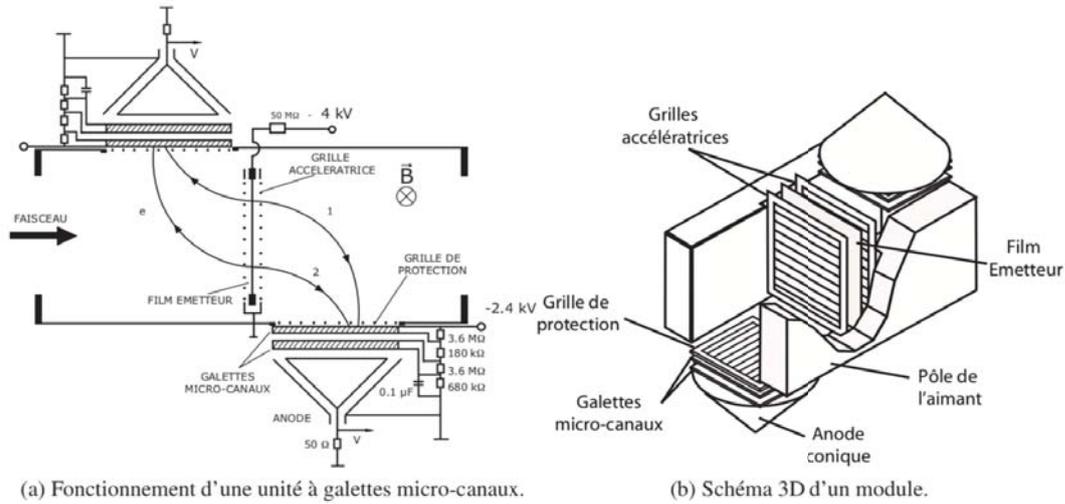


FIGURE 2.9 – Schéma (a) d'une galette a microcanaux (MCP) et (b) d'un module de ToF complet [97].

*Schematic view of (a) a micro channel plate (MCP) and (b) a complete ToF module [97].*

en amont du détecteur d'implantation. Ces mesures du temps de vol sont extrêmement utiles pour filtrer les données. En effet, un résidu d'évaporation n'aura pas la même vitesse qu'une particule légère ou encore que des résidus de faisceau diffusé qui n'auraient pas été rejetés par SHELS. La mesure du temps de vol permet de les différencier en partie, comme nous le verrons dans le chapitre 5. Cela dit, dans une optique d'optimisation de la statistique, nous faisons souvent le choix de n'utiliser que le marqueur booléen, qui permet de distinguer un événement relatif à une implantation d'une décroissance interne au DSSD.

Notons qu'il est possible de retirer une des deux feuilles du ToF et de déduire le temps de vol comme la différence de temps entre le déclenchement de l'unique feuille émettrice et le DSSD. Certes cela entraîne une perte d'efficacité de détection du système ToF et une dégradation de la résolution temporelle mais cela permet de limiter les pertes d'énergie cinétique des résidus d'évaporation formés. Dans le cas d'une réaction très asymétrique formant des reculs lents, cela permet d'éviter que ces ER soient stoppés avant même leur implantation dans le DSSD.

#### 2.4.1.2 Le détecteur d'implantation

Après être passés dans le détecteur de temps de vol, les résidus d'évaporation vont s'implanter dans un détecteur silicium, on le nomme détecteur d'implantations ou encore DSSD (Doublesided Silicon Strip Detector). Il s'agit d'un DSSD de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  d'une épaisseur d'environ  $300 \mu\text{m}$ . Selon l'énergie cinétique et la masse des résidus d'évaporation observés, la profondeur d'implantation peut varier de  $\simeq 1$  à  $7 \mu\text{m}$ . Cette profondeur d'implantation est un paramètre important pour l'étalonnage des détecteurs tunnel, lequel sera détaillé par la suite. Elle peut être déterminée par des simulations sur la base de

spectres expérimentaux comme cela est présenté dans [74]. Si besoin est, on peut ajouter une feuille de Mylar en amont de ce détecteur pour réduire l'énergie cinétique des RE et ainsi réduire cette profondeur d'implantation pour les réactions formant des résidus d'évaporation avec de grandes énergies cinétiques, au contraire des réactions de fusion chaudes (très asymétriques) précédemment mentionnées. Ce DSSD est constitué de 128 pistes de chaque côté qui permettent de reconstituer 16384 pixels au cours de l'analyse des données. Cette pixélisation permet d'avoir des taux de comptages relativement bas (de l'ordre de la dizaine de hertz par pixel). En conséquence, comme cela sera présenté par la suite, la limite de corrélations aléatoire est suffisamment élevée (de l'ordre de la minute) pour reconstituer des chaînes de décroissances jusqu'à la 3<sup>ème</sup> ou 4<sup>ème</sup> génération selon les cas. Couplé à l'indicateur du ToF, ce détecteur permet d'isoler les événements relatifs aux implantations, selon une gamme d'énergie déterminée expérimentalement. Pour les décroissances des noyaux implantés, le DSSD présente une efficacité de détection de 50%. En effet, seules les émissions vers l'arrière du détecteur déposeront la totalité de



FIGURE 2.10 – (gauche) Vue de face du DSSD d'implantation entouré de 4 des 8 siliciums formant le tunnel. (droite) Vue de côté des détecteurs tunnels. Photos prises par O. Dorvaux.

*(left) Front view of the implantation detector (DSSD) surrounded by the 4 tunnel silicon detectors. (right) Side view of the tunnel detectors. Pictures taken by O. Dorvaux.*

leur énergie dans ce dernier. Pour les émissions vers l'avant, 4 détecteurs silicium sont positionnés en configuration tunnel, ils seront l'objet de la section suivante. Les signaux du DSSD sont amplifiés avec deux gains différents pour chaque face, ces gains sont choisis en fonction des expériences, cela sera détaillé dans les chapitres 3 et 4 respectivement dédiés aux études des Nobelia 256 et 255. Ces deux gains permettent de couvrir toute la gamme d'énergie, des électrons de conversion à basse énergie aux produits de fission à haute énergie, en passant par la mesure des particules  $\alpha$ . Il faut également noter que le seuil de détection inférieur est réglé en fonction des taux de comptages observés, il varie ainsi de  $\simeq 40$  à 150 keV selon les réactions étudiées, il est donc adapté en fonction des expériences.

### 2.4.1.3 Les détecteurs tunnels

Comme le montre la figure 2.10, les détecteurs tunnel sont constitués de 8 DSSD positionnés perpendiculairement en amont du détecteur d'implantation. Ces DSSD mesurent  $5 \times 6 \text{ cm}^2$  et ont 16 pistes sur chaque face. Pour la suite de cette thèse, nous dénommerons ces détecteurs les tunnels. Leur rôle est de collecter une partie des particules s'échappant du détecteur d'implantation lors des décroissances des noyaux implantés. Cela permet d'améliorer l'efficacité de détection des électrons, des fragments de fission ou des particules  $\alpha$ . Ces détecteurs sont relativement épais, leur épaisseur de  $700 \mu\text{m}$  a été pensée pour optimiser leur efficacité à basse énergie, comme le montre la figure 2.11. Il est également possible de réaliser des corrélations angulaires entre le détecteur d'implantation et les tunnels au cours de l'analyse des données. Il est ainsi possible de calculer les trajectoires des particules s'échappant du DSSD afin de corriger leurs énergies en fonction de la distance parcourue dans les zones mortes des siliciums. Cette correction permettrait donc d'améliorer la résolution en énergie des détecteurs tunnels mais elle requiert une

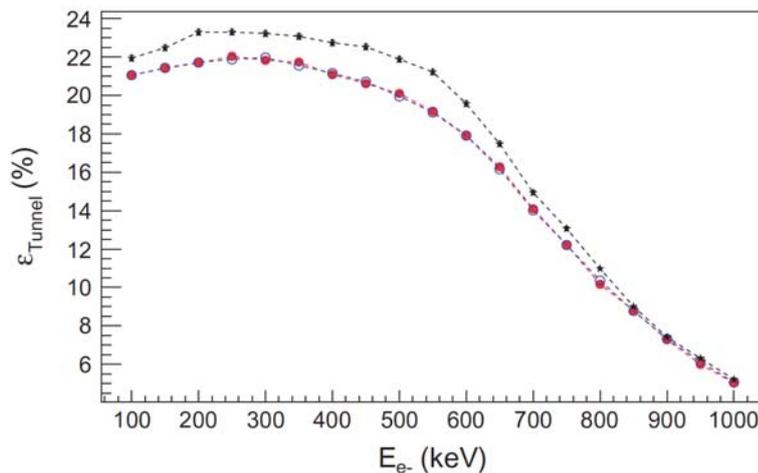


FIGURE 2.11 – Efficacité de détection des tunnels pour une source  $\star$ , pour le  $^{209}\text{Ra}$  ● et pour le  $^{255}\text{Rf}$  ○. Figure extraite de [74].

*Tunnel detection efficiency for a source  $\star$ , for the  $^{209}\text{Ra}$  ● and for the  $^{255}\text{Rf}$  ○. Figure extracted from [74]*

statistique d'étalonnage très importante. Elle peut néanmoins s'avérer intéressante pour étudier des événements très rares. Pour les expériences de spectroscopie auxquelles j'ai pris part, nous avons utilisé uniquement les faces avant des tunnels.

#### 2.4.1.4 Les détecteurs Germanium

Les détecteurs germanium sont dédiés à la détection des rayonnements  $\gamma$  et des rayons-X émis lors des phénomènes de désexcitation nucléaires et atomiques des noyaux implantés dans le DSSD. Quatre d'entre eux sont situés autour des tunnels et le dernier est derrière le DSSD. Du fait de la faible probabilité de détection de ces cristaux et du risque d'échappement lors d'un effet Compton, chacun d'eux est équipé d'une enceinte anti-Compton en BGO (composition chimique  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) qui transmet, en coïncidence avec la détection d'un germanium, un signal booléen : 0 lorsque seul le germanium s'est déclenché et 1 lorsque le germanium et l'anti-Compton se déclenchent en même temps (échappement du photon Compton). Ce bouclier permet de trier les données par des anti-coïncidences lors de la phase d'analyse bien qu'il soit aussi intéressant de regarder les données sans prendre en compte cette suppression Compton, dont l'efficacité n'est pas de 100%. En effet, du fait du faible taux de production, une part significative de l'activité  $\gamma$  provient du  $^{40}\text{K}$  présent dans les murs de la salle d'expérience, conduisant potentiellement à de fausses suppressions Compton. Ce problème sera solutionné au cours de la prochaine phase d'amélioration de GABRIELA par l'ajout de blindage en tungstène, comme nous le verrons par la suite.

Les quatre détecteurs autour des tunnels sont des monocristaux tronconiques (HPGe) Germanium Hyper Pur tandis que le détecteur derrière le DSSD est le clover CLODETTE [99]. Ce dernier est lui-même constitué de quatre cristaux quasi-cylindriques de 50mm de diamètre et de 70mm de long. La chambre de réaction a été conçue pour placer ces détecteurs au plus près des siliciums grâce à des inserts en forme de gobelets ("Stakans" en russe)

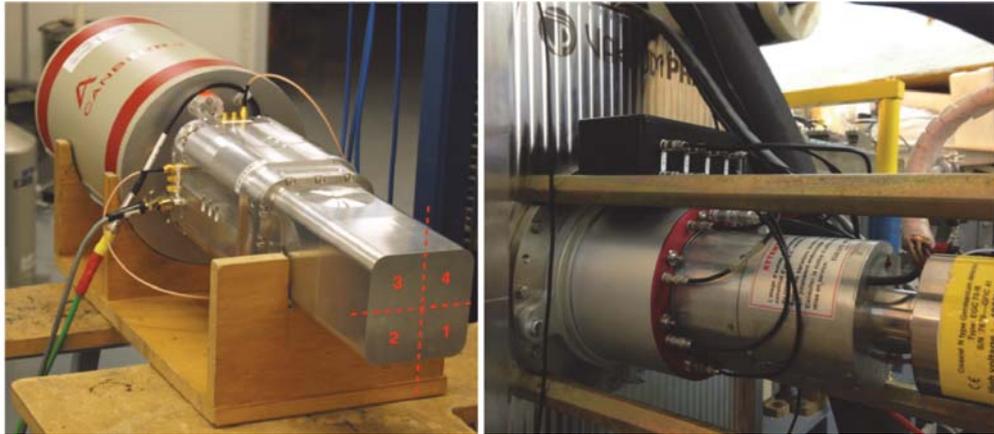


FIGURE 2.12 – (a) Photo du Clover CLODETTE [99]. (b) Un détecteur monocristal de profil, monté sur la chambre de détection, dans son bouclier BGO. Figure extraite de [11].  
 (a) Picture of the CLODETTE [99] detector. (b) A monocristal detector from the side, mounted on the detector chamber, without its BGO shield. Figure extracted from [11]

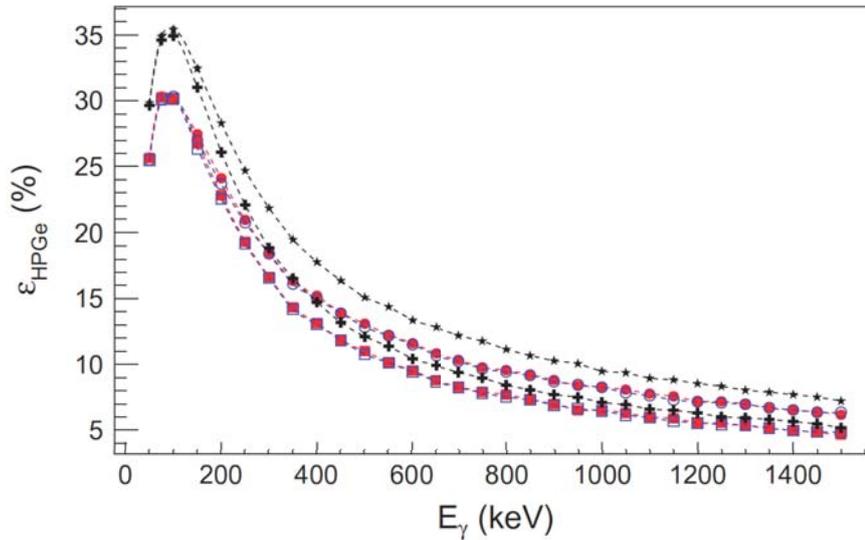


FIGURE 2.13 – Simulations des efficacités de détection  $\gamma$  pour différentes configurations : source en mode add-back  $\bullet$  et en mode simple  $\blacksquare$ ,  $^{209}\text{Ra}$  en mode add-back  $\circ$  et en mode simple  $\square$  et  $^{255}\text{Rf}$  en mode add-back  $\blackplus$  et en mode simple  $\star$  [74].

*Simulated efficiencies for  $\gamma$ -rays with different configurations : source in add-back mode  $\bullet$  and in singles mode  $\blacksquare$ ,  $^{209}\text{Ra}$  in add-back mode  $\circ$  and in singles mode  $\square$ ,  $^{255}\text{Rf}$  in add-back mode  $\blackplus$  and in singles mode  $\star$  [74].*

munis de fenêtres en aluminium de 1 mm d'épaisseur visibles sur la figure 2.12. Au cours de la phase d'analyse, il est possible d'utiliser les signaux issus des quatre cristaux HPGe du clover en mode "add-back" [100], c'est à dire que l'on peut sommer les signaux observés en coïncidence dans deux cristaux voisins, ce qui permet d'améliorer l'efficacité de détection. Encore une fois, il est toujours important de regarder les données avec et sans cette sommation, car les deux approches sont intéressantes. Avec un seuil habituellement réglé autour de 10 à 20 keV, ce dispositif permet d'avoir de très bonnes efficacités de détection gamma comme on peut le voir sur la figure 2.13. On remarque que l'efficacité de détection est bien meilleure à basse énergie, et que si le mode "add-back" n'apporte pas énormément à basse énergie, il permet de gagner quelques % d'efficacité pour les hautes énergies, qui sont essentielles à l'études d'isomères de haut-K, comme nous le verrons dans les chapitres 3 et 4.

#### 2.4.1.5 La chaîne d'acquisition et format des données

L'interaction du rayonnement dans un détecteur conduit à une création de paires électron-trou dont le nombre est proportionnel à l'énergie déposée dans le volume actif du détecteur. Ces détecteurs ayant des électrodes de polarité opposée, les charges se déplacent sous l'influence du champ électrique créé et produisent un courant d'amplitude toujours proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur. Comme cela est indiqué par la figure 2.14, les signaux produits dans ces détecteurs étant trop faibles pour être traités directement, ils passent dans un premier temps par des préamplificateur (PA) situés proches des détecteurs pour limiter au maximum la longueur des câbles. Ces préampli-

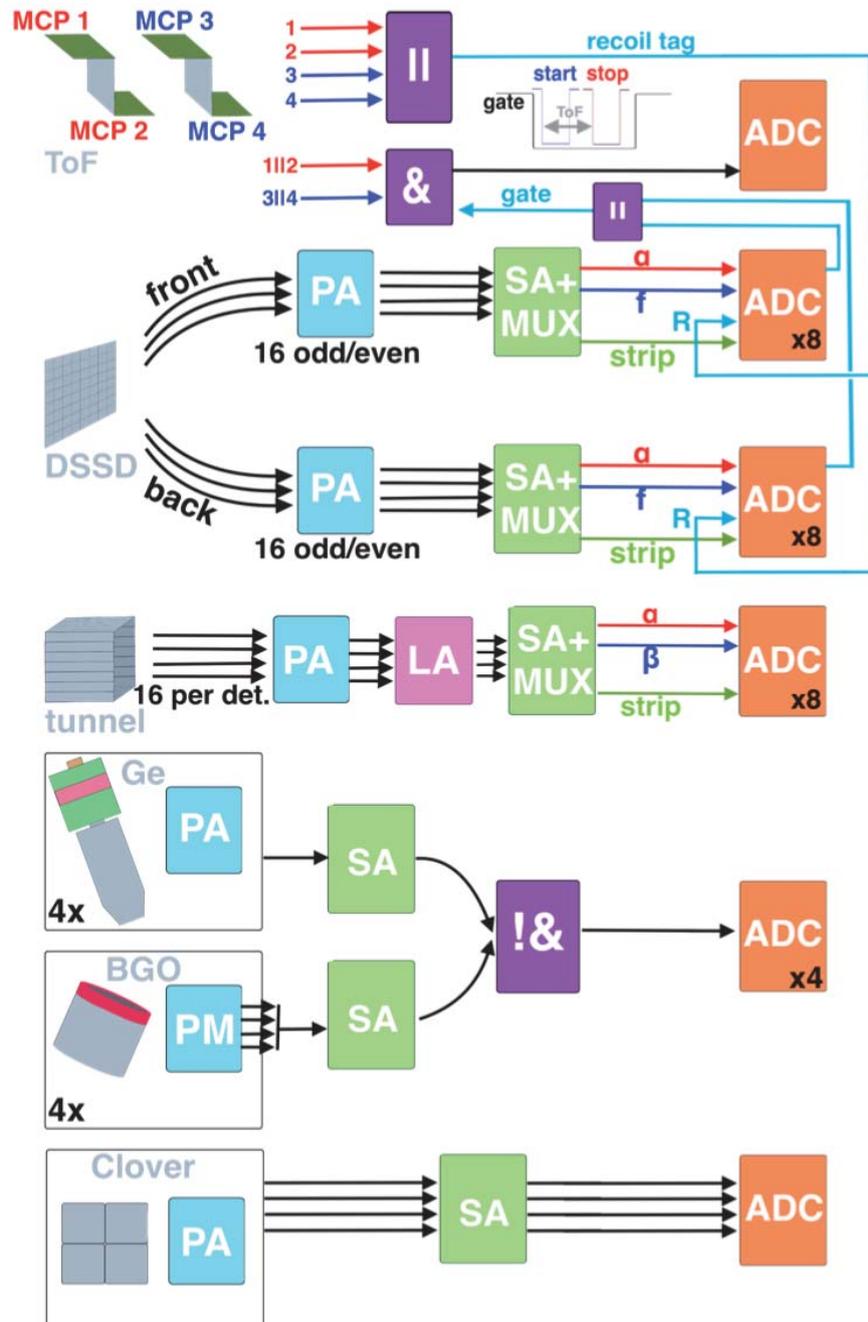


FIGURE 2.14 – Schéma de la chaîne d’acquisition de GABRIELA (2016). Figure extraite de [11].

*Schematic view of the GABRIELA acquisition chamber (2016). Figure extracted from [11].*

ificateurs vont convertir le courant reçu en un signal transitoire de tension d'amplitude proportionnelle à la charge déposée dans le détecteur. Ce signal est ensuite transporté jusqu'à un amplificateur de spectroscopie où il est mis en forme. Comme cela a été mentionné précédemment, les signaux sont amplifiés avec deux gains différents, permettant de couvrir une gamme d'énergie de  $\simeq 50$  keV à 250 MeV. Ces signaux sont ensuite dirigés vers un convertisseur "analogique vers numérique" ou ADC (Analog to Digital Converter). Dans un souci économique, les signaux de plusieurs pistes des détecteurs silicium sont multiplexés pour partager un seul ADC pour plusieurs pistes. Ces signaux passent par un multiplexeur à 16 canaux qui en sélectionne un parmi les 16 reçus, en fonction de leurs amplitudes.

Les pistes avant et arrière du détecteur d'implantation sont disposées de sorte que deux pistes voisines ne partagent pas le même ADC. Ce branchement permet d'éviter de passer à côté d'un partage de charge entre deux pistes. Pour les siliciums des tunnels, un tel arrangement n'est pas nécessaire et les 16 pistes de chacun des 8 DSSD sont connectées au même ADC. Les détecteurs germanium ont eux aussi chacun leur ADC, dans un souci d'efficacité de détection. Ces ADC convertissent les signaux analogiques reçus en un nombre proportionnel à l'énergie mesurée qui est codé sur 12 bits, ce qui donne  $2^8=4096$  canaux possibles. Les signaux des détecteurs germanium passent par un bloc d'anti-coïncidence avec le BGO correspondant ce qui permet de délivrer le bit 0 ou 1 codant pour la coïncidence Ge/BGO. Les ADC sont placés dans deux CAMAC (Computer Automated Measurement and Control), chacun d'eux a un module de synchronisation de 1MHz de fréquence qui synchronise tous les signaux reçus et inscrit un temps sur 16 bits par événement. Pour une fréquence de 1 MHz, ces 16 bits (*TimestampLow*) permettent un cycle de 65536  $\mu$ s, mais un autre compteur sur 16 bits (*TimestampHigh*) est réservé pour s'incrémenter à chaque passage par 0 du *TimestampLow*. De plus, le passage par 0 du *TimestampHigh* est traité lors de l'analyse des données en incrémentant une variable *Loop*, ce qui permet de reconstituer une horloge absolue  $t$  en  $\mu$ s selon cette formule :

$$t = Loop \times 2^{32} + TimestampHigh \times 2^{16} + TimestampLow \quad (2.2)$$

## 2.4.2 Perspectives d'avenir

Le dispositif expérimental du JINR est en constante évolution. Des collaborations avec l'équipe russe sur plusieurs projets visant à optimiser SHELS et GABRIELA sont en cours. Les principaux objectifs sont d'une part d'améliorer le dispositif de détection GABRIELA (efficacités de détection, résolutions en énergie, seuils de détection...) mais aussi la chaîne d'acquisition. En effet, cette chaîne d'acquisition analogique est efficace, mais n'offre pas les avantages d'un traitement numérique des données. Le passage à une électronique numérique permettra de diminuer les limites de corrélations temporelles mais également d'améliorer les résolutions des détecteurs. L'électronique numérique est aujourd'hui devenue indispensable pour sonder, par exemple, des états isomériques à temps de vie très court. Dans le cadre de l'expérience de fusion-évaporation très asymétrique  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, xn)^{260-x}\text{No}$  qui sera présentée dans cette thèse, cela a fait défaut, et il est d'ores et déjà prévu de réitérer cette réaction dès lors que cette nouvelle électronique sera installée, testée et validée. Cette amélioration de la chaîne d'acquisition ainsi que les projets en cours sur ce dispositif expérimental seront l'objet de cette partie.

### 2.4.2.1 La nouvelle chambre à 5 CLOVERs

Comme cela a été présenté précédemment, le système de germaniums est actuellement constitué d'un détecteur clover (constitué de quatre cristaux de Ge) derrière le DSSD et de quatre détecteurs monocristaux situés derrière les tunnels. Dans un souci d'efficacité de détection, il est prévu de remplacer ces monocristaux par quatre détecteurs clover. Ces derniers ont été financés par l'équipe russe du FLNR et sont déjà arrivés à Dubna. Une telle chambre nécessite une géométrie adaptée, elle a été conçue et dessinée en 3D par Benoît Gall et commandée en deux exemplaires, qui ont été livrées très récemment. Cette chambre a donc été spécialement adaptée pour recevoir ces quatre clovers mais d'autres modifications y ont également été apportées. En effet, pour améliorer le blindage de la chambre et ainsi limiter au maximum la détection d'événement extérieurs aux expériences, les enceintes des clovers ("Stakan"), précédemment en inox, seront en tungstène. Le haut Z du tungstène ( $Z=74$ ) aura pour effet de limiter au maximum la détection des décroissances naturelles qui induisaient de faux Compton, en particulier le  $^{40}\text{K}$  des murs. Les boucliers anti-Compton ne seront donc plus touchés par ces événements extérieurs, leur efficacité de suppression sera donc améliorée. Cette nouvelle chambre de réaction permettra également de remplacer les actuels DSSD des tunnels par des siliciums

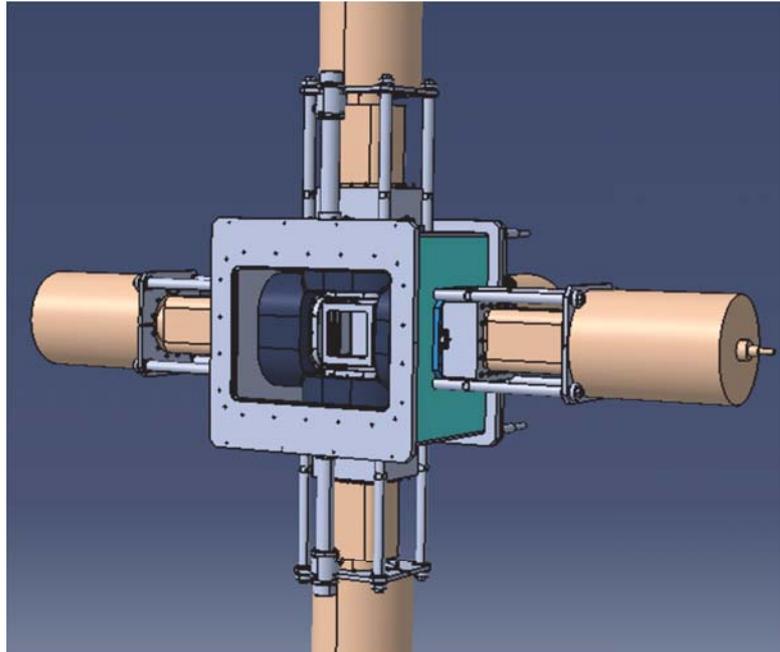


FIGURE 2.15 – Plan 3D de la nouvelle chambre de détection de GABRIELA. On y voit les écrans de tungstène au centre (bleu foncé) entourant le cadre réservé aux détecteurs silicium. On retrouve également les 5 clover entourant cette future chambre de détection. Plans 3D réalisés par B. Gall.

*3D view of the new GABRIELA detection chamber. One can see the tungsten screens (blue) surrounding the box reserved for silicon detectors and the 5 clovers detectors. 3D plans made by B. Gall.*

plus épais. Ce projet se nomme SHEXI et sera l'objet de la section suivante. D'après des simulations réalisées par R. Chakma [74], l'unique clover de ce dispositif actuel représente 63% de l'efficacité totale de détection du système de germaniums. L'ajout de quatre détecteurs clover supplémentaires permettrait ainsi d'aller beaucoup plus loin en termes de spectroscopie gamma, avec une efficacité de détection plus importante.

De plus, dans un futur proche, une copie de ce système de détection (GABRIELA DVA) sera également utilisée au plan focal d'un nouveau dispositif : le DGFRS-3, qui est situé à l'usine de synthèse d'éléments superlourds ou SHE-Factory [101]. Le DGFRS-3 a été installé dans un hall expérimental dédié de la SHE-factory début 2021. C'est une copie quasi conforme du séparateur DGFRS-2 qui est exclusivement destiné à la synthèse d'éléments super lourds, il est pour sa part déjà en service. Il en diffère cependant par le fait qu'il dispose, en bout de séparateur, de deux sorties possibles, une destinée à la chimie des superlourds et l'autre aux études de spectroscopie. L'expérience acquise avec le DGFRS-2 devrait permettre une mise en service du DGFRS-3 relativement simple et rapide. Un premier essai a été effectué fin 2021 et une première expérience de chimie est prévue en mars 2022. Par rapport au séparateur d'origine qui a été utilisé au FLNR pour le programme de synthèse de nouveaux éléments, les DGFRS-2 et 3 présentent une réduction du bruit de fond d'un facteur 200 [102]. Comme nous le verrons dans les analyses des  $^{255}\text{No}$  et  $^{256}\text{No}$ , nous sommes actuellement à la limite de ce que ces instruments permettent de faire, en particulier pour les réactions de fusion chaude très asymétriques. Ces différentes améliorations du dispositif expérimental nous permettront donc d'aller plus loin dans ces études de spectroscopie. Nous pourrons ainsi à la fois pousser ces études en Z mais également en N, pour étudier des éléments plus lourds, qui n'ont jamais pu être l'objet d'études spectroscopiques.

#### 2.4.2.2 Le passage à une électronique numérique

Cette amélioration majeure de la chaîne d'acquisition est en cours de développement depuis plusieurs années. L'IPHC a été un des pionniers dans ce domaine avec le développement des cartes d'acquisition TNT2D [103]. Au GANIL, le système de détection SIRIUS bénéficiera des cartes NUMEXO-2 tandis que GABRIELA sera équipé de cartes industrielles, développées par National Instrument. Le passage à une électronique numérique permettrait de réduire drastiquement les temps morts de l'électronique. En effet, ces temps morts ont été un problème majeur pour les études spectroscopiques des  $^{255}\text{No}$  et  $^{256}\text{No}$  qui seront présentées par la suite.

Nous avons rencontré des phénomènes d'empilement, c'est-à-dire que lorsque deux événements se suivent dans le même pixel à moins de  $\simeq 9\mu\text{s}$  (cette valeur peut varier d'une expérience à l'autre en fonction de l'énergie des reculs observés) d'intervalle, le deuxième signal va s'empiler sur la queue de distribution du premier, conduisant à une énergie mesurée plus grande que l'énergie réelle déposée dans le détecteur. Ce phénomène est clairement visible sur la figure 2.16, cette figure montre la différence de temps entre une implantation et la première décroissance dans le même pixel (donc le temps de vie du premier état implanté dans le DSSD) en fonction de l'énergie de cette première décroissance. On voit que pour les événements correspondants à un état à temps de vie  $\leq 9\mu\text{s}$ , les énergies mesurées sont surestimées, et cette surestimation est d'autant plus grande que les temps sont courts. Ce phénomène peut être en partie corrigé comme cela sera présenté par la suite mais c'est un problème majeur pour l'étude d'états à temps de vie de l'ordre de la  $\mu\text{s}$ . Un des principaux atouts de l'électronique numérique est la possibilité

de détecter de façon indépendante les deux signaux. Ce nouveau dispositif permettra de détecter de tels signaux et d'écrire directement sur disque la trace correspondante, afin de pouvoir décoller les deux signaux a posteriori, réduisant ainsi le temps mort de la chaîne d'acquisition à l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Au cours de ma thèse, j'ai eu la chance de travailler sur une partie de cette nouvelle chaîne d'acquisition : les préam-

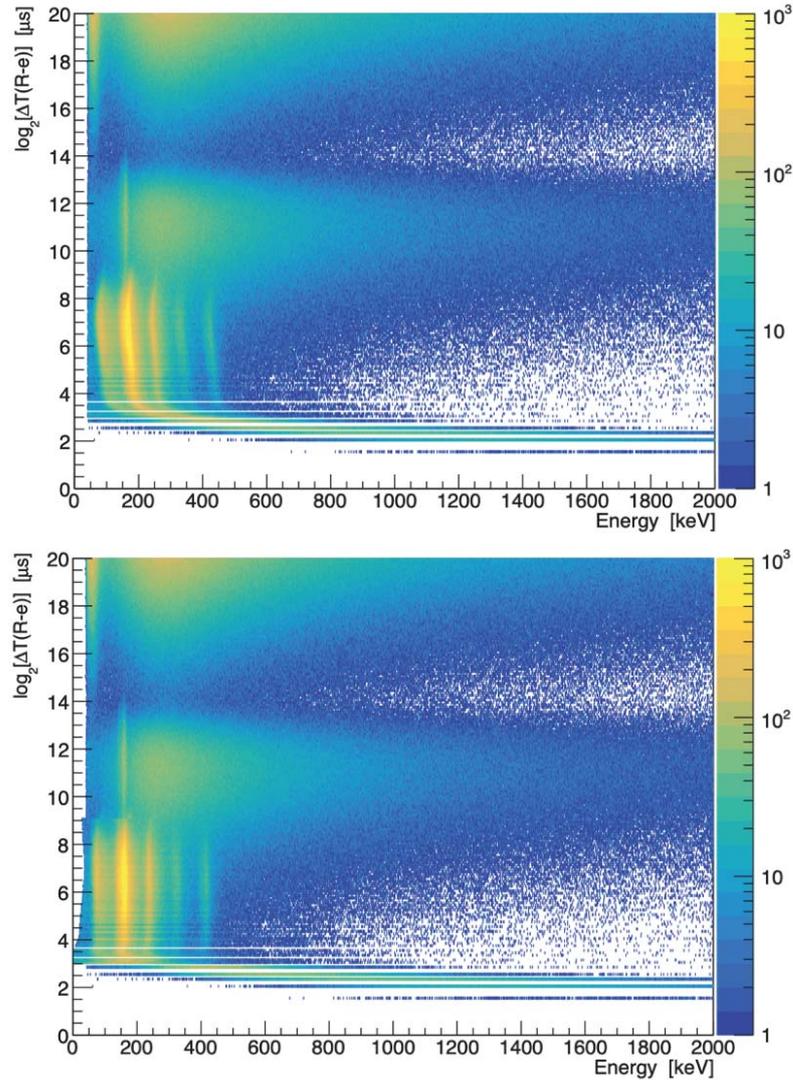


FIGURE 2.16 – (a) Temps de décroissance du premier état suivant une implantation en fonction de son énergie de décroissance en échelle logarithmique. (b) Même figure avec une correction appliquée entre  $2^3$  et  $2^9 \mu s$  pour compenser l'effet d'empilement, il n'est pas possible de corriger cet effet en dessous de  $8 \mu s$  du fait d'une trop grande dispersion. (a) A logarithmic plot of the time difference between an implantation of a recoil and the subsequent decay as a function of the decay energy. (b) Same figure with the correction applied from  $2^3$  to  $2^9 \mu s$  to account for the pile-up effect, it is not possible to correct this effect below  $8 \mu s$  because of a too large energy dispersion.

plificateurs de charge. Ces derniers ont été développés spécialement pour ce dispositif et permettront d'avoir de meilleures résolutions pour les détecteurs silicium (15 à 20 keV) grâce à des méthodes de filtrage (algorithme de Jordanov couplé à des filtres passe-haut et passe-bas). Cette nouvelle électronique est très attendue par la collaboration car elle permettra d'aller plus loin dans les études de spectroscopie menées à Dubna. Elle est sur le point d'être finalisée et devrait être installée au cours de l'année 2022.

### 2.4.2.3 Le projet SHEXI

Le projet SHEXI (Super Heavy Elements X-rays Identification) [104] vise à améliorer les capacités de détection de rayons-X et des électrons de conversion de GABRIELA. Ce projet fait l'objet d'une demande ANR internationale (collaboration franco-russe) similaire aux précédents financements de SHELS et de GABRIELA. Les rayons-X émis au cours des décroissances électromagnétiques sont caractéristiques de l'élément observé, ils sont donc un moyen d'identification sûr et direct. De plus, dans la région des éléments superlourds, les écarts de niveau entre les états excités devraient être faibles et souvent inférieurs à l'énergie de liaison de la couche K. On observe donc principalement des rayons- $X_L$  de basse énergie, pour lequel le système de détection actuel n'est pas très efficace (voir figure 2.17). Ce projet a donc été pensé spécifiquement pour ces rayon-

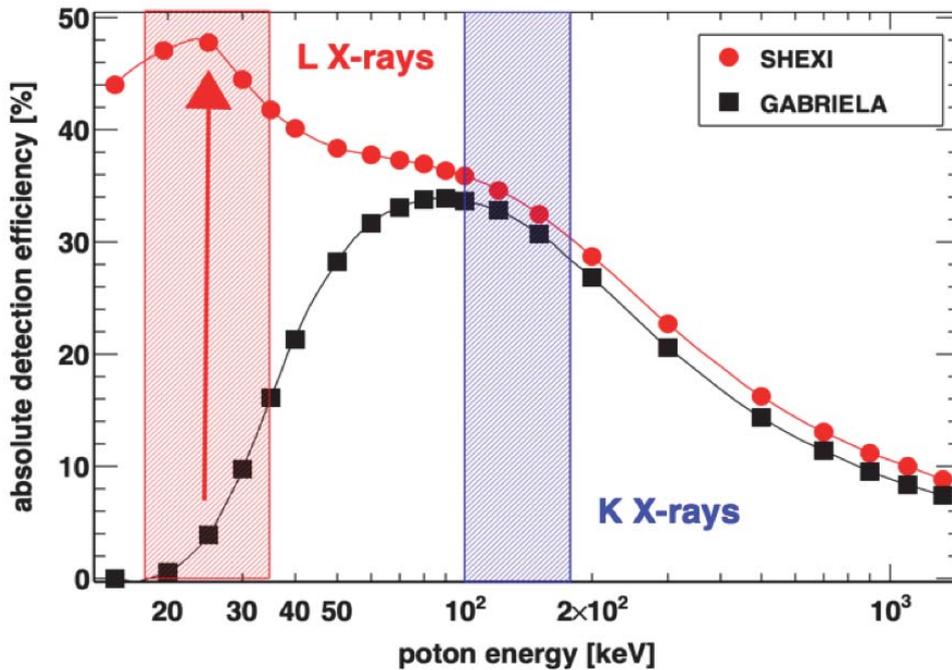


FIGURE 2.17 – Comparaison des efficacités de détection du dispositif actuel GABRIELA et de simulations du projet SHEXI. On voit une très forte augmentation des capacités de détection à basse énergie [104].

*Comparison between the  $\gamma$ -ray detection efficiencies of GABRIELA and simulations for the SHEXI project. One can see a large increase of the low energy efficiencies [104].*

X de très basse énergie. Les huit DSSD du tunnel de GABRIELA ( $50 \times 60 \times 0,7 \text{ mm}^3$ ) seront remplacés par quatre DSSD plus épais ( $100 \times 100 \times 1,5 \text{ mm}^3$ ) de haute résistivité. Un cinquième détecteur sera également placé derrière le détecteur d'implantation, pour faire office de VETO. Comme cela est illustré par la figure 2.17, les simulations Geant4 de cette configuration indiquent que cette amélioration permettra une augmentation de l'efficacité de détection d'un facteur 10 pour les rayons- $X_L$ . Cela ferait de GABRIELA le premier système de détection dédié à la spectroscopie avec la résolution ( $< 0,4 \text{ keV FWHM}$ ) suffisante pour distinguer les éléments superlourds voisins les uns des autres via leurs rayons- $X_L$  caractéristiques. SHEXI permettra également de nouvelles possibilités en termes de spectroscopie dans cette région des éléments superlourds ( $Z \geq 104$ ), où la conversion interne est un processus dominant pour les transitions de basse énergie. GABRIELA permet actuellement de détecter des électrons de conversion interne avec une résolution d'environ  $10 \text{ keV}$  dans une plage d'environ  $100 \text{ keV}$  à  $2 \text{ MeV}$ , SHEXI permettra d'avoir une meilleure résolution mais surtout des seuils plus bas, ce qui, comme nous le verrons dans l'étude des  $^{255}\text{No}$  et  $^{256}\text{No}$  est un point crucial pour les études d'isomères-K. En parallèle de ce projet, une amélioration du séparateur SHELS à très récemment (été 2021) été mise en place, de nouveaux quadripôles-triplets ont été installés à l'entrée de SHELS pour augmenter la transmission du séparateur - en particulier pour les réactions très asymétriques.

### 2.4.3 Le plan focal de GARIS à RIKEN

Pour l'expérience de synthèse de l'élément 119 sur laquelle nous travaillons à RIKEN, nous utilisons un système de détection relativement similaire à GABRIELA, bien qu'il soit, dans sa forme actuelle, optimisé pour des réactions de synthèse et non pour de la spectroscopie. En effet, ce dispositif de détection n'est pas équipé de détecteurs germanium mais il pourrait aisément être adapté selon les expériences. Il est installé au plan focal de GARIS II et sa copie conforme est installée au plan focal de GARIS III [78]. L'objectif de ces réactions de synthèse est de détecter la chaîne de décroissance  $\alpha$  de l'élément 119.

Ce système de détection est composé de :

- Un détecteur de temps de vol (Time of Flight - ToF) [105].
- Un détecteur silicium d'implantations pixelisé (Doublesided Silicon Strip Detector - DSSD).
- Un ensemble de détecteurs silicium en configuration tunnel autour du DSSD.
- Un détecteur VETO, qui est un silicium non pixelisé, placé derrière le DSSD d'implantation.

A la différence de GABRIELA, ce système n'a pas de germaniums mais est doté d'un VETO qui permet de savoir quels événement traversent le DSSD d'implantation, une information très utile en termes de filtrage, qui serait également un bon atout pour GABRIELA. Un système de détecteur germanium pourrait néanmoins s'avérer utile et il n'est pas exclu d'en ajouter un prochainement sur GARIS II. Il ne sera malheureusement pas possible de faire de même sur GARIS III par manque de place. En effet, la détection des rayons-X d'un nouvel élément serait une preuve indiscutable de son observation. On pourrait également imaginer des détecteurs siliciums plus épais pour les tunnels, optimisés pour la détection de rayons-X, à l'instar du projet SHEXI sur GABRIELA.



FIGURE 2.18 – Photo du du séparateur GARIS II et de son plan focal. On y retrouve la chambre de détection et une partie de la chaîne d’acquisition sur la gauche. Photo prise par B. Gall.

*Picture of the GARIS II separator and its focal plane. One can see the detection chamber and a part of the acquisition chain on the left side. Picture taken by B. Gall.*

#### 2.4.3.1 Les détecteurs de GARIS

#### 2.4.3.2 Le détecteur de temps de vol

Le détecteur de temps de vol est très similaire à celui de GABRIELA, il est composé de deux feuilles émissives d’électrons, placées en amont du plan focal, qui déclenchent un signal lorsqu’un noyau de recul les traverse. Les fenêtres ont été fabriquées à partir de mylar de  $0,5 \mu\text{m}$  d’épaisseur et mesurent  $85 \text{ mm}$  de diamètre. Elles sont recouvertes de  $100 \text{ \AA}$  d’or et de  $20 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  de CsI pour augmenter la probabilité d’émission d’électrons secondaires. De la même façon que sur GABRIELA, ces électrons secondaires sont ensuite accélérés, amplifiés et mesurés. Sur ce dispositif, la distance entre les deux feuilles est de  $295 \text{ mm}$ . Il présente une efficacité de détection de  $99\%$  [106] et une résolution en temps de  $750 \text{ ps}$ . Ce détecteur permet donc de faire des sélections cinématique parmi les noyaux qui vont s’implanter dans le DSSD. Dans la pratique, on réalise des corrélations entre le ToF et le DSSD, afin de définir les événements que nos codes reconnaîtront comme des implantations ou des membres des chaînes de décroissances des noyaux déjà implantés, cette méthode sera détaillée dans le chapitre 5.

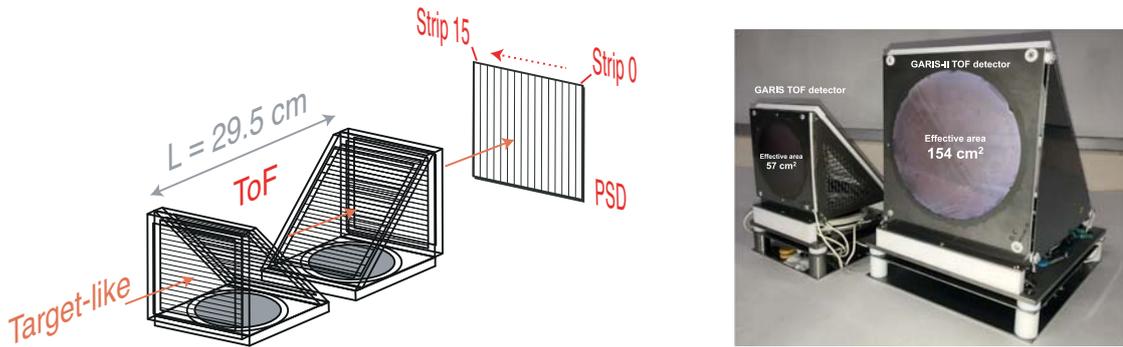


FIGURE 2.19 – Schéma du détecteur de temps de vol de GARIS II, on y retrouve les deux modules en amont du détecteur d’implantation. Figure extraite de [107]  
*Schematic view of GARIS II Time of Flight detector, one can see the two modules upstream of the implantation detector. Figure extracted from [107]*

### 2.4.3.3 Le détecteur d’implantations

Le détecteur d’implantation est constitué de deux DSSD (Doublesided Silicon Strip Detector) situés côte à côte. Chacun des DSSD dispose de 32 pistes horizontales et de 64 pistes verticales formant 4096 pixels virtuels. Si ce système a été choisi, c’est que GARIS permet une meilleure focalisation du faisceau verticale qu’horizontale. Ce système à deux DSSD côte à côte est présenté sur la figure 2.20. Il permet donc de capter la totalité des résidus d’évaporation sélectionnés par le séparateur. Ce détecteur a pour fonction de détecter, grâce à un couplage avec le ToF, l’implantation des résidus d’évaporation mais également de détecter les décroissances  $\alpha$  successives des noyaux implantés, lorsque les  $\alpha$

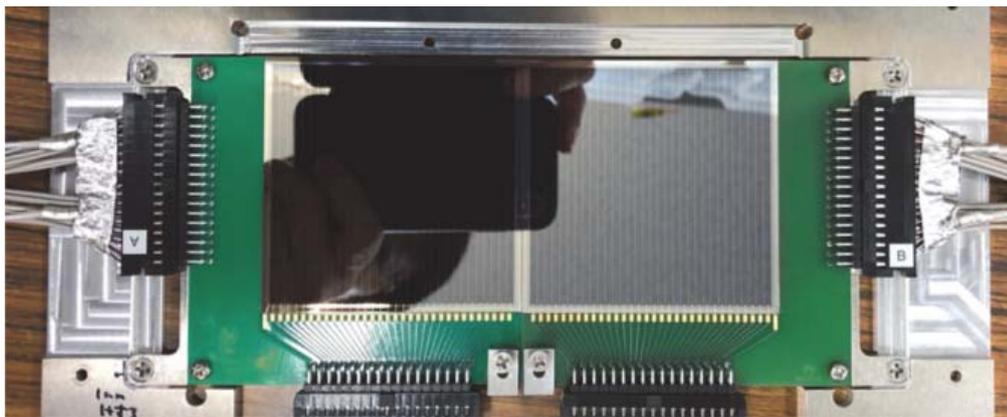


FIGURE 2.20 – Photo du détecteur d’implantation constitué de deux DSSD côte à côte. Photo fournie par K. Morimoto.  
*Picture of the implantation detector composed of two DSSD side by side. Picture provided by K. Morimoto.*

sont émis vers l'arrière du détecteur. Dans le cas contraire, ces  $\alpha$  pourront être en partie captés par les tunnels, si leur angle d'émission le permet, sinon, ils seront définitivement perdus. Si des particules traversent en totalité le DSSD, le détecteur VETO situé derrière permet de rejeter de tels événements avec des sélections qui seront détaillées dans le chapitre 5.

#### 2.4.3.4 Les détecteurs tunnels

Comme le montre la figure 2.21, les détecteurs tunnels sont également des siliciums positionnés en amont du DSSD formant une "boite". Ces derniers ont pour mission de détecter autant que possible les particules  $\alpha$  émises vers l'avant du détecteur d'implantation. Ils sont constitués de 6 détecteurs silicium positionnés perpendiculairement au DSSD dans le but de détecter des événements en coïncidence dans le détecteur d'implantation et dans un tunnel.

Dans le cadre de ces expériences de synthèse d'un nouvel élément, la détection de particules  $\alpha$  et des événements de fission sont priorités. Il n'est donc pas nécessaire, comme ça l'est pour GABRIELA, de traiter spécifiquement les événements de basse énergie. Pour reconstituer les énergies des particules  $\alpha$  dans leur totalité, il faut réaliser une sommation synchrone de l'événement correspondant à la sortie de l' $\alpha$  du DSSD avec l'événement correspondant à son implantation dans un tunnel. En effet, contrairement aux électrons, les particules  $\alpha$  laissent une partie de leur énergie dans le DSSD lorsqu'ils s'en échappent vers l'avant. Il faut donc la prendre en compte pour les mesures réalisées avec les tunnels. Cette sommation doit également être effectuée lors des réactions d'étalonnage, ce qui requiert des réactions d'étalonnage relativement longues, afin d'obtenir une statistique suffisante pour faire des corrélations DSSD/tunnels, et ce pour chaque piste des tunnels.

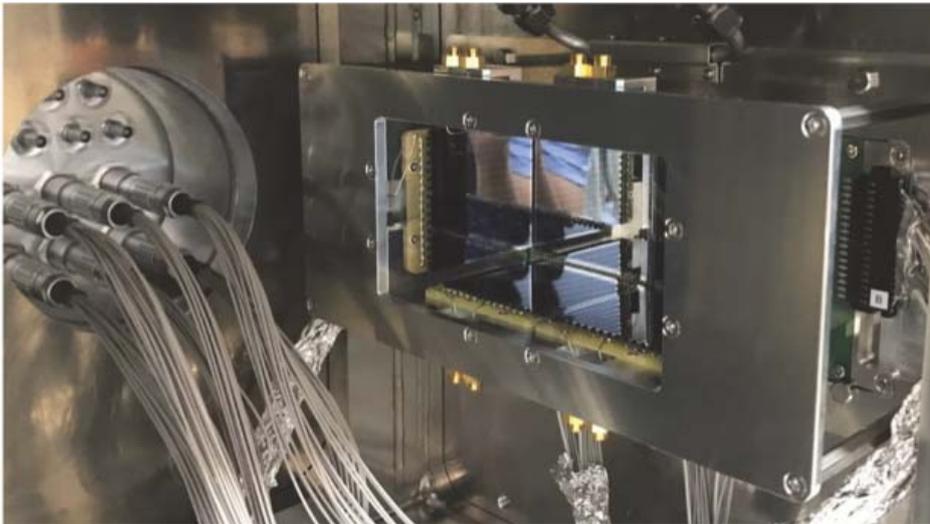


FIGURE 2.21 – Photo de la chambre de détection ouverte. On y voit les DSSD en configuration tunnel entourant les DSSD d'implantation. Photo fournie par K. Morimoto.  
*Picture of the inside of the detection chamber. The DSSD surrounded by the tunnel detectors are visible. Picture provided by K.Morimoto.*

### 2.4.3.5 Le VETO

Le détecteur VETO a pour unique objectif de permettre de nettoyer les données du DSSD en discriminant les particules qui ne laissent pas toute leur énergie dans le détecteur d'implantation des autres. Il permet donc de détecter les particules qui auraient traversé le DSSD. Les particules  $\alpha$  émises lors des décroissances des noyaux de recul qui sont synthétisés ne peuvent pas traverser le DSSD dans son intégralité. Par contre, des particules légères ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ , He...), principalement issues de l'interaction du faisceau avec le gaz du séparateur, le peuvent. Ce type d'événement va induire dans un pixel du DSSD une énergie qui peut être confondue avec une implantation ou une décroissance avant d'aller déclencher le VETO, situé derrière les DSSD. Les coïncidences entre le DSSD et le VETO permettent ainsi d'éliminer ces événements parasites au cours de l'analyse. Le détecteur VETO détectera presque uniquement des événements inintéressant venant polluer les spectres. C'est un outil de filtrage très intéressant pour ce type d'expériences produisant des jeux de données importants.

Ce détecteur est composé de deux détecteurs silicium à pistes connectées. En effet, les 16 pistes de chaque VETO sont regroupées pour ne garder qu'un seul signal somme par détecteur. On dispose donc d'un signal VETO "droite" et d'un signal VETO "gauche", qu'il faut corrélérer avec les détecteurs d'implantations correspondants. S'ils n'ont qu'un pixel, c'est qu'étant un outil de réjection, il ne nécessite ni information spatiale ni mesure précise de l'énergie. Le VETO est utilisé pour affiner la sélection des événements correspondants noyaux de recul, et donc en anti-coïncidence avec le DSSD correspondant. Du fait de sa grande taille, il se peut qu'une implantation arrive en même temps

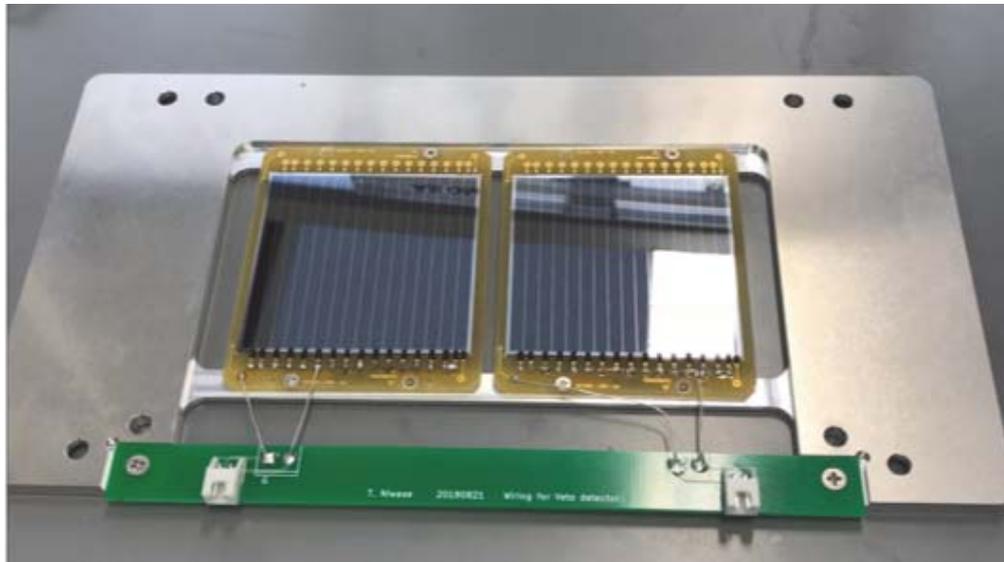


FIGURE 2.22 – Photo des deux détecteurs VETO. On voit que les signaux des différentes pistes de ces DSSD sont réunis entre eux pour ne fournir qu'un seul signal de sortie par détecteur. Photo fournie par K. Morimoto.

*Picture of the VETO detectors. One can see that the strips are all connected together in order to have only one output signal per detector. Picture provided by K. Morimoto.*

qu'une particule légère qui déclenchera le VETO, c'est pourquoi on ne peut pas se fier à 100% à ce détecteur pour rejeter des événements. Il faut réaliser des sélections très précises qui seront détaillées par la suite. Comme cela a été mentionné précédemment, l'intégration d'un tel détecteur à GABRIELA pourrait être intéressante. Ayant travaillé pendant plusieurs années sur le dispositif Japonais, nous sommes aujourd'hui convaincus de son efficacité et de son apport en terme de filtrage, c'est donc une piste d'amélioration de GABRIELA relativement simple à mettre en place et très efficace.

#### 2.4.3.6 Chaîne d'acquisition

Une chaîne d'acquisition analogique est également en cours de développement sur ce dispositif. N'ayant pas eu l'occasion de participer à son développement ou à sa mise en place, elle sera plus rapidement décrite que celle de GABRIELA. Les signaux sont traités exactement de la même façon que sur GABRIELA : les courants issus des détecteurs étant très faibles, ils sont injectés dans des préamplificateurs de charge qui convertissent et amplifient le signal, délivrant en sortie un échelon de tension proportionnel à la charge déposée dans le détecteur. Ces signaux vont ensuite passer par un amplificateur gaussien qui va permettre de mettre en forme le signal. Il n'y a pas de multiplexage sur ce dispositif,

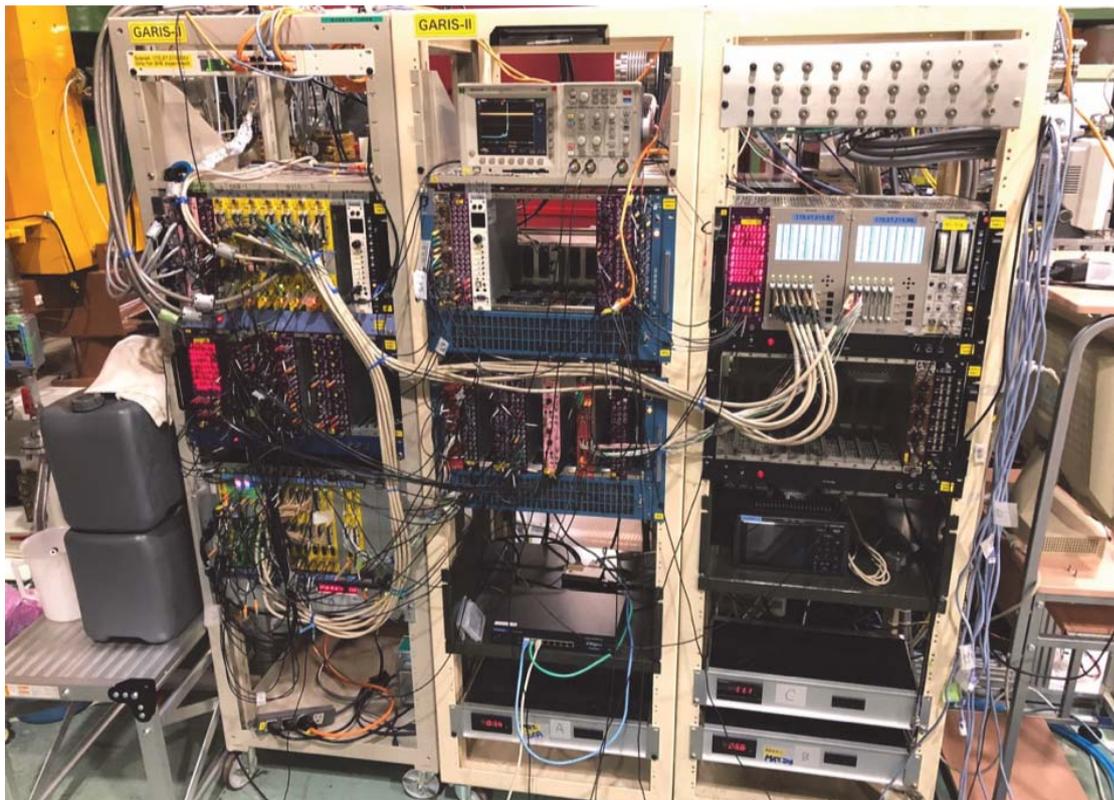


FIGURE 2.23 – Photo de l'électronique du dispositif de détection de GARIS. Photo fournie par K. Morimoto.

*Picture of the electronic acquisition chain of GARIS. Picture provided by K. Morimoto.*

en effet, pour une telle expérience on ne peut pas se permettre de rater un événement, on ne prend donc pas le risque de multiplexer des signaux.

Les signaux en sortie d'amplificateur sont dirigés vers un convertisseur "analogique vers numérique" ou ADC (Analog to Digital Converter) qui, de la même façon que sur GABRIELA, est chargé de la mesure de l'énergie et de l'attribution d'un temps ("Timestamp") à chaque événement, selon une horloge globale. Des modules spécifiques sont en charge de la synchronisation des signaux, ils fonctionnent avec une fréquence de 100MHz, plus élevée que sur GABRIELA, ce qui permet d'avoir une discrétisation temporelle de 10 ns. De plus, une des particularités de cette chaîne d'acquisition est que deux triggers se relaient. En effet, comme le temps de codage et de lecture des modules est de 60 à 80  $\mu\text{s}$ , cela entraîne un temps mort du même ordre. Or, si un autre événement (nouvelle implantation ou décroissance  $\alpha$  très courte) arrive pendant ce laps de temps dans le même pixel, plutôt que de le perdre, un second trigger va se déclencher pour le

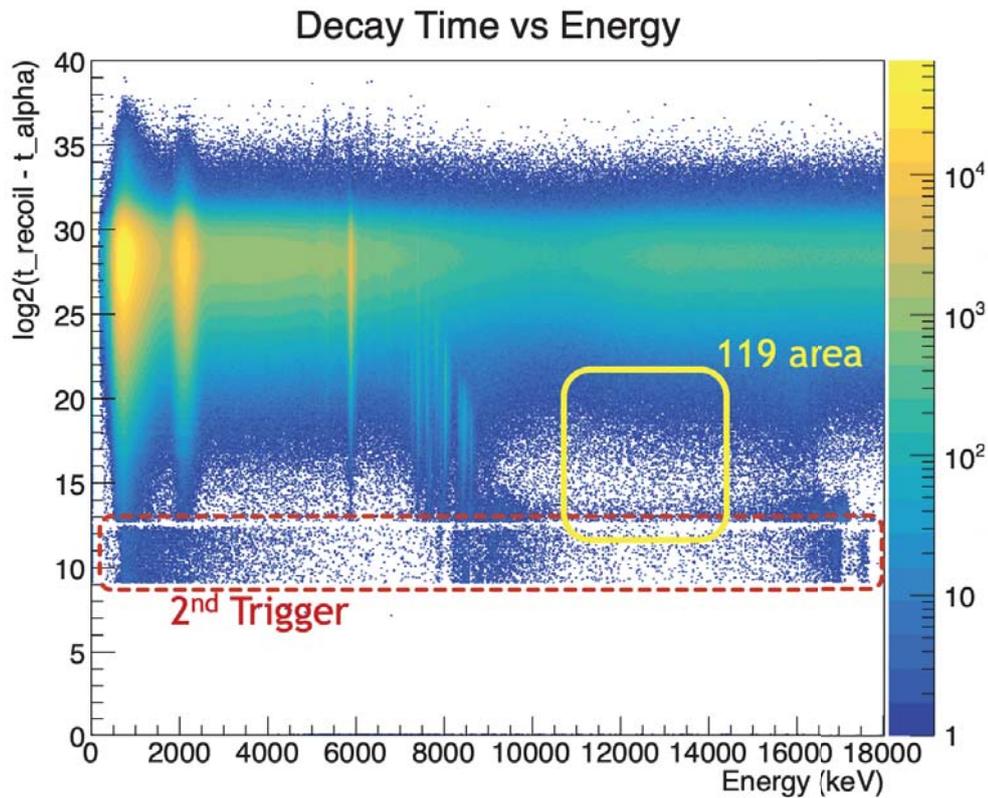


FIGURE 2.24 – Histogramme du temps de décroissance (en échelle logarithmique) en fonction de l'énergie déposée dans le détecteur. On distingue la zone où le deuxième trigger prend le relai sur le premier, abaissant ainsi le temps mort de  $2^{13} \simeq 80 \mu\text{s}$  à  $2^{10} \simeq 10 \mu\text{s}$ .

*A logarithmic plot of the time difference between an implantation of a recoil and the subsequent decay as a function of the decay energy. One can see the area where the second trigger takes over, leading to a  $2^{10} \simeq 10 \mu\text{s}$  dead time against  $2^{13} \simeq 80 \mu\text{s}$  with only one trigger.*

traiter indépendamment. Il est impossible de combler totalement ce temps mort, comme on peut le voir sur la figure 2.24, mais cela permet de faire passer cette limite de 80 à 10  $\mu\text{s}$ .

Ce double trigger n'est qu'un outil supplémentaire en attendant de pouvoir passer toute la chaîne d'acquisition en mode numérique, ce qui est prévu pour l'année 2022. En effet, depuis peu, cette électronique est doublée d'une électronique numérique, développée par Oak Ridge et testée à RIKEN par P. Brionnet. Elle est aujourd'hui quasiment opérationnelle et a été installée en parallèle de l'électronique actuelle afin de la tester en conditions réelles. A terme, elle est vouée à remplacer totalement l'ancien dispositif. Cela permettra, de la même façon qu'avec GABRIELA, de réduire les temps morts à l'échelle de la nanoseconde ce qui pourra s'avérer très utile pour une telle expérience, où l'on cherche quelque chose d'inconnu. En effet, quand bien même les modèles théoriques fournissent des estimations du temps de vie de l'élément 119 de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{s}$  [178, 109], ces derniers divergent les uns par rapport aux autres, il est donc important de couvrir une gamme de temps aussi large que possible.

#### 2.4.4 Le système de détection SIRIUS au GANIL à Caen

Le système de détection de plan focal SIRIUS (Spectroscopy and Identification of Rare Isotopes Using  $\text{S}^3$ ) sera associé au séparateur  $\text{S}^3$  [87, 88] précédemment présenté ainsi qu'à l'accélérateur LINAC de l'installation SPIRAL2 au GANIL [90, 91]. Ce système de détection complet sera capable de détecter les implantations d'ions lourds formés par réaction de fusion-évaporation ainsi que leurs décroissances respectives ( $\alpha$ ,  $\beta$ , électrons de conversion,  $\gamma$ , rayons-X et produits de fission) avec des résolutions en temps et en énergie permettant l'identification d'évènements rares. SIRIUS est composé d'un détecteur de temps de vol (ToF), d'un Double-sided Silicon Strip Detector (DSSD) d'implantation, de 4 autres DSSD en configuration tunnel ainsi que de 5 détecteurs germaniums situés autour des tunnels et derrière le silicium d'implantation. Les détecteurs silicium choisis sont innovants de part leur grande taille ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ) et leur zone morte quasiment négligeable ( $< 40 \text{ nm}$ ), ce qui est très important pour les réactions de fusion-évaporation très asymétriques formant des noyaux de recul lents (voir chapitre 3). Cette donnée est également importante pour les détecteurs tunnels, qui se doivent d'avoir une zone morte aussi petite que possible afin de minimiser les pertes d'énergie des particules s'échappant du DSSD d'implantation et donc, d'avoir des seuils de détection aussi bas que possible. De plus, la grande taille du détecteur d'implantation permettra, grâce à la sélection en masse de  $\text{S}^3$ , de focaliser sur le même détecteur plusieurs isotopes d'un même élément sur différentes zones de ce DSSD. Cette séparation spatiale permettra des études fines de certains isotopes bien précis, avec un faible bruit de fond, rendant ce dispositif unique en son genre. Ce système de détection permettra ainsi de réaliser des études de spectroscopie complète, à travers des corrélations entre les implantations d'ions lourds et leurs désintégrations (Recoil-Decay tagging method).

Le système d'acquisition associé à SIRIUS sera entièrement numérique, les signaux issus des détecteurs seront mis en forme par des préamplificateurs puis traités (mesure de l'énergie, détection d'empilements et tri des signaux) par des cartes d'acquisition. L'IPHC était responsable du développement, de la conception et de la caractérisation des détecteurs tunnels. Un banc de test a donc été conçu sur place et ces détecteurs y ont été testés par mes prédécesseurs Hugo Faure [110] et Pierre Brionnet [9]. Ce banc de test étant toujours en activité, j'ai eu la chance, en début de thèse, de travailler sur une

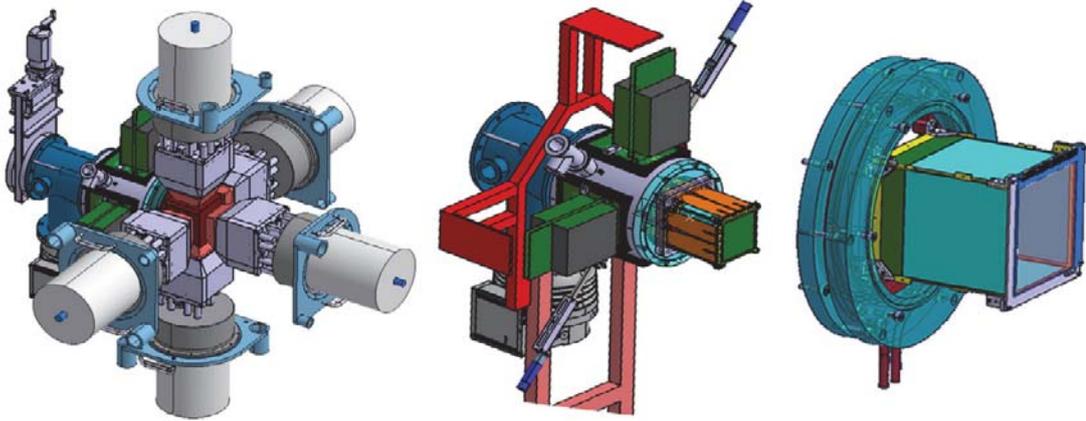


FIGURE 2.25 – Système de détection SIRIUS. De droite à gauche : système de détection complet avec les silicium au centre (en rouge) et les détecteurs  $\gamma$  autour ; Vue rapprochée de la "boite" de siliciums (DSSD et Tunnels) ; Vue rapprochée des quatre détecteurs tunnels et du système de refroidissement. Figure adaptée depuis [89].

*SIRIUS detection system. From left to right : complete detection system with the silicon detectors (red) surrounded by the germanium detectors. Closer view of the silicon box (DSSD and tunnels) ; Closer view of the four tunnel detectors on the mechanical support with the cooling system. Figure adapted from [89].*

partie de la chaîne d'acquisition - les préamplificateurs - et sur l'algorithme de traitement des signaux (algorithme de Jordanov [111]), à l'aide des détecteurs tunnel de SIRIUS qui ont depuis été acheminés au GANIL. Des cartes d'acquisition TNT2D sont utilisées sur le banc de test. J'ai donc développé un code complet de traitement du signal, utilisant l'algorithme de Jordanov (figure 2.26) ainsi que des filtres avancés destinés à améliorer la résolution en énergie à partir de signaux issus de sources triple-alpha. Cet algorithme (illustré par la figure 2.25) permet de transformer le signal issu des préamplificateurs, en un signal trapézoïdal, permettant une meilleure mesure de son amplitude, et donc, de l'énergie déposée dans le détecteur. Mon travail consistait à vérifier que la résolution en énergie obtenue soit inférieure aux 18 keV préconisés par le cahier des charges des détecteur tunnels de SIRIUS. J'ai donc analysé des données obtenues à l'aide de notre système d'acquisition numérique avec une source tri-Alpha ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{244}\text{Cm}$ ) sur le banc de test.

J'ai ensuite implémenté un filtrage numérique avancé (Jordanov + filtres passe haut et/ou passe bas) dans mon code de lecture afin d'améliorer les résolutions. J'ai finalement obtenu des résolutions de l'ordre de 15 keV ( $\pm 1$  keV selon les voies), bien meilleure que la limite fixée par le cahier des charges. Cette amélioration de la résolution - caractéristique essentielle de ces acquisitions - permettra non seulement une mesure plus fine des énergies de décroissance, mais aussi d'abaisser le nombre de coups nécessaire à l'observation d'une raie inconnue.

Nous pourrions travailler selon différents modes avec ce système. Il est possible d'implémenter un algorithme de Jordanov interne qui sera chargé de la mesure de l'énergie

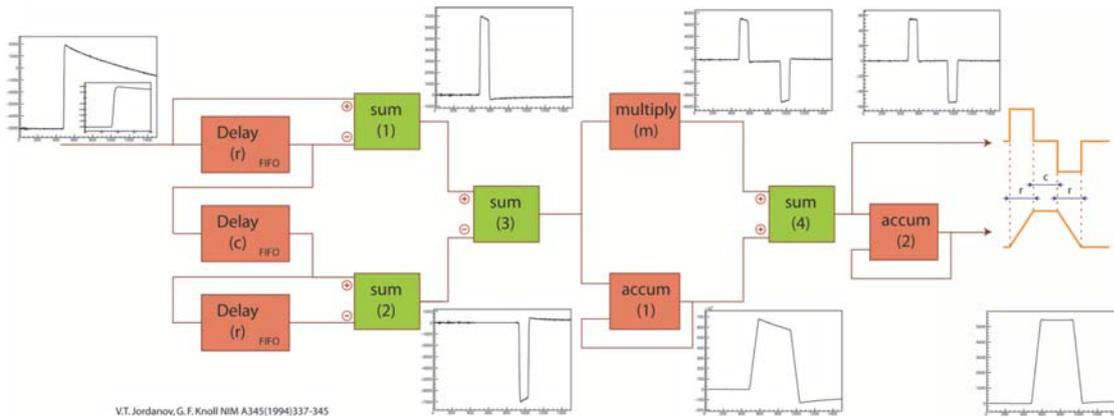


FIGURE 2.26 – Schéma logique de l'algorithme de Jordanov. On voit les étapes de transformation signal d'entrée qui suit exponentielle décroissante en un trapèze. Ce dernier est envoyé vers les cartes d'acquisition TNT2D afin d'en mesurer l'amplitude.

*Scheme of the Jordanov algorithm. One can see the different steps from the exponential entrance signal to the trapezoidal output signal which is sent to TNT2D acquisition cards to measure its amplitude.*

des signaux détectées et d'inscrire dans les données ces énergies uniquement mais il sera également possible d'enregistrer les traces de ces signaux avant leur traitement, afin de les analyser à posteriori. Cette seconde méthode est certes gourmande en espace de stockage des données mais elle permet de faire des analyses de forme d'impulsion qui peuvent être cruciales pour certains événements. Ce système d'acquisition numérique permet de détecter les empilements de signaux se succédant trop rapidement dans un même pixel d'un détecteur mais aussi d'analyser la forme d'impulsion des signaux enregistrés. En effet, si l'on prend l'exemple d'une particule  $\alpha$  s'échappant du DSSD, l'énergie mesurée par ce dernier pourraient aisément être confondue avec un électron de conversion. Or, si l'on analyse la trace de ce signal en détail, des méthodes de PSA (Pulse Shape Analysis) permettent de discriminer ce signal relatif à un "escape"  $\alpha$  d'un signal correspondant à un électron de conversion. Il est également possible de déconvoluer une trace ou deux signaux seraient superposés à posteriori, réduisant ainsi le temps mort d'acquisition à la microseconde, ce qui peut se révéler essentiel pour certaines études, comme nous le verrons par la suite.



## Deuxième partie

Spectroscopie des nobelia  ${}_{102}^{255}\text{No}_{153}$   
et  ${}_{102}^{256}\text{No}_{154}$



---

## Chapitre 3

# Spectroscopie du ${}_{102}^{256}\text{No}_{154}$

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>English Summary : <math>{}_{102}^{256}\text{No}_{154}</math> spectroscopic study . . . . .</b>	<b>93</b>
<b>3.2</b>	<b>Contexte physique du <math>{}_{102}^{256}\text{No}_{154}</math> . . . . .</b>	<b>96</b>
3.2.1	Découverte du Nobelium . . . . .	96
3.2.2	Etat de l'art du ${}_{102}^{256}\text{No}_{154}$ . . . . .	98
<b>3.3</b>	<b>L'expérience . . . . .</b>	<b>100</b>
3.3.1	Dispositif expérimental . . . . .	100
3.3.2	Étalonnage . . . . .	103
3.3.3	Mesure des temps de vie . . . . .	106
<b>3.4</b>	<b>L'analyse des données . . . . .</b>	<b>108</b>
3.4.1	Généralités . . . . .	108
3.4.2	Reconstitution des pixels du DSSD . . . . .	109
3.4.3	La définition des noyaux de recul . . . . .	110
3.4.4	Les corrélations génétiques : la reconstitution des chaînes de décroissance . . . . .	111
3.4.5	La sélection de chaînes d'intérêt . . . . .	112
<b>3.5</b>	<b>Les résultats . . . . .</b>	<b>112</b>
3.5.1	Propriétés du fondamental . . . . .	113
3.5.2	Isomère(s) . . . . .	115
<b>3.6</b>	<b>L'interprétation . . . . .</b>	<b>119</b>

---

### 3.1 English Summary : ${}_{102}^{256}\text{No}_{154}$ spectroscopic study

After many synthesis attempts at the Nobel Institute of Stockholm and at the Lawrence-Berkeley laboratory, the  ${}^{256}\text{No}$  was synthesized for the first time by G. Flérov's team in the sixties at the Joint Institute for Nuclear Research (JINR) in Dubna. A few years later, the neutron rich  ${}^{256}\text{No}$  was also discovered in Dubna by the spectroscopic team directed by E. D. Donets. For the present spectroscopic study, we reproduced the same very asymmetric fusion evaporation reaction  ${}^{238}\text{U}({}^{22}\text{Ne}, 4n){}^{256}\text{No}$  [122, 123]. In the last decades, different laboratories tried to study the challenging  ${}^{256}\text{No}$ . One can cite the trial of study using a  ${}^{48}\text{Ca}$  beam impinging on a radioactive  ${}^{210}\text{Pb}$  target in Dubna, which failed because of impurities in the target. The hot fusion reaction  ${}^{238}\text{U}({}^{22}\text{Ne}, 4n){}^{256}\text{No}$

was also performed at GSI in 1990, although their statistics enabled only the measurement of the ground state lifetime and associated  $\alpha$  decay energy. Finally, the last attempt was performed by our team in the University of Jyvaskyla in 2006, but it failed due to the recoil energy that was too small to cross the gas filled separator RITU up to the focal plane. Even if this study was very challenging from an experimental point of view, we could perform the first spectroscopic study of this Nobelium isotope sixty years after E. D. Donets's work, in the same laboratory. This isotope is very interesting in terms of orbital structure, with its two neutrons above the N=152 gap, it is one of the most proton rich isotope with N=154 neutrons ever studied in an  $\alpha$ - $\gamma$ - $e^-$  spectroscopic study.

We performed this study with the spectroscopic setup SHELS+GABRIELA described in chapter 3. This study, which was published in 2021 in PRC [124], shows evidences for high-K isomerism in this hard-to-reach isotope. After a calibration of GABRIELA detectors through the  $^{198}\text{Pt}(^{22}\text{Ne}, xn)^{220-x}\text{Ra}$  reaction (see figures 3.8 and 3.9), we performed a genetic correlation analysis of  $^{256}\text{No}$ , starting with the study of the ground state properties and then with the high-K isomer(s) discovered in this nucleus. The  $^{256}\text{No}$   $\alpha$  decays were isolated through a position-correlated search of an implantation followed by a decay signal in the same pixel. We measured a  $8437 \pm 10$  keV  $\alpha$  decay energy, for a  $2.77 \pm 0.24$  s half-life, in good agreement with literature [122, 132, 134]. As it is visible on figures 3.15 and 3.16, the random correlation time distribution (starting around  $2^{23}=8$  s) is very close to the  $^{256}\text{No}$  lifetime distribution due to the rather high counting rate in the DSSD. As a consequence, we measured this half-life with a two component fit to differentiate these random correlations from the  $753 \pm 124$   $^{256}\text{No}$  measured at the focal plane of GABRIELA.

Isomeric states in  $^{256}\text{No}$  were searched using the calorimetric method [141]. Indeed, when an isomeric state is implanted in the DSSD, the next signal in the same pixel is the electron shower (summation of internal conversion electrons, Auger electrons, X-rays, etc.) consequent its decay. The subsequent  $\alpha$  decay, which will also occur in the same pixel, will then enable to assign the isomeric decay to the proper nucleus. In order to visualize these ER- $e$ - $\alpha$  chains, one can plot the lifetime of the first generation as a function of the decay of the second one, such a matrix is visible on figure 3.17. Isomeric decays clearly appears at the  $^{256}\text{No}$   $\alpha$  decay energy. In the 8410-8450 keV range used for  $^{256}\text{No}$ , 14 ER- $e$ - $\alpha$  sequences were observed, their lifetime as a function of their energy is plotted in the insert of figure 3.17. Due to the lower detection threshold of the DSSD frontside strips, one additional event was established requiring these temporal correlations on the basis of a front strip analysis only, leading to a total of 15 observed isomeric decays. Assuming that they belong to the same isomeric state, a  $7.8^{+8.3}_6$   $\mu\text{s}$  half-life was measured using the method developed by K. Schmidt for low statistic measurements [145]. The corresponding lifetime distribution is visible on figure 3.18. It is important to underline that, over these 15 decays, only 9 were long enough to avoid a pile-up summation with the ER energy. Therefore, only the decay time of the 6 shortest points can be considered for the interpretation, their energies being overestimated. Looking deeper in this figure, one may emit the hypothesis that this lifetime distribution can belong to two different isomeric states. Moreover, with only 15 isomeric decays observed among the 753  $^{256}\text{No}$   $\alpha$  decays, the isomeric ratio is about  $\simeq 4\%$  where a 2-qp isomeric configuration usually gather up to 15-20% of the total decay flux. Such a low ratio can be explained by two phenomena : either we miss a part of the decay because of the high threshold ( $\simeq 100$  keV) of our DSSD either the observed isomer is a 4-qp configuration. A search for  $\gamma$ -rays and

conversion electrons in coincidence with these signals in the DSSD was performed, giving the results presented in table 3.1. This gives valuable indication on the excitation energies of the states in the decay process of the  ${}^{256}\text{No}$  isomer.

With such a low statistic, the interpretation of this isomeric state was very challenging. On the basis of the orbital ordering established for neighboring nuclei [149, 20], we determined the possible 2-qp configurations described by figure 3.19. On the proton side, one should highlight the presence of three 2-qp favored states, the  $K^\pi = 3^+$ ,  $5^-$ , and  $8^-$  states while on the neutron side, one should consider the 2-qp states  $K^\pi = 2^+$ ,  $5^-$ , and  $7^-$ .

As it was described in chapter 1, high-K isomerism results from the forbiddenness of  $\gamma$  transitions when the  $\Delta K$  difference between two states differs by more units than the multipolarity of the electromagnetic transition. According to the systematics developed by Lobner [41] and recently reviewed by Kondev [44] on half-lives of isomeric states as a function of the decay transition, we estimate the different possibilities which can explain a  $7.8^{+8.3}_{-2.6} \mu\text{s}$  half-life. This discussion is also detailed in the PRC publication [124]. Eventhough we were not able to conclude with the observed statistics, we proposed two different possibilities :

- The observed isomer can be a 4-qp configuration, what would explain the 4% isomeric ratio. In this case, either we miss the 2-qp state(s) on its decay path because of our energy/lifetime thresholds, either these 2-qp are not isomeric, because of  $\Delta K$  differences too low between these states.
- The observed distribution belongs to a 2-qp state but we miss an important part of its decays, because of the energy/lifetime thresholds of the DSSD, leading to an apparent 4% isomeric ratio.

In terms of configurations, if we consider a 2-qp state, the most probable seems to be the 2-qp neutrons  $\nu^2 5^-$  originating from the coupling  $\nu^2 \{ [725] 11/2^- \otimes [620] 1/2^+ \}_5^-$ . According to Kondev's systematics, a  $\simeq 900$  keV E1  $\Delta K=5$  transition from a  $K^\pi = 5^-$  to the 4+ member of the rotational band build on the fundamental state leads to a lifetime of the order of  $10^{-5}$  s (see figure 3.20). This sequence is coherent in terms of energy and lifetime but with only 15 isomeric decays observed, we are not so confident about this assignation.

In order to go further, we need to repeat this experiment with lower threshold (below 70 keV) and a faster acquisition system based on digital electronics where fast pile-up signals can be decorrelated. Such an experiment is already planned in the Dubna spectroscopic program for the next years. However, if we were not able to identify this high-K isomer(s), this experiment has given the first evidence of at least one high-K isomer in  ${}^{256}\text{No}$  and it was a pleasure and an honor for me to be in charge of the analysis of this challenging experiment.

## 3.2 Contexte physique du $^{256}_{102}\text{No}_{154}$

### 3.2.1 Découverte du Nobelium

En 1957, à l'Institut Nobel de physique de Stockholm, un groupe de physiciens suédois, américains et britanniques bombardèrent un échantillon de curium avec un faisceau de  $^{13}\text{C}$ , réalisant la réaction de fusion évaporation  $^{244}\text{Cm}(^{13}\text{C},\text{xn})^{257-x}\text{No}$  pour la première fois. Ils mirent ainsi en évidence un noyau qui décroît en émettant une particule  $\alpha$  de 8,5MeV avec une demi-vie d'environ dix minutes et ils déclarèrent avoir synthétisé l'isotope  $^{251}102$  ou  $^{253}102$  [112, 113, 114]. Comme cet élément présentait des propriétés chimiques attendues pour l'élément 102, cette équipe proposa de le nommer Nobelium (symbole chimique No), en reconnaissance des contributions d'Alfred Nobel à la physique, la chimie et l'ingénierie du 20<sup>ème</sup> siècle.

Quelques mois plus tard, une équipe du Laboratoire National Lawrence-Berkeley, dirigée par Glenn Seaborg, créa la controverse en reproduisant cette expérience sans succès [115]. Cependant, en 1958, cette équipe clama avoir synthétisé l'isotope  $^{254}102$  à travers la réaction  $^{246}\text{Cm}(^{12}\text{C},\text{xn})^{258-x}102$  [116], appuyée par l'identification du noyau fils, le  $^{250}\text{Fm}$ , dont les propriétés de décroissance étaient connues. Cette découverte sembla alors établie. Cependant, au cours de la même année, une équipe russe du JINR (Joint Institute for Nuclear Research), menée par G. N. Flerov, remit en cause ces affirmations car ils pensaient, en comparant leurs résultats, que les américains avaient mal identifié le noyau de recul. Si une expérience permet de synthétiser un nouvel élément mais que l'identification de son temps de vie et de l'isotope en question est sujette à controverse, peut-on considérer cette découverte comme avérée ?



FIGURE 3.1 – Nobelium ou Joliotium ? Figure extraite de [118].  
*Nobelium or Joliotium ? Figure extracted from [118].*

L'équipe de Dubna considéra que ce n'était pas le cas, et proposa à l'IUPAC<sup>1</sup> le nom de Joliotium (symbole Jo) pour l'élément 102. Entre 1963 et 1966, l'équipe de Flerov avait réussi à identifier cinq isotopes du Nobelium, dont les  ${}^{255}_{102}\text{No}_{153}$  et  ${}^{256}_{102}\text{No}_{154}$  qui sont l'objet de cette thèse. L'équipe de Berkeley admit par la suite son erreur et leurs nouveaux résultats s'alignèrent sur les conclusions de Dubna. Des années plus tard, en 1992, lorsque l'IUPAC réévalua les découvertes controversées de plusieurs éléments, la découverte du Nobelium fut attribuée à l'équipe russe, mais le nom de Nobelium fut conservé du fait de sa large utilisation dans la littérature scientifique depuis les années 60 mais aussi pour conserver cette belle commémoration à Alfred Nobel (voir ref [118, 119, 120] pour plus de détails). En 1961, lors d'une expérience de synthèse de l'élément 103, l'équipe de Berkeley signala l'observation d'un noyau pouvant être l'isotope 255 du Nobelium. Nous savons aujourd'hui que le temps de vie et l'énergie de décroissance mesurés n'étaient pas corrects et correspondent à l'isotope  ${}^{257}_{102}\text{No}_{155}$ . Ils corrigèrent eux-mêmes cette erreur en 1967 avec une publication résumant leurs récentes études d'une large gamme d'isotopes du Nobelium [121]. Selon ce même article, la découverte du  ${}^{255}_{102}\text{No}_{153}$  est attribuée à l'équipe Russe, ces résultats ont été présentés en conférence en 1966 et ont été confirmés pas les américains l'année suivante. Le  ${}^{256}_{102}\text{No}_{154}$  fut également découvert par une équipe

---

1. L'IUPAC ou International Union of Pure and Applied Chemistry est une organisation reconnue internationalement qui définit les règles de nomenclature des éléments chimiques. C'est donc elle qui détermine les noms et symboles des nouveaux éléments par le biais de l'ICNS (international Committee of Nomenclature and Symbols), très souvent en accord avec les propositions de l'équipe qui les a découverts.



FIGURE 3.2 – Photo de E. D. Donets (à gauche) et de V. I. Chepigina (à droite) à l'époque de leur découverte du  ${}^{256}_{102}\text{No}_{154}$  [117].

*Picture of E. D. Donets (left) and V. I. Chepigina (right) when they discovered  ${}^{256}_{102}\text{No}_{154}$  [117].*

de Dubna, dirigée par E. D. Donets (voir photo 3.2) en 1963. Il fut synthétisé à travers la réaction de fusion chaude  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}\text{No}$  [122, 123], même réaction que celle que nous avons utilisé pour l'étude spectroscopique du  $^{256}_{102}\text{No}_{154}$ , dans le même laboratoire, à Dubna, un demi-siècle plus tard [124].

### 3.2.2 Etat de l'art du $^{256}_{102}\text{No}_{154}$

La région du  $^{256}_{102}\text{No}_{154}$ , à la limite des éléments superlourds, a été largement étudiée à travers des réactions de fusion froide, exploitant les propriétés exceptionnelles du  $^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$  doublement magique (voir figure 3.3). On peut citer l'exemple des noyaux déformés  $^{253}_{102}\text{No}_{151}$ ,  $^{254}_{102}\text{No}_{152}$  et  $^{255}_{102}\text{No}_{153}$  [161, 125], synthétisés à travers différentes voies d'évaporation de la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, \text{xn})^{256-x}\text{No}$ , ou encore le  $^{257}\text{Rf}$  [126] et le  $^{259}\text{Sg}$  [127], à la limite des capacités expérimentales de ce dispositif en terme de spectroscopie. De multiples isomères de haut-K ainsi que leurs bandes rotationnelles ont été observés dans

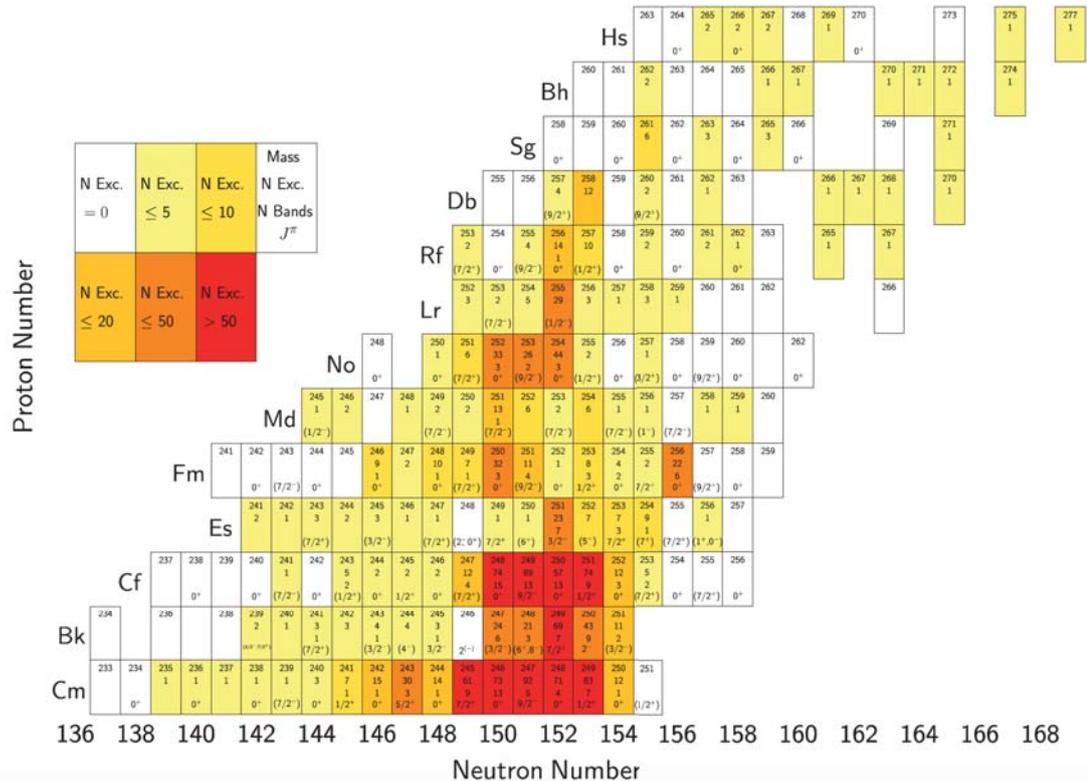


FIGURE 3.3 – Résumé des données expérimentales disponibles du Cm ( $Z=96$ ) au Hs ( $Z=108$ ). On y retrouve le nombre de masse  $A$ , le nombre d'états excités connus, le nombre de bande de rotations connues et le spin du niveau fondamental pour chaque isotope. Figure extraite de [128].

*Summary of the experimental data available on nuclei from Cm ( $Z=96$ ) to Hs ( $Z=108$ ). One can see the mass number  $A$ , the number of known excited states, the number of rotational bands and the ground state spin for each isotope. Figure extracted from [128].*

cette région, ce qui nous a poussé à réaliser la spectroscopie complète de ce noyau.

Si le  $^{256}_{102}\text{No}_{154}$  n'avait pas été étudié jusqu'à présent, c'est qu'il ne peut pas (ou très difficilement) être produit avec un faisceau de  $^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$ , à l'instar des isotopes plus légers du Nobelium. Nous avons donc reproduit l'expérience menée par E. D. Donets et son équipe en 1963 [122], la réaction de fusion chaude  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne},\text{xn})^{260-x}\text{No}$ , qui avait, à l'époque, permis de réaliser uniquement une étude de spectroscopie  $\alpha$ . Leurs résultats furent également confirmés quelques années plus tard, en 1967, par l'équipe de Berkeley précédemment mentionnée [121]. Cette réaction est plus compliquée à mettre en place dans de bonnes conditions qu'une réaction de fusion froide, du fait de la forte asymétrie du couple faisceau/cible utilisé. Une des principales conséquences de ce type de réaction est que les noyaux de recul formés sont très lents (de 0 à 6 MeV). En effet, cette réaction a été tentée en 2006 par notre équipe à l'Université de Jyväskylä (Finlande) mais les noyaux de recul créés étaient trop lents pour traverser le gaz du séparateur RITU [65] (associé à JUROGAM au plan cible [129]) jusqu'au plan focal GREAT [63, 130], ils n'ont donc malheureusement pas pu être observés [131]. La méthode employée pour passer outre ce problème majeur sera détaillée dans la prochaine section. Une équipe du GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) à Darmstadt (Allemagne) a également réussi à synthétiser le  $^{256}\text{No}$  en utilisant la même réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$  bien que la

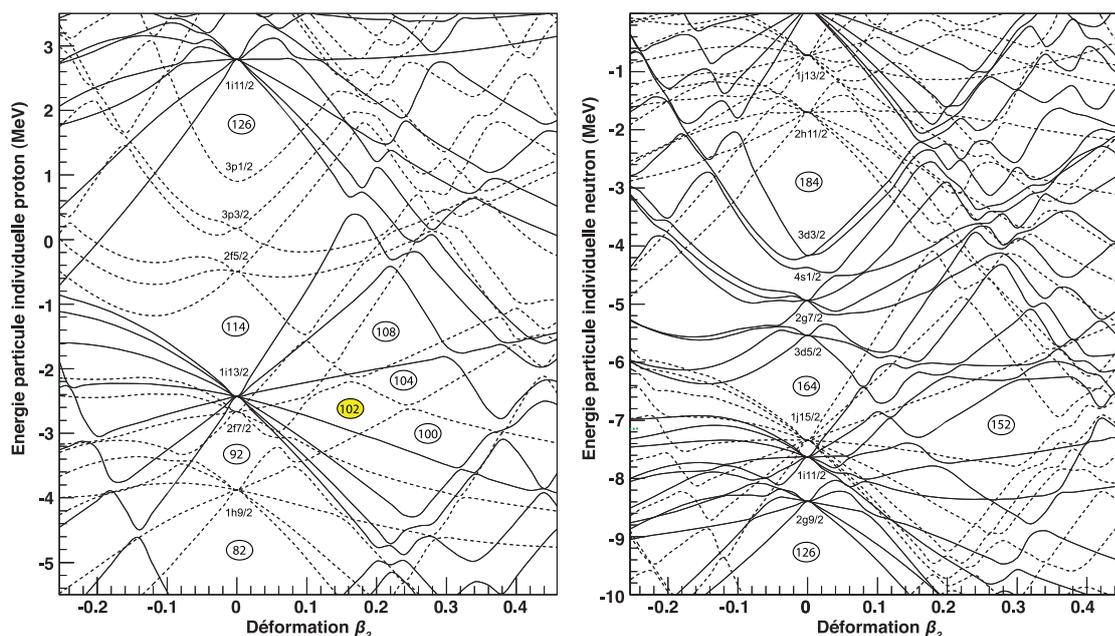


FIGURE 3.4 – Niveaux de particules individuelles protons (gauche) et neutrons (droite) en fonction de la déformation calculés selon un modèle de Wood-Saxon [135]. On voit que les orbitales qui ferment les gaps sphériques  $Z=114$  et  $N=184$  sont proches du niveau de Fermi dans les noyaux lourds et superlourds déformés.

*Proton (left) and neutron (right) single-particle states as a function of deformation, calculated according to a Wood-Saxon model [135]. One can see that the orbitals closing the spherical gaps  $Z=114$  and  $N=184$  become close to the Fermi level in heavy and superheavy deformed nuclei.*

statistique obtenue n'ait permis que la mesure de la durée de vie de l'état fondamental et de l'énergie de décroissance  $\alpha$  associée. Ce noyau a également été étudié plus récemment à Berkeley par D. C. Hoffman et son équipe [132] via une réaction encore plus asymétrique :  ${}^{248}\text{Cm}({}^{12}\text{C}, 4n){}^{256}\text{No}$ . Cette étude visait surtout à étudier la fission spontanée de cet élément mais elle a permis d'affiner la mesure du temps de vie ( $2.91 \pm 0.05$  s) et de l'énergie de décroissance  $\alpha$  ( $8.448 \pm 0.006$  MeV).

Une synthèse en fusion froide a également été tentée par notre équipe à Dubna, avec une cible de  ${}^{210}\text{Pb}$  radioactif, mais des problèmes de pureté de la cible ont empêché d'identifier clairement les noyaux de recul et ont pollué les spectres. Les premières données sur le  ${}_{102}^{256}\text{No}_{154}$  proviennent donc d'il y a plus d'un demi-siècle [122], et aucun état isomérique n'avait jusqu'à présent été observé dans ce noyau. Une étude de spectroscopie  $\alpha$  fine a également été réalisée récemment à l'Advanced Science Research Center, Japan Atomic Energy Agency (JAEA) par Masato Asai et son équipe [133]. Ces résultats ne sont pas publiés mais ont été présentés en conférence [134]. Le principal résultat de cette étude est une confirmation de la mesure de l'énergie de décroissance  $\alpha$  vers les niveaux  $0^+$  et  $2^+$  de la bande fondamentale du noyau fils, le  ${}_{100}^{252}\text{Fm}_{152}$ , ainsi que les ratios de décroissance associés. Si le  ${}_{102}^{256}\text{No}_{154}$  est si intéressant, c'est qu'il présente une structure unique en terme d'orbitales atomiques. Avec ses 102 protons et ses 154 neutrons, il a la particularité de présenter une fermeture de gap nucléaires, à la fois en protons et en neutrons, comme l'illustre la figure 3.4. L'orbitale qui ferme le gap déformé  $Z=100$  est prédite par les théoriciens pour être celle qui ferme le supposé gap sphérique  $Z=114$ . Il en est de même côté neutrons, où l'orbitale qui ferme le gap déformé  $N=152$  est prédite pour être celle qui ferme le supposé gap sphérique  $N=184$ . L'étude des isotopes proches de ces gaps déformés et de leurs isomères de haut-K sont donc des outils très puissants pour sonder les orbitales de ce potentiel îlot de stabilité sphérique superlourd. Ces études requièrent une certaine complémentarité des approches théoriques et expérimentales, cependant, pour des éléments aussi lourds, les modèles théoriques comme les techniques expérimentales ont atteint leurs limites. Les prédictions des différents modèles ne concordent pas sur la structure des couches de particules individuelles autour des isotopes du Nobelium et sur la position d'un îlot de stabilité ultime. Ce noyau se présente donc comme un point d'ancrage très intéressant pour les modèles théoriques et pour la prédiction de la région de masse  $(Z, N)$  de cet îlot de stabilité sphérique superlourd.

### 3.3 L'expérience

#### 3.3.1 Dispositif expérimental

Comme indiqué précédemment, les  ${}^{256}\text{No}$  ont été produits par la réaction de fusion-évaporation hautement asymétrique  ${}^{238}\text{U}({}^{22}\text{Ne}, 4n){}^{256}\text{No}$  au Flerov Laboratory for Nuclear Research (FLNR) un des laboratoires du Joint Institute for Nuclear Research (JINR) à Dubna. Il aurait été possible de continuer d'exploiter la double magicité du Calcium et du Plomb pour synthétiser le  ${}^{256}\text{No}$  à l'instar de ce qui a été fait pour les études spectroscopiques des Nobelia plus légers. En effet, ces excès de liaison offrent des sections efficaces très intéressantes de l'ordre du microbarn mais il aurait fallu utiliser une cible radioactive de  ${}^{210}\text{Pb}$ , qui n'est présent dans la nature qu'en très faibles quantités. Comme indiqué plus haut, cette réaction a déjà été tentée à Dubna mais des problèmes de pureté de la cible ont rendu les résultats inexploitable. Il est donc très compliqué

d'étudier ce noyaux à travers une réaction de fusion froide, c'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser un faisceau léger de  $^{22}\text{Ne}$  et une cible d' $^{238}\text{U}$ . Ce type de réaction permet de créer des noyaux composés plus riches en neutrons, car elle permet d'exploiter la richesse en neutrons de l'Uranium. A contrario, la section efficace est plus faible (voir figure 3.5) et le noyau composé de  $^{260}\text{No}^*$  ainsi créé aura une énergie d'excitation bien plus importante qu'en fusion froide. Il va donc évaporer plus de neutrons, cependant, la richesse en neutrons de la cible ( $N=146$ ) compense aisément ces évaporations, ce qui permet de synthétiser des Nobelia très lourds. La figure 3.6 illustre la différence entre ces deux réactions de fusion froide et de fusion chaude, visant à synthétiser du  $^{256}\text{No}$ .

Le faisceau de  $^{22}\text{Ne}$  a été fourni par le cyclotron U400 avec des intensités comprises entre 0,6 et 1  $\mu\text{A}$  pour des énergies cible moyennes entre 113 et 116 MeV. La cible d' $^{238}\text{U}$  ( $233 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), sous la forme d'un oxyde  $\text{U}_3\text{O}_8$  pur à 99,99%, a été déposée sur un support en titane de  $1,5 \mu\text{m}$  et montée sur un cadre rotatif (voir figure 3.7). Les noyaux de recul ont été séparés des autres noyaux par le séparateur Super Heavy Elements Separator (SHELs) [72, 70]. Ce séparateur à vide est optimisé pour ce type de réactions de fusion très asymétriques et cette expérience était la première véritable étude spectroscopique d'une telle réaction réalisée avec ce dispositif. Pour cette étude, nous avons eu quatre semaines de faisceau sur cible, comprenant les réactions d'étalonnage. Nous avons utilisé le système de détection GABRIELA [73] qui a été détaillé au chapitre précédent. Ce

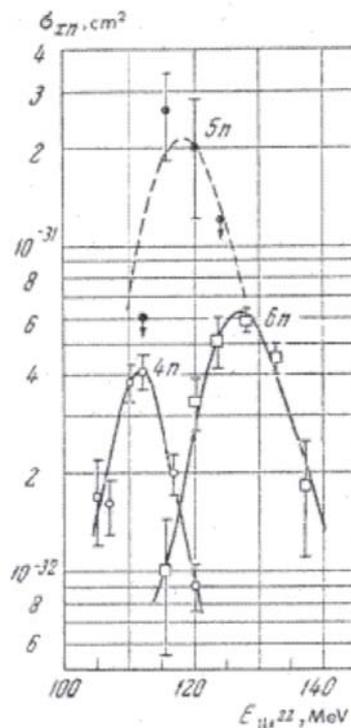


FIGURE 3.5 – Fonction d'excitation de la réaction de fusion-évaporation  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, xn)^{260-x}\text{No}$  mesurée par E. D. Donets et son équipe [123].  
 $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, xn)^{260-x}\text{No}$  excitation function measured by E. D. Donets and his team [123].

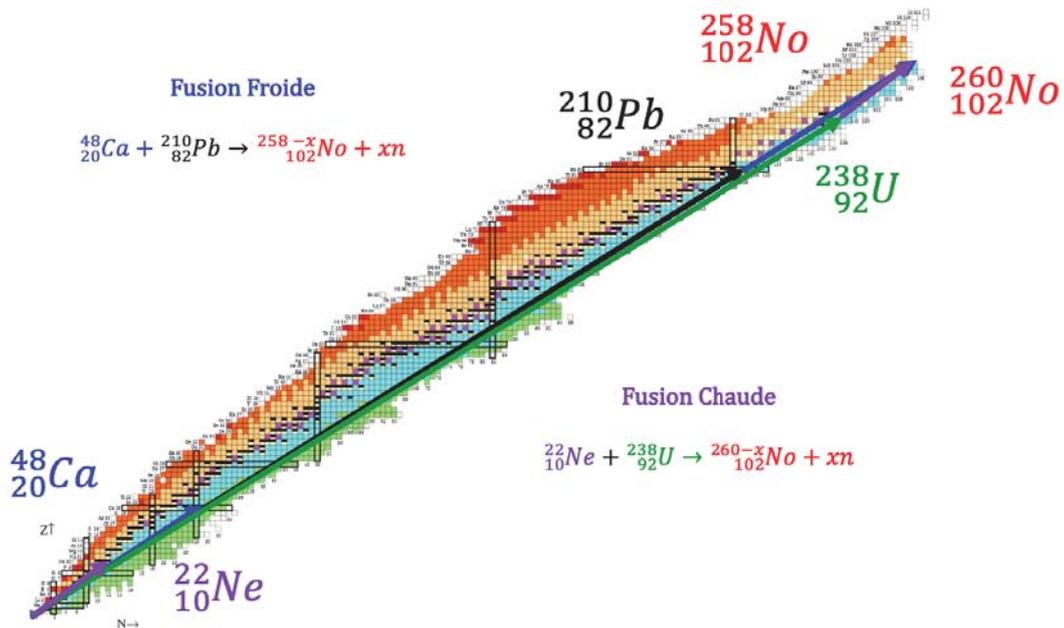


FIGURE 3.6 – Représentation vectorielle des réactions de fusion chaude  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}\text{No}$  et de fusion froide  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 0n)^{256}\text{No}$  permettant la synthèse du  $^{256}\text{No}$ . Les couples faisceau/cible sont représentés par des vecteurs dont la somme pointe sur le noyau composé formé.

*Vectorial view of the hot fusion reaction  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}\text{No}$  and the cold fusion reaction  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 0n)^{256}\text{No}$  allowing to synthesize  $^{256}\text{No}$ . The beams/targets are represented by vectors with the sum pointing on the synthesized compound nucleus.*

dernier est composé d'un détecteur de temps de vol (ToF) [98], d'un détecteur d'implantation (Double-sided Silicon Strip Detector - DSSD) entourés de huit détecteurs silicium en configuration tunnel, le tout entouré de cinq détecteurs germanium à suppression Compton de haute pureté (High Purity Compton-suppressed Germanium - HPGe).

Cette expérience a été réalisée en mode beam On / beam Off, avec un cycle actif de 4,0 ms (faisceau allumé) suivi d'un temps de décroissance passive de 1,4 ms (faisceau éteint). Cette stratégie permet de limiter le bruit de fond ambiant qui peut masquer les décroissances des noyaux implantés, qui sont les résultats les plus intéressants. La première feuille émissive du détecteur ToF a été retirée afin de maximiser la transmission des ions Nobelium jusqu'au détecteur d'implantation (DSSD). Cette modification du dispositif a été mise en place dès le début de l'expérience dans l'objectif de maximiser le nombre de  $^{256}\text{No}$  observés. En effet, quand bien même SHELS est un séparateur à vide, la lenteur des noyaux de recul (de 0 à 6 MeV) nous a poussé à retirer tout ce qui pouvait les freiner, voire les arrêter, sur leur chemin vers le détecteur d'implantation. Ainsi, seul le module ToF le plus proche du DSSD a été utilisé pour cette expérience, le calcul du temps de vol se faisant ainsi entre ce module de ToF et l'implantation dans le DSSD. Pour la même raison, aucune feuille de dégradation n'a pu être utilisée pour réduire le



FIGURE 3.7 – Cible d' $^{238}\text{U}$  déposée sur son support de titane montée sur le cadre rotatif.  
 $^{238}\text{U}$  target deposited on the titanium backing, on the rotating wheel.

bruit de fond du faisceau diffusé dans le DSSD. En conséquence, les seuils d'implantation DSSD ont dû être fixés plus haut que d'habitude avec GABRIELA, à  $\approx 120$  keV sur les pistes arrière et à  $\approx 100$  keV sur les pistes avant. Agissant comme un filtre de vitesse, SHELS a été optimisé pour le transport des résidus à évaporation lente. Cette expérience était sa première opération dans ce mode très asymétrique bien que des réactions de test aient déjà été menées [72], donnant par exemple une très bonne transmission de 6,5% pour la réaction  $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ .

### 3.3.2 Étalonnage

Dans le cadre de ces expériences de spectroscopie, il faut réaliser un étalonnage en deux parties. Dans un premier temps, nous utilisons des sources radioactives afin de vérifier le bon fonctionnement du dispositif et de pré-caler les gains des détecteurs. Le défaut de ce pré-étalonnage est que les particules  $\alpha$  doivent traverser la zone morte du DSSD, leurs énergies seront donc sous-estimées. Dans un second temps, nous utilisons de véritables réactions visant à synthétiser, avec de grandes sections efficaces, des noyaux dont le schéma de niveau est parfaitement connu. On se place ainsi en conditions réelles, avec des noyaux émetteurs  $\alpha$ ,  $e^-$  et  $\gamma$  déjà implantés dans le DSSD.

Les conditions de travail du DSSD ont été vérifiées à l'aide de sources  $\alpha$  et électrons standards (triple- $\alpha$ ,  $^{152}\text{Eu}$  et  $^{133}\text{Ba}$ ) puis, les détecteurs ont été étalonnés à l'aide de la réaction  $^{198}\text{Pt}(^{22}\text{Ne}, xn)^{220-x}\text{Ra}$ .

Comme l'illustre la figure 3.8, cette réaction permet d'effectuer un étalonnage  $\alpha$  à travers les voies d'évaporation de 4 et de 5 neutrons menant respectivement aux  $^{215}\text{Ra}$  (7137 keV) et  $^{214}\text{Ra}$  (8699 keV) [136, 137]. Il est également possible d'exploiter la décroissance  $\alpha$  du noyau fils  $^{210}\text{Rn}$  (6040 keV), dont le temps de vie est suffisamment court (2.4 h) pour être exploité. Pour affiner cet étalonnage du détecteur d'implantation, il faut, dans un second temps, appliquer une correction visant à prendre en compte la différence de masse entre ces Radium et le  $^{256}\text{No}$ . Cette correction est très importante et

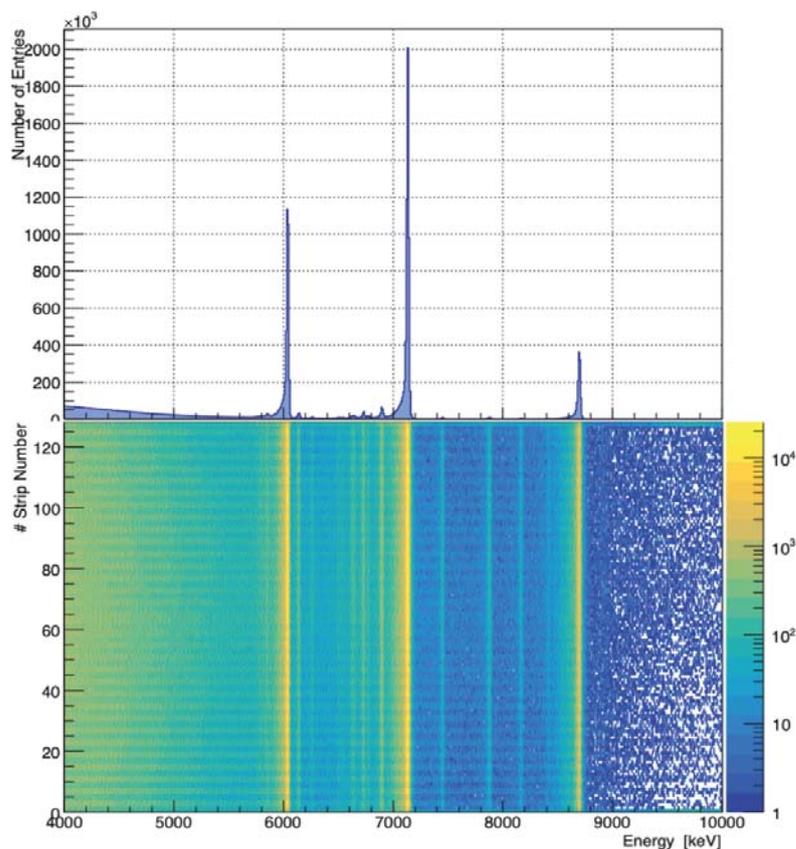


FIGURE 3.8 – (haut) Spectre  $\alpha$  de la réaction d'étalonnage  $^{198}\text{Pt}(^{22}\text{Ne}, xn)^{220-x}\text{Ra}$ . (bas) Représentation 2D du numéro de la piste de la face avant du DSSD en fonction de l'énergie.

(up)  $\alpha$ -decay spectrum of the calibration reaction  $^{198}\text{Pt}(^{22}\text{Ne}, xn)^{220-x}\text{Ra}$ . (down) 2D histogram of the DSSD front strip number as a function of energy.

n'est pas toujours prise en compte, ce qui peut entraîner des erreurs de plusieurs dizaines de keV dans les énergies publiées [138]. Comme le soulignent W.J. Huang et G. Audi dans leur article, il semble important que les auteurs précisent dans leurs publications si cette correction a été prise en compte ou non, afin d'harmoniser les résultats. Le  $^{256}\text{No}$  étant  $\approx 20\%$  plus lourd que le  $^{215}\text{Ra}$  pris comme référence, cela introduit une sous-estimation de 7 keV dans la mesure de son énergie de décroissance  $\alpha$ , cela sera détaillé dans la partie 3.5.1.

Du fait du temps de décroissance des préamplificateurs utilisés dans la chaîne d'acquisition du DSSD, les signaux des décroissances rapides après implantation du noyau de recul ( $\leq 500 \mu\text{s}$ ) sont sommés avec la queue de distribution du signal de l'implantation, conduisant à une surestimation de l'énergie mesurée. Ce phénomène est illustré figure 3.9(a), on voit clairement que les raies électrons utilisées pour l'étalonnage du gain haut du DSSD sont courbées, avec des énergies surestimés pour les temps de vie courts. Ce phénomène d'empilement de signaux peut être corrigé au cours de l'analyse

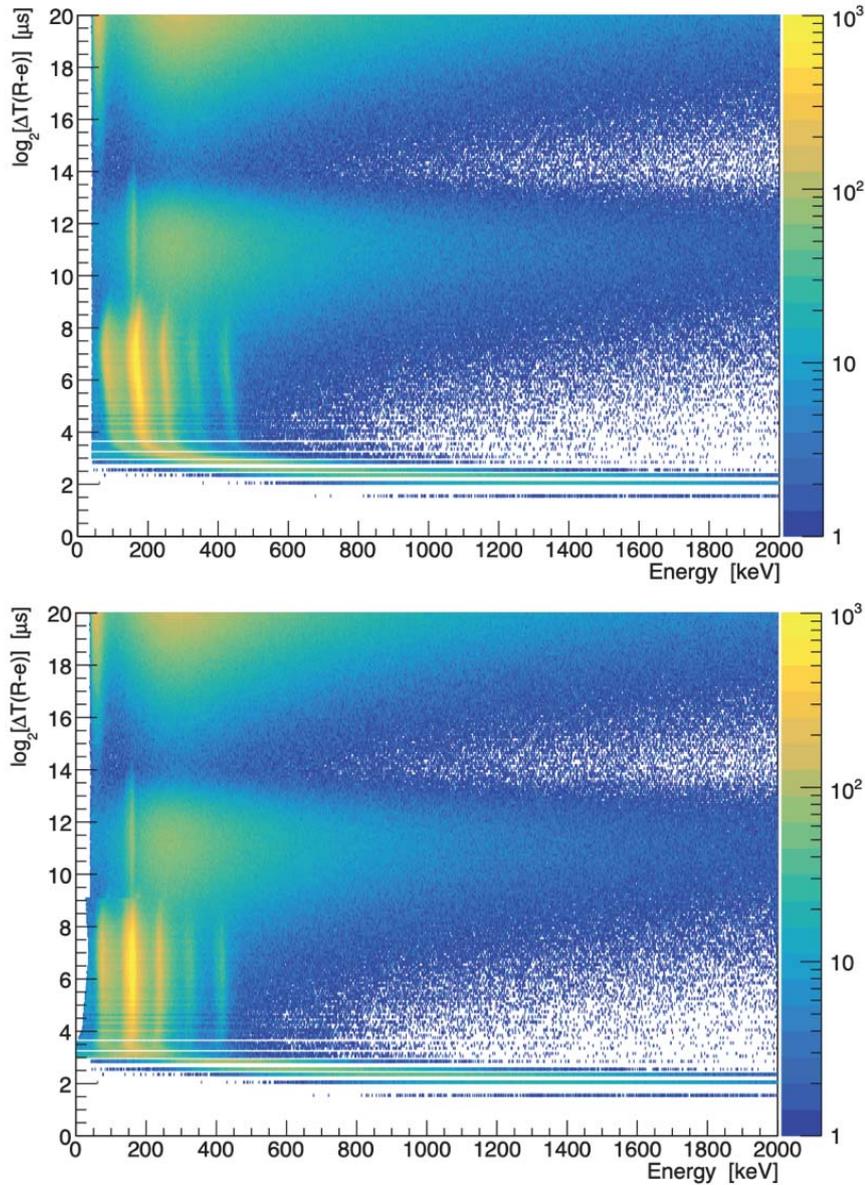


FIGURE 3.9 – Différence de temps entre l’implantation d’un recul et la première décroissance dans le même pixel (en échelle  $\log_2$ ) en fonction de l’énergie de la décroissance pour la réaction d’étalonnage  $^{198}\text{Pt}(^{22}\text{Ne}, xn)^{220-x}\text{Ra}$ . Le cas (haut) n’a pas été corrigé, le cas (bas) est corrigé pour les énergies mesurées à des durées de vie courtes afin de tenir compte de l’empilement de ces signaux rapides sur les charges résiduelles du signal d’implantation. Aucune correction satisfaisante n’a pu être trouvée en dessous de  $\mathcal{P}^3 = 8 \mu s$ . *Logarithmic time difference between an implantation and the subsequent decay in the same pixel as a function of energy for the calibration reaction  $^{198}\text{Pt}(^{22}\text{Ne}, xn)^{220-x}\text{Ra}$ . (up) Pile-up effect is not corrected. (down) Pile-up effect is corrected. No satisfactory correction could be found below  $\mathcal{P}^3 = 8 \mu s$ .*

des données, en appliquant un étalonnage dépendant du temps de décroissance mesuré. Malheureusement, il est impossible d'appliquer cette correction en dessous de  $9 \mu\text{s}$  car la dispersion en énergie devient trop importante. La figure 3.9(b) démontre l'efficacité de cette correction, et nous verrons par la suite qu'elle est particulièrement importante dans le cas de l'étude du  $^{256}\text{No}$ .

Les détecteurs HPGe ont dans un premier temps été calibrés en utilisant les rayons  $\gamma$  des sources d' $^{152}\text{Eu}$  et de  $^{133}\text{Ba}$  puis l'étalonnage a été vérifié avec la décroissance des isomères connus dans le  $^{215}\text{Ra}$  [137]. Les étalonnages des électrons de conversion interne (ICE) dans les détecteurs tunnel ont pour leur part été effectués en utilisant les ICE connus issus de la décroissance des états isomériques du  $^{214}\text{Ra}$  [136] sélectionnés en coïncidence avec les rayons  $\gamma$  correspondants. Il est important de vérifier au cours de l'expérience que ces étalonnages sont toujours corrects car il peut arriver que les paramètres varient légèrement, auquel cas il faudra compenser ces variations à l'aide d'un second ajustement basé sur une raie intense observée au cours de l'expérience. De plus, nous réalisons toujours une réaction d'étalonnage à la fin des expériences, ce qui permet encore une fois de vérifier que les paramètres sont toujours bons et qu'il est possible de passer à une analyse plus fine des données acquises.

### 3.3.3 Mesure des temps de vie

Pour rechercher des corrélations génétiques couvrant plusieurs ordres de grandeur dans le temps, les temps de vie mesurés pour les décroissances radioactives observées seront souvent transformées en une échelle de temps logarithmique de base 2 et tracées en fonction de leur énergie de décroissance (à l'instar de la figure 3.9 par exemple). Cette méthode, proposée à l'origine par H. Bartsch [139] et largement utilisée par la collaboration GABRIELA, a permis, par exemple, la découverte d'états isomériques dans le  $^{253}\text{No}$  [94] et le  $^{255}\text{Lr}$  [31]. Cette méthode consiste à faire 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 telle que :

$$N(t) = -N_r \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (3.1)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = -N_r \cdot \lambda \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (3.2)$$

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

On peut directement estimer le temps de vie d'une espèce en ajustant cette fonction exponentielle à la distribution observée mais dans le but d'afficher une large gamme de temps sur les mêmes spectres, nous utilisons le changement de variable suivant :

$$\theta = \log_2(t) = \frac{\ln(t)}{\ln(2)} \quad (3.3)$$

Ce qui entraîne :

$$t = 2^\theta \quad (3.4)$$

$$(3.5)$$

et donc :

$$dt = t.\ln(2).d\theta \quad (3.6)$$

En injectant ce changement de variable dans (3.2) nous obtenons la fonction suivante :

$$\frac{dN(\theta)}{d\theta} = -N_r.\ln(2).\lambda.2^\theta e^{-\lambda.2^\theta} \quad (3.7)$$

C'est cette fonction qui est utilisée pour ajuster les distribution en  $\log_2$  de temps de vie observés. Elle permet d'extraire le temps de vie directement à partir du paramètre  $\lambda$  issu d'un ajustement (fit ROOT) mais elle donne également accès à une première estimation très facilement, grâce au maximum de la distribution observée qui est tel que :

$$\lambda = \frac{1}{2^{\theta_{max}}} \quad (3.8)$$

Cette méthode permet donc de visualiser une large gamme de temps de vie sur la même figure mais aussi de les estimer rapidement à l'aide du maximum de la distribution temporelle observée. Cette représentation en  $\log_2$  sera utilisée dans la majorité des spectres de distribution temporelles présentés dans cette thèse. Sur la figure 3.9, on voit clairement les désexcitations des isomères du  $^{213}\text{Ra}$  et du  $^{214}\text{Ra}$  à des durées de vie d'environ 4 ms ( $2^{12} \mu\text{s}$ ) et 100  $\mu\text{s}$  ( $2^7 \mu\text{s}$ ) respectivement, ainsi que les particules  $\alpha$  de  $^{215}\text{Ra}$  qui s'échappent du détecteur à 2 ms ( $2^{11} \mu\text{s}$ ). Les corrélations aléatoires sont de l'ordre de 4 s ( $2^{22} \mu\text{s}$ ). On peut donc observer toute la gamme de temps de vie des espèces synthétisées sur la même figure, avec une échelle logarithmique permettant d'avoir une bonne visibilité sur les temps de vie courts. Dans la pratique, on définit cette fonction de temps

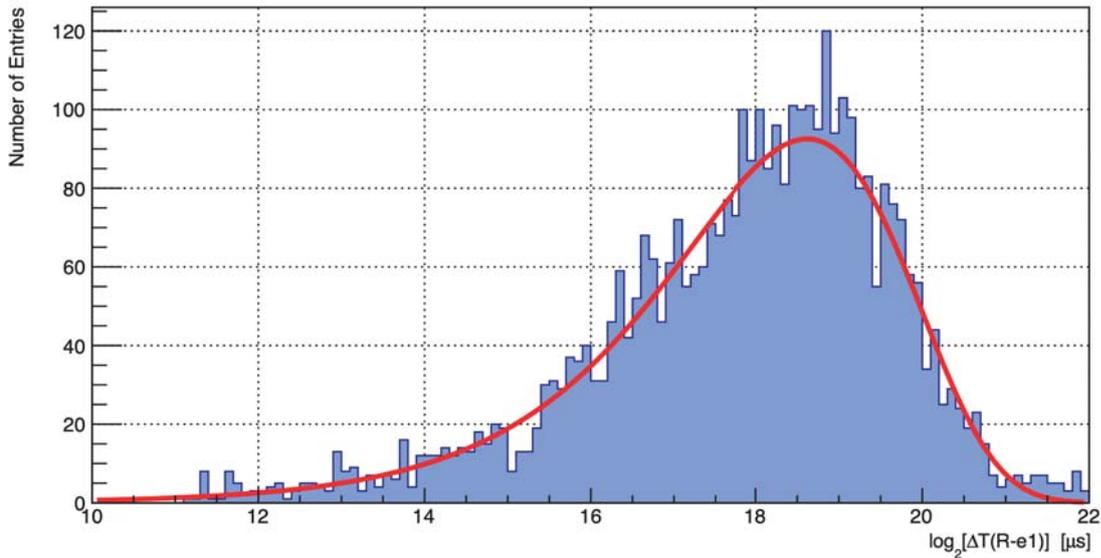


FIGURE 3.10 – Exemple de fit de la distribution des temps de décroissance pour l'isomère long du  $^{254m}\text{No}$  en échelle  $\log_2$ .

*Example of a fit of the decay time distribution for the slow  $^{254m}\text{No}$  isomer in a  $\log_2$  scale.*

de vie en base  $\log_2$  avec ROOT pour réaliser des ajustements permettant d'extraire le paramètre  $\lambda$ . Nous utilisons la fonction à deux paramètres suivante :

$$[0] * \log(2) * [1] * \text{pow}(2, x) * \exp(-[1] * \text{pow}(2, x)) \quad (3.9)$$

où l'on retrouve  $[0]=N_r$  et  $[1]=\lambda$ .

La figure 3.10 est un exemple d'ajustement réalisé à l'aide de cette fonction sur un l'isomère long du  $^{254}\text{No}$ , cet ajustement donne pour résultat :

$$\lambda = 2.57175e^{-06} \pm 4.06005e^{-08} \quad (3.10)$$

et donc :

$$T_{1/2} = 269 \pm 4 \text{ ms} \quad (3.11)$$

en relativement bon accord avec les temps de vie publiés de cet état isomérique bien connu ( $T_{1/2}=266\pm 2$  ms [140]).

## 3.4 L'analyse des données

### 3.4.1 Généralités

L'analyse des données est la partie la plus chronophage d'une expérience de physique nucléaire sur ce dispositif. Le principal objectif est d'arriver à isoler les événements intéressants parmi les gigaoctets de données brutes à notre disposition. Il est nécessaire de faire une première analyse rapide pendant l'expérience, afin de vérifier les différents paramètres des instruments et les réglages du séparateur. Cette phase était d'autant plus importante que les seules résultats expérimentaux sur les sections efficaces de la réaction  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}\text{No}$  provenaient d'une publication de E. D. Donets et al. datant de 1966 [123] (voir figure 3.5) ou bien de calculs (HIVAP et NRV) qui ne sont pas toujours très précis. On retrouve sur la figure 3.11 un exemple de calculs HIVAP des sections efficaces pour différentes voies d'évaporation de la réaction  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}\text{No}$  réalisés par F. Khalfallah [131].

Les taux de comptage de  $^{256}\text{No}$  ont donc été mesurés tout au long de l'expérience afin de se placer au maximum de la section efficace, ce qui explique que l'énergie du faisceau ait varié en début d'expérience, passant progressivement de 116 à 120 MeV. Nous avons également rencontré des problèmes de mesure de l'énergie du faisceau durant cette expérience, ce qui explique cette stratégie de recherche du maximum de production à tâtons. Malheureusement, ce problème couplé au faible nombre de  $^{256}\text{No}$  observé ne nous a pas permis de construire une fonction d'excitation, c'est l'un des points qui nous pousse à vouloir prolonger la prise de données de cette expérience dans un futur proche. Les données sont enregistrées sur disque dans un format binaire, il faut donc dans un premier temps les décoder puis reconstruire les chaînes de décroissances observées, on parle alors de corrélations génétiques. Les choix stratégiques d'analyse sont libre à chacun et il est important de développer sa propre méthode et son propre code. Cela permet de croiser les analyses entre collaborateurs n'utilisant pas la même logique. C'est pourquoi j'ai construit mon propre code d'analyse en partant de zéro. J'ai dans un premier temps pris en main les données avec l'étalonnage des détecteurs car cette phase nécessite un code relativement simple. Puis, j'ai construit mon code de corrélations génétiques qui m'a permis d'analyser les deux expériences qui seront présentées dans cette thèse. Il faut savoir

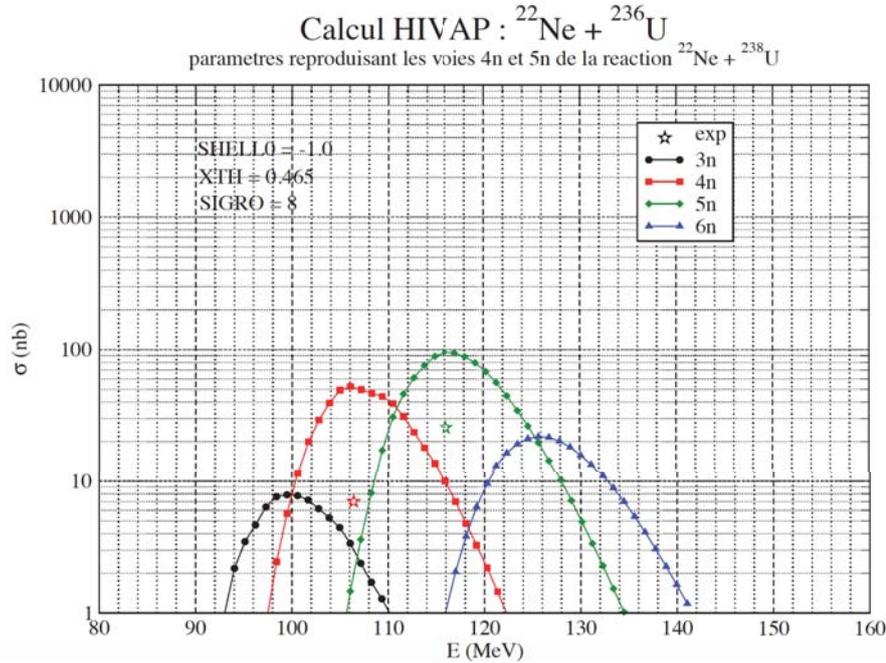


FIGURE 3.11 – Exemple de calculs HIVAP des section efficaces de différentes voies d'évaporation pour la réaction  $^{236}\text{U}(^{22}\text{Ne}, xn)^{258-x}\text{No}$  [131].

*Example of HIVAP cross section calculations for the  $^{236}\text{U}(^{22}\text{Ne}, xn)^{258-x}\text{No}$  reaction [131].*

qu'un tel code d'analyse reste une base en constante évolution, il n'existe pas de code universel qui permettrait d'avoir tous les résultats en même temps. Il faut commencer par prendre en main les jeux de données, puis, de proche en proche, affiner les stratégies d'analyse, les différents filtrages possibles et trouver un moyen de visualiser les résultats le plus explicitement possible. Cette phase de visualisation est très importante car c'est elle qui permet d'extraire les résultats d'une expérience. Quand bien même des prédictions théoriques peuvent orienter nos recherches, on ne sait jamais précisément ce que l'on cherche, et la diversité des outils de visualisation du logiciel ROOT est indispensable pour réaliser une bonne analyse. A l'instar de la méthode précédemment présentée pour mesurer les temps de vie, certaines méthodes graphiques permettent parfois de visualiser des événements ou des phénomènes impossibles à discerner autrement.

Une fois les données décodées selon un format qui ne sera pas détaillé ici, mon analyse se décompose en cinq parties, toutes aussi importantes les unes que les autres.

### 3.4.2 Reconstitution des pixels du DSSD

Comme indiqué précédemment, le détecteur d'implantation (Double-sided Silicon Strip Detector) est composé de 128 pistes sur chaque face. La première étape d'une analyse de données est de reconstituer événement par événement le(s) pixel(s) touché(s). Pour cela, on va réaliser des corrélations temporelles entre les pistes des deux faces. Le signal provenant de la face avant donne la position horizontale X et celui de la face ar-

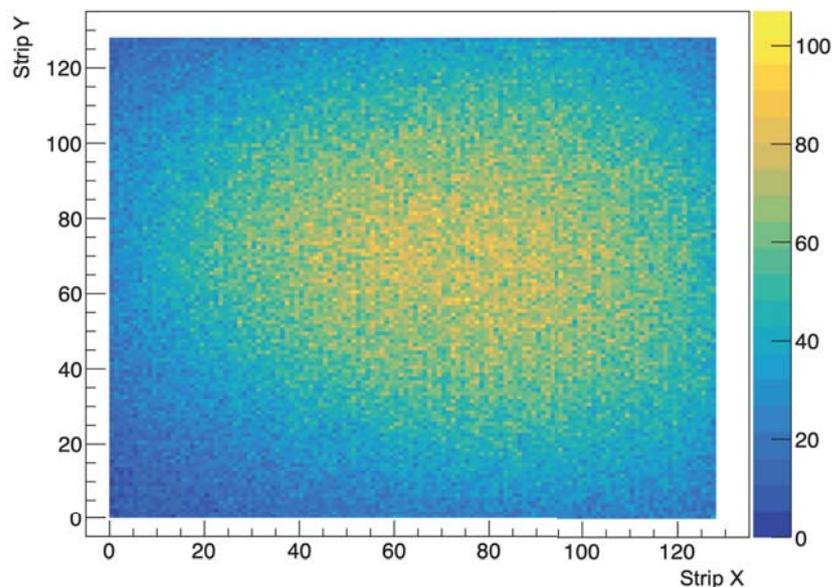


FIGURE 3.12 – Distribution spatiale (X/Y) des recoils implantés dans le DSSD. Ces événements ont été sélectionnés comme les signaux précédant une décroissance  $\alpha$  d'un  $^{255}\text{No}$  ou d'un  $^{256}\text{No}$  (7700-8300 keV).

*Spatial distribution (X/Y) of the recoils implanted in the DSSD. These events were selected as the signals preceding a  $^{255}\text{No}$  or d'un  $^{256}\text{No}$   $\alpha$  decay (7700-8300 keV).*

rière donne la position verticale Y, définissant ainsi le pixel dans lequel l'événement en question a eu lieu. Cette étape peut ne pas sembler indispensable, on pourrait simplement travailler sur une des deux faces car la position n'est pas une donnée importante en soit, mais cela permet de réduire considérablement le bruit de fond. En effet, le taux de comptage d'un pixel ( $\simeq 0.2$  Hz) est  $\simeq 128$  fois moins élevé dans un pixel que dans une piste, ce qui permet d'avoir une limite temporelle de corrélations aléatoire plus haute pour une analyse pixel par pixel. De plus, un noyau de recul va très souvent déclencher un signal sur plusieurs pistes, il faut donc sélectionner la bonne, sous peine d'attribuer un événement au mauvais pixel, et donc à la mauvaise chaîne. Dans la pratique, on sélectionne la piste ayant enregistré l'énergie la plus importante. Il faut également bien gérer l'horloge globale et l'intervalle de coïncidence, qui est déterminé à partir des réactions d'étalonnage, ou d'une décroissance qui offre une statistique suffisante. Cette étape est la base d'un code d'analyse, il est important de la valider par comparaison avec un collaborateur.

### 3.4.3 La définition des noyaux de recul

L'identification des signaux correspondants aux implantation est très importante car ces événements représentent les débuts des chaînes de décroissance que nous cherchons à isoler. Le détecteur de temps de vol (Time of Flight Detector - ToF) permet de discerner ces signaux des décroissances internes au DSSD. En effet, une événement correspondant à une implantation passe forcément par le ToF, ce qui n'est pas le cas des  $\alpha$  émis lors des

décroissances des noyaux déjà implantés dans le DSSD. Lorsque le ToF est déclenché, les événements en coïncidence dans le DSSD sont écrits dans les données avec un bit témoin du déclenchement du ToF.

On peut donc faire un premier tri en définissant directement ces événements comme des reculs, mais il faut savoir que l'on peut également avoir une coïncidence fortuite entre un signal dans le DSSD et dans le ToF. Afin d'affiner cette sélection, on définit aussi une gamme d'énergie à prendre en considération pour l'identification d'un recul. On la détermine en regardant les événements précédant une décroissance très intense interne au DSSD (2 à 6 MeV pour l'étude en question). Dans le cas présent, j'ai sélectionné les signaux précédant une décroissance  $\alpha$  correspondant aux  $^{255}\text{No}$  et  $^{256}\text{No}$ . On retrouve sur la figure 3.12 la distribution spatiale des reculs détectés à l'aide de cette sélection, on voit que cette distribution est bien centrée, en X et en Y. Cette matrice sert à vérifier que les paramètres de focalisation du séparateur sont bons au cours de l'expérience, c'est-à-dire que les reculs détectés sont bien centrés dans le DSSD. On peut encore affiner cette sélection en regardant le temps de vol en lui-même. On peut ainsi distinguer différents types de signaux (faisceau diffusé, quasi-cible, quasi-faisceau...) en fonction de la vitesse mesurée, cette étape n'est pas indispensable mais elle peut s'avérer utile afin de vérifier sa sélection. Cette étape permet donc d'isoler les signaux correspondants à l'implantation des résidus d'évaporation, on peut ensuite regarder ce qu'il se passe dans les pixels correspondants pour reconstituer les chaînes de décroissance complètes.

### 3.4.4 Les corrélations génétiques : la reconstitution des chaînes de décroissance

On parle de corrélations génétiques lorsque l'on cherche à reconstituer des chaînes de décroissance complètes, on parle ainsi de noyau père pour le résidu d'évaporation implanté dans le DSSD, puis de fils pour le noyau résultant de la décroissance du père, puis de petit-fils etc... Cette étape est le coeur de l'analyse des données : on va rechercher, dans les pixels ayant déjà détecté une implantation, les signaux suivants ( $\alpha$  ou électrons) pour reconstituer le schéma de décroissance correspondant. Ces derniers ne doivent pas avoir déclenché le ToF, sinon ils sont considérés comme une nouvelle implantation et on démarre donc une nouvelle recherche de chaîne. En pratique, c'est l'étape qui prend le plus de temps car il faut corrélérer des signaux provenant de différents détecteurs. En effet, il faut commencer par reconstituer la chaîne des décroissances internes au DSSD, puis, il faut regarder si on peut intégrer à cette chaîne des signaux d'électrons de conversion dans les tunnels ou de  $\gamma$  dans les germaniums. Ces corrélations entre détecteurs sont les plus compliquées, car on n'a plus d'information de pixel. Un événement  $\gamma$  peut être associé à de multiples chaînes, il peut être observé en coïncidence avec un (ou plusieurs) événement(s) DSSD mais pas forcément, idem pour les événements tunnels. Cela nous oblige donc à considérer toutes ces possibilités (coïncidence avec le DSSD, tunnel seul, gamma seul, etc...) au cours de cette phase d'analyse, si la statistique le permet. La figure 3.13 montre la différence de temps entre une décroissance  $\alpha$  dans le DSSD et un événement  $\gamma$  dans un germanium. On voit que cette distribution est bien centrée en 0, bien que certains événements  $\gamma$  arrivent plusieurs  $\mu\text{s}$  avant, ou après, une décroissance  $\alpha$ . Dans la pratique, on utilise cet histogramme pour définir la gamme de temps dans laquelle on considèrera que ces événements sont en coïncidence ( $\pm 3$  à  $5 \mu\text{s}$  dans la pratique). Les corrélations génétiques désignent donc cette phase de l'analyse où l'on va définir des générations en reconstituant des chaînes de décroissance avec leurs coïncidences  $\gamma$  et tunnels associées.

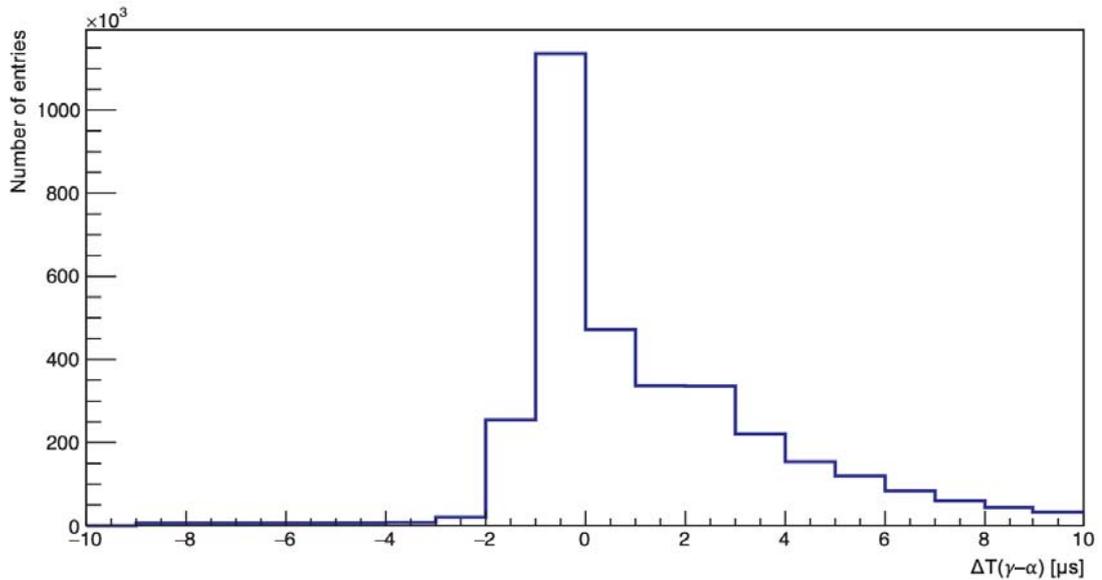


FIGURE 3.13 – Histogramme de la différence de temps entre une décroissance  $\alpha$  dans le DSSD et un  $\gamma$  dans un détecteur germanium.

*Histogram of the time difference between an  $\alpha$  decay in the DSSD and a  $\gamma$  in a germanium detector.*

### 3.4.5 La sélection de chaînes d'intérêt

Cette étape découle naturellement de la précédente, dans le cas présent, on va dans un premier temps sélectionner toutes les chaînes où l'on observe une décroissance  $\alpha$  du  $^{256}\text{No}$  (8444 keV), quelle que soit la génération où cette énergie est mesurée. On peut également ajouter une sélection en fonction du temps de vie du noyau visé si son temps de vie est suffisamment court par rapport à la limite temporelle des corrélations aléatoires. Le but de cette étude était d'observer des états isomériques dans le  $^{256}\text{No}$ , pour ce faire, nous avons utilisé la méthode calorimétrique [141]. Lorsqu'un état isomérique est implanté dans le DSSD, le signal suivant correspond à la cascade électronique (Electrons de Conversion Interne - ICE, Auger électrons, X-rays... [142]) due à la décroissance de cet état. Ces états isomériques sont donc détectés grâce à leurs décroissances mais comme leurs propriétés ne sont pas connues (énergie et temps de vie), nous utilisons une méthode de visualisation développée par la collaboration GABRIELA qui permet de mettre en évidence les décroissances rapides, afin de visualiser les isomères directement au cours de l'expérience.

## 3.5 Les résultats

Ces résultats ont été présentés en conférence (Colloque GANIL 2019 - Strasbourg, SHE19 4<sup>th</sup> International symposium on SuperHeavy Elements - Hakone, Japan et Colloque GANIL 2021 - Autrans) et ont été publiés dans la revue Physical Review C [124]. Cette partie sera décomposée en trois sections présentant les propriétés du niveau fonda-

mental du  $^{256}\text{No}$ , puis les propriétés de l'état isomérique découvert dans ce noyau et pour finir la possible interprétation en termes d'états à 2 ou 4 quasi-particules sera discutée.

### 3.5.1 Propriétés du fondamental

Si l'énergie de décroissance  $\alpha$  du  $^{256}\text{No}$  à été sujette à discussion, il est aujourd'hui établi que le  $^{256}\text{No}$  décroît en émettant une particule  $\alpha$  de  $8.448 \pm 0.006$  MeV [132]. Cela a été récemment confirmé par une étude de Masato Asai et al. qui propose une énergie de 8446 keV (présentée en conférence mais non publiée, voir 3.14) pour la branche décroissant vers le niveau fondamental  $0^+$  du  $^{252}\text{Fm}$  qui représente la majorité de la décroissance  $\alpha$ . La branche secondaire ( $13 \pm 2\%$ ) décroît vers le niveau  $2^+$  de la bande fondamentale du  $^{252}\text{Fm}$  avec une énergie de  $8.402 \pm 0.008$  MeV [132]. La mesure du temps de vie de ce noyau est quant à elle plus discutable, D. C. Hoffman et son équipe proposent une valeur de  $2.91 \pm 0.05$  s [132] tandis que des publications antérieures proposaient des temps de vie plus longs :  $3.3 \pm 0.2$  s en 1967 par A. Giorso et al [121] ou encore  $3.7 \pm 0.5$  s en 1968 par G. Flerov et al [143]. Des calculs publiés en 1997 par P. Moller et al. [144] ont proposé une valeur de 2.75 s, allant dans le sens des résultats d'Hoffman et de son équipe. La mesure du temps de vie du  $^{256}\text{No}$  était donc un des résultats importants de cette étude.

Une énergie de  $8437 \pm 10$  keV a été extraite par un ajustement gaussien asymétrique avec soustraction du bruit de fond pour la décroissance  $\alpha$  de l'état fondamental du  $^{256}\text{No}$ . Comme indiqué précédemment, l'étalonnage en énergie ayant été obtenu à partir des pics de décroissance  $\alpha$  du radium, une correction cinématique a été appliquée pour tenir compte de la différence en masse des noyaux fils [138], le  $^{256}\text{No}$  étant  $\simeq 20\%$  plus lourd que les isotopes de référence du radium ( $^{214}\text{Ra}$  et  $^{215}\text{Ra}$ ). Cet effet introduit un décalage de 7 keV conduisant à une énergie de décroissance de  $8444 \pm 10$  keV pour  $^{256}\text{No}$ . Cette valeur est en bon accord avec les mesures de haute résolution de M. Asai et al. [134].

Comme on peut le voir sur la figure 3.15, le temps de demi-vie du  $^{256}\text{No}$  est proche de la distribution des corrélations aléatoires. Par conséquent, un filtre supplémentaire a été appliqué pour estimer le plus proprement possible le nombre  $^{256}\text{No}$  synthétisés. Nous avons déterminé ce nombre en analysant les données lorsque le faisceau n'est pas sur cible, nous travaillons avec un cycle beam On / beam Off de 4,0 ms (faisceau allumé) suivi d'un temps de décroissance passive de 1,4 ms (faisceau éteint). Ce cycle a été remesuré à l'aide des réactions d'étalonnage, ce qui a permis de déterminer que les données

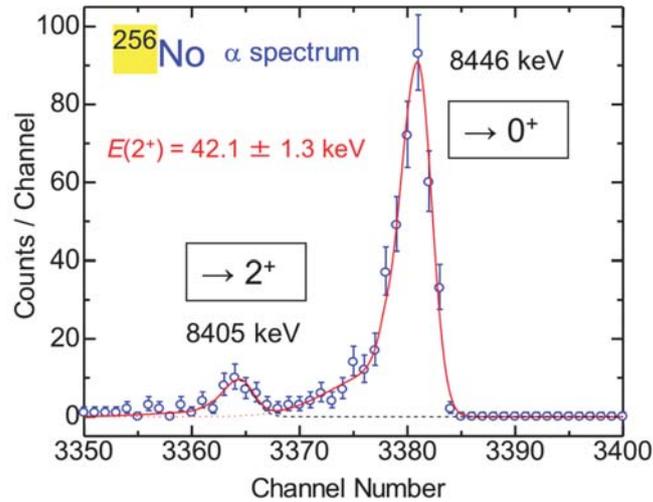


FIGURE 3.14 – Spectre de haute résolution de la décroissance  $\alpha$  du  $^{256}\text{No}$  [134].

*High resolution spectrum of the  $^{256}\text{No}$   $\alpha$  decay [134].*

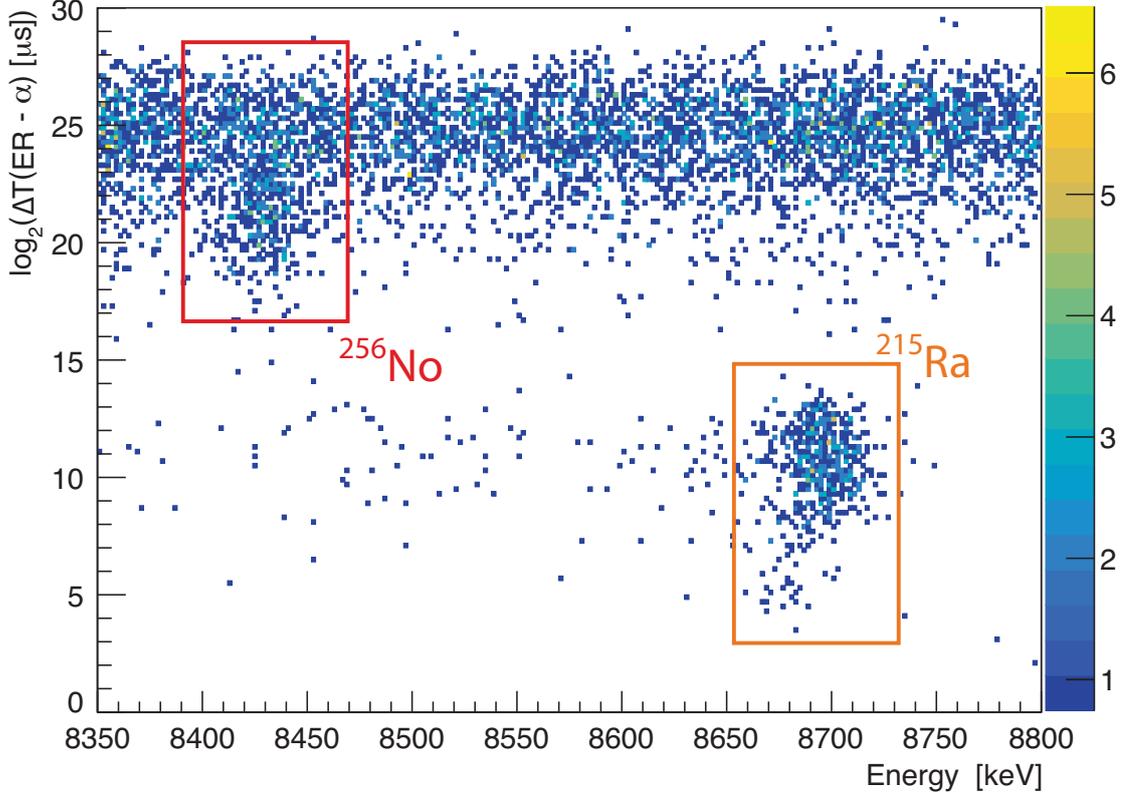


FIGURE 3.15 – Histogramme 2D du temps de vie (en échelle  $\log_2$ ) en fonction de l'énergie de décroissance associée dans le DSSD. Les corrélations aléatoires sont visibles autour de  $\log_2(\Delta T[\mu\text{s}]) \simeq 25$ . Les décroissances  $\alpha$  des  $^{256}\text{No}$  et  $^{215}\text{Ra}$  sont indiquées.

*2D histogram of the lifetime (in a  $\log_2$  scale) as a function of energy in the DSSD. One can see the random correlation around  $\log_2(\Delta T[\mu\text{s}]) \simeq 25$ . The  $^{256}\text{No}$  and  $^{215}\text{Ra}$   $\alpha$  decays are denoted.*

en beam On représentent  $74,5 \pm 4,9\%$  de la statistique. Cette sélection permet de diminuer drastiquement le taux de corrélations aléatoires, faisant passer cette limite de  $\simeq 2^{23}$  à  $\simeq 2^{25}$   $\mu\text{s}$ . Dans ces conditions, un total de  $96 \pm 2$  noyaux de  $^{256}\text{No}$  ont été clairement identifiés dans le DSSD. En prenant en compte l'efficacité de détection du DSSD de 50% et le rapport beam On / beam Off, on peut estimer qu'un total de  $753 \pm 124$   $^{256}\text{No}$  sont arrivés au plan focal de GABRIELA.

Afin de mesurer la durée de vie du  $^{256}\text{No}$ , une projection des données de la figure 3.15 sur l'axe du temps a été réalisée avec une sélection en énergie de 8400-8460 keV (figure 3.16). Un ajustement à deux composantes a ensuite été réalisé, avec une composante pour les  $^{256}\text{No}$  et une autre pour les corrélations aléatoires. Les propriétés de cette distribution temporelle des corrélations aléatoires ont été mesurées de la même façon, sur des zones d'énergie où aucune décroissance n'était observée. Cela nous a permis d'extraire une demi-vie de  $2,77 \pm 0,24$  s, en accord avec la littérature, même si la statistique observée ne permet pas d'avoir une incertitude comparable aux  $2,91 \pm 0,05$  s mesurés par l'équipe de D. C. Hoffman [132].

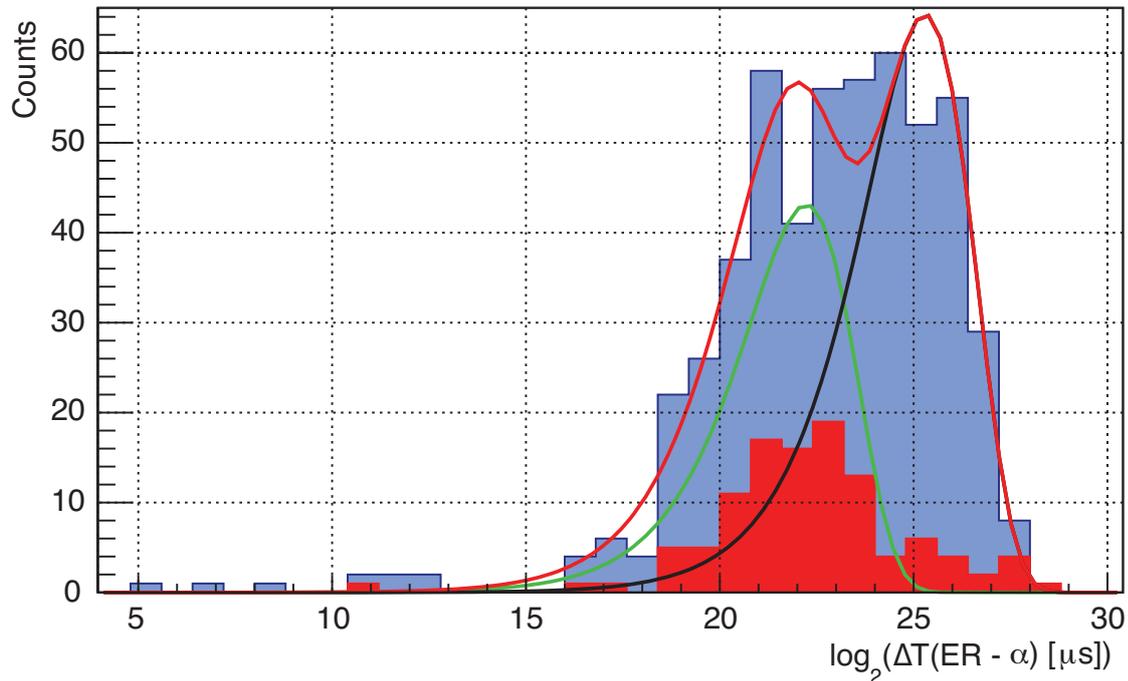


FIGURE 3.16 – Distribution logarithmique des temps de vie extraits par une projection de la figure 3.15 avec un intervalle d'énergie 8400-8460 keV. Les distributions obtenues en Beam-On (bleu) et en Beam-Off (rouge) y sont représentées. Le temps de vie du  $^{256}\text{No}$  a été extrait via un ajustement d'une fonction temps de vie à deux composantes (en rouge) afin de séparer la contribution des  $^{256}\text{No}$  (en vert) des corrélations aléatoires (noir).

*Logarithmic distribution of lifetime extracted from a projection of figure 3.15 with a 8400-8460 keV. One can see the Beam-On (blue) and Beam-off (red) distributions. The  $^{256}\text{No}$  lifetime was extracted via a 2-component fit in order to distinguish the  $^{256}\text{No}$  contribution (green) from the random correlations distribution (black).*

### 3.5.2 Isomère(s)

Les états isomériques du  $^{256}\text{No}$  ont été identifiés par la méthode calorimétrique [141]. Lorsqu'un état isomérique est implanté dans un pixel du DSSD, le signal suivant observé dans le même pixel correspond à une cascade d'ionisations (électrons de conversion interne, électrons Auger, rayons X...) ayant lieu lors de la décroissance de cet isomère. Il se peut que cet état isomérique décroisse vers un autre isomère et ainsi de suite, on observera donc plusieurs signaux électroniques successives avant d'atteindre le niveau fondamental. La réelle difficulté consiste à assigner ces transitions au noyau correspondant avec certitude. Pour cela, on va regarder la décroissance  $\alpha$  suivante qui se produira dans le même pixel, et on peut même rechercher plus loin dans la chaîne de décroissance si les temps de vie sont suffisamment courts. Ainsi, la détection de séquences ER-e- $\alpha$  dans le même pixel fournit une preuve directe de la décroissance d'un isomère, c'est ce qu'on appelle la méthode calorimétrique [141].

Afin d'identifier directement ces chaînes ER-e- $\alpha$ , nous avons mis au point une matrice les mettant en évidence : nous traçons la différence de temps entre un ER et l'événement

suyant en fonction de l'énergie de la deuxième décroissance, et cela dans le même pixel. Pour une séquence ER-e- $\alpha$ , on observera donc le temps de vie de l'état isomérique (la différence de temps entre l'implantation et la cascade d'ionisations électroniques) en fonction de l'énergie de l' $\alpha$  suivant ce qui permet d'identifier directement le noyau concerné. On retrouve cette représentation sur la figure 3.17 et on voit que les événements de décroissance isomérique apparaissent clairement aux énergies de décroissance  $\alpha$  du  $^{256}\text{No}$  et du  $^{215}\text{Ra}$ . Dans la gamme d'énergie 8400-8460 keV utilisée pour la sélection du  $^{256}\text{No}$ , 14 coïncidences retardées ER-e- $\alpha$  ont été observées à quelques  $\mu\text{s}$  du signal de recul dans le même pixel, preuve de la découverte d'un état isomérique dans ce noyau !

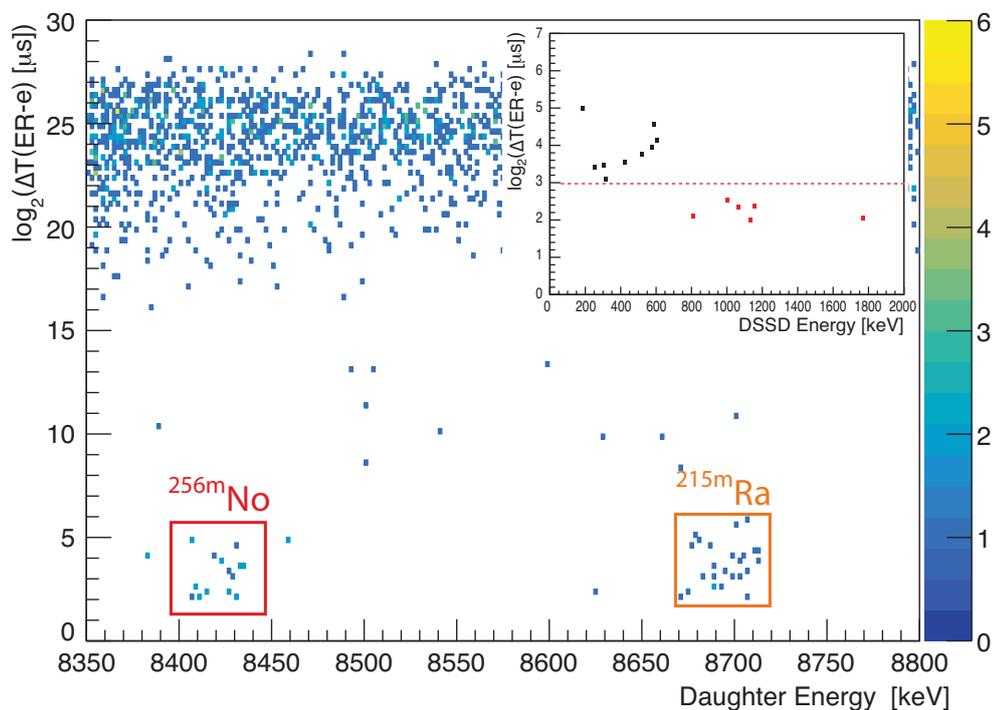


FIGURE 3.17 – Représentation logarithmique de la différence de temps entre une implantation et le signal suivant (dans le même pixel) en fonction de l'énergie de la décroissance suivante (deuxième génération). Les événements correspondants aux décroissances isomériques des  $^{256m}\text{No}$  et  $^{215m}\text{Ra}$  sont encadrés. L'insert représente les énergies et temps de vie associés des 15 événements de décroissance isomérique du  $^{256m}\text{No}$ . La ligne en pointillés rouge représente la limite inférieure d'empilement des signaux, les points rouges ont donc une énergie surestimée.

*Logarithmic plot of the time difference between the implantation of a recoil and the first generation decay that occurs in the same pixel as a function of the energy of the second generation decay. Right scale enables direct reading in seconds. The events corresponding to the isomeric decay of  $^{256m}\text{No}$  and  $^{215m}\text{Ra}$  are shown by the red squares. The inset displays the same logarithmic time plot for the 15  $^{256m}\text{No}$  events as a function of their own energy. Events with a time difference long enough to enable pile-up correction are displayed in black. Energies of the ICE in red are not relevant.*

Comme indiqué précédemment, de tels événements ont également été recherchés sur les pistes avant du DSSD uniquement. Certes le bruit de fond est plus important, mais le seuil inférieur des pistes avant est  $\simeq 20$  keV plus bas que sur les faces arrières. Ayant observé plusieurs événements proches de ces seuils en pixels, cette approche semblait intéressante et a permis l'identification d'un événement supplémentaire. L'encart de la figure 3.17 montre le temps de décroissance de ces 15 décroissances isomériques en fonction de leur énergie. De même, vers 8700 keV, on peut observer l'état isomérique ( $T_{1/2}=7$  s) bien connu du  $^{215}\text{Ra}$ , résultant de réaction du  $^{22}\text{Ne}$  avec des impuretés de  $^{198}\text{Pt}$  dans la cible. Comme expliqué précédemment, les énergies des événements se produisant à moins de  $9 \mu\text{s}$  (ligne pointillée rouge) de l'implantation du noyau de recul sont surestimées. Par conséquent, seul leur temps de décroissance a été pris en compte pour l'interprétation qui va suivre. La distribution en énergie des 9 points dont l'énergie est exploitable est comprise entre 130 et 520 keV mais cette faible statistique ne permet malheureusement pas de tirer plus de conclusions.

En supposant que les 15 événements affichés sur la figure 3.17 correspondent à la décroissance du même isomère  $^{256m}\text{No}$ , une demi-vie de  $7,8_{-2,6}^{+8,3} \mu\text{s}$  a été déterminée au moyen de la méthode statistique de K. H. Schmidt [145]. En effet, ces 15 événements ne permettent pas d'ajuster une fonction de temps de vie à leur distribution, nous avons donc utilisé une méthode développée spécifiquement pour les mesures de temps de vie avec des incertitudes associées cohérentes pour de faibles statistiques. Cette méthode est très simple : le temps de vie est calculé comme une moyenne arithmétique ( $t_{mean}$ ) des temps de décroissance observés mais c'est surtout pour la détermination de l'incertitude que

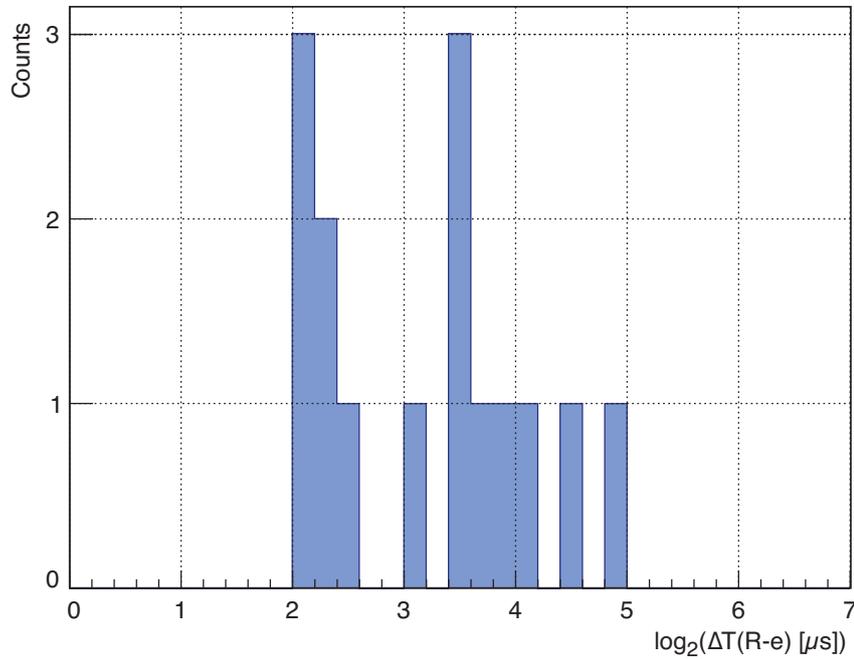


FIGURE 3.18 – Représentation en échelle logarithmique de la distribution des temps de vie mesurés pour les 15 événements de décroissance de(s) l'état(s) isomérique(s) observé(s). *Lifetime distribution (in a  $\log_2$  scale) of the 15 decays of the isomeric state(s) observed.*

cette méthode est intéressante. En effet, elle permet de calculer des limites asymétriques ( $\tau_{down}$  et  $\tau_{up}$ ) pour un intervalle de confiance choisi ( $z$ ) et pour un nombre de points  $n$  tel que :

$$\tau_{down} = \frac{t_{mean}}{1 - z/\sqrt{n}} \quad (3.12)$$

$$\text{et } \tau_{up} = \frac{t_{mean}}{1 + z/\sqrt{n}} \quad (3.13)$$

Pour de faibles statistiques, cette méthode est bien plus précise que les limites symétriques habituellement utilisées :

$$t_{mean} - \tau_{down} = \tau_{up} - t_{mean} = z \cdot t_{mean} / \sqrt{n} \quad (3.14)$$

La figure 3.18 montre la distribution temporelle des événements observés avec le temps de vie calculé superposé aux données en haut. Il est important de souligner que la partie entre 0 et 4  $\mu\text{s}$  est tronquée en raison du temps mort de l'électronique. Or, les 6 événements les plus courts semblent indiquer que nous ratons une partie de la distribution dans cette gamme de temps de vie très courts.

On peut aussi considérer que la distribution observée résulte de deux isomères, avec un isomère très rapide dont une partie de la distribution serait en dessous de la limite de mesure et un plus long avec les 9 événements les plus longs observés. Cette possibilité est l'une des principales questions laissées en suspens par cette étude, observe-t-on un ou deux états isomériques ? Il est malheureusement impossible de conclure du fait de la faible statistique observée, mais nous développons actuellement une électronique numérique pour GABRIELA qui devrait permettre de s'affranchir de ce temps mort à bas temps de vie. Nous avons donc prévu de reproduire cette expérience dans les mois à venir, ce qui permettra d'obtenir plus d'événements et surtout de trancher sur ce point. Dans cette étude, nous avons donc considéré les deux cas, avec un ou deux isomères. Nous avons commencé par appliquer la méthode de K. H. Schmidt aux 9 points les plus longs, ce qui a donné un temps de demi-vie de  $10,9^{+21,7}_{-4,3} \mu\text{s}$ . Pour l'autre état isomérique, considérant que sa distribution est tronquée et que l'allure des temps mesurés tend vers un temps de vie plus rapide que la limite de détection, nous avons choisi de donner une limite supérieure de 6  $\mu\text{s}$  pour cet isomère rapide partiellement observé. Une expérience avec une statistique plus élevée ainsi qu'une électronique numérique reste absolument nécessaire afin de clarifier cette situation.

Une recherche de  $\gamma$  et d'événements dans les tunnels en coïncidence avec ces 15 événements isomériques a été effectuée et nous avons observé 13 rayons  $\gamma$  ainsi que 17 événements dans les tunnels associés à la décroissance du  $^{256m}\text{No}$ . Ces corrélations  $\gamma$ -e-Tu sont détaillées dans le tableau 5.1 avec les sommes en énergie associées pour chaque événement. Parmi ces 13 rayons  $\gamma$ , 5 d'entre eux ont des énergies correspondant aux rayons X du Nobelium (L à 23/27 keV et K à 127 keV [57]). Deux d'entre eux ont été détectés en coïncidence dans deux cristaux du détecteur CLOVER juste derrière le DSSD, leurs énergies ont donc été sommées car nous les avons observés en coïncidence (mode Add-Back [100]). Il est important de souligner que sur ces 15 décroissances isomériques observées dans le DSSD, 13 ont été observés en coïncidence avec un signal dans les détecteurs tunnel. Malheureusement, aucune structure spécifique n'est apparue dans les histogrammes 2D DSSD-Tunnel ou HPGe-Tunnel. Tous ces événements ont donc été rapportés dans le tableau 5.1 où l'énergie totale en coïncidence est reconstruite pour

chaque événement. Malheureusement, cette statistique aussi faible n'a pas permis de tirer des conclusions définitives quant aux propriétés de cet état. Néanmoins, nous avons pu fixer une limite inférieure de 1089 keV pour l'énergie d'excitation de ce(s)  $^{256m}\text{No}$  nouvel(nouveaux) état(s) isomérique(s).

DSSD energy (keV)	Tunnel energy (keV)	HPGe energy (keV)	Sum (keV)
187	-	-	187
254	101	27	382
421	63	-	484
518	121	-	639
303	101	28 // 537	969
318	73 // 139	463 <sup>AB</sup>	992
576	91	127 // 205	999
589	91 // 98	255	1033
604	92 // 154 // 216	23	1089
809 <sup>PU</sup>	86	133	-
999 <sup>PU</sup>	139	127	-
1063 <sup>PU</sup>	64 // 163	372 <sup>AB</sup>	-
1131 <sup>PU</sup>	-	307	-
1154 <sup>PU</sup>	28	382	-
1768 <sup>PU</sup>	-	0	-

TABLE 3.1 – Liste des énergies  $\gamma$  DSSD et tunnels mesurés en coïncidence pour les 15 décroissances isomériques du  $^{256m}\text{No}$  observées. Les raies  $\gamma$  marquées "AB" sont des sommations add-back [100] de deux  $\gamma$  observés en coïncidence. Le marqueur // représente des événements observés dans deux cristaux germaniums différents ou dans deux pistes des tunnels. Le marqueur "PU" identifie les événements avec un temps de vie inférieur au seuil de correction de l'effet d'empilement, leurs énergies sont donc surestimées (les sommes ne sont donc pas calculées).

*List of  $\gamma$ -rays, low energy electron showers (DSSD) and ICE energies (tunnel) in coincidence for the 15 observed isomeric decays of  $^{256m}\text{No}$ . The  $\gamma$ -rays marked with "AB" are add-back summations from two  $\gamma$ -rays observed in coincidence in two crystals of the clover detector [100]. When two non-neighboring crystals of clover or two strips of tunnel detectors are hit in coincidence the energies are indicated as recorded in parallel //. The DSSD events marked with "PU" have lifetimes below the pile-up correction threshold and should not be considered (no sum calculated).*

### 3.6 L'interprétation

Dans cette partie, nous allons étudier la configuration de l'isomère observé. La statistique obtenue au cours de cette expérience étant relativement faible, cette interprétation sera sous la forme d'une discussion autour des arguments issus de cette analyse de données. Nous n'avons pas réussi à trouver de solution suffisamment convaincante pour l'interprétation de cet (ces) état(s) isomérique(s) en termes de configuration à deux

quasi-particules, c'est pourquoi nous avons choisi de présenter les différentes possibilités que nous laissent entrevoir ce jeu de données, en gardant en tête que cette expérience sera reproduite prochainement, ce qui devrait éclaircir la situation.

Nous avons travaillé sur la base du noyau pair-pair connu le plus proches, le  $^{254}\text{No}$  ainsi qu'avec le schéma de particules individuelles protons et neutrons présenté figure 3.19. Cette figure illustre le schéma des orbitales protons et neutrons autour des niveaux de Fermi dans le  $^{256}\text{No}$ , avec leurs notations de Nilsson correspondantes (voir section 1.2.4). Les possibles excitations particule-trou à travers le niveau de Fermi y sont représentées par des flèches. En raison de l'interaction spin-spin résiduelle entre les quasi-particules, tous ces états à deux quasi-particules (2-qp) peuvent conduire à deux schémas de couplage. Deux états peuvent donc être formés mais des règles de sélection permettent de déterminer le couplage le plus favorisé, correspondant au couplage formant l'état le plus bas en énergie. On parle alors d'états "Gallagher favorisé" et "Gallagher défavorisé" [33, 34], ces règles de sélection sont développées dans la partie (1.3.3).

Du côté du proton, il faut souligner la présence de trois états favorisés 2-qp accessibles pour l'interprétation de l'isomère observé : les états  $K^\pi = 3^+, 5^-$  et  $8^-$ . Les autres états sont trop haut en énergie pour pouvoir entrer en concurrence avec ces 3 derniers. Ils correspondent respectivement aux configurations quasi-protons favorisées :

- $\pi^2\{[521]1/2^- \otimes [514]7/2^-\}_{3^+}$ .
- $\pi^2\{[624]9/2^+ \otimes [521]1/2^-\}_{5^-}$ .
- $\pi^2\{[624]9/2^+ \otimes [514]7/2^-\}_{8^-}$ .

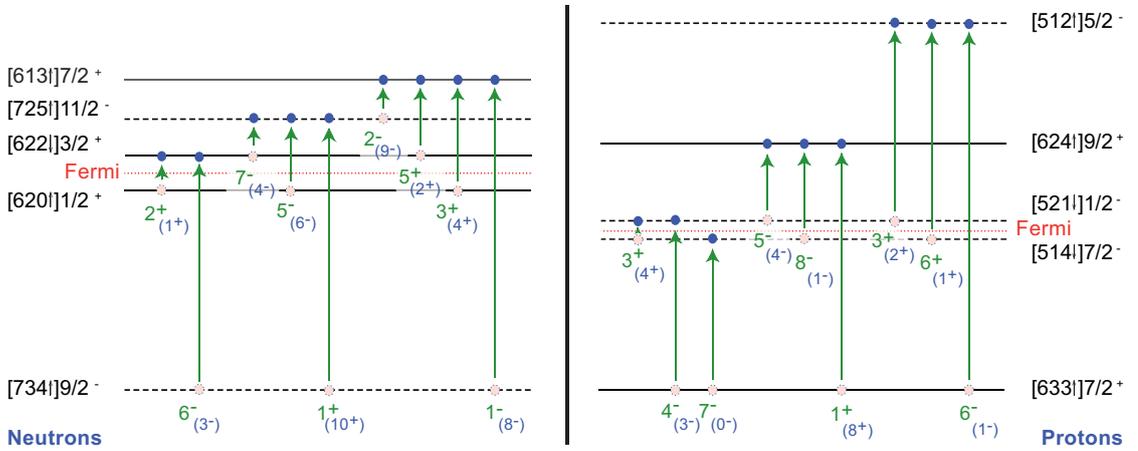


FIGURE 3.19 – Illustration des configurations à deux quasi-particules protons et neutrons possibles pour le  $^{256}\text{No}$ , adaptées depuis [32]. Les valeurs de  $K$  des configurations 2-qp favorisées sont indiquées en vert et les défavorisées en bleu [33, 34]. L'orientation des spins  $y$  est inscrite pour faciliter l'application de la règle de sélection de Gallagher.

*Illustration on the possible two quasi-particles states on experimental neutron and proton single-particle schemes adapted from [32]. Two quasi-particle excited states  $K$  value and parity are indicated in green (blue within brackets) for the favored (resp. unfavored) Gallagher [33, 34] combination. Spin orientation is indicated by an arrow in the Nilsson labelling of single nucleon orbital in order to facilitate application of Gallagher rules.*

En raison de la brisure de l'appariement sur deux états à particule individuelle, l'énergie d'excitation du  $\pi_2 3^+$  devrait être d'environ 1 MeV et on attend les états  $\pi_2 5^-$  et  $\pi_2 8^-$  à quelques centaines de keV au-dessus, avec un très faible écart entre eux. Comme on pouvait s'y attendre, ce schéma d'excitation des particules individuelles côté protons est en bon accord avec le schéma de l'isomère de l'isotope pair-pair connu le plus proche : le  $^{254}\text{No}$ . En effet, le  $^{254}\text{No}$  présente un isomère de haut-K  $8^-$  qui se désintègre vers l'état fondamental principalement via une bande intermédiaire non isomérique  $\pi_2 3^+$  et où l'état  $\pi_2 5^-$  semble, au contraire, ne pas être isomérique [146, 140, 148, 22]. Il faut quand même noter que la configuration du  $^{254}\text{No}$  est encore en débat.

Côté neutrons, avec les mêmes arguments, il faut mettre en évidence les états  $K^\pi = 2^+$ ,  $5^-$  et  $7^-$  issus respectivement des configurations :

- $\nu^2\{[622]3/2^+ \otimes [620]1/2^+\}_{2^+}$ .
- $\nu^2\{[725]11/2^- \otimes [620]1/2^+\}_{5^-}$ .
- $\nu^2\{[725]11/2^- \otimes [622]3/2^+\}_{7^-}$ .

Dans le  $^{254}\text{No}$ , le niveau de Fermi est dans le gap neutrons  $N=152$ , ce qui entraîne d'importants écarts ( $e_{sp} - e_{Fermi}$ ), cet écart étant directement proportionnel à l'énergie de l'état 2-qp formé, ces états neutrons sont relativement hauts en énergie. Au contraire, dans le  $^{256}\text{No}$ , le niveau de Fermi côté neutrons est situé entre les états de particule individuelle  $[620]1/2^+$  et  $[622]3/2^+$ , qui sont eux-mêmes très proches en énergie. Ainsi, on s'attend à une très faible différence d'énergie entre les états  $\nu_2 5^-$  et  $\nu_2 7^-$  2-qp, tous deux ayant une énergie d'excitation légèrement supérieure par rapport au  $\nu_2 2^+$  (couplage des deux orbitales les plus proches du niveau de Fermi neutron). On pense donc que ces potentiels états  $\nu_2 5^-$  and  $\nu_2 7^-$  2-qp devraient, s'ils existaient, décroître directement vers la bande fondamentale, sans passer par le  $\nu_2 2^+$ .

L'isométrie de haut-K résulte de l'interdiction d'une transition  $\gamma$  entre deux états lorsque leur différence de K (la projection du moment angulaire total J sur l'axe de déformation) diffère de plus d'unités que la multipolarité de la transition électromagnétique correspondante (détaillé dans la section 1.3.3). Il existe différents modèles cherchant à prédire les états isomérique qui peuvent se révéler relativement bons pour les noyaux légers, mais dans la région des noyaux lourds et superlourds, ces modèles atteignent leurs limites, se contredisent entre eux et ne sont donc plus très efficaces. Nous avons donc choisi d'utiliser une systématique expérimentale comme point d'ancrage : la systématique de K.E.G. Löbner [41]. Cette dernière est une compilation des facteurs d'interdiction observés pour un grand nombre d'états isomériques comparés aux estimations des demi-vies de Weisskopf [30] des transitions électromagnétiques (E1, M1, E2, M2...) concernées.

Cette approche a été mise à jour par F. G. Kondev et al. [44] pour les noyaux avec  $A > 100$  avec une description améliorée des transitions E1, E2 et M1. Ces deux systématiques permettent une estimation approximative des demi-vies attendues pour de nombreux scénarios de décroissance d'isomères de haut-K. On retrouve un exemple des temps de demi-vie attendus pour des transitions E1, M1, E2 et M2  $\Delta K=3, 4$  ou  $5$  sur la figure 3.20. Certes, ces estimations ne sont pas très précises, mais elles sont issues de faits expérimentaux. Cela ne nous a donc pas permis de conclure sur la nature de cet (ces) isomère(s) mais nous avons pu exclure certaines configurations de la discussion. Compte tenu des états à 2-qp discutés ci-dessus ( $\pi_2 3^+$ ,  $\pi_2 5^-$  et  $\pi_2 8^-$  en protons et  $\nu_2 2^+$ ,  $\nu_2 5^-$  et  $\nu_2 7^-$  en neutrons), tous les premiers états 2-qp, protons et neutrons, ont un K plutôt faible. Ainsi, la décroissance de ces états vers le  $K^\pi = 0^+$  de la bande fondamentale impliquerait de très faibles interdictions qui ne peuvent expliquer la ou les durées de

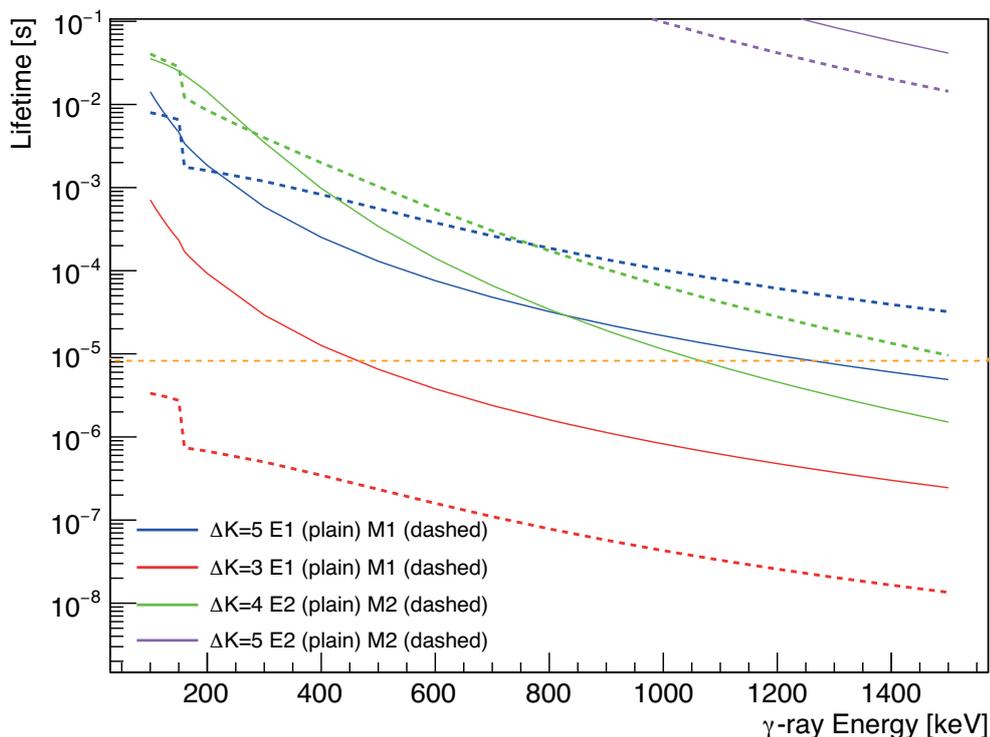


FIGURE 3.20 – Temps de vie des isomères de haut-K calculés sur la base de la systématique de Löbner et des estimations de Weisskopf pour des transitions électromagnétiques E1, M1, E2 ou M2 de  $\Delta K=3$  à 5. La ligne horizontale (pointillés orange) indique le temps de demi-vie de l’isomère  $7,8_{-2,6}^{+8,3} \mu\text{s}$ .

*Lifetime of high-K isomers calculated according to the Löbner systematics and the Weisskopf estimates for the electromagnetic transitions E1, M1, E2 and M2 for  $\Delta K$  from 3 to 5. The horizontal line (orange dashed) shows the half-life  $7,8_{-2,6}^{+8,3} \mu\text{s}$  of the isomeric state.*

vie des isomères observés. En effet, la présence de ces structures de bandes à faible K  $\nu_2 2^+$  and  $\pi_2 3^+$  offre un chemin de décroissance accéléré pour les états ayant un K plus important. En s’inspirant du schéma de niveau du  $^{254}\text{No}$  [146, 140, 148, 22], l’état  $\pi_2 5^-$  ne devrait pas être isomérique. La décroissance du  $\pi_2 8^-$  vers le  $\pi_2 3^+$  est connue pour être de quelques centaines de millisecondes (voir E1  $\Delta K=5$  sur la figure 3.20) dans  $^{254}\text{No}$  et ne peut ni correspondre au temps de demi-vie observée pour le  $^{256m}\text{No}$  ni expliquer les spectres d’énergie de décroissance observés. N’ayant pas observé d’isomère avec une telle durée de vie, nous avons exclu cette possibilité.

La seule explication restante serait que dans le  $^{256}\text{No}$  les configurations quasi-neutrons  $7^-$ , et potentiellement  $5^-$  et  $2^+$ , soient à une énergie d’excitation inférieure à celle du  $\pi_2 8^-$  en raison d’une énergie d’appariement des neutrons plus petite que celle des protons, permettant des transition  $\Delta K = 1$  E1 relativement rapide entre ces états. Cela induit que le  $\pi_2 8^-$  ne serait pas isomérique, car la transition  $\Delta K = 1$  E1, vers le  $\nu_2 7^-$  ou vers la bande du  $\nu_2 5^-$ , ne serait pas sujette à suffisamment d’interdiction pour être isomérique. En conséquence, cela nous a poussé à chercher une solution pour le ou les états isomériques

observés dans cette expérience dans les excitations quasi-neutron. De ce côté, les états  $\nu_2 7^-$  et  $\nu_2 5^-$  devraient être très proches en énergie évitant toute transition rapide entre eux. On s'attend également à ce qu'ils soient suffisamment bas en énergie pour être l'objet d'une décroissance rapide à travers les structures  $\nu_2 2^+$  ou  $\pi_2 3^+$ .

De plus, pour ce dernier cas, le passage des états 2-qp protons à neutrons induirait également une interdiction supplémentaire. La décroissance privilégiée des états  $\nu_2 7^-$  et  $\nu_2 5^-$  pourrait donc plutôt être des transitions E1 vers les membres  $8^+$ ,  $6^+$  et  $4^+$  de la bande fondamentale avec respectivement des  $\Delta K = 7$  et  $5$ , suivies d'une transition E2 assez fortement convertie dans la bande fondamentale ce qui expliquerait la cascade d'ionisations électronique que nous observons. Compte tenu d'une énergie d'excitation d'environ 1100 keV pour ces deux têtes de bande proches l'une de l'autre, le  $\nu_2 7^-$  serait pour sa part l'objet d'une décroissance par une transition  $\gamma$  E1 d'environ 800 keV vers l'état  $6^+$  en parallèle avec une transition moins favorisée de 600 keV vers l'état  $8^+$  de la GSB. Cela serait suivi par une décroissance dans la bande fondamentale vers le  $0^+$  qui créerait des signaux d'électrons de 300 keV et 500 keV respectivement. Néanmoins, selon la systématique de décroissance des isomères de haut-K de F.G. Kondev et al. [44], la demi-vie de cet isomère serait relativement longue, de quelques centaines de microsecondes, du fait de la forte interdiction de cette transition  $\Delta K=7$ . Le  $\nu_2 5^-$  est de son côté un peu plus cohérent, si l'on considère une transition E1  $\Delta K=5$  d'environ 900 keV du  $\nu_2 5^-$  vers le  $4^+$  de la bande rotationnelle du fondamental, la figure 3.20 nous indique un temps de vie de l'ordre de la  $\mu s$ . De plus, ce chemin de décroissance pourrait être en accord avec la distribution des électrons de conversion observés, qui s'étend jusqu'à 600 keV (voir fig 3.21). Ce serait donc très probablement la décroissance isomérique observée dans cette expérience. En parallèle, la décroissance du  $\nu_2 5^-$  aurait une énergie de transition  $\gamma$  E1 un peu plus élevée puisqu'elle alimente les membres  $4^+$  et  $6^+$  de la bande fondamentale. Rappelons ici que la demi-vie de 23  $\mu s$  de l'isomère de haut-K le plus bas dans  $^{256}\text{Rf}$  est attribuée à une décroissance du  $\pi_2 5^-$  par une transition  $\gamma$  E1 de 900 keV vers la GSB [20]. Ces deux décroissances sont donc les deux possibilités que nous avons retenues, sur la base des études de Löbner, Rusinov et Kondev (voir section 1.3.5) même si de nombreuses interrogations restent en suspens.

De plus, avec les 15 transitions isomériques observées associées aux  $753 \pm 124$   $^{256}\text{No}$  implantés dans le DSSD et en tenant compte de l'efficacité de détection, on trouve un rapport entre les décroissances isomériques observées et les décroissances  $\alpha$  de l'état fondamental de  $\simeq 4\%$ . Une valeur aussi faible et des énergies de conversion relativement élevées sont plutôt typiques d'une structure d'état isomérique à 4-qp. Les isomères construits sur des configurations 2-qp représentent généralement jusqu'à 15-20% du flux de décroissance total. Mis en relation avec le nombre total de  $^{256}\text{No}$  implantés, cela devrait correspondre à 50-75 décroissances isomériques observées. La figure 3.17 ne contient certainement pas un tel excès de comptage pour des durées de vie comprises entre quelques  $\mu s$  et quelques s [ $2^2 - 2^{22} \mu s$ ], soulevant la question de la nature exacte de(s) isomère(s) observé(s). On pourrait imaginer que les décroissances 2-qp non observées se produisent via un chemin de plusieurs décroissances successives avec une somme dont l'énergie serait inférieure au seuil de détection de 100 keV. On pourrait également penser que l'on rate cette décroissance car elle se ferait à travers un isomère suffisamment rapide pour être au bord des limites d'observation, comme la figure 3.18 semble l'indiquer.

Pour conclure, cette expérience a donné la première preuve de l'existence d'au moins un isomère de haut-K dans  $^{256}\text{No}$ ; en supposant qu'il s'agisse d'un seul isomère, une

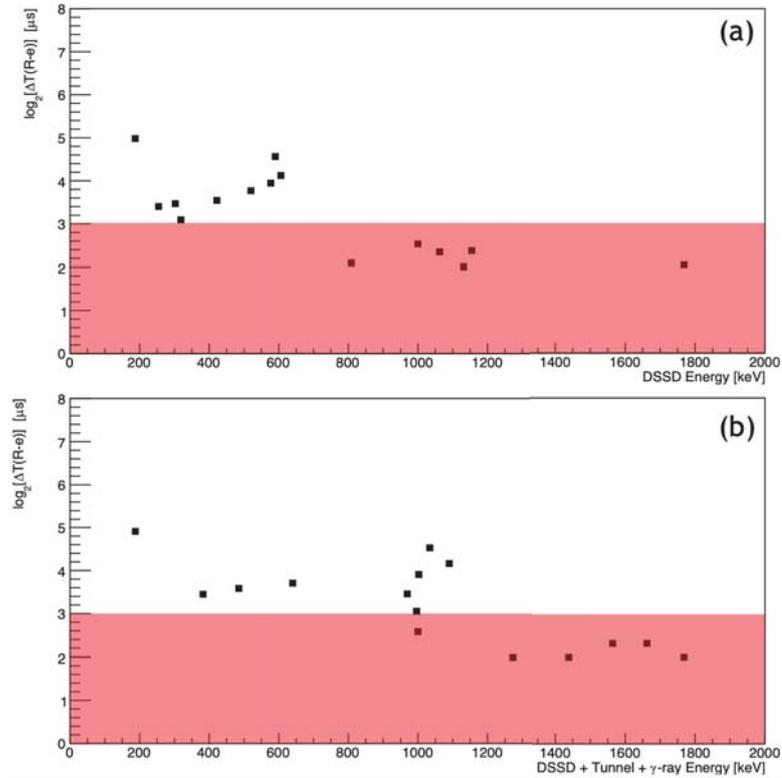


FIGURE 3.21 – Temps de vie des 15 décroissances isomériques observées en fonction (a) des énergies DSSD uniquement et (b) de la somme des énergies mesurées dans le DSSD, les tunnels et les germaniums en coïncidence.

*Lifetime of the 15 isomeric decays as a function of (a) the DSSD energies only and (b) the sum of energies measured in the DSSD, the tunnels and the germanium detectors in coincidence.*

demi-vie de  $t_{1/2} = 7.8^{+8.3}_{-2.6} \mu\text{s}$  a été mesurée et une limite inférieure de l'énergie d'excitation de cet état de 1089 keV a été déduite des informations sur les électrons et les rayons  $\gamma$  en coïncidence observés. Une interprétation possible en termes d'états à deux quasi-particules a été proposée en soulignant le rôle probable des états  $\nu_2 7^-$  and  $\nu_2 5^-$ . Le rapport isomérique indique également qu'une partie importante du chemin de décroissance a été manquée. Pour conclure sur la nature du ou des isomères observés, il est absolument nécessaire de répéter cette expérience avec un seuil de détection plus bas (inférieur à 70 keV si possible) et une acquisition plus rapide basée sur une électronique numérique (actuellement en cours de développement à Dubna). Une telle expérience est absolument nécessaire pour établir une interprétation satisfaisante et donner des informations spectroscopiques plus détaillées qui seront également très utiles pour l'étude d'autres isotopes du Nobelium dans cette région très peu connue, au-delà de gap neutrons  $N=152$ .





---

## Chapitre 4

# Spectroscopie du ${}^{255}_{102}\text{No}_{153}$

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>English Summary : <math>{}^{255}_{102}\text{No}_{153}</math> spectroscopic study . . . . .</b>	<b>127</b>
<b>4.2</b>	<b>Contexte physique du <math>{}^{255}_{102}\text{No}_{153}</math> . . . . .</b>	<b>131</b>
<b>4.3</b>	<b>L'expérience . . . . .</b>	<b>134</b>
4.3.1	Dispositif expérimental . . . . .	134
4.3.2	Étalonnage . . . . .	137
<b>4.4</b>	<b>Les résultats . . . . .</b>	<b>139</b>
4.4.1	Caractéristiques des ${}^{254}\text{No}$ et ${}^{255}\text{No}$ . . . . .	140
4.4.2	Mise en évidence des états isomériques . . . . .	141
4.4.3	Caractéristiques des états isomériques découverts dans le ${}^{255}\text{No}$ . . . . .	146
<b>4.5</b>	<b>L'interprétation . . . . .</b>	<b>152</b>
4.5.1	Le premier isomère . . . . .	154
4.5.2	Les deuxième et troisième isomères . . . . .	157
4.5.3	Le quatrième isomère . . . . .	164
4.5.4	Conclusion . . . . .	164

---

### 4.1 English Summary : ${}^{255}_{102}\text{No}_{153}$ spectroscopic study

Since its discovery in Dubna 60 years ago, the structure of  ${}^{255}\text{No}$  was intriguing nuclear physicists. As it is illustrated by the figure 4.1, the region around this Nobelium isotope was widely studied for the last decades. Many high-K isomers were discovered in  ${}^{251}\text{Md}$  [158],  ${}^{250,252,253,254}\text{No}$  [159, 94, 140],  ${}^{255}\text{Lr}$  [31],  ${}^{254,256,257}\text{Rf}$  [160, 20, 127] and  ${}^{257}\text{Db}$  [9]. The  ${}^{254}\text{No}$  has shown a particularly interesting structure [146, 140, 148], with a 2-qp and a 4-qp high-K isomers, even if its structure is still under debate. In the vein of this isotope's structure, the study of  ${}^{255}\text{No}$ , with one more neutron placing its Fermi level just over the N=152 deformed gap, seemed to be particularly interesting too. Some high-K isomers were expected, which may originate from 1-qp configurations or from couplings of the single neutron to the 2-qp and 4-qp states observed in its famous neighbor  ${}^{254}\text{No}$ , leading to 3-qp and 5-qp states. Moreover, one can see on figure 4.2 the decreasing trend of the first 1-qp  $11/2^-$  [725] isomeric state in N=153 isotones. The energy of this orbital is known in these isotones, and should eventually become the ground state of  ${}^{259}\text{Sg}$ . Up to the present study, the  ${}^{255}\text{No}$  structure was the missing element of

this trend. This spectroscopic study, which reveals many high-K isomers will be published in the next months in the Physical Review C [166].

The  $^{255}\text{No}$  nuclei were produced through the one neutron evaporation channel of the  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, \text{xn})^{256-x}\text{No}$  cold fusion-evaporation reaction, at the Flerov Laboratory for Nuclear Research (FLNR, JINR) in Dubna. As it is illustrated by the figure 4.3), this reaction can lead up to  $3.4 \pm 0.3 \mu\text{b}$  cross section [161, 49] for the two neutron evaporation where the doubly magic  $^{48}\text{Ca}$  beam and  $^{208}\text{Pb}$  target allows for strong negative heat of reaction enhancing the survival probability and limiting the neutron evaporation process. The  $^{48}\text{Ca}$  beam was provided by the U400 cyclotron with intensities ranging between 250 and 500 pnA for mid-target energies between 216 and 227 MeV. The production of  $^{255}\text{No}$  was optimized by setting the beam energy to 218 MeV, the maximum of the  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, \text{1n})^{255}\text{No}$  excitation function corresponding to a  $0,1\mu\text{b}$  cross section [161]. The 99,99% pure  $^{208}\text{Pb}$  target was deposited on a  $1.5 \mu\text{m}$  titanium backing and mounted on a rotating wheel (see figure 4.4). The evaporation residues, mainly  $^{254}\text{No}$  and  $^{255}\text{No}$ , were separated from other recoiling nuclei by the Super Heavy Elements Separator (SHELS) [72, 70] and transported to the implantation detector of GABRIELA, this setup is well described in chapter 2. For this experiment, we used the DSSD implantation detector with different gains on the front and back sides. The front side is dedicated to the detection of conversion electrons and middle energy signals as  $\alpha$  decays or recoil implantations. The back side is optimized for middle and very high energy signals from  $\alpha$  decays to fission events. This difference directly induces a difference in the detection thresholds of the front ( $\sim 50$  keV) and the back ( $\sim 120$  keV) sides.

The calibration of GABRIELA was performed with standard  $^{152}\text{Eu}$  and  $^{133}\text{Ba}$  sources for the HPGe and with in-beam real reactions for the silicon detectors using the well-known  $^{164}\text{Dy}(^{48}\text{Ca}, \text{xn})^{212-x}\text{Rn}$  and  $^{174}\text{Yb}(^{48}\text{Ca}, \text{xn})^{222-x}\text{Th}$  reactions, providing  $\alpha$ , electrons and  $\gamma$  correlated signals. In the same way than for the  $^{256}\text{No}$  analysis, the recoils from this experiment were identified and selected by coincidences between signals from the ToF detector and a pixel of the DSSD (energy gate  $4.3 \text{ MeV} \leq E_{DSSD} \leq 15.0 \text{ MeV}$ ). The  $^{254,255}\text{No}$  were then selected by searching for subsequent alpha decay signals detected at the focal plane of SHELS. During the 234 hours of beam time, a little more than 700 000 of these two isotopes were observed, accounting for a 50% detection efficiency for  $\alpha$  in the DSSD, around 1 400 000  $^{254,255}\text{No}$  were produced. The total alpha spectrum can be seen on figure 4.5.

The high-K isomers were identified through the calorimetric method developed by G. D. Jones et al. [141], i. e. through the detection of ER-e- $^{255}\text{No}$  sequences. Thus, we plotted the time difference between a recoil and the following signal in the same pixel as a function of the energy of the subsequent decay, such a plot can be found in figure 4.11. This 2D representation allows for a direct identification of isomeric states, but not only for  $^{255}\text{No}$ , because of the overlap of  $^{255}\text{No}$  and  $^{254}\text{No}$   $\alpha$  decay energies (see figure 4.9).

In order to distinguish  $^{255}\text{No}$  from the majority of  $^{254}\text{No}$ , one needs to go one step further in the decay chain, up to the daughter nucleus  $^{251}\text{Fm}$ . Unfortunately, the  $^{251}\text{Fm}$  half-life ( $T_{1/2} = 5,30(8)$  h) is too long in comparison to our random correlation limit ( $\simeq 2^{25} \simeq 33\text{s}$ ). But the  $^{251}\text{Fm}$  is known to exhibit a  $T_{1/2} = 21\mu\text{s}$   $5/2^+$  [522] isomeric state [163, 96], much more convenient, even if it is not systematically populated (see fig 4.10). The figure 4.11 illustrates the power of this strategy, one can see on the bottom matrix the same ER-e- $\alpha$  events than on the top part but with the additional condition of the observation of a  $^{251m}\text{Fm}$  decay at the end, i. e. the ER-e- $^{255}\text{No}$ - $^{251m}\text{Fm}$  chains. This is

a direct proof of the observation of at least one isomeric state in  $^{255}\text{No}$  but it drastically reduces the observed statistics. This method was therefore only used for unambiguous assignments of the newly identified isomers.

According to the irregularities in the lifetime distribution of the discovered isomer, we looked for  $\text{ER}-e_1\dots e_n-^{255}\text{No}$  chains, with and without the additional condition of  $^{251m}\text{Fm}$  at the end of the sequence. Thus, we discovered chains with up to four consecutive isomeric decays. We observed 5195 (401) cascades of two, 489 (44) cascades of three and even 5 (0) cascades of four isomers followed by an  $\alpha$  decay in the  $^{255}\text{No}$  range (the chains followed by a  $^{251m}\text{Fm}$  decay are indicated between parenthesis). At this point, we noticed that the  $^{251m}\text{Fm}$  condition is not necessary for cascades of more than two isomers. Indeed, the structure of  $^{254}\text{No}$  is known to be composed of two isomeric states, with  $T_{1/2} = 263(2)\text{ms}$  and  $T_{1/2} = 184(2)\ \mu\text{s}$  [148] while the discovered isomers in  $^{255}\text{No}$  have lifetimes in the  $\mu\text{s}$  order of magnitude. Thus, a lifetime selection of cascades of more than two electron showers with  $T_{1/2} \leq 2^{10} = 1024\ \mu\text{s}$  is enough to discriminate  $^{255}\text{No}$  cascades from the  $^{254}\text{No}$  ones. These isomeric states decays being very fast, we performed a strip by strip analysis, allowing for a lower threshold in order to improve the statistic, especially on cascades of four isomers, leading to the observation of 60  $\text{ER} - e_1 - e_2 - e_3 - e_4$  chains. The lifetime distribution as a function of energy for these 60 events is shown by figure 4.12. We denoted these isomeric states I, II, III and IV in an increasing excitation energy order as described in this figure. The lifetime fits were done with a dedicated function adapted to the  $\log_2$  scale. Then we performed the same procedure on cascades of three isomers (see figures 4.13 and 4.14) with a two-component lifetime function in order to check the results obtained on the full sequence. The differences between these two fitting methods are described by table 4.1. In order to get a convenient statistic, we focused the  $\gamma$ -ray analysis on the 489 cascades of three isomers, giving the  $\gamma$  spectrum presented in figure 4.15. Nethertheless, the DSSD/HPGe coincidence window was determined to be  $\pm 10\ \mu\text{s}$  on the basis of the calibration reactions. According to the observed lifetime distributions, we met some overlap issues of a  $\gamma$  over two generations of electrons in the DSSD. Thus, the  $\gamma$ -rays assignation required a deeper analysis. I reduced the coincidence window progressively up to  $\pm 2\ \mu\text{s}$  around a DSSD event, what reduced the statistics but allowed us to assign the majority of these transitions to the decay of the second isomer (denoted II), in accordance with observations on cascades of two isomers (see figure 4.16). In these  $\gamma$ -rays, we observed different summation effect, described by the table 4.2, highlighting a rotational band populated from two sides by these  $\gamma$  transitions. The energy measurements for the four isomeric states discovered in  $^{255}\text{No}$  are summarized in the table 4.3 in order to clarify the following interpretation.

Regarding the measured excitation energies for the four isomeric states identified in this nucleus, the first one (I) should originate from a 1-qp configuration, the second (II) and the third (III) from 3-qp configurations and the fourth (IV) one from a 5-qp configuration.

The  $N=153$  isotones in the  $^{255}\text{No}$  region were widely studied [149], from  $^{249}\text{Cm}$  to  $^{257}\text{Rf}$  the structure of these nuclei is known to be a  $1/2^+$  [620] ground state with a 1-qp  $11/2^-$  [725] isomeric state whose energy decreases with the mass (see figure 4.18). Following this systematics, the same isomeric state was identified in  $^{255}\text{No}$ , our first assumption was that the decay transition should be an E1 from the  $11/2^-$  [725] to the  $9/2^+$  built on the rotational band of the  $1/2^+$  [620] ground state. According to the same rotational band built on the  $1/2^+$  [620] ground state in the closest isotone  $^{253}\text{Fm}$ , the

$9/2^+$  should be around 144 keV, what should induce a  $\simeq 80$ -90 keV E1 transition from the suggested  $11/2^-$  [725] isomeric state (at  $\simeq 225$  keV). The conversion coefficient of such a transition range from 0.15 to 0.2, what should lead to a strong  $\gamma$  pic. The  $\gamma$ -rays observed in coincidence with the decay of this low-lying isomer in the upper spectrum of figure 4.20 excludes this scenario. According to the energetic trend of the  $3/2^+$ [622] state in N=153 isotones [149] visible on figure 4.18, we were wondering about the energy of this state in  $^{255}\text{No}$ . Some simulations from A. Lopez-Martens (lower spectrum of figure 4.20) shows that a low-energy E1 transition from the  $11/2^-$  [725] to the  $9/2^+$  built on the rotational band of this  $3/2^+$  [620] leads to a  $f_\nu \simeq 100$ -250, in perfect agreement with the K-forbidden decays in this region described by the Lobner systematic [41]. Thus, this low-lying isomer was established to be a  $11/2^-$  [725] neutron hole state, which perfectly bridges the hole between  $^{253}\text{Fm}$  and  $^{257}\text{Rf}$  and reopens the question about the location of the  $3/2^+$ [622] in  $^{257}\text{Rf}$  [127], which is supposed to be around 157 keV.

The second isomer brings out many high energy  $\gamma$  transitions in addition to electron showers, leading to a  $\simeq 1130$  keV excitation energy above the first isomeric state. We clearly see at least 11 different transitions which can all fit to the decay from 4 different states populating the rotational band of the low-lying  $11/2^-$  [725] isomer. Such a structure is proposed in the decay scheme of figure 4.22 and fits perfectly with our estimate of the rotational band built on the  $11/2^-$  state with an  $\hbar/2\mathcal{J}=6.1$ , in agreement with the  $\hbar/2\mathcal{J}=6.6$  from the same band in  $^{257}\text{Rf}$ . At this point, we knew that the decay of the second isomer exhibits 2 intermediates structures each composed of 2 states with a 103 keV interval. These four states should have a spin between  $11/2$  and  $17/2$  but none of these configurations can lead to a measurable lifetime. Then, the isomeric state should be located above these intermediate structures, with a K value high enough to explain the forbiddenness of its decay. According the K. Jain systematics on 3-qp couplings [40] presented in chapter 1, we determined the possible configurations for  $^{255}\text{No}$  (see figure 4.23). If the exact energetic ordering of these states is not known, we determined the most probable possibility through an elimination process leaded by the intention to explain the lifetime of this isomeric state with the Lobner systematic [41]. We conclude that this isomer should be a  $K^\pi=21/2^+$  state originating from the coupling of the 2-qp  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^+ \otimes [521]_{\frac{1}{2}}^-\}_{5^-}$  to the  $\frac{11}{2}^-$  [725]. This isomer should decay through a very low energy ( $\simeq 20$ -40 keV) M2 directly to a  $K^\pi=17/2^-$  state, which will himself populate the two intermediate structures previously discussed. Nethertheless, we remain cautious about this assignment, the multiplicity of the possible 3-qp states in this region requires a larger statistic, especially on the  $\gamma$ -ray spectra, in order to perform a conversion ratio analysis.

Considering that the isomer II is a  $K^\pi=21/2^+$  state, the third one is much more convenient to explain. Indeed, looking to the figure 4.23, we directly see that the only possibility is the  $K^\pi=27/2^+$  originating from the coupling of the 2-qp  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^+ \otimes [514]_{\frac{7}{2}}^-\}_{8^-}$  to the same  $\frac{11}{2}^-$  [725]. This is the only state with a higher K value than the  $K^\pi=21/2^+$ . Moreover, according to the Lobner systematics, a very low energy E2 transition to the  $23/2^+$  member of the rotational band built on isomer II leads to a  $f_\nu=250$ , in good agreement with observations in this mass region. If the isomer III can't decay through a M1 transition to the  $25/2^+$  it is because this state is too high in energy regarding the  $\simeq 130$  keV difference measured between isomers II and III.

The fourth isomeric state is without any doubts a 5-qp configuration, its excitation energy ( $\geq 2.5$  MeV) should exhibit the breaking of two nucleon pairs. There are so many

possibilities for 5-qp configurations in this region and it is impossible to know their favored or unfavored couplings, their energies or even their ordering from one to another. This would require to have a perfect knowledge of the single particle states energies in this region. Our conservative choice was to publish only our measurements : a  $T_{1/2}=5\pm 1\mu\text{s}$  half-life and an excitation energy higher than 1 MeV over the third isomer.

This spectroscopic study of  $^{255}\text{No}$  through the  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, n)^{255}\text{No}$  fusion-evaporation reaction has shown to be particularly interesting. We discovered four high-K isomers in this nucleus and our measurements allowed us to propose the decay scheme presented on figure 4.22. The first isomeric state was interpreted as a 1-qp configuration  $K^\pi=11/2^-$ , as observed in lighter  $N=153$  isotones. The second and the third ones were respectively interpreted as the 3-qp states  $K^\pi=21/2^+$  and  $27/2^+$  on the basis of the Lobner systematic. We did not propose any interpretation for the fourth one except the observation of a high excitation energy which can only be explained by a 5-qp configuration. Following the success of this study, which will be published very soon, this experiment will be repeated in Dubna, with lower DSSD thresholds and a digital acquisition chain, which will allow for better half-life measurements, almost no dead-time and no pile-up effects.

## 4.2 Contexte physique du $^{255}_{102}\text{No}_{153}$

Comme cela a été abordé dans le chapitre précédent, l’histoire du Nobelium a commencé en 1957 à l’Institut Nobel de physique de Stockholm avec la découverte de ce nouvel élément de numéro atomique 102. S’ensuivit une course à la découverte de nouveaux isotopes de cet élément en Suède, mais également en Russie et aux États-Unis. Dans les années 60, la découverte de l’isotope  $^{255}_{102}\text{No}_{153}$  a été sujette à controverse. En 1961, une équipe du laboratoire Lawrence-Berkeley, dirigée par Glenn Seaborg, déclara avoir observé un émetteur alpha identifié comme étant l’isotope 255 du Nobelium. Ils déclarèrent avoir découvert un noyau ayant un temps de demi-vie de 15 s qui décroît par émission d’une particule  $\alpha$  de 8.2 MeV, et attribuèrent ces caractéristiques à l’isotope  $^{255}_{102}\text{No}_{153}$ , sans aucune justification supplémentaire. On sait aujourd’hui que ces caractéristiques correspondent à l’isotope 257 du Nobelium. A l’époque, cette découverte fut aussitôt remise en question par l’équipe russe du FLNR (Dubna), dirigée par Gueorgui Nikolaïevitch Flerov. Ces derniers mirent en évidence plusieurs isotopes du Nobelium entre 1961 et 1966, notamment grâce aux travaux de E. D. Donets, qui reproduisit les réactions utilisées à Berkeley, en utilisant un cible lourde d’ $^{238}\text{U}$  et un faisceau léger de  $^{22}\text{Ne}$  pour synthétiser les  $^{255}\text{No}$  et  $^{256}\text{No}$  [122, 123]. Malheureusement, du fait de la similarité des expériences des deux parties et des différences de résultats publiés, l’IUPAC n’apporta pas plus son soutien à l’équipe Russe plus qu’à l’équipe Américaine. Rétrospectivement, l’IUPAC déclara que les résultats de Dubna étaient corrects, bien que le temps de demi-vie proposé pour le  $^{256}\text{No}$  ait été légèrement surestimé. Il fallut attendre 1971 pour que ces découvertes soient avérées, lorsque l’équipe d’Oak Ridge observa les rayons-X du Fm en coïncidence avec les décroissances  $\alpha$  des différents isotopes précédemment cités.

Depuis, 13 isotopes de cet élément ont été synthétisés, couvrant toute la gamme du  $^{248}\text{No}$  au  $^{262}\text{No}$  hormis le  $^{261}\text{No}$ . Certains de ces isotopes aux extrémités de la charte des nucléides n’ont été découverts que très récemment, notamment le  $^{249}\text{No}$ , que nous avons synthétisé pour la première fois à Dubna en 2021, et dont nous tentons de réclamer la primeur [150, 151]. Nous avons synthétisé cet isotope à travers la réaction

$^{204}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 3n)^{249}\text{No}$ , quelques semaines avant qu'une équipe de GSI réalise la même expérience [152].

Le  $^{255}_{102}\text{No}_{153}$  présente une structure très intéressante en termes d'orbitales nucléoniques, c'est pourquoi nous avons réalisé cette étude de spectroscopie  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ . En effet, les études de ces noyaux très lourds (Very Heavy Elements - VHE) et de leurs états isomériques permettent d'accéder à des informations sur l'ordre des orbitales atomiques autour du niveau de Fermi. Avec ses 102 protons, le niveau de Fermi protons du Nobelium est situé juste au-dessus du gap  $Z=100$ , c'est une des raisons qui ont poussé les physiciens du domaine à l'étudier au cours des dernières décennies. De nombreux noyaux ont ainsi été cartographiés autour de ce gap  $Z=100$ , révélant de nombreux états isomériques de haut-K dans les  $^{251}\text{Md}$  [158],  $^{250,252,253,254}\text{No}$  [159, 94, 140],  $^{255}\text{Lr}$  [31],  $^{254,256,257}\text{Rf}$  [160, 20, 127] et  $^{257}\text{Db}$  [9]. L'étude du  $^{254}\text{No}$  s'est révélé particulièrement intéressante, même si sa structure sous-jacente est encore controversée. Des isomères de haut-K 2-qp et 4-qp ont été

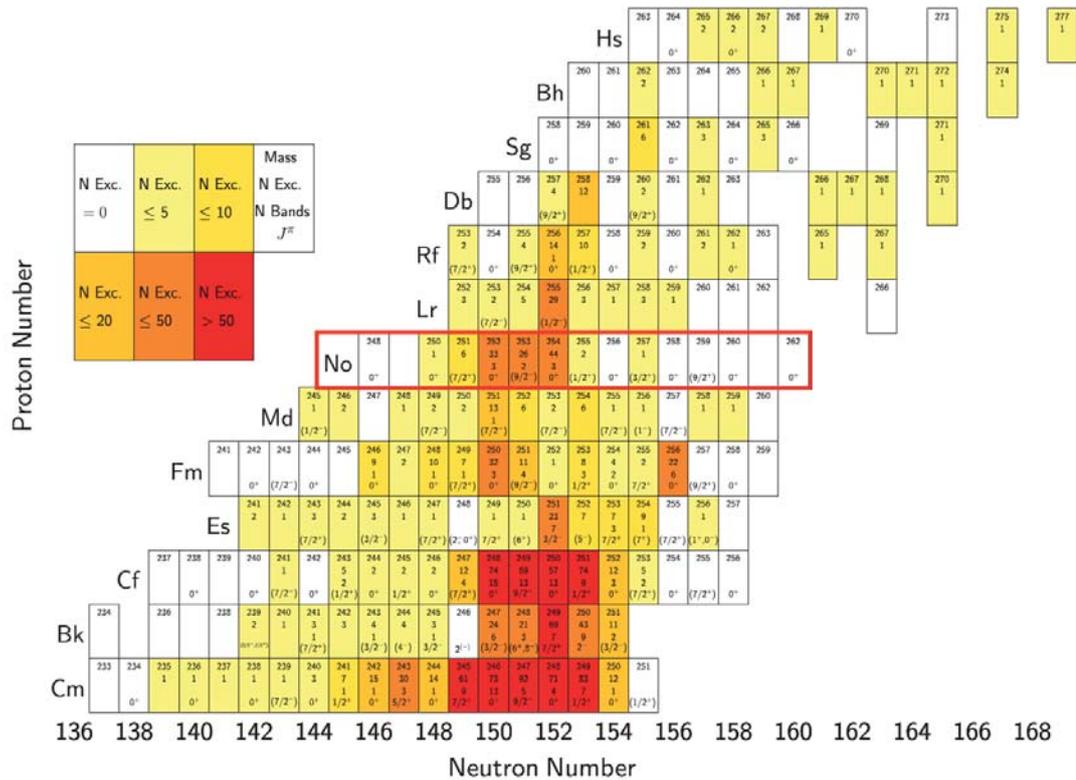


FIGURE 4.1 – Résumé des données expérimentales disponibles du Cm ( $Z=96$ ) au Hs ( $Z=108$ ). On y retrouve le nombre de masse  $A$ , le nombre d'états excités connus, le nombre de bande de rotations connues et le spin du niveau fondamental pour chaque isotope. Figure extraite de [128].

*Summary of the experimental data available on nuclei from Cm ( $Z=96$ ) to Hs ( $Z=108$ ). One can see the mass number  $A$ , the number of known excited states, the number of rotational bands and the ground state spin for each isotope. Figure extracted from [128].*

observés et discutés au cours de plusieurs expériences [146, 140, 148]. Dans cette lignée, le  $^{255}\text{No}$ , qui a un neutron de plus plaçant son niveau de Fermi neutron au-dessus du gap  $N=152$ , semblait très prometteur. Il était attendu que ce noyau présente des structures isomériques de haut-K à 1-qp, 3-qp et 5-qp, qui pourraient provenir du couplage de ce neutron célibataire aux configurations à 2-qp et 4-qp observées dans le  $^{254}\text{No}$ . De plus, on peut voir sur la figure 4.2 que les isotones du  $^{255}\text{No}$  présentent tous un premier état isomérique de haut-K à 1-qp  $11/2^-$  [725]. On voit sur cette figure que l'énergie de cette orbitale semble diminuer avec la masse de ces isotones, et deviendrait même le niveau fondamental dans le  $^{259}\text{Sg}$ .

Le  $^{255}\text{No}$  était, jusqu'à cette étude, un chaînon manquant de cette tendance décroissante sur lequel les théoriciens n'arrivaient pas à s'accorder. Cette étude spectroscopique est la première à mettre en évidence tant d'isomères de haut-K, comme nous le verrons par la suite. La statistique accumulée au cours de ce mois d'expérience ne nous a pas permis de conclure avec certitude quant à l'assignation des isomères observés, mais elle donne, avec l'étude du  $^{256}\text{No}$  présenté à la partie précédente, des points d'ancrages très intéressants dans cette région. Les résultats qui seront présentés dans la partie suivante seront, je l'espère, bientôt confirmés et approfondis à travers des expériences complémentaires, déjà planifiées à Dubna.

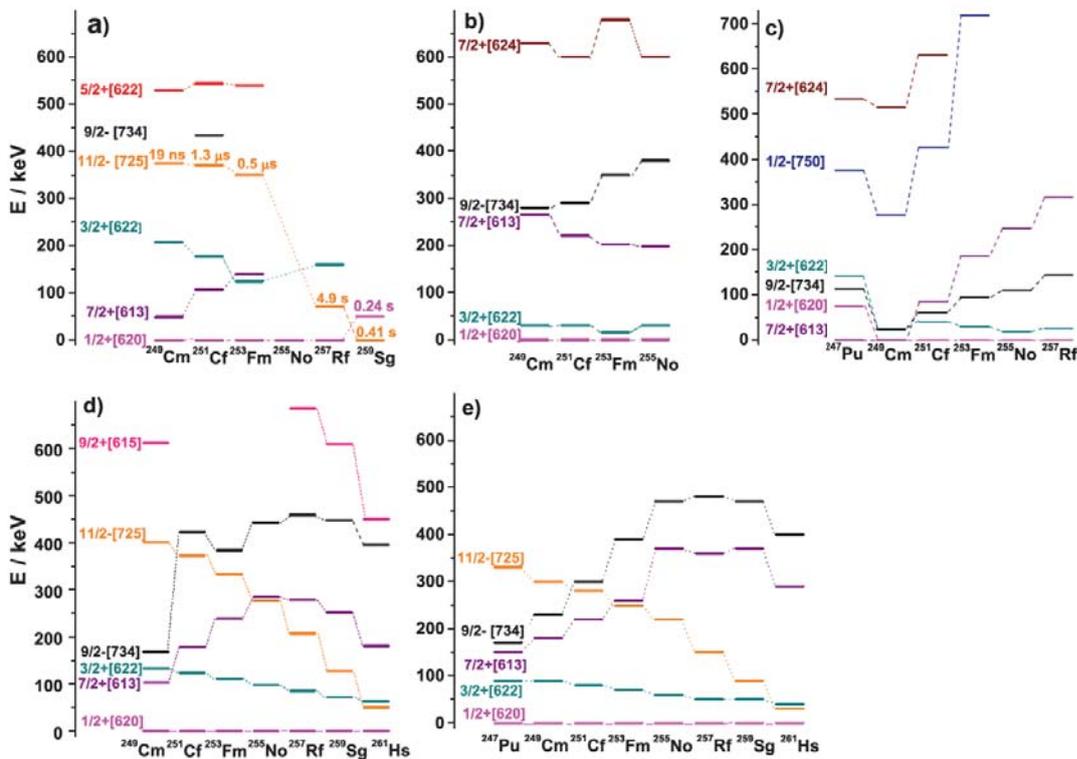


FIGURE 4.2 – Niveaux de particules individuelles expérimentaux (a) et théoriques (b) [153], (c) [154, 155], (d) [156] et (e) [157]. Figure extraite de [149].

*Experimental (a) and calculated (b) [153], (c) [154, 155], (d) [156] and (e) [157] low lying single particle levels in  $N=151$  isotones. Figure extracted from [149]*

## 4.3 L'expérience

### 4.3.1 Dispositif expérimental

Nous avons produit le  $^{255}\text{No}$  avec la réaction de fusion évaporation  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, n)^{255}\text{No}$  au Flerov Laboratory for Nuclear Research (FLNR, JINR, Dubna). Les différentes voies d'évaporation de cette réaction ont été très largement exploitées par les physiciens des noyaux lourds et superlourds au cours des 50 dernières années. En effet, du fait de la double magicité du faisceau ( $^{48}\text{Ca}$ ) et de la cible ( $^{208}\text{Pb}$ ), cette dernière offre des sections efficaces de l'ordre du microbarn [49]. La figure 4.3 illustre les sections efficaces des voies d'évaporation 1n, 2n 3n et 4n.

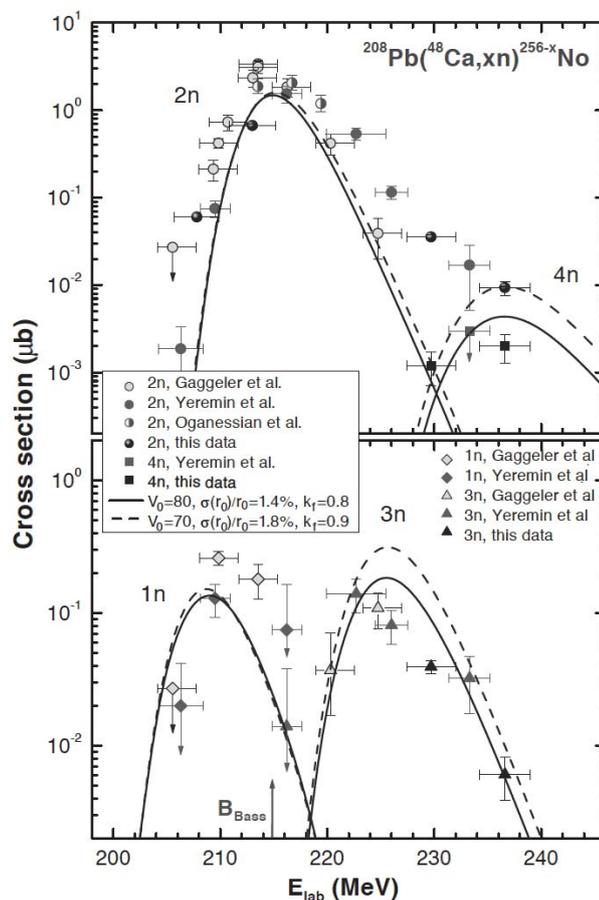


FIGURE 4.3 – Fonctions d'excitation des voies  $n$  à  $4n$  de la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$  obtenues dans les études [49] ainsi que dans des travaux précédents [50, 161, 52]. On y retrouve les résultats de calculs HIVAP comme point de comparaison (lignes) [53]. Figure extraite de [49].

*Excitation functions for the  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$  reactions as obtained in [49] and earlier works [50, 161, 52] (symbols), in comparison with the results of calculations with the HIVAP code [53] (lines). Figure extracted from [49]*

Cette réaction a été exploitée afin de réaliser des études de spectroscopie des  $^{252,253,254}\text{No}$ . Elles ont notamment permis de mettre en évidence deux états isomériques dans le  $^{254}\text{No}$ , interprétés comme des états à deux quasi-particules protons  $\pi^2\{[521]1/2^- \otimes [514]7/2^-\}_{3^+}$  et  $\pi^2\{[624]9/2^+ \otimes [514]7/2^-\}_{8^-}$  [146, 140, 148, 22]. Le schéma de niveau complet du  $^{254}\text{No}$  est encore en débat, notamment pour l'isomère  $3^+$ , qui pourrait également résulter du couplage à deux quasi-neutrons  $\nu^2\{[620]1/2^+ \otimes [613]7/2^+\}_{3^+}$ . Le but premier de cette expérience était d'accumuler une statistique très importante de  $^{254}\text{No}$ , c'est pourquoi nous avons choisi d'optimiser l'énergie de faisceau utilisée par rapport à la production de cet isotope. Nous avons rencontré quelques problèmes de mesure de l'énergie du faisceau (a posteriori, nous pensons que ces énergies étaient surestimées). Nous avons donc optimisé la production de  $^{254}\text{No}$  manuellement, au début de cette campagne expérimentale, en mesurant les taux de production. Nous nous sommes ainsi fixés au maximum de la fonction d'excitation de la voie  $2n$  pour les trois premières semaines de l'expérience, puis nous avons baissé cette énergie de 7 MeV pour la dernière semaine, afin d'optimiser la production de  $^{255}\text{No}$ . Nous avons utilisé une cible de  $^{208}\text{Pb}$  pure à 99,99%. Ce niveau de pureté a été mesuré par l'équipe de chimie nucléaire du FLNR juste avant le début de l'expérience, afin de vérifier que les impuretés présentes dans la cible, notamment d'autres isotopes du Pb, ne soient pas limitantes pour l'interprétation des données. Ce matériau cible a été déposé sur un support de titane de  $1.5\mu\text{m}$  d'épaisseur. Les feuilles ainsi obtenues ont été montées sur une cible rotative, on peut retrouver ce montage sur la figure 4.4.



FIGURE 4.4 – Cible de  $^{208}\text{Pb}$  déposée sur un support de titane et montée sur sa roue. Photo prise par Julien Piot.

*$^{208}\text{Pb}$  target deposited on a Ti backing mounted on a rotating wheel. Picture taken by Julien Piot.*

Les résidus d'évaporation, principalement  $^{254}\text{No}$  et  $^{255}\text{No}$ , ont été séparés des autres noyaux de recul par le Super Heavy ELEMENTS Separator (SHELS) [72, 70] et transportés vers le plan focal où se trouve le détecteur d'implantation de GABRIELA. Avec un temps de vol typique de  $2,6 \mu\text{s}$  entre la cible et le plan focal, ce dispositif permet d'accéder aux états nucléaires des résidus d'évaporation ayant des durées de vie plus longues que ce temps de vol dans le séparateur. Le système de détection GABRIELA que nous avons utilisé est présenté de manière détaillée dans la partie dédiée aux dispositifs expérimentaux (section 2.4.1). Il est composé d'un détecteur silicium d'implantation (DSSD) et de 8 siliciums en configuration tunnel en amont du DSSD, le tout est entouré de 5 détecteurs de germanium de haute pureté (HPGe). Ce système permet de réaliser des études de spectroscopie  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ . Nous avons mesuré un taux de comptage moyen de 30 Hz par piste pour le détecteur d'implantation au cours de cette expérience, suffisamment lent pour réaliser des corrélations génétiques sur des durées pouvant atteindre la dizaine de minutes, comme nous le verrons par la suite.

Nous avons utilisé les deux gains de chaque face du DSSD pour couvrir une gamme d'énergie complète : électrons,  $\alpha$  et produits de fission. Les gains de la face avant du DSSD ont été dédiés à la détection de signaux de faible énergie (cascades électroniques) pour le gain haut et de signaux d'énergies moyennes (particules  $\alpha$ ) pour le gain bas. Pour la face arrière, le gain haut a été optimisé pour les mesures d'énergies moyennes tandis que le gain bas a été réglé pour être sensible aux signaux de hautes énergies tels que ceux des produits de fission. Cette configuration est légèrement différente de celle que nous

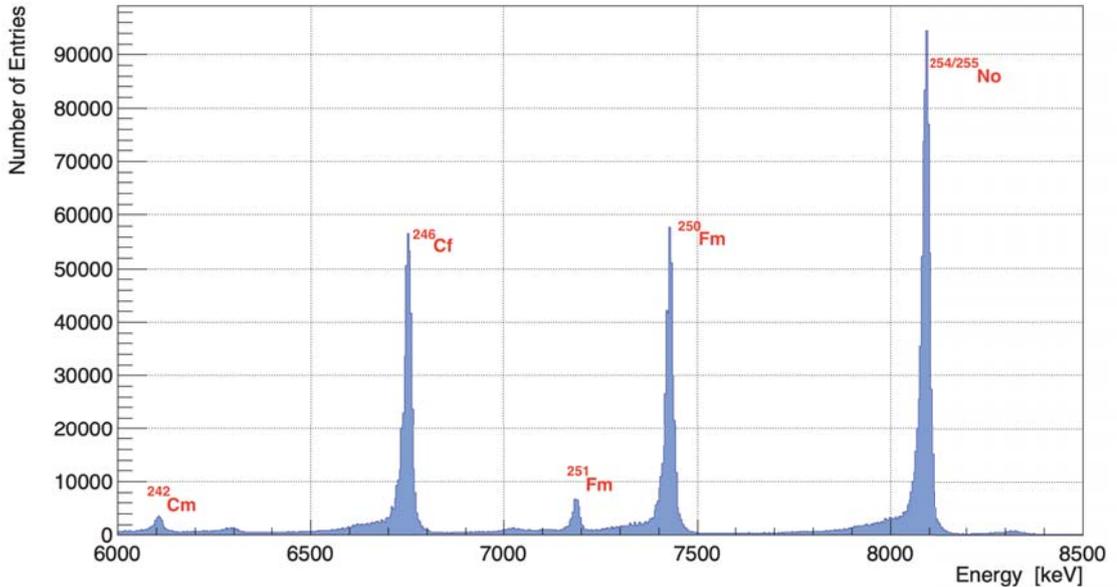


FIGURE 4.5 – Spectre des décroissances alpha observées au cours de la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$ . On y retrouve un mélange de  $^{254}\text{No}$  et de  $^{255}\text{No}$  entre 7700 et 8300 keV ainsi que leurs descendants.

*Alpha decay spectrum from the  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$  reaction. One can see the  $^{254/255}\text{No}$  mix between 7700 and 8300 keV with their  $\alpha$  decay descendants.*

avons utilisé pour le  $^{256}\text{No}$  ou les produits de fission ne retenaient pas notre intérêt.

Rappelons que le DSSD est un détecteur à 128 pistes par face dont les signaux sont retranscrits piste par piste dans les jeux de données. L'utilisation de ces différents gains sur les deux faces du DSSD entraîne des différences entre les seuils de détection des deux faces. Ainsi, les seuils des pistes avant du DSSD sont de  $\simeq 50$  keV alors que ceux des pistes arrière varient de  $\simeq 80$  à 140 keV. Cette différence peut entraîner des pertes d'événements dans le cas où seule la piste avant aurait été déclenchée. En effet, sans signal d'une piste arrière à corrélérer avec un signal d'une piste avant, il est impossible de reconstituer un pixel, ce qui entraînera la perte de cet événement dans une analyse pixel par pixel. Ayant observé des signaux très intéressants dans cette gamme d'énergie (50 à 120 keV), qui seront détaillés par la suite, j'ai réalisé des analyses pixel par pixel mais également piste par piste. Cette stratégie permet de récupérer des événements de basse énergie très intéressants, comme cela sera détaillé par la suite. A contrario, les taux de comptages sont nettement plus élevés dans une piste que dans un pixel ( $\simeq \times 128$ ), ce qui entraîne une diminution de la limite de corrélations aléatoires (voir "random correlations" section 3.5.1), on doit donc se limiter à l'étude de signaux rapides avec cette stratégie.

Pour maximiser la détection d'électrons de conversion, nous avons choisi d'utiliser les détecteurs tunnels individuellement. En effet, lorsqu'un électron de conversion va s'implanter dans un des tunnels, il perd une partie de son énergie en s'échappant du DSSD et le reste dans le tunnel en question. Il arrive souvent que l'énergie déposée dans le DSSD au cours de ce processus soit inférieure au seuil de détection, ainsi, il en résultera la détection d'un signal dans un tunnel sans signal en coïncidence dans le DSSD. Ces événements ont été considérés à part entière dans cette étude, afin de maximiser la statistique. Comme indiqué précédemment, cette expérience était au départ dédiée à la spectroscopie du  $^{254}\text{No}$ , qui est en cours d'analyse par la collaboration. Au cours de cette expérience de haute statistique, nos codes d'analyse ont révélé une production relativement importante de  $^{255}\text{No}$  et surtout, des états isomériques n'ayant jamais été observés auparavant. Ayant bien avancé sur l'analyse du  $^{256}\text{No}$ , nous avons décidé d'accorder un intérêt tout particulier à cet isotope méconnu du Nobelium, et j'ai été en charge de cette analyse. Cette phase d'analyse des données est très similaire à celle qui a été présentée dans le chapitre précédent, c'est pourquoi elle ne sera pas aussi détaillée dans cette partie.

### 4.3.2 Étalonnage

Comme cela a été mentionné précédemment, les campagnes expérimentales commencent par un pré-étalonnage à l'aide de sources radioactives  $\alpha$ ,  $\gamma$  et  $e^-$ . Nous utilisons des sources  $\alpha$  ( $^{238/239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  et  $^{244}\text{Cm}$ ) ainsi que des sources  $\gamma$  et électrons de  $^{207}\text{Bi}$  et de  $^{133}\text{Ba}$ . Les caractéristiques de décroissance radioactive de ces sources sont réunies sur la figure 4.6 (a). Ces prises de données en source nous permettent de nous assurer du bon fonctionnement des détecteurs et de réaliser un pré-étalonnage, on retrouve par exemple les spectres des électrons émis par la source de  $^{133}\text{Ba}$  pour le détecteur d'implantation et les détecteurs tunnel sur la figure 4.6(b).

La mesure de l'énergie des rayons  $\gamma$  ne dépend pas de la profondeur d'implantation des noyaux dans le DSSD, on peut donc étalonner les détecteurs germanium directement avec ces sources radioactives. Les détecteurs silicium nécessitent quant à eux un étalonnage en conditions réelles, c'est à dire avec des noyaux implantés dans le DSSD afin de tenir compte de l'énergie perdue dans la zone morte des détecteurs qui entraîne un décalage dans les mesures en énergie. En effet, les sources que nous utilisons sont situées

Source	Mode	Energy, keV	Intensity
$^{241}\text{Am}$	$\alpha$	5338	1.4%
	$\alpha$	5443	12.8%
	$\alpha$	5486	85.2%
$^{244}\text{Cm}$	$\alpha$	5763	23.3%
	$\alpha$	5803	76.7%
$^{239}\text{Pu}$	$\alpha$	5144	17.1%
	$\alpha$	5157	70.8%
$^{238}\text{Pu}$	$\alpha$	5456	29.0%
	$\alpha$	5499	70.9%
$^{207}\text{Bi}$	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%
$^{133}\text{Ba}$	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%

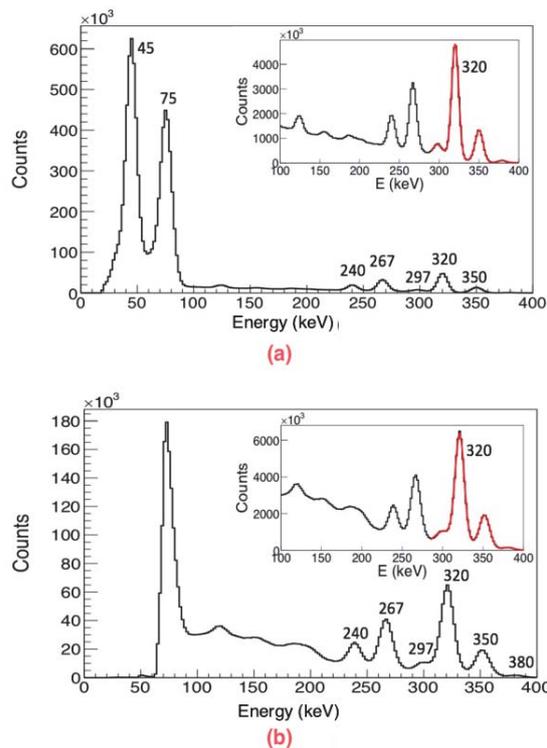


FIGURE 4.6 – (gauche) Caractéristiques des sources utilisées pour l'étalonnage des détecteurs silicium de GABRIELA. On utilise une source  $\alpha$  ( $^{238/239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  et  $^{244}\text{Cm}$ ) pour étalonner le gain bas des détecteurs ( $\alpha$  et fissions) et les sources de  $^{207}\text{Bi}$  et de  $^{133}\text{Ba}$  pour étalonner les gains hauts (électrons de conversion).

(droite) Spectre des électrons émis par la source de  $^{133}\text{Ba}$  pour le détecteur d'implantation (a) et les détecteurs tunnel (b) [74].

*Characteristics of the radioactive sources used for the calibration of GABRIELA silicon detectors. We use an  $\alpha$  source ( $^{238/239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  et  $^{244}\text{Cm}$ ) to calibrate the low gain of the detectors ( $\alpha$  and fissions) and the electron sources  $^{207}\text{Bi}$  and  $^{133}\text{Ba}$  to calibrate the high gains (conversion electrons).*

*(right) Spectrum of electrons emitted by the  $^{133}\text{Ba}$  source in the implantation detector (a) and in the tunnel detectors (b) [74].*

dans la chambre de réaction, les particules  $\alpha$  et les électrons émis doivent donc traverser la zone morte des détecteurs siliciums avant d'atteindre leur volume actif, contrairement aux décroissances internes au DSSD, lorsque le noyau émetteur est déjà implanté dans ce volume actif. Nous réalisons donc dans un second temps des réactions d'étalonnage connues en conditions réelles et avec le faisceau de  $^{48}\text{Ca}$  dédié à cette expérience. Nous avons utilisé les réactions  $^{164}\text{Dy}(^{48}\text{Ca}, xn)^{212-x}\text{Rn}$  et  $^{176}\text{Yb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{224-x}\text{Th}$ . J'ai choisi de réaliser un étalonnage à trois points en utilisant les décroissances  $\alpha$  des  $^{206}\text{Rn}$  (6258(3) keV),  $^{207/208}\text{Rn}$  (6131(4) et 6144(14) keV) et de leurs fils les  $^{203/204}\text{Po}$  (5383(1) et 5377(1) keV). On retrouve sur la figure 4.7 le résultat de cet étalonnage  $\alpha$ , on y voit que les 128 pistes avant du DSSD sont bien alignées pour la gamme d'énergie des  $\alpha$ .

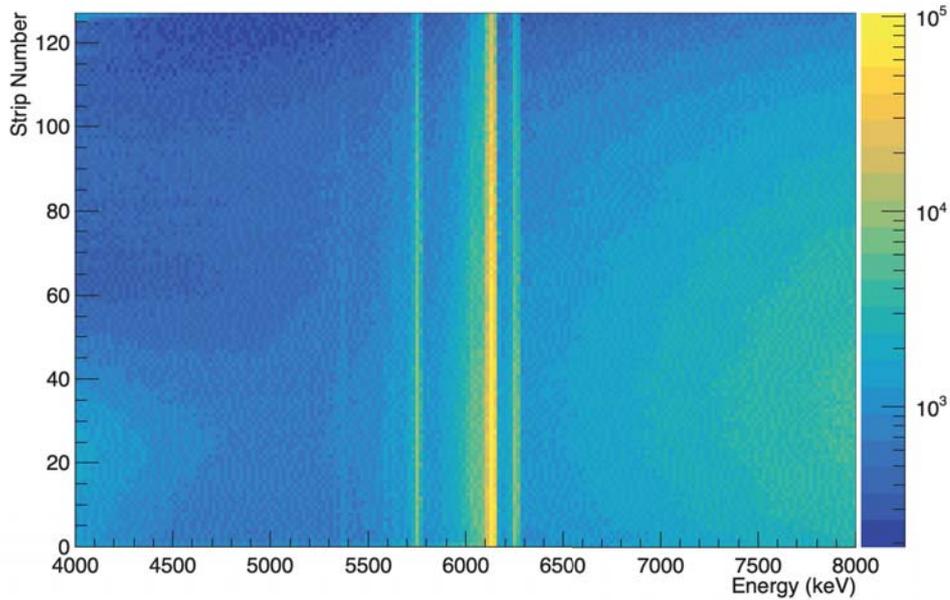


FIGURE 4.7 – Histogramme 2D des numéros de piste du détecteur d’implantation en fonction de l’énergie mesurée pour la réaction  $^{164}\text{Dy}(^{48}\text{Ca}, xn)^{212-x}\text{Rn}$ . Cette matrice permet de visualiser rapidement la qualité de l’étalonnage appliqué.

*2D histogram of the DSSD strip number as a function of the measured energy for the reaction  $^{164}\text{Dy}(^{48}\text{Ca}, xn)^{212-x}\text{Rn}$ . This matrix allows for a direct check of the calibration parameters.*

L’étalonnage du gain haut des pistes avant (i.e. des signaux de basse énergie) et des détecteurs tunnel nécessite d’isoler des transitions spécifiques dans ces noyaux. En effet, si l’on s’intéresse à ces noyaux, c’est aussi parce qu’ils présentent des états isomériques connus qui nous permettent d’étalonner ces basses énergies, à l’instar du  $^{207}\text{Rn}$ . Il faut aussi prendre en compte l’effet d’empilement des signaux lorsqu’ils se succèdent rapidement, comme cela a été présenté dans la section 3.3.2. On voit clairement ce phénomène sur la figure 3.9. Nous corrigeons cet effet manuellement, à l’aide de paramètres d’étalonnage de l’énergie dépendant du temps de vie mesuré. Pour ce jeu de données, nous avons réussi à corriger cet effet jusqu’à  $10\ \mu\text{s}$ , en deçà de cette valeur, la dispersion en énergie est trop grande pour être ajustée, c’est pourquoi nous ne pouvons pas considérer les énergies mesurées pour ces signaux, seuls leur temps de vie pourra être pris en compte.

## 4.4 Les résultats

La majeure partie des méthodes d’analyse utilisées ont été présentées dans le chapitre précédent, ces mêmes méthodes ne seront pas détaillées avec autant de précision pour le  $^{255}\text{No}$  afin de se concentrer sur les résultats et les stratégies développées spécifiquement pour cette expérience. Comme cela a été brièvement abordé, cette expérience était dédiée à l’étude du  $^{254}\text{No}$ , en parallèle de mon analyse du  $^{256}\text{No}$ , j’ai pour ma part été en charge de l’étude du  $^{255}\text{No}$ , qui s’est révélé être particulièrement intéressante. Bien que cette

expérience n'ait pas été destinée à l'étude de cet isotope, nous avons découvert 4 états isomériques inconnus au milieu d'un flot de  $^{254}\text{No}$ . La première partie du travail d'analyse a donc consisté à établir des méthodes permettant d'isoler le  $^{255}\text{No}$ . Nous avons ensuite consacré plusieurs mois au développement d'une interprétation cohérente par rapport à nos connaissances de cette région de masse, et surtout des isotones du  $^{255}\text{No}$ .

#### 4.4.1 Caractéristiques des $^{254}\text{No}$ et $^{255}\text{No}$

Si j'ai accordé un intérêt tout particulier à ce jeu de données, c'est que nous avons observé des décroissances isomériques inconnues dans le  $^{255}\text{No}$  au cours de l'expérience. Comme cela a été mentionné, nous avons rapidement rencontré un obstacle majeur dans cette analyse : plus que leur présence en grand nombre, les décroissances du  $^{254}\text{No}$  ont posé problème du fait qu'elles masquent le  $^{255}\text{No}$ , de part des caractéristiques de décroissance similaires. En effet, les énergies de décroissances  $\alpha$  et les temps de demi-vie des  $^{254}\text{No}$  et  $^{255}\text{No}$  sont très proches, ce qui rend notre méthode d'identification d'états isomériques inefficace.

On retrouve sur la figure 4.8 la matrice 2D représentant les différences de temps entre une implantation et le premier signal la suivant dans le même pixel, c'est à dire

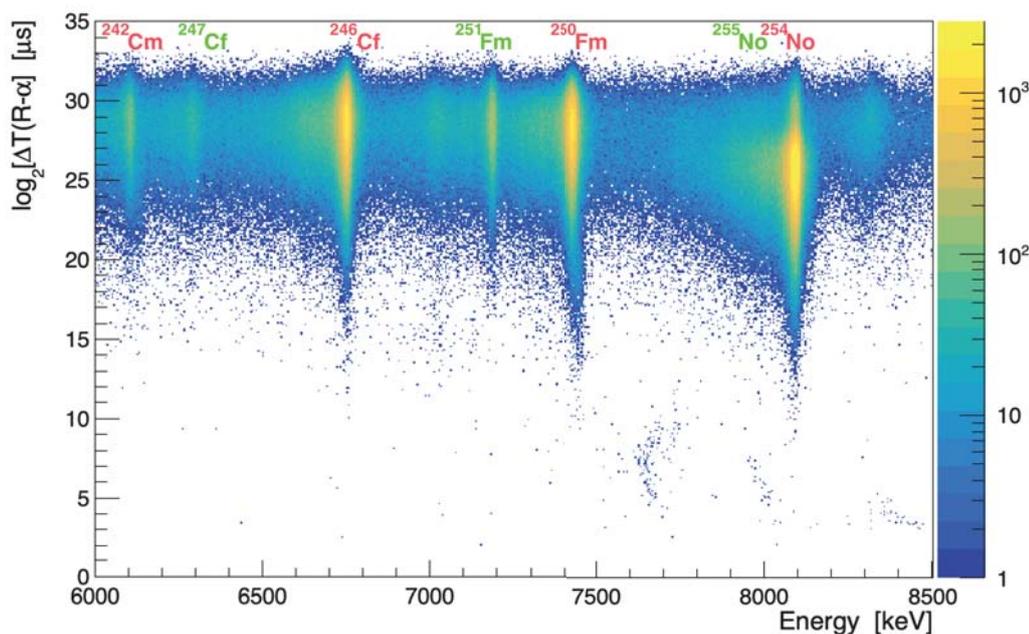


FIGURE 4.8 – Différence de temps entre une implantation (en échelle logarithmique) et une décroissance en fonction de l'énergie de cette décroissance pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$ . On voit le mélange de  $^{254}\text{No}$  et de  $^{255}\text{No}$  entre 7700 et 8300 keV ainsi que leurs descendants (respectivement en rouge et en vert).

*Time difference (in a log scale) between an implantation and the first decay in the same pixel as a function of the decay energy for the  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$  reaction. We can see the  $^{254}/^{255}\text{No}$  mix between 7700 and 8300 keV and their decay chains (red for  $^{254}\text{No}$  and green for  $^{255}\text{No}$ ).*

Energy (keV)	Relative intensity <sup>a</sup>	Excited-state energy (keV)	
		From $\alpha$ energies	From $\gamma$ energies
7702(5)	9.0(20)	604(4)	
7726(6)	9.1(29)	579(5)	
7748(3)	62(5)	557.3(18)	558.7(2)
7842(4)	14.4(22)	461(3)	
7909(3)	56(4)	393.8(18)	395.4(2)
8001(4)	22.8(26)	301(3)	
8057(4)	34.7(31)	243(3)	
8100(3)	100(5)	200.09 <sup>b</sup>	200.09(11)
8233(4)	23.1(26)	64.6(28)	63.9(8)
8296(6)	4.0(12)	0.7(52)	0

<sup>a</sup>For  $I_\alpha$  per 100  $\alpha$  decays, multiply by 0.297.

<sup>b</sup>Normalized at this level.

FIGURE 4.9 – Energies et intensités relatives des voies de décroissance  $\alpha$  du  $^{255}\text{No}$  [162].  
*Energies and relative intensities of the  $\alpha$  decay channels of  $^{255}\text{No}$  [162].*

le temps de vie de la première génération (en échelle  $\log_2$ ), en fonction de l'énergie de cette première décroissance. On voit sur cette matrice que la chaîne de décroissance du  $^{254}\text{No}$  est omniprésente, avec à 8093(14) keV le  $^{254}\text{No}$ , à 7430(20) keV son fils le  $^{250}\text{Fm}$  et à 6293(5) keV son petit-fils le  $^{246}\text{Cf}$  qui décroît lui-même vers le  $^{242}\text{Cm}$  avec une raie  $\alpha$  majoritaire (75% de la décroissance) de 6113(8) keV. La chaîne de décroissance du  $^{255}\text{No}$  est pourtant bien présente, mais elle est minoritaire par rapport à celle du  $^{254}\text{No}$ . Le  $^{255}\text{No}$  a une structure de décroissance  $\alpha$  un peu plus compliquée que son voisin, comme l'indique la figure 4.9, il présente 10 raies  $\alpha$  différentes sur la gamme d'énergie 7700-8300keV, qui alimentent des états excités de la structure du  $^{251}\text{Fm}$ . C'est d'ailleurs à travers la décroissance  $\alpha$  du  $^{255}\text{No}$  qu'a été réalisée la spectroscopie du  $^{251}\text{Fm}$  [96, 163] dont le schéma de niveau est présenté en figure 4.10. Une grosse partie de l'analyse des données de cette expérience a consisté à trier le  $^{254}\text{No}$  du  $^{255}\text{No}$ , ayant des énergies de décroissances communes mais également des temps de demi-vie très proches ( $T_{1/2} = 55 \pm 3$  s pour le  $^{254}\text{No}$  et  $T_{1/2} = 3,52 \pm 0,21$  min pour le  $^{255}\text{No}$ ) il est impossible de directement les discerner.

#### 4.4.2 Mise en évidence des états isomériques

Comme cela a été présenté dans le chapitre précédent, nous utilisons une matrice spécifique pour mettre en évidence des isomères qui décroissent avec des cascades électroniques : nous traçons le temps de vie de la première génération en fonction de l'énergie de la seconde. Dans l'hypothèse de la décroissance d'un état isomérique suivi de la dé-

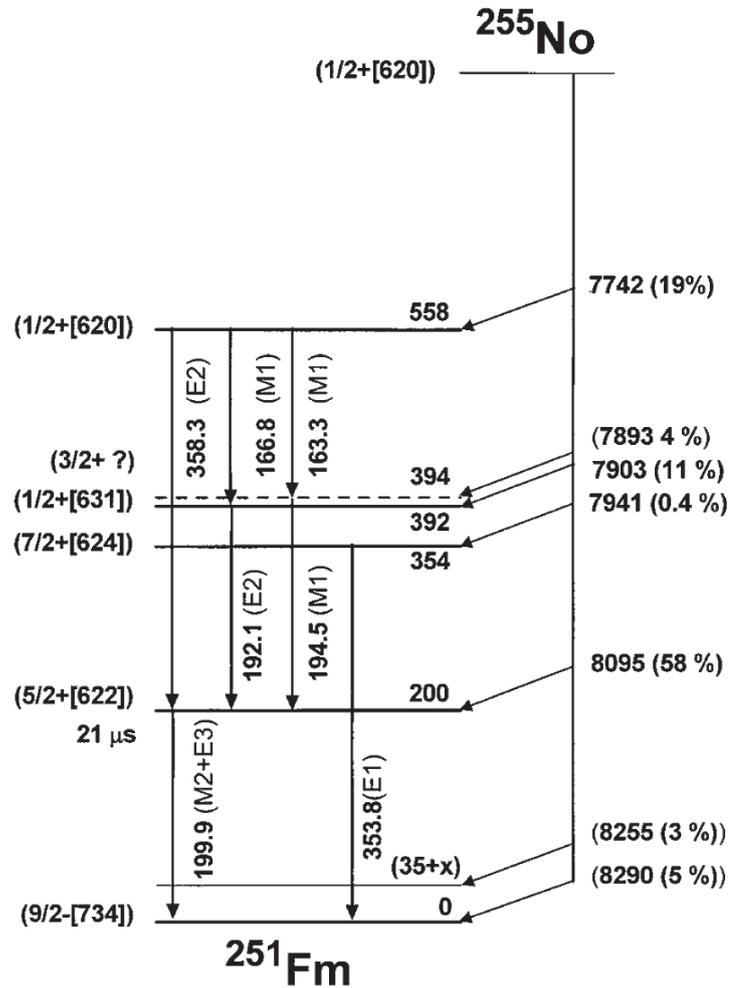


FIGURE 4.10 – Schéma de niveau du  $^{251}\text{Fm}$  établi par F.P. Hessberger et al. [163]. Ces résultats ont depuis été confirmés par K. Rezikina et al. à Dubna [96].

$^{251}\text{Fm}$  level scheme established by F.P. Hessberger et al. [163]. These results were confirmed by K. Rezikina in Dubna [96].

croissance  $\alpha$  du noyau en question, on doit observer une chaîne ER-e- $\alpha$ , qui sera mise en évidence dans cette matrice 2D par un point au temps de vie de cet état isomérique et à l'énergie de décroissance  $\alpha$  du noyau auquel il appartient. Cette méthode est très efficace et permet de déterminer rapidement si l'on peuple des états isomériques ou non. Or, dans le cadre de cette expérience, le recouvrement des énergies de décroissance  $\alpha$  des  $^{254}\text{No}$  et  $^{255}\text{No}$  entraîne une superposition des états isomériques de ces deux noyaux comme on peut le voir sur la figure 4.11. La structure du  $^{254}\text{No}$  étant connue, cette figure nous a tout de même permis d'identifier l'existence d'au moins un état isomérique dans le  $^{255}\text{No}$ . En effet, le  $^{254}\text{No}$  présente une structure avec deux isomères de haut-K [148]. Le premier (le plus bas en énergie) est à 2-qp protons  $K^\pi=8^+$  ayant un temps de demi-vie de  $T_{1/2} = 263(2)$  ms et une énergie d'excitation de 1297(2) keV. Le second est quant

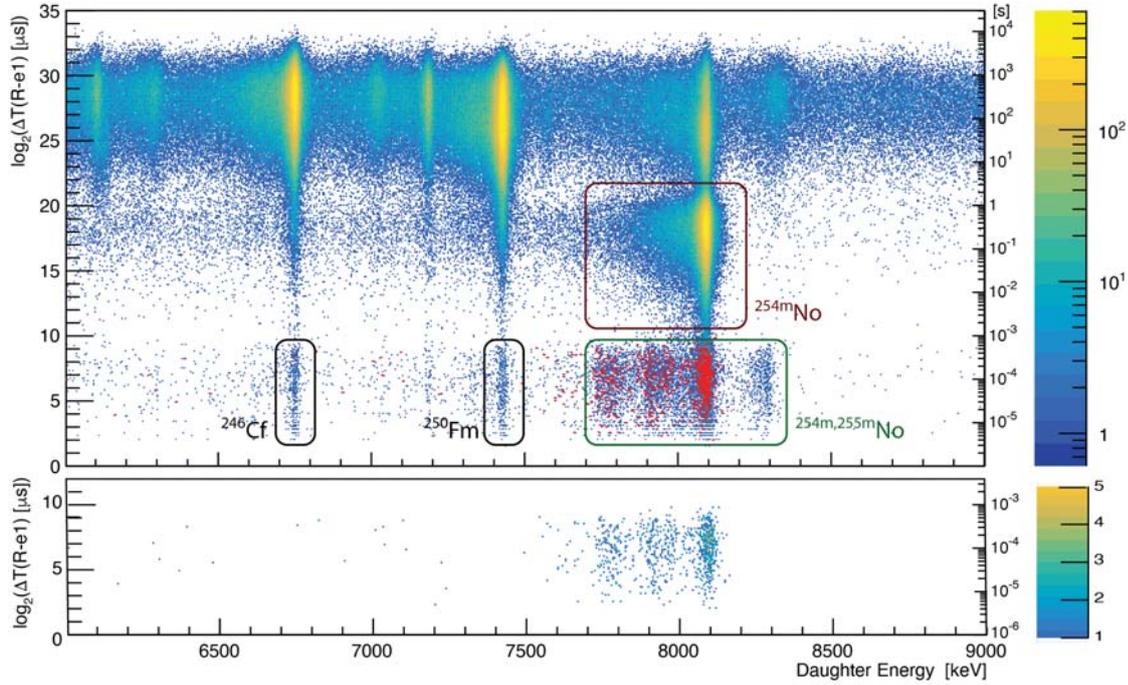


FIGURE 4.11 – Histogramme 2D de la différence de temps entre une implantation (en échelle logarithmique) et la première décroissance observée en fonction de l'énergie de la décroissance suivante pour la réaction  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$ . On visualise directement des états isomériques connus ( $^{254}\text{No}$  encadré en bordeaux,  $^{250}\text{Fm}$  et  $^{246}\text{Cf}$  encadrés en noir) mais surtout un mélange du second état isomérique connu du  $^{254}\text{No}$  et de(s) l'état(s) découvert(s) dans le  $^{255}\text{No}$  (encadrés en vert). L'insert du dessous représente les événements isolés par une sélection sur le  $^{251m}\text{Fm}$  à la suite de cette séquence, c'est à dire les chaînes ER-e- $\alpha$ - $^{251m}\text{Fm}$ .

*A logarithmic plot of the time difference between the implantation of a recoil and the first decay in the same pixel as a function of the following decay energy for the  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$  reaction. We can see the known isomeric state in  $^{254}\text{No}$  (brown),  $^{250}\text{Fm}$  and  $^{246}\text{Cf}$  (black) and the mix of the second isomeric state of  $^{254}\text{No}$  with the discovered isomeric state(s) in  $^{255}\text{No}$  (green). The insert shows the same figure with an additional condition on a  $^{251m}\text{Fm}$  at the end of the sequence (i. e. ER-e- $\alpha$ - $^{251m}\text{Fm}$  chains).*

à lui interprété comme un état à 4-qp protons  $K^\pi=16^+$  ayant un temps de demi-vie de  $T_{1/2} = 184(2) \mu\text{s}$  et une énergie d'excitation de  $2928(3)\text{keV}$ . Nous reviendrons par la suite sur la structure sous-jacente de ces états, qui nous ont été utiles dans notre interprétation du  $^{255}\text{No}$ .

De ce fait, on pourrait simplement exclure ces états de nos sélections, mais on voit sur la figure 4.11 que le temps de vie de l'état isomérique découvert dans le  $^{255}\text{No}$  est de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{s}$ , exactement dans la gamme de temps d'un des états isomériques du  $^{254}\text{No}$ . Nous avons donc été contraints de pousser notre sélection jusqu'au noyau fils du  $^{255}\text{No}$ , le  $^{251}\text{Fm}$ . En effet, si on demande l'observation d'une décroissance  $\alpha$  du  $^{251}\text{Fm}$  suivant un  $\alpha$  dans la gamme d'énergie du  $^{255}\text{No}$ , on s'assure de l'identité du

noyau père de cette chaîne. Malheureusement, le  $^{251}\text{Fm}$  a un temps de demi-vie de  $T_{1/2} = 5,30(8)$  heures et la limite de corrélation aléatoire est située à  $\simeq 2^{25} \simeq 33\text{s}$ . Les taux de comptages sont donc trop importants pour nous permettre de trier les données sur la base de la décroissance  $\alpha$  du  $^{251}\text{Fm}$ . Or, comme le montre la figure 4.10, la décroissance  $\alpha$  du  $^{255}\text{No}$  peuple également un état isomérique du  $^{251}\text{Fm}$ , l'état  $5/2^+$  [522] qui a un temps de demi-vie de  $T_{1/2} = 21\mu\text{s}$ , suffisamment court pour nous permettre de reconstituer des chaînes jusqu'à sa décroissance. Certes, cet état n'est pas systématiquement peuplé lors de la décroissance  $\alpha$  du  $^{255}\text{No}$ , mais à des fins d'identification, ses caractéristiques nous ont permis de nous affranchir totalement du  $^{254}\text{No}$  qui parasite les spectres. La figure 4.11 (en bas) montre l'efficacité de cette sélection. On retrouve sur ce spectre du bas les mêmes événements ER-e- $\alpha$  qu'au-dessus, mais avec la condition d'avoir observé une décroissance rapide ( $\leq 2^8$ ) après cette séquence, signant la décroissance d'un isomère après la décroissance  $\alpha$  d'un Nobelium. Le  $^{250}\text{Fm}$  n'ayant pas d'isomère similaire, on peut affirmer avec certitude que ces événements correspondent à des chaînes ER-e- $^{255}\text{No}$ - $^{251m}\text{Fm}$ . Cela nous a donc permis dans un premier temps de confirmer nos soupçons quant à l'existence d'au moins un état isomérique dans le  $^{255}\text{No}$ . Il faut néanmoins retenir que cette sélection drastique contraint fortement la statistique finale, c'est pourquoi cette méthode a été utilisée uniquement dans le but d'identifier la structure isomérique du  $^{255}\text{No}$ , nous verrons par la suite qu'il a été possible de sélectionner ces événements autrement. Nous avons ainsi observé 47887 chaînes ER-e- $\alpha$  (comprenant donc des décroissances isomérique des  $^{254}\text{No}$  et  $^{255}\text{No}$ ), nombre qui a été réduit à 2123 avec l'addition de la condition sur le  $^{251}\text{Fm}$ , c'est à dire pour les chaînes ER-e- $^{255}\text{No}$ - $^{251m}\text{Fm}$ .

La distribution des temps de vie de cet état isomérique étant particulièrement irrégulière, nous avons ensuite recherché des chaînes ER-e $_1\dots e_n$ - $^{255}\text{No}$ - $^{251m}\text{Fm}$ , à la recherche d'une cascade d'états isomériques dans cet isotope méconnu du Nobelium. Nous avons ainsi observé des chaînes comportant jusqu'à 4 décroissances isomériques en cascade! Nous avons dénombré 5195 (401) cascades de deux, 489 (44) cascades de trois et 5 (0) cascades de quatre états isomérique suivis d'une décroissance  $\alpha$ , les événements suivis d'une décroissance isomérique dans le  $^{251}\text{Fm}$  étant indiquées entre parenthèse.

Les cascades de deux ou trois isomères ont donc été directement assignées au  $^{255}\text{No}$ , du fait de l'observation d'un  $^{251}\text{Fm}$  en bout de chaîne. Pour les chaînes de 4 isomères, les conditions de sélection ( $T_{1/2} \leq 2^{10} \mu\text{s}$ ) appliquées nous permettent d'exclure directement le  $^{254}\text{No}$ , dont les états isomériques connus ne peuvent pas tous entrer dans cette sélection, seul l'isomère le plus court pourrait nous perturber. Or, nous savons avec certitude qu'aucune cascade de 4 isomères n'a été observée dans le  $^{254}\text{No}$ . En effet, le temps de demi-vie de l'isomère long du  $^{254}\text{No}$  étant de  $T_{1/2} = 263(2)$  ms, une sélection requérant au moins deux états isomériques en cascade avec un temps de vie  $\leq 2^{10} = 1024 \mu\text{s}$  est suffisante pour s'affranchir du  $^{254}\text{No}$ . Comme cela a été mentionné précédemment, la sélection sur l'état isomérique du  $^{251}\text{Fm}$  nous a donc servi à identifier ces états. Par la suite, afin d'optimiser la statistique observée, nous nous sommes restreints à l'observation de chaînes d'au moins deux états isomériques avec un temps de vie inférieur à  $1024\mu\text{s}$ , condition moins restrictive et suffisante, bien que l'ajout d'une condition sur l'observation d'un  $\alpha$  après ces chaînes soit judicieuse pour réduire le bruit de fond dans certains cas. Ces décroissances isomériques étant très rapides, il est également possible de rechercher ces événements à travers une analyse piste par piste. C'est à dire que nous avons recherché de tels événements dans les pistes avant du DSSD seulement. Certes, cela diminue la limite de corrélations aléatoire ( $2^{20}$  en bande contre  $2^{25}$  en pixels), car les taux de

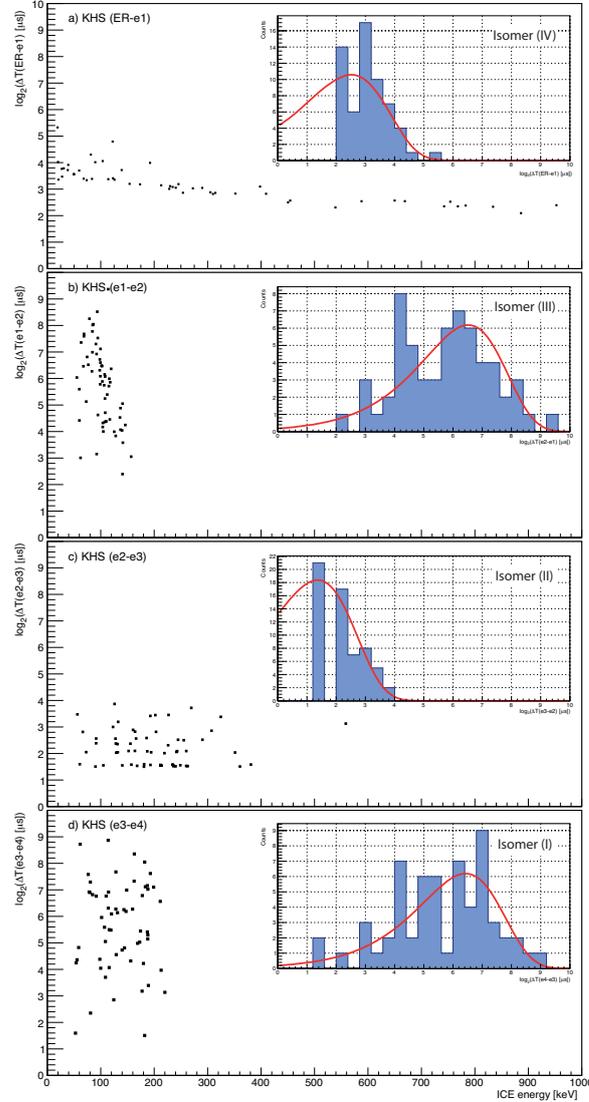


FIGURE 4.12 – Temps de vie (en échelle  $\log_2$ ) des états isomériques en fonction de leurs énergies de décroissances pour les 60 événements de la cascade complète ER-e1-e2-e3-e4. Les histogrammes (a,b,c,d) représentent respectivement les premières, deuxièmes, troisièmes et quatrièmes générations. Ces chaînes ont été isolées par des corrélations temporelles sur la face avant du DSSD uniquement, permettant d’avoir un seuil plus bas qu’en pixels. Les inserts illustrent la projection de ces histogrammes 2D sur l’axe de temps de vie

*Lifetime of the isomeric decays in a  $\log_2$  scale as a function of their energies for the 60 ER-e1-e2-e3-e4 events. (a,b,c,d) graphs are respectively displaying the first, second and fourth generations. These chains were selected through temporal correlations on the DSSD front strips only, allowing for a lower threshold. The inserts shows the projections on the lifetime axis.*

comptages sont 128 fois plus élevés dans une piste que dans un pixel, mais cela permet d'avoir un seuil de détection plus bas ( $\approx 50$  keV selon les pistes contre  $\approx 120$  keV pour un pixel), révélant une statistique plus importante. Cette méthode nous a permis d'observer 60 chaînes ER-e1-e2-e3-e4 très propres, dont les caractéristiques sont présentées sur la figure 4.12. Pour la suite de ce chapitre, ces quatre isomères seront dénommés isomère I, II, III et IV du plus bas en énergie au plus haut, comme cela est mentionné sur cette figure. Il n'a pas été possible d'observer une décroissance du  $^{255}\text{No}$  et encore moins du  $^{251m}\text{Fm}$  à la suite de ces chaînes mais la condition sur le temps de vie appliquée pour cette sélection et les similitudes avec les cascades de 3 isomères sont des arguments suffisants pour affirmer leur assignation au  $^{255}\text{No}$ .

#### 4.4.3 Caractéristiques des états isomériques découverts dans le $^{255}\text{No}$

Les mesures de temps de vie de ces 4 états isomériques découverts dans le  $^{255}\text{No}$  ont été réalisées par des ajustements d'une fonction de temps de vie sur ces cascades de 4 transitions isomériques, qui représentent la séquence de décroissance complète (figure 4.12). Dans un second temps, elles ont été vérifiées sur les cascades de 3 (voir figures 4.13 et 4.14), à l'aide d'ajustements à deux composantes. Dans ces dernières, comme on ne maîtrise absolument pas quel isomère n'a pas été observé, chaque spectre comprend de facto deux composantes. Les résultats obtenus via ces deux méthodes sont détaillés dans la table 4.1. On observe quelques petites différences dans les résultats, que nous expliquons par plusieurs facteurs. D'une part, les barres d'erreur sont ici présentées telles qu'elles sont données par l'ajustement réalisé avec ROOT, ce sont donc des erreurs à  $1\sigma$ , soit un intervalle de confiance de 68%. D'autre part, rappelons que nous avons réalisé ces ajustements sur les cascades de 4 avec une statistique de 60 événements seulement, ce qui peut induire des biais statistiques difficilement quantifiables. A contrario, les cascades de 3 présentent un mélange de deux distributions temporelles superposées, ce qui peut également biaiser l'ajustement ROOT. Bien que la statistique des cascades de 3 soit plus importante (489 événements), les distributions ne sont pas bien démarquées, principalement car les temps de vie des 4 états n'ont qu'un ordre de grandeur d'écart. De plus, on peut voir sur les figures 4.12 et 4.14 que les temps de vie des 2<sup>e</sup> et 4<sup>e</sup> isomères sont à la limite des capacités de détection de ce dispositif. En effet, la chaîne d'acquisition électronique ne permet pas de mesurer deux signaux consécutifs dans le même pixel à

	$T_{1/2}^4$	$T_{1/2}^{3(a)}$	$T_{1/2}^{3(b)}$	$T_{1/2}^{3(c)}$
I	$86 \pm 8$	$78 \pm 6$	-	-
II	$2 \pm 1$	$3 \pm 2$	$2 \pm 1$	-
III	$92 \pm 13$	-	$76 \pm 11$	$96 \pm 9$
IV	$5 \pm 1$	-	-	$3 \pm 2$

TABLE 4.1 – Comparaison entre un ajustement sur les cascades de 4 (ER-e1-e2-e3-e4) et les cascades de 3 (ER-e1-e2-e3- $\alpha$ ) pour les mesures des temps de vie des états isomériques (exprimés en  $\mu\text{s}$ ).

*Comparison between fits on cascades of 4 (ER-e1-e2-e3-e4) and cascades of 3 (ER-e1-e2-e3- $\alpha$ ) for the lifetime measurements (in  $\mu\text{s}$ ).*

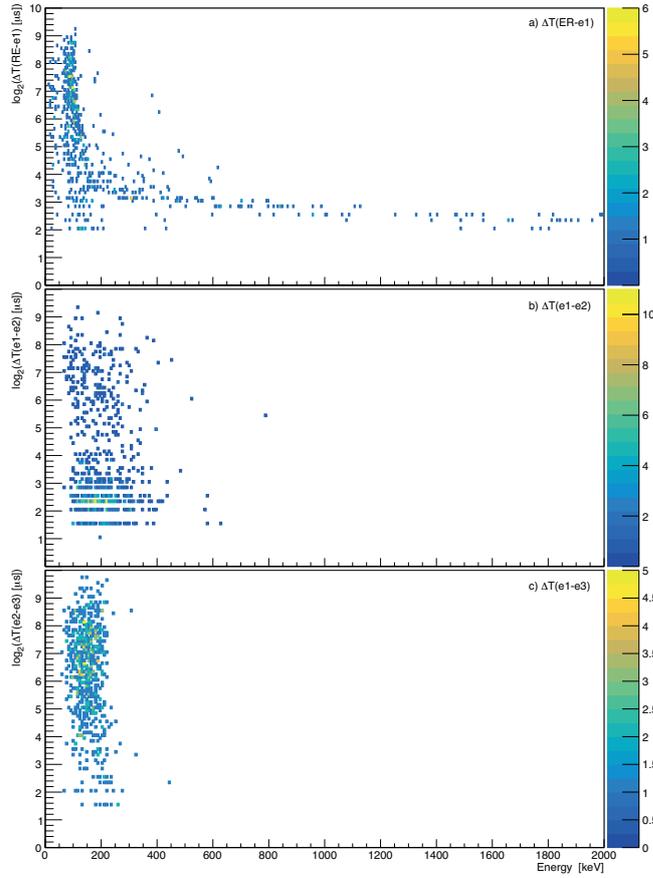


FIGURE 4.13 – Temps de vie (en échelle  $\log_2$ ) des états isomériques en fonction de leurs énergies de décroissances pour les 489 événements des cascades ER-e1-e2-e3- $\alpha$ . (a,b,c) représentent respectivement les premières, deuxièmes et troisièmes générations. Ces chaînes ont été isolées par des corrélations temporelles avant/arrière sur le DSSD (pixels).  
*Lifetime (in a  $\log_2$  scale) of isomeric states as a function of their decay energy for the 489 events of ER-e1-e2-e3- $\alpha$  cascades selected in a pixel by pixel analysis. (a,b,c) shows respectively the first, second and third generations.*

moins de  $2\mu\text{s}$  d'écart, et quand bien même cela serait possible, l'horloge globale est en  $\mu\text{s}$ . À la vue de la distribution temporelle des décroissances du 2<sup>e</sup> isomère, nous considérons donc le temps de demi-vie ainsi déterminé comme une limite supérieure, qui nécessiterait une chaîne d'acquisition digitale pour être mesuré dans de meilleures conditions. Pour la suite de cette étude, nous avons choisi de travailler à partir des résultats extraits par les ajustements sur les cascades de 4 isomères. Certes, c'est la séquence qui nous offre la statistique la moins importante, mais c'est également celle qui nous assure d'avoir des ajustements totalement indépendants les uns des autres.

Pour les mesures énergétiques, c'est à dire les mesures du DSSD, des tunnels et des germaniums, nous avons principalement travaillé à l'aide des cascades de 3, car les 60 événements des cascades complètes étaient clairement insuffisants, en particulier pour les coïncidences DSSD/HPGe.

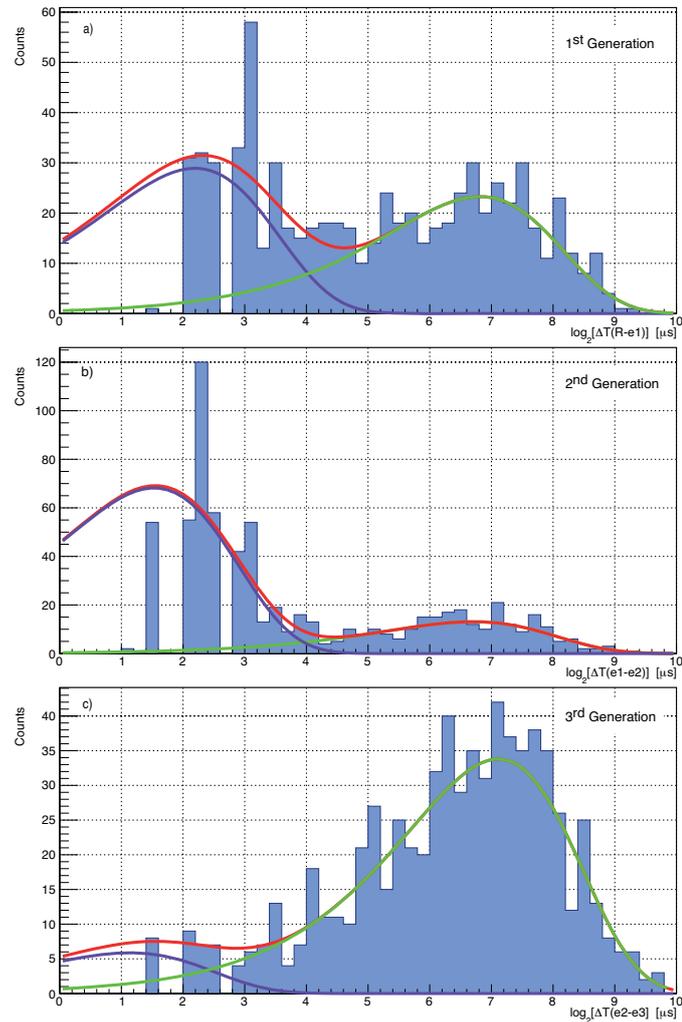


FIGURE 4.14 – Distribution des temps de vie (en échelle  $\log_2$ ) des états isomériques pour les 489 événements des cascades ER-e1-e2-e3- $\alpha$ . (a,b,c) représentent respectivement les premières, deuxièmes et troisièmes générations. Les ajustements ont été réalisés avec une fonction adaptée à deux composantes.

*Lifetime (in a  $\log_2$  scale) of isomeric states as a function of their decay energy for the 489 events of ER-e1-e2-e3- $\alpha$  cascades. (a,b,c) shows respectively the first, second and third generations. The fits were done with an adapted two-component lifetime function.*

Les spectres des rayons  $\gamma$  observés en coïncidence avec ces cascades de 3 isomères sont présentés en figure 4.15. Ces spectres n'ont subi aucun traitement, on y retrouve donc clairement le chevauchement de plusieurs états sur les 3 générations de cascades électroniques (ER-e1-e2-e3) précédemment mentionnés. De plus, il est important de souligner que nous avons utilisé des fenêtres de coïncidence DSSD/ $\gamma$  relativement larges (de  $\pm 10 \mu\text{s}$ ). De la même façon que pour l'analyse du  $^{256}\text{No}$ , ces fenêtres de coïncidence ont été déterminées expérimentalement, sur la base des réactions d'étalonnage. Au regard des temps de vie des isomères découverts dans le  $^{255}\text{No}$ , nous avons rencontré un problème

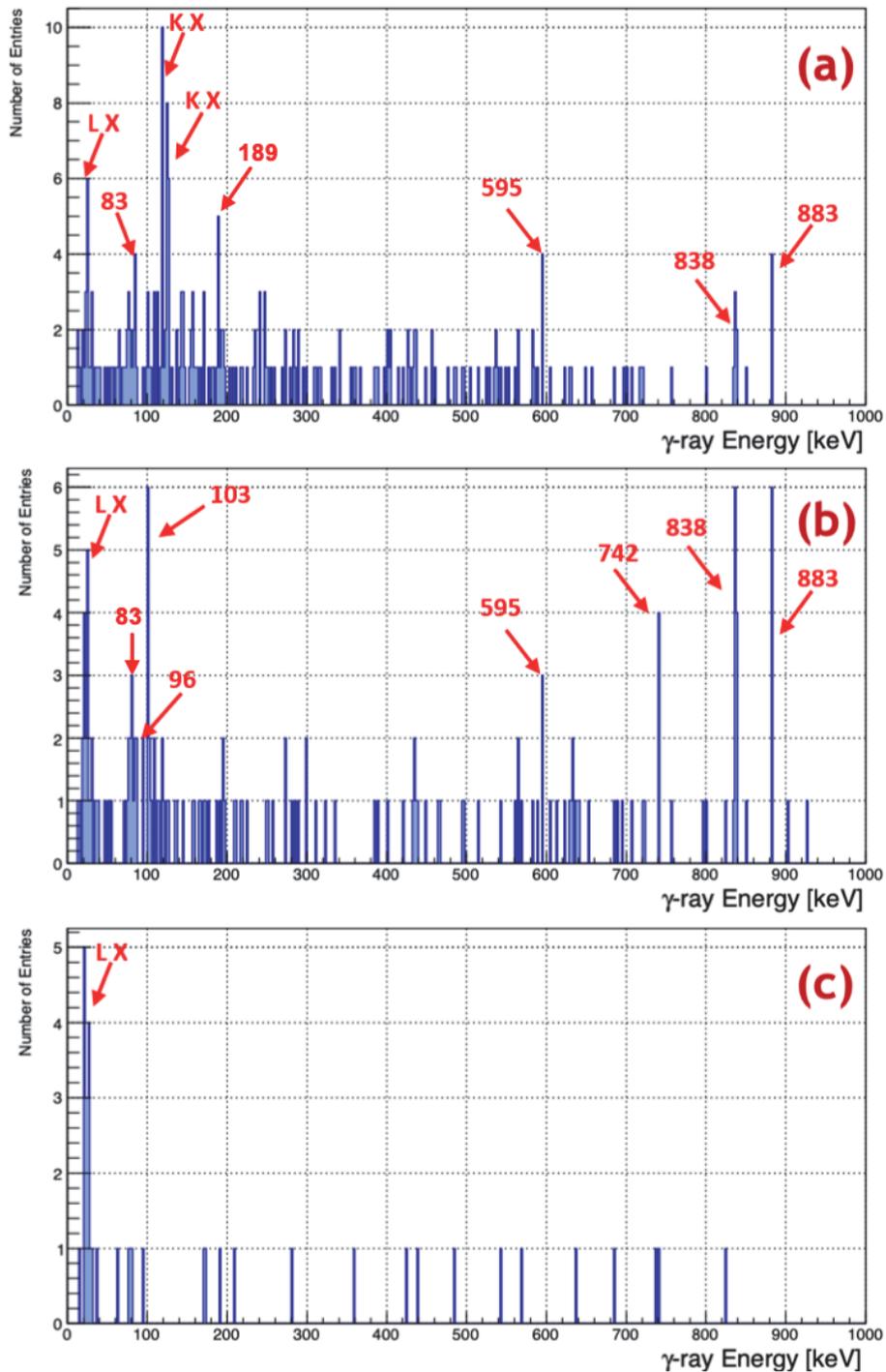


FIGURE 4.15 – Spectre des rayons  $\gamma$  observés en coïncidence avec les cascades de 3 (ER-e1-e2-e3). (a), (b) et (c) correspondent respectivement aux coïncidences avec  $e_1$ ,  $e_2$  et  $e_3$ .  $\gamma$  spectrum in coincidence with cascades of 3 (ER-e1-e2-e3). (a), (b) and (c) shows respectively the coincident  $\gamma$ -rays with  $e_1$ ,  $e_2$  and  $e_3$ .

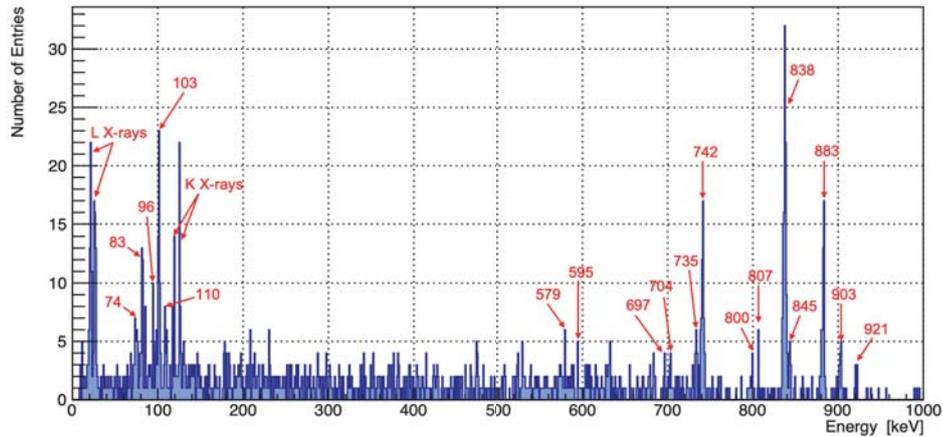


FIGURE 4.16 – Spectre brut des rayons  $\gamma$  observés en coïncidence avec la décroissance du premier échelon (e1) des cascades ER-e1-e2- $^{255}\text{No}$ .

*Raw  $\gamma$ -ray spectrum in coincidence with the e1 decay in ER-e1-e2- $^{255}\text{No}$  cascades.*

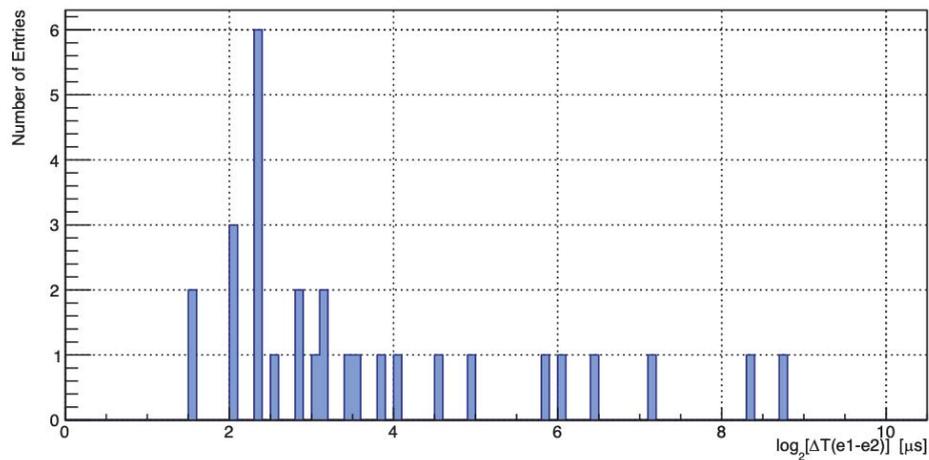


FIGURE 4.17 – Distribution temporelle (en échelle  $\log_2$ ) des  $\gamma$  de haute énergie ( $\geq 800$  keV) en coïncidence avec e2 dans les cascades (ER-e1-e2-e3).

*Time distribution (in a  $\log_2$  scale) of high-energy  $\gamma$ -rays ( $\geq 800$  keV) in coincidence with e2 in (ER-e1-e2-e3) cascades.*

de chevauchement des  $\gamma$  sur plusieurs générations d'électrons. En effet, si l'on considère une fenêtre de coïncidence de  $\pm 5 \mu\text{s}$  autour du signal dans le DSSD et le temps de demi-vie du deuxième isomère ( $t_{1/2}=2\pm 1\mu\text{s}$ ), les  $\gamma$  associés à la décroissance de l'isomère le précédant (le troisième isomère) seront également associés au second. L'assignation des  $\gamma$  à un état a donc nécessité une analyse plus approfondie. La figure 4.16 présente le spectre  $\gamma$  observé en coïncidence avec la première générations des cascades de deux isomères. Nous avons choisi d'exploiter ce spectre où se superposent plusieurs générations

car c'est celui qui offre la statistique la plus intéressante. On peut voir de nombreuses raies de haute énergie que nous avons assigné au deuxième isomère par rapport a leur distribution temporelle.

En effet, on voit sur le spectre (b) de la figure 4.15 certains des pics à haute énergie que nous retrouvons sur la figure 4.16, notamment les raies les plus intenses à 838 et 883 keV. Ce spectre (b) représente les  $\gamma$  en coïncidence avec e2 dans les cascades (ER-e1-e2-e3), ce qui nous indique que ces transitions peuvent appartenir à la décroissance des isomères II et III. Nous avons donc réduit la fenêtre de coïncidence à  $\pm 2\mu s$  et regardé la distribution temporelle des coïncidences e2- $\gamma$  pour les  $\gamma$  de haute énergie ( $\geq 800$  keV), on retrouve cette distribution sur la figure 4.17 et on peut voir que, même si la statistique est faible, la distribution temporelle est plutôt rapide et correspond parfaitement à la distribution de temps de décroissance observée pour le second isomère (voir figure 4.12(c)). Après de nombreuses vérifications sur différentes sélections, nous avons conclu que ces transitions  $\gamma$  étaient en coïncidence avec la décroissance du deuxième isomère uniquement. Pour la majorité de ces transitions, nous avons observé des effets de sommation des transitions de haute et de basse énergie. On retrouve le détail de ces transitions et des sommes pertinentes dans le tableau 4.2. Dans un soucis de clarté, nous n'avons retenu que les sommes égales à l'énergie d'une transition observée, leur intérêt sera détaillé dans la partie suivante.

Il reste cependant certaines incertitudes, notamment le "pic" à 595 keV, que l'on retrouve sur les parties (a) et (b) de la figure 4.15 mais qui est minoritaire sur les cascades de deux isomères (voir figure 4.16). Nous avons basé notre interprétation sur les spectres

Energy (keV)	Sum with 83	Sum with 96	Sum with 110	Sum with 103
83				
96				
103				
110				
697			807	
704		800		807
735			845	
742		838		845
800	883			903
807		903		
838	921			
845				
883				
903				
921				

TABLE 4.2 – Tableau des rayons  $\gamma$  en coïncidence avec le deuxième état isomérique. On y retrouve les relations de somme entre les transitions de basse énergie et celles de hautes énergie qui ont été mises en valeur par un code couleur.

*Table of  $\gamma$ -rays in coincidence with the second isomeric state. One can see some summation effects highlighted by colors between low-energy and high-energy transitions.*

	$T_{1/2}$ ( $\mu\text{s}$ )	$E_{DSSD}$ (keV)	$\gamma$ -rays (type)	$E_{Tunnel}$ (keV)	$E_{SumMIN}$ (keV)
I	$86 \pm 8$	225	-	-	225
II	$2 \pm 1$	400	X + HE	$\leq 130$	1160
III	$92 \pm 13$	130	-	-	130
IV	$5 \pm 1$	Pile-up default	X + HE	$\leq 130$	$\geq 1000$

TABLE 4.3 – Caractéristiques des 4 états isomériques découverts dans le  $^{255}\text{No}$ . Ces paramètres sont issus d'ajustements réalisés sur les cascades de 4 isomères ER-e1-e2-e3-e4. Les rayons  $\gamma$  sont notés X pour "X-rays" et HE pour "high-energy".

*Characteristic informations of isomeric states selected in ER-e1-e2-e3-e4 decay chains.  $\gamma$ -rays are denoted X for X-rays and HE for High Energy events.*

présentant la statistique la plus importante, c'est pourquoi, au regard du bruit de fond entourant ce "pic" sur la figure 4.16, nous avons choisi de ne pas le considérer pour l'interprétation qui suit. De plus, nous n'avons remarqué aucune sommation possible pour cette énergie. Si certaines de ces énergies  $\gamma$  ressortent également sur le spectre (a) figure 4.15, à l'instar des pics à 838 et 883 keV, c'est que l'isomère II à un temps de demi-vie trop faible par rapport à la fenêtre de coïncidence utilisée ( $\pm 5\mu\text{s}$ ) pour cette figure, comme cela a été indiqué précédemment. On voit néanmoins que la statistique  $\gamma$  est relativement faible, quelle que soit le type de sélection, ce qui a été un gros problème pour l'interprétation des résultats de cette étude.

Afin de clarifier la situation, nous avons réuni toutes les informations relatives aux quatre isomères dans la table 4.3. On y retrouve leurs temps de vie, les énergies de décroissance mesurées dans les différents détecteurs et une somme de toutes ces énergies, qui nous donne une énergie d'excitation minimale pour chaque état. Les seules indéterminations restantes sont l'énergie d'excitation du quatrième état isomérique, dont les signaux sont empilés sur le résidu de charge de l'implantation précédant cet événement et le temps de demi-vie du troisième état, à la limite des capacités de détection. Nous avons donc identifié 4 nouveaux états isomériques dans le  $^{255}\text{No}$ , qui ont dans un premier temps été assignés à l'aide de l'observation d'une décroissance isomérique dans le  $^{251}\text{Fm}$  en bout de chaîne, puis isolés à l'aide de corrélation temporelles. Ces conditions de filtrage en temps de vie sont suffisantes pour s'affranchir des perturbations dues aux états isomériques connus du  $^{254}\text{No}$  et nous ont permis d'optimiser la statistique observée autant que possible, afin de proposer une interprétation aussi qualitative que ces données le permettent.

## 4.5 L'interprétation

Comme cela a été abordé dans le chapitre 1, pour un noyau impair en neutrons comme le  $^{255}\text{No}$ , le neutron célibataire définit la nature de son niveau fondamental. Dans le cas présent, le niveau fondamental du  $^{255}\text{No}$  est connu comme étant un état  $1/2^+$  [620] [20] (voir figure 4.18). Ce neutron célibataire peut être sujet à des excitations, le plaçant sur

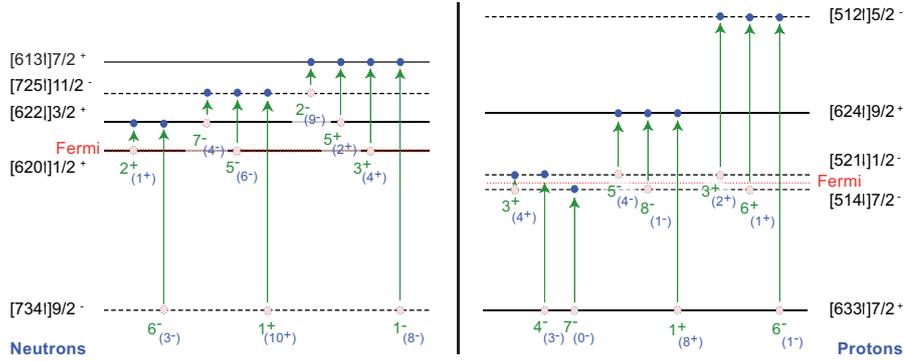


FIGURE 4.18 – Illustration des possibilités d'états à deux quasi-particules coté proton et neutron. Les niveaux présentés sont issus de résultats expérimentaux sur les noyaux voisins [20, 149]. Les couplages à deux quasi-particules sont indiqués en vert (bleu) pour les configurations favorisées (respectivement défavorisées) suivant les règles de Gallagher [33, 34].

*Illustration of the possible two quasi-particles states on a neutron and proton single-particle scheme based on known experimental sequences of states in neighboring isotones and isotopes [20, 149]. Two quasi-particles excited states K value and parity are indicated in green (blue within brackets) for the favored (resp. unfavored) Gallagher [33, 34] combination.*

une orbitale nucléonique d'énergie supérieure, conduisant à un état excité du noyau que l'on nomme excitation à une quasi-particule 1-qp (voir section 1.3.3). Ce neutron étant seul sur son orbitale  $1/2^+$  [620], cette excitation ne nécessite pas de mobiliser l'énergie d'une brisure de paire, ce qui conduit à des énergies d'excitation de l'ordre de la centaine de keV pour ces états à 1-qp, proportionnelles à la différence entre les énergies des deux orbitales nucléoniques en jeu. À l'instar du  $^{257}\text{Rf}$  (voir fig 4.21), ces excitation à 1-qp peuvent également être couplées à des excitations à 2-qp (neutron ou proton) conduisant à des états à 3-qp. Or, une excitation à 2-qp nécessite une brisure de paire et donc une énergie importante, de l'ordre du MeV. Pour exemple, le  $^{257}\text{Rf}$  [127] présente un état isomérique 1-qp neutron  $11/2^-$  [725] à 70 keV au-dessus de son niveau fondamental  $1/2^+$  qui est le même  $1/2^+$  [620] que dans le  $^{255}\text{No}$  et un isomère à 3-qp résultant du couplage de la configuration 2-qp  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^+ \otimes [521]_{\frac{1}{2}}^-\}_{5^-}$  avec le  $\frac{11}{2}^-$  [725] situé à 1011 keV au-dessus du premier isomère. Ces gammes d'énergie nous ont permis de séparer les 4 isomères observés dans le  $^{255}\text{No}$  en trois groupes :

- Le premier état isomérique (dénomé I), avec une énergie d'excitation de 225 keV devrait être le fruit d'une excitation à 1 quasi-particule, c'est à dire une excitation du neutron célibataire à partir de l'état nucléonique  $1/2^+$  [620] vers un état d'énergie supérieure.
- Le deuxième et le troisième isomère (dénomés II et III), ayant une énergie d'excitation largement supérieure à 1 MeV par rapport au fondamental, devraient trouver leur origine dans des configurations à 3 quasi-particules, soit très probablement un couplage d'une 2-qp neutron ou proton avec une 1-qp du neutron célibataire.
- Le quatrième isomère (dénomé IV) est probablement le résultat d'une configura-

tion à 5-qp, car bien que les énergies mesurées dans le DSSD soient faussées du fait du défaut d'empilement des signaux, les rayons  $\gamma$  mesurés en coïncidence témoignent d'une énergie qui ne peut être expliquée que par une brisure de paire supplémentaire.

Ces observations ont défini la base de l'interprétation qui suit, elle sera donc décomposée en 3 parties, correspondant aux trois groupes définis ci-dessus.

#### 4.5.1 Le premier isomère

Au regard de son énergie d'excitation de 225 keV, cet état isomérique a forcément une configuration 1-qp. Les isotones  $N=153$  dans la région du  $^{255}\text{No}$  ont été largement étudiés [149] au cours des dernières décennies. Du  $^{249}\text{Cm}$  au  $^{257}\text{Rf}$ , ces noyaux présentent une structure composée d'un état fondamental  $1/2^+$  [620] avec un premier état-isomérique 1-qp  $11/2^-$  [725] dont l'énergie décroît avec la masse, comme on peut le voir sur la figure 4.19. On observe que cette couche 1-qp  $11/2^-$  [725] suit clairement une tendance décroissante, devenant même le niveau fondamental dans le  $^{259}\text{Sg}$ . Notons que l'ajout de l'énergie de cette couche dans le  $^{255}\text{No}$  sur la figure 4.19 provient des résultats de cette étude, elle n'avait jamais été observée par le passé. Dans la lignée de cette systématique, le même état isomérique était donc attendu dans  $^{255}\text{No}$ . Il est cependant important de

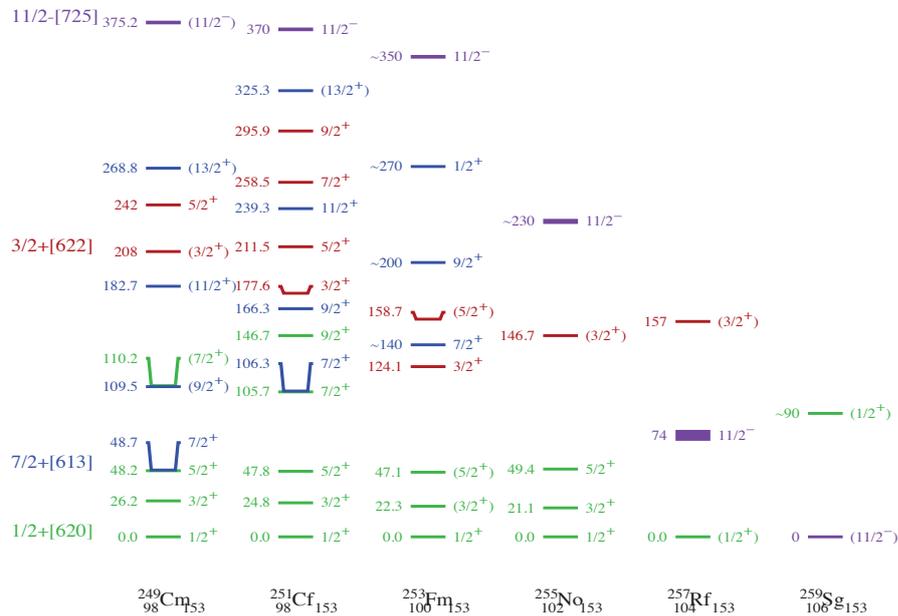


FIGURE 4.19 – Mise à jour de la figure 4.2 (a) à partir de [149] et de nouveaux résultats expérimentaux. L'ajout du niveau  $11/2^-$  [725] à 230 keV pour le  $^{255}\text{No}$  provient de cette étude [166]. Figure fournie par A. Lopez-Martens.

*Experimental low-lying single particle levels in  $N=153$  isotones. Updated version of 4.2 (a) from [149] with new experimental results. The  $11/2^-$  [725] state at 230 keV in  $^{255}\text{No}$  is extracted from the present study [166]. Figure provided by A. Lopez-Martens.*

noter que les orbitales à une particule étant fortement dépendantes de la déformation, l'ordre des orbitales de la figure 4.18 suppose implicitement qu'on n'a pas de changement de déformation. Ce n'est bien sûr pas garanti, mais la présence des gaps déformés à  $Z=102$  et  $N=152$  fixe quelque peu la déformation des noyaux de la région. Le premier état isomérique observé (I) au cours de cette expérience regroupe toutes les conditions nécessaires à cette assignation. En effet, avec un temps de demi-vie de  $86 \pm 8 \mu\text{s}$  et une énergie d'excitation de 225 keV, il correspond parfaitement aux caractéristiques attendues pour la couche  $11/2^-$  [725] dans ce noyau.

A partir de cette observation, nous avons fait l'hypothèse que cet état  $11/2^-$  devait décroître vers la bande rotationnelle du niveau fondamental  $1/2^+$  [620], et principalement vers le membre  $9/2^+$  de par une transition E1 avec un  $\Delta K=5$ . En effet, selon nos calculs de la bande rotationnelle construite sur le niveau fondamental  $1/2^+$  [620], le  $9/2^+$  devrait être à 144 keV, ce qui entraînerait une transition E1 de  $\simeq 80$  keV depuis l'état isomérique  $11/2^-$  [725]. D'après BRICC [165], le coefficient de conversion d'une telle transition est de 0.29, au regard des  $5195 \pm 56$  décroissances de cet état isomérique observé dans les cascades ER- $e_1$ - $e_2$ - $^{255}\text{No}$  et d'une efficacité de détection  $\gamma$  de 30.37% à 80 keV, cela devrait conduire à l'observation de  $458 \pm 5$  rayons  $\gamma$  d'une telle énergie. La figure 4.20,

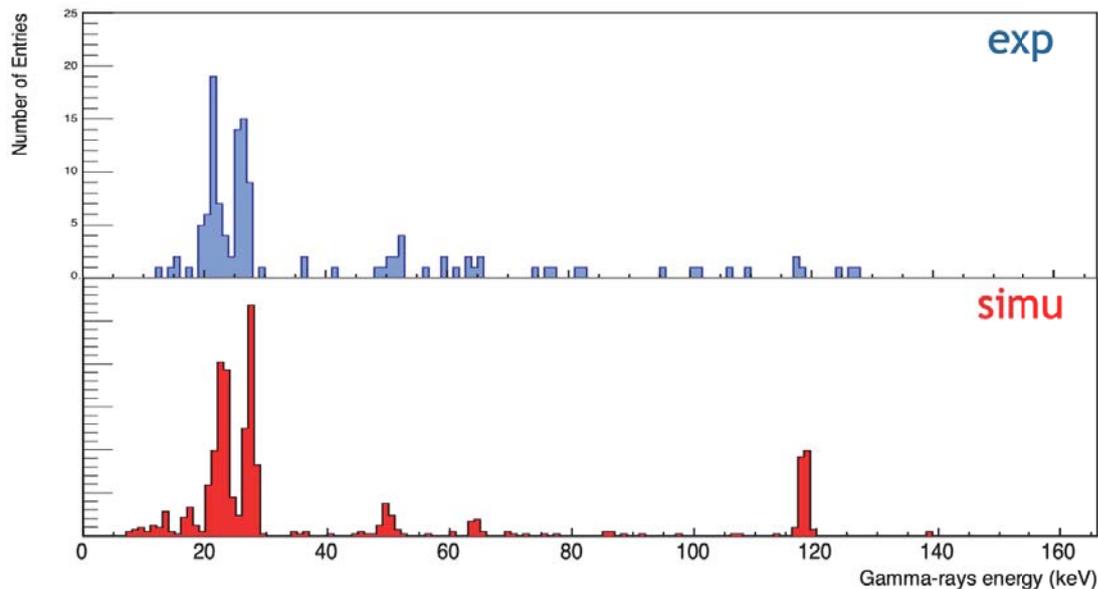


FIGURE 4.20 – Spectre des rayons  $\gamma$  observés en coïncidence avec la décroissance du premier état isomérique. On y retrouve en grande majorité les raies L du Nobelium. Simulation du spectre des rayons  $\gamma$  pour la décroissance du premier isomère suivant la structure proposée (pour la décroissance d'un état  $11/2^-$  vers un état  $1/2^+$  en passant par un  $3/2^+$ ).

*$\gamma$ -ray spectrum in coincidence with the decay of the first isomeric state.*

*Simulated  $\gamma$ -ray spectrum in coincidence with the decay of the first isomeric state according to the suggested structure (the decay of the  $11/2^-$  isomeric state to the  $1/2^+$  ground state through a  $3/2^+$  intermediate state).*

présentant les  $\gamma$  observés en coïncidence avec ces séquences, nous montre que l'on peut clairement exclure ce scénario, car nous n'avons observé aucun  $\gamma$  d'une telle énergie, et donc qu'un état intermédiaire entre probablement en compte dans la décroissance du  $11/2^-$  [725] vers le niveau fondamental.

Ce spectre nous apprend donc que la transition en question est très probablement totalement convertie, car excepté les raies L-X, les autres  $\gamma$  ont des amplitudes si faibles qu'il est difficile de les considérer, encore une fois au regard des  $5195 \pm 56$  cascades électroniques en coïncidence avec ce spectre  $\gamma$ . Nous avons donc pris comme point de départ les 3 événements de  $118 \pm 1$  keV que nous avons considéré comme étant la raie de plus haute énergie observée. On ne peut malheureusement pas adapter une telle énergie à une transition E1 du  $11/2^-$  [725] au  $9/2^+$  de la bande du niveau fondamental. De plus, le fait qu'aucun rayons K-X ne soit émis au cours de la décroissance de cet état signifie que la transition convertie à une énergie inférieure à l'énergie de liaison des électrons de la couche K. Dans le Nobelium, cette énergie de liaison est de 149.2 keV [57], la décroissance de cet isomère doit donc être décomposée en au moins deux transitions, dont aucune d'entre elles ne recueille suffisamment d'énergie pour émettre des rayons-X K. On voit sur la figure 4.19 que la couches  $3/2^+$  [622] pourrait remplir ces conditions. En effet, il a été suggéré par M. Asai et son équipe [134] que cette couche  $3/2^+$  [622] était peuplée par la décroissance  $\alpha$  du  $^{259}\text{Rf}$  (dont la  $3/2^+$  [622] est le niveau fondamental), la plaçant à

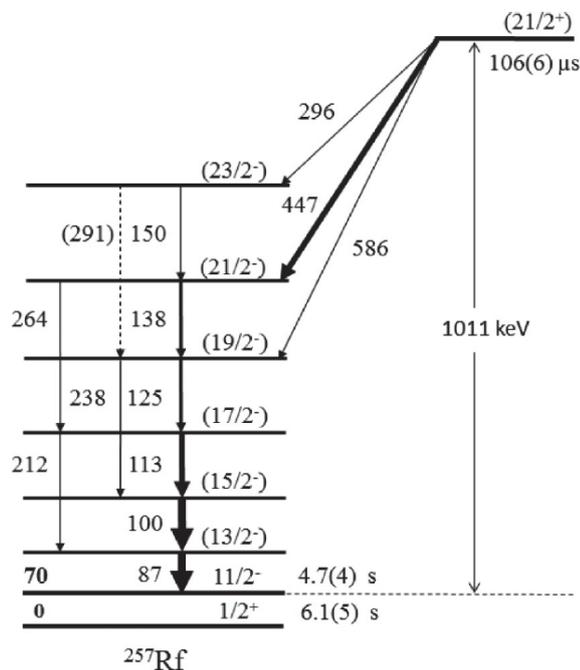


FIGURE 4.21 – Schema de décroissance des états isomériques de haut-K dans le  $^{257}\text{Rf}$ . Les largeurs des flèches sont proportionnelles aux intensités des transitions.

*Decay scheme of the high-K isomeric state in  $^{257}\text{Rf}$ . The arrow widths correspond approximately to the transition intensities.*

146.7 keV dans le  $^{255}\text{No}$ . Ces résultats ont été présentés en conférence (JAEA, RIKEN), mais n'ont pas été publiés, ce qui nous a poussé à croire qu'eux même doutaient de cette affirmation. Cette couche a également été suggérée à 157 keV dans  $^{257}\text{Rf}$ , mais ces deux valeurs ne sont cohérentes ni par rapport à la tendance décroissante observée pour cette  $3/2^+[622]$  dans les  $^{249}\text{Cm}$ ,  $^{251}\text{Cf}$  et  $^{253}\text{Fm}$ , ni par rapport aux prédictions théoriques proposées dans [149]. Dans le cas du  $^{255}\text{No}$ , nous pouvons expliquer le temps de vie et les énergies de décroissance de ce premier état isomérique avec un état  $3/2^+[622]$  à environ 40-50 keV au-dessus de l'état fondamental. Une transition E1  $\Delta K=4$  de 10-20 keV du  $11/2^- [725]$  au  $9/2^+$  construite sur la bande de rotation de ce  $3/2^+ [622]$  conduit à un  $f_\nu = 100\text{-}250$ , ce qui est en accord avec les valeurs mesurées pour les décroissances d'isomères de haut-K dans cette région [41]. De plus, une telle structure peut expliquer une transition de faible amplitude de 118 keV, que l'on retrouve sur le spectre  $\gamma$  présenté en figure 4.20. La bande rotationnelle construite sur ce  $3/2^+[622]$  révèle en effet une transition E2 d'une telle énergie de l'état  $9/2^+$  au  $5/2^+$ , comme cela est indiqué sur le schéma de niveau qui sera proposé par la suite (voir figure 4.22 [166]). A. L. Martens, avec qui j'ai collaboré pour l'étude de ce noyau, a simulé une telle séquence de décroissance avec succès. Le spectre  $\gamma$  issu de cette simulation est en bonne adéquation avec nos observations (voir figure 4.20) à la différence près que l'amplitude du pic à 118 keV observé expérimentalement n'est pas aussi importante que dans cette simulation. Pour expliquer ce phénomène, rappelons que nous détectons la décroissance de cet isomère à travers les cascades électroniques associées, qui nécessitent une énergie suffisamment importante pour passer outre les seuils du DSSD ( $\approx 80$  à  $140$  keV selon la piste). En prenant en compte une énergie totale de 225 keV pour la décroissance de cet état et les 118 keV de cette transition, il ne resterait que 107 keV disponible pour déclencher le silicium à travers une cascade électronique, ce qui est à la limite des seuils précédemment mentionnés pour la majorité des pistes du DSSD. Nous pensons donc que ce manque de statistique dans le pic à 118 keV est le résultat de ce phénomène, nous ratons souvent ce  $\gamma$  car lorsqu'il est émis, il ne reste plus suffisamment d'énergie pour déclencher le DSSD, du moins, dans la majorité des cas. Tous les coups à 118 keV ont d'ailleurs été observés en coïncidence avec des énergies de 80 à 100 keV, ce qui confirme cette hypothèse. Ainsi, ce premier état isomérique a été établi comme le résultat d'une excitation à 1-qp du neutron célibataire sur la couche  $11/2^- [725]$ . Ce résultat complète parfaitement la tendance décroissance de la bande  $11/2^- [725]$  dans les isotones du  $^{255}\text{No}$  mais surtout, il rouvre la question de la position du  $3/2^+[622]$ , particulièrement dans le  $^{257}\text{Rf}$  [127].

#### 4.5.2 Les deuxième et troisième isomères

On peut voir sur la figure 4.16 que le second état isomérique, noté II, décroît avec de nombreuses transitions  $\gamma$  de haute énergie, en coïncidence avec les cascades électroniques observées dans le DSSD ainsi que dans les tunnels, conduisant à une énergie d'excitation de 1130 keV au-dessus du premier isomère. Comme cela a été mentionné précédemment, une telle énergie d'excitation pour un état isomérique dans un noyau impair trouve forcément son origine dans une structure 3-qp. Nous avons ainsi observé 11 transition  $\gamma$  différentes, qui s'adaptent parfaitement à la décroissance de 4 états différents vers la bande de rotation construite sur l'isomère  $11/2^- [725]$ .

En effet, comme cela est indiqué sur le schéma de niveau proposé en figure 4.22, une partie de ces énergies de transition peuvent être facilement arrangées pour s'adapter à la désintégration de deux états différents en parallèle, avec une différence de 38 keV

entre eux. Comme cela a été présenté dans la partie précédente, nous avons remarqué des sommations entre les transitions  $\gamma$  de haute énergie et celles de basse énergie qui s'arrangeaient de façon à mettre en évidence une bande de rotation. On suppose que les raies à 742, 838 et 921 keV alimentent les  $11/2^-$ ,  $13/2^-$  et  $15/2^-$  de la bande rotationnelle bâtie sur l'état  $K^\pi=11/2^-$  d'un côté tandis que les 704, 800 et 883 l'alimentent de l'autre côté. Nous sommes partis de cette observation, car ces 6 transitions mettent en exergue des différences d'énergies communes, avec 38 keV de différence entre les 704-742 keV, 800-838 keV et 883-921 keV. Les différences d'énergie entre ces niveaux mettent en évidence une structure de transitions M1 de 83, 96 et 110 keV dans la bande de rotation bâtie sur l'état  $11/2^-$  [725]. Ces valeurs sont proches de la bande observée par Rissanen et al. dans  $^{257}\text{Rf}$  [127] pour le même état  $11/2^-$  [725], et, comme nous l'avons montré dans la partie précédente, nous avons bien observé des transitions de 83, 96 et 110 keV. Nous avons également calculé cette bande de rotation, qui correspond à ces énergies avec une valeur  $\hbar/2\mathcal{J}$  de 6,4, encore une fois, en bon accord avec le  $\hbar/2\mathcal{J}=6,6$  de la même bande dans  $^{257}\text{Rf}$ . À ce stade, nous savions donc que deux états situés à 38 keV l'un de l'autre alimentent les  $11/2^-$ ,  $13/2^-$  et  $15/2^-$  de la bande rotationnelle construite sur le premier isomère. Malheureusement, la nature de ces états est très difficile à prévoir car ils ne sont pas eux-même isomériques, les seules informations à notre disposition sont donc leurs énergies et le spin des états qu'ils alimentent.

La figure 4.16 met également en évidence une raie  $\gamma$  de 103(1) keV, qui est relativement intense et plus large que ce que la résolution des détecteurs permet. Nous suspectons cette transition d'être un doublet 103/104 keV mais, encore une fois, cette hypothèse requière une statistique plus importante pour être vérifiée. Quoi qu'il en soit, cette raie ne peut être expliquée par une M1 ou même une E2 dans la bande de rotation du premier isomère  $11/2^-$  [725]. Cependant, cette transition de 103 keV s'adapte très bien aux  $\gamma$  de haute énergie, avec d'une part la raie de 845 keV qui correspond à la somme de ces 103 keV avec le  $\gamma$  de 742 keV précédemment mentionnée et d'autre part les raies de 807 et 903 keV qui correspondent à la somme de ces 103 keV respectivement avec les 704 et les 800 keV. Tout cela est mis en évidence sur le schéma de niveau proposé en figure 4.22. Nous devons expliquer deux états supplémentaires qui alimentent les états  $13/2^-$  et  $15/2^-$  de l'isomère  $11/2^-$  [725], situés pour chacun 103 keV au-dessus des deux précédemment mis en évidence. Ces états permettent par ailleurs de placer parfaitement les raies de 735 et 697 keV, qui peuplent l'état  $17/2^-$  de la bande de rotation du premier isomère. Pour résumer, nous savons donc que la structure de décroissance du second isomère, noté II, passe par 2 sous-structures intermédiaires composées chacune de deux états intermédiaires non isomériques à 103 keV d'écart qui alimentent les spins  $11/2$  à  $17/2$  de bande du premier isomère. Si cela paraît compliqué à interpréter, ces informations permettent néanmoins de contraindre les spins de ces structures intermédiaire au même intervalle  $[\frac{11}{2}, \frac{17}{2}]$ . En effet, les amplitudes observées pour les transitions  $\gamma$  ne permettent que des transitions E1, M1, E2 ou M2 dans cette gamme d'énergie, ce qui permet de contraindre nos choix pour la nature de ces états intermédiaires. Pour commencer, nous avons calculé les bandes de rotations de tels états (de spin  $11/2$  à  $17/2$ ) et avons remarqué qu'une bande construite sur un état de spin  $15/2$  mettait en évidence une transition M1 de 103 keV au premier échelon de sa bande, cela pour un  $\hbar/2\mathcal{J}=6,1$ .

Comme cela a été présenté dans la partie 1.3.4, les couplages à 3-qp font émerger quatre doublets d'états possibles. Quand bien même on ne peut pas directement déterminer quelle configuration sera favorisée, c'est-à-dire quelle configuration sera la plus

basse en énergie, K. Jain nous permet [40], dans le cas où l'on couple une 2-qp proton à une 1-qp neutron (ou inversement) de déterminer les deux configurations les plus hautes en énergie, ce qui donne un premier aperçu des états accessibles. Afin de visualiser ces états disponibles, nous avons déterminé les couplages possibles pour le  $^{255}\text{No}$ . À l'instar de ce qui a été fait dans le  $^{257}\text{Rf}$  [168], nous avons décidé de ne considérer que les

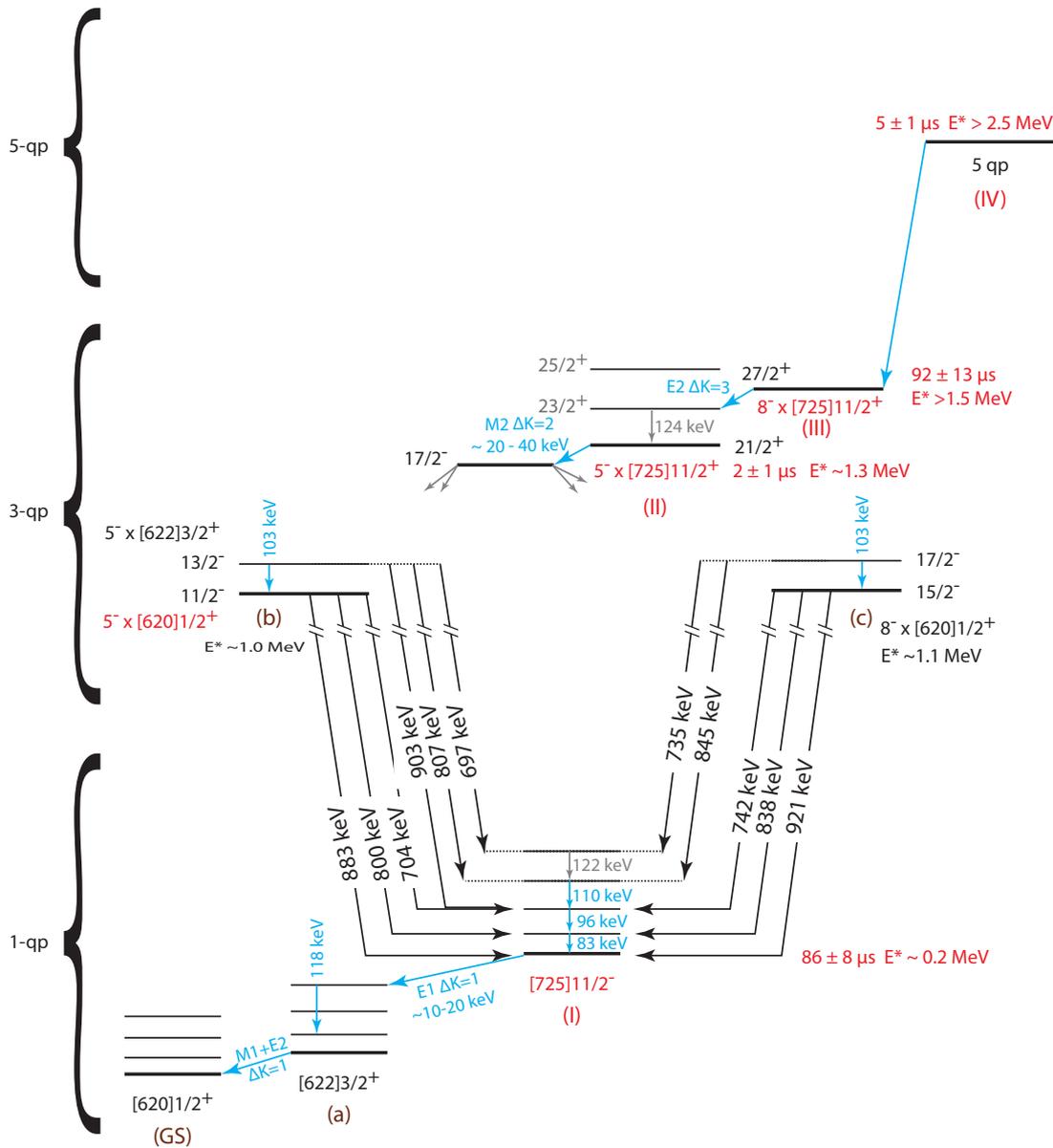


FIGURE 4.22 – Schéma de décroissance proposé pour le  $^{255}\text{No}$ . On y retrouve les quatre isomères observés (I, II, III et IV) ainsi que les différentes structures intermédiaires (a, b et c) discutés.

*Proposed decay scheme of  $^{255}\text{No}$ . One can see the four isomeric states observed (I, II, III and IV) along with the intermediate structures (a, b et c) discussed.*

couplages des configurations 2-qp protons à des 1-qp neutrons. En effet, les couplages proton-proton devraient avoir des énergies largement inférieures aux couplages neutron-neutron car ces derniers doivent franchir le gap  $N=152$ , étant donné que le seul neutron au-dessus de ce gap est le neutron célibataire sur la couche  $1/2^+$  [620], comme cela est indiqué sur la figure 4.18. Côté protons, nous considérons uniquement les couplages à 2-qp  $\pi^2\{[514]_{\frac{7}{2}}^{-} \otimes [521]_{\frac{1}{2}}^{-}\}_{3+}$ ,  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^{+} \otimes [521]_{\frac{1}{2}}^{-}\}_{5-}$ ,  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^{+} \otimes [514]_{\frac{7}{2}}^{-}\}_{8-}$ , à l'instar de ce qui est connu dans les noyaux voisins ([127, 124, 95]...). Côté neutrons, nous avons pris en compte les premières excitations du neutron célibataire de la couche  $1/2^+$  [620], à l'instar des états à 3-qp connus dans les isotones du  $^{255}\text{No}$ . Nous considérons donc les configurations à 3-qp issues du couplages des 2-qp protons précédemment mentionnées aux 1-qp  $\nu$  [620]  $\frac{1}{2}^+$ ,  $\nu$  [622]  $\frac{3}{2}^+$  et  $\nu$  [725]  $\frac{11}{2}^-$ .

Evidemment, il ne faut pas prendre l'ordre de ces états au sens strict, nous pouvons seulement déterminer pour chaque couplage à 3-qp quels sont les deux états de plus basse énergie dans le cadre des règles empiriques établies par K. Jain [40]. La figure 4.23 résume l'application de ces règles et nous permet de prendre en main toutes les possibilités pour les configuration à 3-qp dans le  $^{255}\text{No}$  sur la base des trois états à 1-qp et des trois états à 3-qp retenus.

On voit que le seul état  $15/2^-$  possible résulte du couplage de la configuration 2-qp proton  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^{+} \otimes [514]_{\frac{7}{2}}^{-}\}_{8-}$  avec la  $1/2^+$  [620]. Rappelons que cet état  $\pi^2 8^-$  est le premier isomère du  $^{254}\text{No}$  qui est placé à une énergie d'excitation de 1297(2) keV. Il semblerait donc qu'une des deux sous-structures (notée (c) sur le schéma de décroissance) soit cet état 3-qp  $15/2^-$ , qui est cohérent en termes d'énergie, de spin et qui met en exergue une transition de 103 keV au premier échelon de sa bande de rotation.

La deuxième sous-structure, notée (b) sur le schéma de décroissance, est plus difficile à expliquer, nous pensons qu'elle est composée de deux états 3-qp différents à 103 keV d'écart, mais encore une fois, la statistique nous manque pour calculer des ratios  $e^-/\gamma$  ou encore pour réaliser des corrélations  $\gamma/\gamma$  qui pourraient nous aider à démêler ce problème. Elle est ainsi difficile à interpréter avec ce jeu de données, nous avons donc décidé de ne pas être trop spéculatif dans l'article dédié à cette étude [166]. L'état le plus bas devrait être un 3-qp  $11/2^-$  résultant du couplage de la 2-qp  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^{+} \otimes [521]_{\frac{1}{2}}^{-}\}_{5-}$  avec la  $1/2^+$  [620] car cette configuration devrait être la 3-qp de plus basse énergie, au regard des noyaux voisins. Il existe néanmoins de nombreuses autres possibilités, qui pourrait également correspondre à l'état d'au-dessus. Il est en effet possible de former un  $13/2^-$  provenant d'un des couplage du  $\pi_2 5^-$  au  $3/2^+$  [622] ou d'un couplage du  $\pi_2 8^-$  au  $3/2^+$  [622]. On peut également imaginer un état  $17/2^-$  provenant d'un couplage du  $\pi_2 8^-$  au  $1/2^+$  [620] ou d'un couplage de la  $\pi^2\{[521]_{\frac{1}{2}}^{-} \otimes [514]_{\frac{7}{2}}^{-}\}_{3+}$  au  $\frac{11}{2}^-$  [725] (voir figure 4.23). Cette situation n'est pas claire et requière plus de statistique, notamment dans les spectres  $\gamma$ , pour démêler les différents scénarios évoqués. Cependant, nous disposons d'arguments suffisamment forts pour identifier la configuration 3-qp du deuxième état isomérique, qui alimente ces deux structures intermédiaires. En effet, on sait que son temps de demi-vie est très court  $t_{1/2}=2\pm 1\mu\text{s}$  (voir figure 4.12(c)) et qu'il devrait décroître par une transition de faible énergie ( $\leq 115$  keV) vers un état intermédiaire 3-qp.

Les transitions  $\Delta K=1$  n'étant pas isomériques et l'état intermédiaire précédemment identifié qui est peuplé par cette désintégration ayant un spin  $15/2$ , ce second état isomérique devrait avoir un spin supérieur ou égal à  $19/2$  (pour faire une transition  $\Delta K \geq 2$ ). Au regard des configurations 3-qp disponibles dans cette région de masse, les possibilités ne sont pas légion.

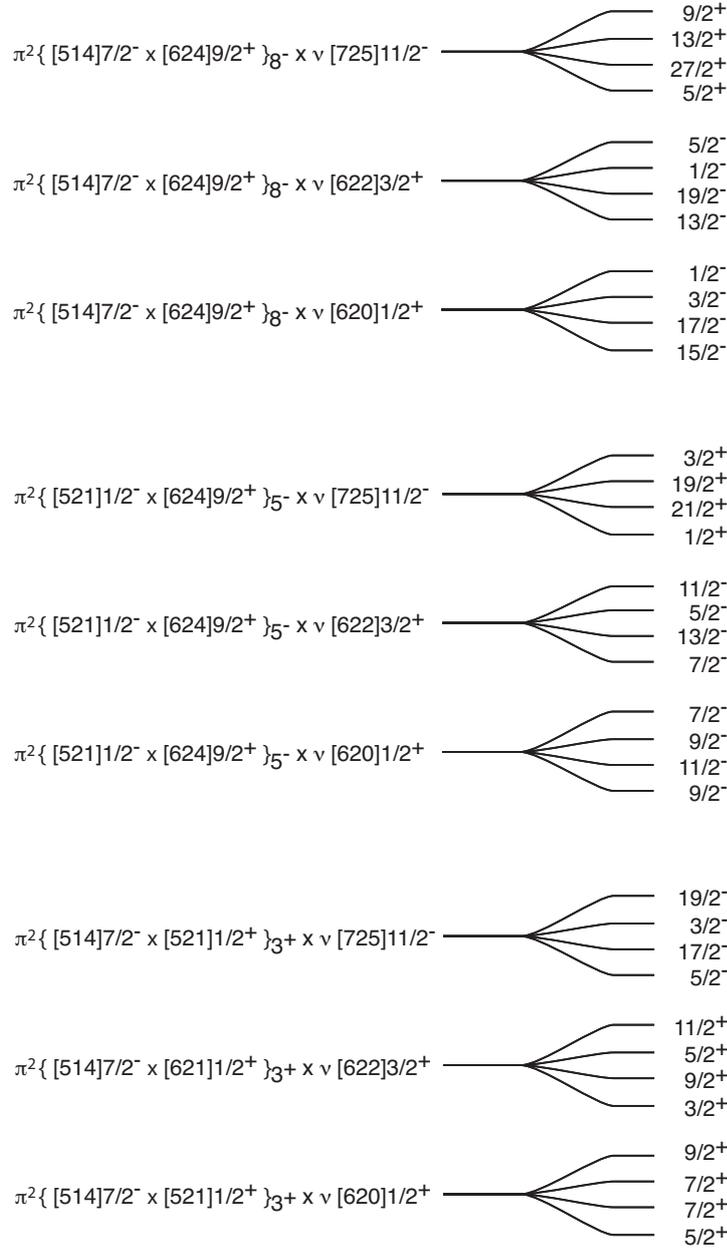


FIGURE 4.23 – Couplages à 3-qp possibles avec les configurations 2-qp  $\pi_2 3^+$ ,  $\pi_2 5^-$  et  $\pi_2 8^-$  et les 1-qp  $\nu \frac{1}{2}^+$  [620],  $\nu \frac{3}{2}^+$  [622] et  $\nu \frac{11}{2}^-$  [725]. D'après la formule de K. Jain [40], on sait que pour chaque couplage, les deux états du bas sont moins haut en énergie que les deux du haut, mais on ne connaît pas l'ordre exact.

*Possible 3-qp configurations originating from the coupling of the 2-qp configurations  $\pi_2 3^+$ ,  $\pi_2 5^-$  et  $\pi_2 8^-$  with the 1-qp  $\nu \frac{1}{2}^+$  [620],  $\nu \frac{3}{2}^+$  [622] et  $\nu \frac{11}{2}^-$  [725]. We know from the K. Jain [40] that the two lower states for each configuration are lower in energy than the two others, but the exact ordering is not known.*

D'après la figure 4.23, les seuls couplages possibles sont :

- Une configuration  $19/2^-$  en couplant la  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^+ \otimes [514]_{\frac{7}{2}}^-\}_{8^-}$  à la  $3/2^+$  [622].
- Une configuration  $21/2^+$  résultant du couplage de la 2-qp  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^+ \otimes [521]_{\frac{1}{2}}^-\}_{5^-}$  au  $\frac{11}{2}^-$  [725].
- Une configuration  $27/2^+$  résultant du couplage de la 2-qp  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^+ \otimes [514]_{\frac{7}{2}}^-\}_{8^-}$  au même  $\frac{11}{2}^-$  [725].

On pourrait également prendre en compte les états de spin  $19/2$  issus des couplages  $\pi_2 5^- \otimes \frac{11}{2}^-$  [725] ou  $\pi_2 3^+ \otimes \frac{11}{2}^-$  [725] mais, comme l'indique la figure 4.23, ces couplages sont défavorisés, ces états seront forcément plus haut en énergie que le  $19/2^-$  précédemment mentionné.

Nous avons donc seulement 3 possibilités, et on peut rapidement exclure l'état  $19/2^-$  : ce dernier devrait décroître vers le  $15/2^-$  ou vers un  $17/2^-$  intermédiaire. Or, il faut des transitions M1/E2  $\Delta K=2$  ( $\simeq 240$  keV) pour expliquer une décroissance directement vers le  $15/2^-$ , et ces transitions sont devraient être trop rapides pour expliquer le temps de vie mesuré de  $t_{1/2}=2\pm 1\mu\text{s}$ . Comme le montre la figure 4.24, une transition E2  $\Delta K=2$  de 240 keV conduirait à un temps de vie de l'ordre de la ns, et une M1  $\Delta K=2$  de 140 keV conduirait à un temps de vie encore plus rapide ( $t_{1/2}=1,37\cdot 10^{-1}\text{ns}$ ), que nous avons choisi de ne même pas tracer sur cette figure. Pour une décroissance vers un état  $17/2^-$  intermédiaire, la situation est encore plus critique : du fait d'un  $\Delta K=1$ , une décroissance d'un  $19/2^-$  vers ce  $17/2^-$  ne peut en aucun cas être isomérique. Il reste donc deux possibilités : les états 3-qp  $21/2^+$  et  $27/2^+$ .

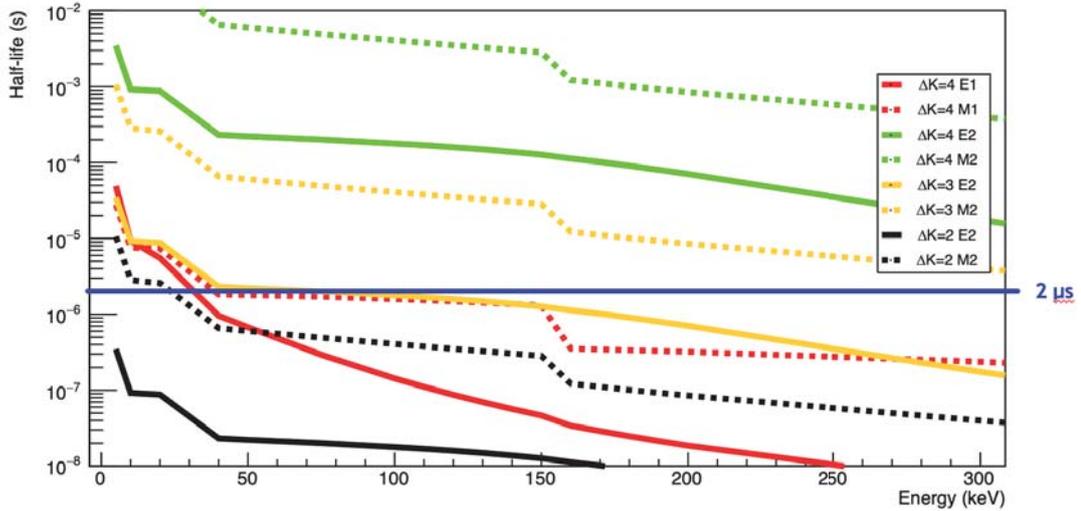


FIGURE 4.24 – Temps de vie des isomères de haut-K calculés sur la base de la systématique de Löbner [41] et des estimations de Weisskopf pour les transitions électromagnétiques pertinentes. La ligne bleue correspond au temps de demi-vie du deuxième état isomérique  $t_{1/2}=2\mu\text{s}$ .

*Lifetime of high-K isomeric states calculated from the Löbner systematics [41] and Weisskopf estimates for the relevant transitions. The blue line shows the  $t_{1/2}=2\mu\text{s}$  measured half-life of the second isomer.*

N'oublions pas que nous avons observé un autre isomère 3-qp au-dessus de celui que nous tentons d'expliquer. Au regard des configurations 3-qp disponibles, ces deux possibilités dont les uniques configurations qui nous permettent d'expliquer deux états isomériques 3-qp au-dessus d'un  $15/2^-$ . On en conclue directement que le deuxième état isomérique est de configuration  $21/2^+$ . Concernant sa décroissance, on ne peut former que des états de parité négative pour expliquer la structure intermédiaire inconnue (en rouge sur le schéma de niveau), ainsi, on ne peut faire que des E1 ou des M2. De ce fait, les seules transitions possibles restent :

- $\Delta K=2$  : une M2 du  $21/2^+$  au  $17/2^-$  de la bande de l'état  $K^\pi=17/2^-$  ou une E1 vers le  $19/2^-$  de la même bande.
- $\Delta K=3$  : une M2 du  $21/2^+$  au  $17/2^-$  de la bande bâtie sur l'état  $K^\pi=15/2^-$  précédemment identifié ou une E1 vers le  $19/2^-$  de la bande du  $15/2^-$ .
- $\Delta K=4$  : il faudrait alimenter la bande de l'état  $K^\pi=13/2^-$ , ce qui ne peut être accompli que par une E3 ou une M2 (respectivement vers les  $17/2^-$  et  $15/2^-$  de la bande du  $13/2^-$ ). Nous avons directement exclu ces scénarios car ces transitions seraient de l'ordre de la ms, incompatibles avec ce jeu de données.

La systématique de Löbner sur les temps de vie des isomères de haut-K [41] nous permet d'exclure directement les transitions E1, qui seraient trop rapides pour des  $\Delta K=2-3$  et des énergies inférieures à 300 keV. Il ne nous reste que les deux possibilités de M2, comme on peut le voir sur la figure 4.24, pour une énergie de décroissance de l'ordre de la dizaine de keV, une M2  $\Delta K=2$  semble être un candidat probable. En effet, les états  $K^\pi=21/2^+$  et  $17/2^-$  doivent être très proches en énergie. Cette proximité expliquera l'isomérisation de cet état  $K^\pi=21/2^+$  car la transition M2 est "forcée" étant donné qu'une décroissance E1 est impossible. Le membre  $19/2^-$  de la bande de rotation construite sur l'état  $K^\pi=17/2^-$  est plus haut en énergie que l'état  $K^\pi=21/2^+$ , comme cela est indiqué par le schéma de décroissance que nous proposons. La seule possibilité est donc une décroissance M2  $\Delta K=2$  "forcée" directement vers le niveau  $K^\pi=17/2^-$ . Néanmoins, nous restons prudents quant à cette affirmation, si nous sommes confiants pour l'assignation de l'isomère II à une configuration  $21/2^+$ , la multitude d'états à 3-qp pouvant faire partie de son chemin de décroissance de cet isomère ne nous permet pas d'affirmer avec certitude qu'il décroît bien par une transition M2  $\Delta K=2$ . A travers ce raisonnement par exclusion, nous avons donc identifié ce second isomère comme un état  $21/2^+$ , qui est par ailleurs également isomérique dans le  $^{257}\text{Rf}$  (voir fig 4.21) et selon la même logique, l'assignation du troisième isomère III vient naturellement.

En effet, pour ce troisième état, il ne reste que la possibilité du  $27/2^+$ , correspondant à la configuration à 3 quasi-particules de plus haut spin que l'on peut former (voir figure 4.23. Le temps de vie  $t_{1/2}=92\pm 13\mu\text{s}$  et l'énergie d'excitation de 130 keV (voir table 4.3) de cet état sont cohérents pour une transition E2. En effet, nos calculs de la bande rotationnelle construite sur le  $21/2^+$  nous apprennent que le  $23/2^+$  devrait être au minimum à 120 keV et que le  $25/2^+$  devrait être au minimum à 250 keV. La seule possibilité reste donc une E2 de l'ordre de la dizaine de keV, qui conduit à un  $f_\nu=250$ , en accord avec les valeurs de  $f_\nu$  mesurées dans cette région de masse. Mais dans ce cas pourquoi ne voyons-nous pas la transition du  $23/2^+$  au  $21/2^+$  dans les spectres  $\gamma$ ? Rappelons que nous identifions ces états à travers la méthode calorimétrique, c'est à dire à travers la détection d'une cascade électronique dans les détecteurs silicium. Dans le cas où cette transition d'environ 130 keV n'est pas convertie, il ne reste tout simplement plus assez d'énergie dans la cascade électronique pour passer les seuils de détection des

détecteurs. Nous ne voyons donc cette transition que lorsqu'elle est convertie.

Pour conclure sur ces états à 3-qp, nous avons assigné les deux états isomériques II et III aux configurations  $K^\pi=21/2^+$  et  $27/2^+$ , résultant des couplages des 2-qp  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^+ \otimes [521]_{\frac{1}{2}}^-\}_{5-}$  et  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^+ \otimes [514]_{\frac{7}{2}}^-\}_{8-}$  au même  $[725]_{\frac{11}{2}}^-$ . Le  $21/2^+$  décroît vers le premier isomère 1-qp  $11/2^-$  à travers une structure intermédiaire complexe, que nous avons en partie identifié à l'aide des rayons  $\gamma$  observés mais l'assignation des états non isomériques composant cette structure est incomplète et nécessitera de reproduire cette expérience afin d'enregistrer une statistique plus conséquente.

### 4.5.3 Le quatrième isomère

Le quatrième état isomérique, noté IV, est sans aucun doute le résultat d'un couplage à 5 quasi-particules. Son énergie d'excitation  $\geq 2.5$  MeV (voir table 4.3) ne peut être expliquée que par la brisure de deux paires de nucléons. Ce type de structure est compliqué à identifier car les possibilités sont très larges et qu'il nous est impossible de déterminer les couplages les plus favorables ou ne serait-ce que leurs ordres en termes d'énergie. De plus, nous n'avons pas de mesure précise de l'énergie d'excitation de cet état en raison du phénomène d'empilement des signaux précédemment mentionné. Nous pensons que cet état pourrait résulter du couplage des configurations à 3-qp considérées pour ce noyau avec des 2-qp neutrons mais nous avons choisi, du fait du manque d'arguments expérimentaux, de ne pas discuter cette assignation dans l'article que nous préparons suite à cette étude [166]. On ne peut pas construire de configurations à 4-qp sur la base du couplage de deux des configurations à 2-qp considérées plus haut car elles ont toutes un état en commun. Nous pensons donc que cet état pourrait résulter du couplage des configurations à 3-qp considérées pour ce noyau avec des 2-qp neutrons. Nous avons fait le choix de publier nos observations uniquement et de ne pas être trop spéculatifs quant à cette interprétation. Nous savons que cet isomère présente un temps de demi-vie  $t_{1/2}=5\mu\text{s}$  et une énergie d'excitation supérieure à 1 MeV par rapport au troisième isomère. Si des modèles théoriques viennent à valider les assignations des états à 3-qp, peut-être pourront-ils tenter d'identifier cet état. Dans le cas présent, les 60 événements de la cascade isomérique complète sont loin d'être suffisant.

### 4.5.4 Conclusion

Nous avons étudié le  $^{255}\text{No}$  à l'aide des données issues d'une expérience dédiée au  $^{254}\text{No}$ , par conséquent, une grande partie du travail d'analyse a consisté à isoler le  $^{255}\text{No}$  du flot de  $^{254}\text{No}$  observés. Malgré tout, nous avons découvert 4 états isomériques de haut-K qui n'avaient jamais été observés dans le  $^{255}\text{No}$ , avec un total de 60 cascades complètes observées. Nous avons proposé une interprétation sur la base des spectres électrons et  $\gamma$  mesurés en coïncidence avec les décroissances de ces isomères, illustrée par la figure 4.22.

Le premier état isomérique a été identifié comme un état à 1 quasi-particule neutron  $11/2^-$   $[725]$  qui décroît vers un état  $9/2^+$ , membre de la bande rotationnelle de l'état  $3/2^+$   $[622]$ , qui décroît lui-même vers le niveau fondamental  $1/2^+$   $[620]$ . L'isométrie de ce  $11/2^-$ , dans la lignée des isotones du No plus légers comme le  $^{251}\text{Cf}$  ou le  $^{253}\text{Fm}$ , est donc expliquée par une transition E1  $\Delta K=4$ .

Pour le deuxième et le troisième isomère, nous proposons dans [166] les configurations  $21/2^+$  and  $27/2^+$  basées sur les couplages  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^+ \otimes [521]_{\frac{1}{2}}^-\}_{5-} \otimes \nu\{[725]_{\frac{11}{2}}^-\}$  et

$\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^+ \otimes [514]_{\frac{7}{2}}^-\}_{8^-} \otimes \nu[725]_{\frac{11}{2}}^-$ . Ces états sont très cohérents en termes d'énergie d'excitation et de temps de demi-vie mais nous avons encore des doutes sur la structure de décroissance du  $21/2^+$  vers le  $11/2^-$ . Le quatrième et dernier isomère est le résultat d'un couplage à 5 quasi-particules que nous n'avons pas tenté d'identifier faute de statistique, de connaissance des couplages à 5-qp dans cette région, mais également à cause de l'effet d'empilement de ces signaux sur les reculs les précédant.

Il est nécessaire de réitérer cette expérience dans de meilleures conditions pour confirmer ou infirmer ces hypothèses. Il faudrait accumuler une statistique suffisante pour pouvoir calculer les ratios électrons/ $\gamma$  permettant d'identifier directement la nature des transitions concernées. Pour cela, il serait également important d'avoir des seuils de détection plus bas sur les détecteurs silicium. Nous développons actuellement une nouvelle chaîne d'acquisition digitale qui nous permettra de s'affranchir directement du problème d'empilement des signaux qui nous a empêché de déterminer précisément l'énergie d'excitation du quatrième isomère.



Troisième partie

Synthèse de nouveaux éléments



---

## Chapitre 5

# La quête de l'élément 119

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>English Summary : The synthesis of the 119 element . . . . .</b>	<b>169</b>
<b>5.2</b>	<b>Que sait-on ? Quelles sont les prédictions ? . . . . .</b>	<b>173</b>
<b>5.3</b>	<b>Validation d'ensemble du système d'analyse expérimentale . . . . .</b>	<b>180</b>
5.3.1	Étalonnage avec les cibles de La et de Tb . . . . .	181
5.3.2	Filtrages avancés des noyaux de reculs et des $\alpha$ . . . . .	186
5.3.3	Objectifs . . . . .	188
5.3.4	Méthodes de filtrage . . . . .	189
5.3.5	Les chaînes de $^{257}_{105}\text{Db}_{152}$ . . . . .	196

---

### 5.1 English Summary : The synthesis of the 119 element

In 1869, D. I. Mendeleiev suggested the first periodic table of elements presented in figure 5.2. If it seems really different from the version we know, it establishes the logic : a classification of elements as a function of their electronic valence and so, of their chemical properties. Many other scientists took part to these developments but D. I. Mendeleiev proposed a classification that was the closest to the one we use today. He also predicted that some mass measurements were wrong and that some elements were missing from its table. He named these missing elements "eka", "dvi" and "tri" (in Sanskrit) according to their relative period difference to the reference element. All these assumptions were confirmed in the following decades and the Scandium, the Gallium and the Germanium, among others, were discovered with the chemical properties predicted by the famous Russian chemist.

Nowadays, this table became the universal reference of element's classification. If the heaviest natural elements are Uranium, Neptunium and Plutonium, respectively with 92 to 94 protons, some experimental techniques were developed to synthesize heavier artificial elements. Indeed, with fusion evaporation and neutron capture reactions, we created 24 new elements, extending the classification to the heavier known nucleus : the Oganesson  $^{118}\text{Og}$ . One can see on table 5.1 the different reactions used to create these elements. International laboratories at the cutting edge of nuclear physics aim to go further, trying to make the following 119 and 120 elements in the periodic table. RIKEN (Japan) and JINR (Russia) made major upgrades of their installations with respectively

the new RILAC linear accelerator and the SHE Factory in order to search for these new elements. We are fortunate to work on the element 119 synthesis with the RIKEN and Oak-Ridge collaborators since 2014. If this race for new elements has long sometimes been seen as a demonstration of technical and scientific knowledge, it definitely has another dimension. It is extremely important to determine the physical (mass, decay properties and later spectroscopy) and chemical (form, change of state enthalpy, affinity to ligands) properties of atomic elements. With these new elements, we are approaching the first g-shell orbital and stepping in the area where the Mendeleïev's periodic classification starts to reach its limits. Indeed, with these superheavy elements presenting a high number of electrons, some relativistic effects start to disturb their electronic orbital structure and so, their properties around  $Z=112$ . These experiments provide an important anchor points to theoretical models, where they reach their limits. Answers should now come from experimental studies, that's why the Y. Oganessian team from Dubna built the new SHE Factory and the K. Morita team from RIKEN launched a major upgrade of the RILAC accelerator, two accelerators dedicated to search of new elements.

In RIKEN, we are running the  $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}\text{119} + xn$  fusion evaporation reaction in order to reach the 119 element. Personally, I joined this collaboration in 2018, few weeks after the beginning of my PhD. I was very pleased to be welcomed by P. Brionnet who helped me in the development of my analysis code. As it was described in chapter 1, these kind of very small cross section reactions requires a special care in the analysis part. For the synthesis of Nihonium ( $Z=113$ ), only three nuclei were observed for nine years of experiment. These syntheses enlist many technicians, engineers and researchers from several countries but the final result will come from our analysis code, so we can't afford to miss an event. Currently, five analysis codes, with different optimization levels, are in charge of this important part of the experiment. I developed mine in complete independence, starting from scratch, in order to perform cross analyses with my collaborators.

Unfortunately, data from this experiment are highly confidential so I will not be able to present it in this thesis. However, in April 2019, we performed a higher cross section experiment, in order to check our analysis codes in real conditions : the  $^{257/258}_{105}\text{Db}_{152/153}$  synthesis through the fusion evaporation reaction  $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{259-x}\text{Db} + xn$  [174]. In this chapter, I will describe my contribution to this exciting experiment on the basis of this test reaction, in addition to the dedicated calibration reactions.

In order to calibrate the tunnels and the implantation silicon detectors described in chapter 3 of this document, we are using a well-known reactions implying a  $^{51}\text{V}$  beam and two different targets : a  $^{139}\text{La}$  one to produce  $^{185}\text{Hg}$  and a  $^{159}\text{Tb}$  one to produce different Ra isotopes. One can see the  $\alpha$ -decay energies used for the calibration on figure 5.7 and the corresponding calibration matrix for the DSSD on figure 5.8. The tunnel calibration is slightly different because we need to take care of the energy loss of  $\alpha$  particles in the DSSD. Indeed, when a particle escapes from the DSSD to one of the tunnels, it loses a part of its energy in the DSSD before interacting with the corresponding tunnel. Thereby, the energy distribution in these two detectors should be calculated, that's why we usually start with a source calibration, fully independent from the DSSD, to extract the tunnel calibration parameters. Then we make 2D matrixes of the tunnels energies as a function of the DSSD energies for coincident events to check the summations, as it is presented in figure 5.9 for the  $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-x}\text{Ra} + xn$  reaction. This matrix allows for a direct check of the tunnel calibration parameters with naked eye : the anti-diagonal  $\alpha$  decay rays must be perfectly aligned on their corresponding energies. In order to have

an easier check along the weeks of beam time, we also build a calibration matrix visible in figure 5.10. This is the exact procedure performed at the beginning and at the end of each experimental campaigns, starting with an  $\alpha$  source calibration followed by an in-beam calibration with the  $^{139}\text{La}$  and  $^{159}\text{Tb}$  targets.

The main point to keep in mind for a new element synthesis analysis code is to be absolutely sure of the events rejected by our data filtering. Indeed, the very intense beams provided by the new RILAC II brings out an intense background, a part of it is rejected by our separator but the other part needs to be handled with a special care. I will quickly describe the filtering methods used for the 119 experiments, without giving confidential numbers, then, I will present this procedure on the basis of the calibration experiments with the corresponding spectra. The main purpose of this filtering method is to identify as clearly as possible evaporation residues (recoils) and  $\alpha$ -decays in order to be able to reconstruct decay chains. Our detection setup provides us three filtering devices :

- The VETO detector : This silicon detector located behind the implantation DSSD is dedicated to the detection of parasite events which crosses the DSSD. Indeed, there is no way for an  $\alpha$  particle to cross the DSSD, therefore, when the VETO detector is triggered in coincidence with a DSSD event, it signs an uninteresting event. These kinds of events were identified as light particles ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$  and  $^4\text{He}$ ) or diffused beam, one can see on the figure 5.16 their energy distribution in the DSSD and the VETO. However, keeping in mind to handle these rejections with care, I choose not to exclude all these events. Taking in account that the VETO detector is composed of only two pixels against the thousands from the DSSD, the spatial correlations between these detectors are not very precise. That's why I choose to reject only the events identified as light particles, according to their DSSD/VETO energy distribution. If this method is less rejective and leads to a higher background than a total rejection, it guarantees us a precise control of what will be rejected.
- The Time of Flight detector : This detector is dedicated to the velocity measurements of particles before their implantation in the DSSD. I am using it as a filtering tool to select the implantation residues that will be considered as the beginning of a decay chain. Indeed, we usually plot the ToF measurements as a function of the coincident energy deposited in the DSSD, as it can be seen on figure 5.12. On this figure, one can see the red curve, showing the calculated ToF/Energy distribution that should exhibit a  $^{297}119$  nucleus as an example. This curve is used as a guideline only, it is a result of a very simple kinetic energy calculation which do not takes in account all the possible perturbations of a real experiment. This figures also shows some "mirror" effects because of the detection efficiencies of the two foils of the ToF detector (cf. section 2.4.3.2). Practically, we are using the ToF measurements to select evaporation residues by very large selections around the theoretical values, after cleaning this ToF/E matrix with the two other filtering tools.
- The "qdc" measurements : The "qdc" are also part of a measurement from the ToF detector. It corresponds to the integral of the charge deposited in the ToF foils within a defined time interval. This time interval needs to be chosen with a special care because it should be long enough to be representative of the deposited energy and short enough to avoid the summation of different signals in the same integration time. These values allow for a rough discrimination of  $\alpha$  decay events

from all the others. Indeed, by contrast with the recoils, an  $\alpha$  decay in the DSSD should not trig the ToF detector. Thus, we usually plot the qdc measurements as a function of the coincident energy measured in the DSSD, as it can be seen on figure 5.13. This matrix allows for a discrimination between the black squared area, where we can see the  $\alpha$  decay rays of the calibration reaction, and the red squared one, where events with a high qdc values account for events which crossed the ToF detector. This filtering method can be very useful for a first data analysis, it can give almost online a good idea of the data set quality. For a second order analysis, I often remove this filter because, from my point of view, this assignation is very strict and can lead to the losses of  $\alpha$  decay events in case of unfortunate coincidences with high qdc events.

All these filtering devices are rather powerful and should be used with a special care. The main point is to identify exactly what will be rejected by these selections. We are looking for a superheavy element decay chain, i. e. an implantation followed by a 119  $\alpha$  decay ( $\simeq 12$  to  $14$  MeV) followed by the  $^{293}\text{Ts}$  ( $Z=117$ ) decay chain, which is known from [179]. A schematic view of this decay chain is proposed in figure 5.11. In terms of data analysis, we need to discriminate as efficiently as possible an implantation event from an  $\alpha$  decay event and then, reconstruct the chains observed, in a pixel by pixel analysis. I have chosen to select the implantations events, i. e. the recoils events, directly on the ToF/E matrix, after cleaning it with "qdc" and VETO filters. Indeed, the figure 5.12 shows the raw matrix, then, the selection previously described of the "qdc" matrix top area (figure 5.13) gives the figure 5.15. One can see the rejected events, i. e. the event from the down area of the "qdc" matrix? the  $\alpha$  decay events? on the figure 5.14. Then, I reject all the light particle events visible on figure 5.16 with the VETO selection, these rejected events TOF/E distribution can be found in figure 5.17. After all this process, I can select the recoil events on the figure 5.17, which is already filtered by the "qdc" and ToF measurements. On this figure, I select graphically a relatively large area around the theoretical recoil curve. As it was previously described, we can estimate the recoil TOF/E distribution so we choose a large area around it, without forgetting to take in account the mirror effects. For the  $\alpha$  particles filtering, there are different techniques depending on how much one wants to clean the data. Indeed, for a first analysis, I usually define an  $\alpha$  decay event as an event who didn't trig the ToF detector. This first order selection is not so bad, because of the high detection efficiency of the ToF. Similarly, one can select the events from the black area of the figure 5.13. Finally, the  $\alpha$  decay selection is relatively simple, we reject the VETO light particles events in the same way that for the recoils, then we choose a "qdc" and/or a ToF filtering, in addition to a 5-30 MeV energy gate.

In order to show plots with a good statistics, all the presented histograms are based on the calibration reactions, but this is the exact methodology used for the  $^{257}\text{Db}$  analysis. Indeed, after the definition of the VETO and the "qdc" selections, I selected the recoils events on the cleaned ToF/E matrix. For my first analysis, I have chosen to consider the  $\alpha$  events as signals with a low "qdc" value only, as it was described before, in addition to the VETO filtering. Then I added a selection on the Time of Flight and the energy gate. For a 119 analysis, I usually check the candidate chains by eye. But for this Dubnium synthesis, we observed hundreds of events so I choose to plot an energy histogram of generation X as a function of generation X+1 visible on figure 5.20. As the  $^{257}\text{Db}$  structure enhance two different  $\alpha$  decay modes, this matrix allows for a direct visualization of the all decay chain, from  $^{257}\text{Db}$  to  $^{253}\text{Lr}$  to  $^{249}\text{Md}$  and event few points of the decay from  $^{249}\text{Md}$  to

$^{245}\text{Es}$  who is itself decaying by an electronic capture process, impossible to detect with our setup.

In a second order analysis, I looked for very rare events as chains including isomeric states decays, chains with a fission from Db or Lr, chains with an energy sharing between two neighboring pixels or event chains without any recoils. All these second order treatment allowed for few more detections but there are still some questionable events, as events with a good lifetime and a wrong energy, probably originating from a pile-up effect of a wrong unfortunate tunnel/DSSD summation. The results I obtained for this test reaction are summarized in the table 5.2. They were compared to the results of the analysis of the same data by two other codes and our results were really close. In order to go further, I analyzed the data from a former  $^{257}\text{Db}$  synthesis test, performed in 2017 before the beginning of my thesis. At this time, 10  $^{257}\text{Db}$  decay chains were observed. After a short analysis, I did find these 10 chains, but I also found two more, which were really clear in the data set. I had the chance to present this work in front of the all collaboration for a workshop in Oak Ridge in May 2019 and according to these results, my analysis code became, with Pierre's one, a reference for our collaboration.

During my thesis, I took part to seven nSHE experimental campaigns, I analyzed all these data sets with a special care, looking for this rare event with caution and I hope that many publications will come out of these exciting experiments in the forthcoming years.

## 5.2 Que sait-on ? Quelles sont les prédictions ?

Depuis le début du 19<sup>ème</sup> siècle, différents chimistes ont tenté de classifier les éléments connus. En 1817, Johann Wolfgang Döbereiner, un chimiste allemand, a commencé par observer des rapports entre la masse atomique et les propriétés chimiques de certains éléments [170]. Il les regroupa en une vingtaine de "triades" comme par exemple la "triade" du chlore, du brome et de l'iode, trois éléments aujourd'hui connus comme étant des halogènes (17<sup>ème</sup> colonne de la classification de Mendeleïev) ou encore la "triade" du lithium, du sodium et du potassium qui sont des métaux alcalins (1<sup>ère</sup> colonne de la classification de Mendeleïev). Cette première classification fut suivie, en 1862, par les travaux du géologue français Alexandre-Émile Béguyer de Chancourtois qui remarqua une périodicité des propriétés des éléments en fonction de leur masse. Il publia sa fameuse vis tellurique, qui représentait les éléments jusqu'au tellure sur un cylindre. Bien que précurseur, il ne marqua pas la postérité du fait de la complexité de cette publication.

Cette observation fut appuyée par les travaux de John Newlands, un chimiste anglais qui déclara la même année que "le huitième élément qui suit un élément donné, ressemble au premier comme la huitième note de l'octave ressemble à la première" [172]. Malheureusement, cette théorie ne peut pas s'appliquer pour les éléments plus lourds que le Calcium ( $Z=20$ ), cette classification resta donc incomplète jusqu'à dans les années 1860, où le chimiste allemand Lothar Meyer introduisit le principe même de la classification que l'on connaît aujourd'hui : la valence des éléments. On parle de valence d'un élément chimique pour désigner le nombre maximal de liaisons que peut former un atome en fonction du nombre d'électrons de son cortège électronique, ou encore de sa configuration électronique. Il publia son livre "About the modern theory of chemistry" en 1864.

En parallèle de ces travaux, en 1869, le chimiste russe Dmitri Ivanovitch Mendeleïev



## Newlands (1865)

No.	No.	No.	No.	No.	No.	No.	No.	No.
H 1	F 8	Cl 15	Co & Ni 22	Br 29	Pd 36	I 42	Pt & Ir 50	
Li 2	Na 9	K 16	Cu 23	Rb 30	Ag 37	Cs 44	Os 51	
G 3	Mg 10	Ca 17	Zn 24	Sr 31	Cd 38	Ba & V 45	Hg 52	
Bo 4	Al 11	Cr 19	Y 25	Ce & La 33	U 40	Ta 46	Tl 53	
C 5	Si 12	Ti 18	In 26	Zr 32	Sn 39	W 47	Pb 54	
N 6	P 13	Mn 20	As 27	Di & Mo 34	Sb 41	Nb 48	Bi 55	
O 7	S 14	Fe 21	Se 28	Ro & Ru 35	Te 43	Au 49	Th 56	

FIGURE 5.1 – Classification de John Newlands, publiée en 1865 [172].  
*John Newlands classification, published in 1865 [172].*

travailla sur le même type de classification sans avoir eu vent des études de Lothar Meyer. Il construisit le tableau présenté en figure 5.2 [173], ce dernier est aujourd'hui conservé à l'université de Saint-Petersbourg, lieu de sa conception. Même si ce tableau peut sembler très différent de celui qu'on utilise de nos jours, il est basé sur le même principe de classification des éléments en fonction de leur valence. Si les travaux de Lothar Meyer ne sont pas reconnus à leur juste valeur à l'heure actuelle, c'est que la majorité d'entre eux ont été publiés après ceux de Dmitri Mendeleïev, alors qu'ils étaient pour la plupart antérieurs. Mendeleïev est aujourd'hui reconnu comme le père fondateur de cette classification car il a réussi à formuler explicitement en quoi ce tableau était un outil très puissant pour la compréhension de la matière. Il en a tiré des conclusions fondamentales comme le fait que la disposition des éléments dans la table correspond à leur valence et est en rapport avec leurs propriétés chimiques ou encore que les éléments les plus abondants dans la nature ont le plus faible numéro atomique. Il a aussi prédit que les mesures de la masse de certains éléments, comme le tellure, étaient incorrectes car son tableau était plus cohérent s'il réarrangeait certains d'entre eux. Mais son plus éclatant succès reste les cases laissées vides dans son tableau, prédisant l'existence et les propriétés chimiques d'éléments alors inconnus, qu'il nomme "eka", "dvi" et "tri" (un, deux et trois en sanskrit) en fonction de leur place dans la colonne d'éléments déjà connus :

- L'eka bohrium  $A=44$  qui est aujourd'hui le scandium ( $Z=21$ ) découvert en 1879.
- L'eka aluminium  $A=68$  qui est aujourd'hui le gallium ( $Z=31$ ) découvert en 1875.
- L'eka silicium  $A=72$  qui est aujourd'hui le germanium ( $Z=32$ ) découvert en 1886.
- L'eka et le dvi manganèse qui sont le technétium ( $Z=43$ ) découvert en 1937 (produit de fission nucléaire) et le rhénium ( $Z=75$ ) découvert en 1908.

Malgré la cohérence de cette classification, ses travaux ont été accueillis avec scepticisme par la communauté internationale. Il aura fallu attendre des publications de John Newlands et de Lothar Meyer dans les années qui ont suivi pour reconnaître les travaux du célèbre chimiste russe. Il faut savoir que cette classification comportait une différence fondamentale avec celle que nous connaissons aujourd'hui : elle était basée sur la masse des éléments ( $A$ ), et non leur numéro atomique ( $Z$ ), ce qui apportait quelques incohé-



Z	Symbol	Reaction	Investigators	Year
93	Np	$^{238}\text{U}(\text{n},\gamma)^{239}\text{Np}$	MacMillan et al.	1939-1940
94	Pu	$^{238}\text{U}(\text{d},2\text{n})^{241}\text{Pu}$	Seaborg et al.	1940
95	Am	$^{239}\text{Pu}(2\text{n},)^{241}\text{Am}$	Seaborg et al.	1944
96	Cm	$^{239}\text{Pu}(\alpha,\text{n})^{242}\text{Cm}$	Seaborg et al.	1944
97	Bk	$^{241}\text{Am}(\alpha,2\text{n})^{243}\text{Bk}$	Seaborg et al.	1949
98	Cf	$^{242}\text{Cm}(\alpha,\text{n})^{245}\text{Cf}$	Seaborg et al.	1950
99	Es	$^{238}\text{U}+15\text{n}\rightarrow^{253}\text{Es}$	Seaborg et al.	1953
100	Fm	$^{238}\text{U}+17\text{n}\rightarrow^{255}\text{Fm}$	Seaborg et al.	1953
101	Md	$^{253}\text{Es}(\alpha,\text{n})^{256}\text{Md}$	Seaborg et al.	1955
102	No	$^{246}\text{Cm}(^{12}\text{C},4\text{n})^{254}\text{No}$	Seaborg et al.	1958
103	Lr	$^{252}\text{Cf}(^{11}\text{B},6\text{n})^{257}\text{Lr}$	Ghiorso et al.	1961
104	Rf	$^{249}\text{Cf}(^{12}\text{C},4\text{n})^{257}\text{Rf}$	Ghiorso et al.	1969
105	Db	$^{249}\text{Cf}(^{15}\text{N},4\text{n})^{260}\text{Db}$	Ghiorso et al.	1970
106	Sg	$^{249}\text{Cf}(^{18}\text{O},4\text{n})^{263}\text{Sg}$	Ghiorso et al.	1974
107	Bh	$^{209}\text{Bi}(^{54}\text{Cr},\text{n})^{262}\text{Bh}$	Armbruster et al.	1981
108	Hs	$^{208}\text{Pb}(^{58}\text{Fe},\text{n})^{265}\text{Hs}$	Armbruster et al.	1984
109	Mt	$^{209}\text{Bi}(^{58}\text{Fe},\text{n})^{266}\text{Mt}$	Armbruster et al.	1982
110	Ds	$^{208}\text{Pb}(^{62}\text{Ni},\text{n})^{269}\text{Ds}$	Armbruster et al.	1995
111	Rg	$^{209}\text{Bi}(^{64}\text{Ni},\text{n})^{272}\text{Rg}$	Hofmann et al.	1995
112	Cn	$^{208}\text{Pb}(^{70}\text{Zn},\text{n})^{277}\text{Cn}$	Hofmann et al.	1996
113	Nh	$^{209}\text{Bi}(^{70}\text{Zn},\text{n})^{278}\text{Nh}$	Morita et al.	2004
113	Nh	$^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca},3\text{n})^{288}\text{Mc}\rightarrow^{284}\text{Nh}$	Oganessian et al.	2004
114	Fl	$^{242}\text{Pu}(^{48}\text{Ca},3\text{n})^{287}\text{Fl}$	Oganessian et al.	2004
115	Mc	$^{243}\text{Am}(^{48}\text{Ca},3\text{n})^{288}\text{Mc}$	Oganessian et al.	2004
116	Lv	$^{245}\text{Cm}(^{48}\text{Ca},2\text{n})^{291}\text{Lv}$	Oganessian et al.	2004
117	Ts	$^{249}\text{Bk}(^{48}\text{Ca},3\text{n})^{294}\text{Ts}$	Oganessian et al.	2010
118	Og	$^{249}\text{Cf}(^{48}\text{Ca},3\text{n})^{294}\text{Og}$	Oganessian et al.	2006

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des éléments synthétiques découverts jusqu'à présent [171].

*Summary table of the synthetic elements discovered so far [171].*

hérences dues au classement des éléments en fonction de leur masse, qui commençaient alors à être très critiquées par la communauté internationale. Les éléments présents à l'état naturel sur terre ont tous été plus ou moins rapidement découverts et classés dans le tableau, avec le plus lourd d'entre eux : l'Uranium ( $Z=92$ ), même si l'on peut trouver sur terre de très faibles quantités de de Neptunium ( $Z=93$ ) et de Plutonium ( $Z=94$ ). À l'approche de la seconde guerre mondiale, les avancées des physiciens sur les réactions nucléaires ont lancé la course à la création d'éléments de synthèse. À travers des réactions de fusion ou de capture neutronique, 24 éléments ont été créés en laboratoire, ils composent aujourd'hui les familles des actinides et des transactinides. Depuis, le tableau de Mendeleïev est devenu la référence universelle de la classification des éléments, il comporte à ce jour 118 éléments, allant de l'hydrogène  $^1\text{H}$  à l'Oganesson  $^{118}\text{Og}$ , officiellement intégré au tableau en 2016 suite à la dernière mise à jour de l'IUPAC. On peut retrouver sur le

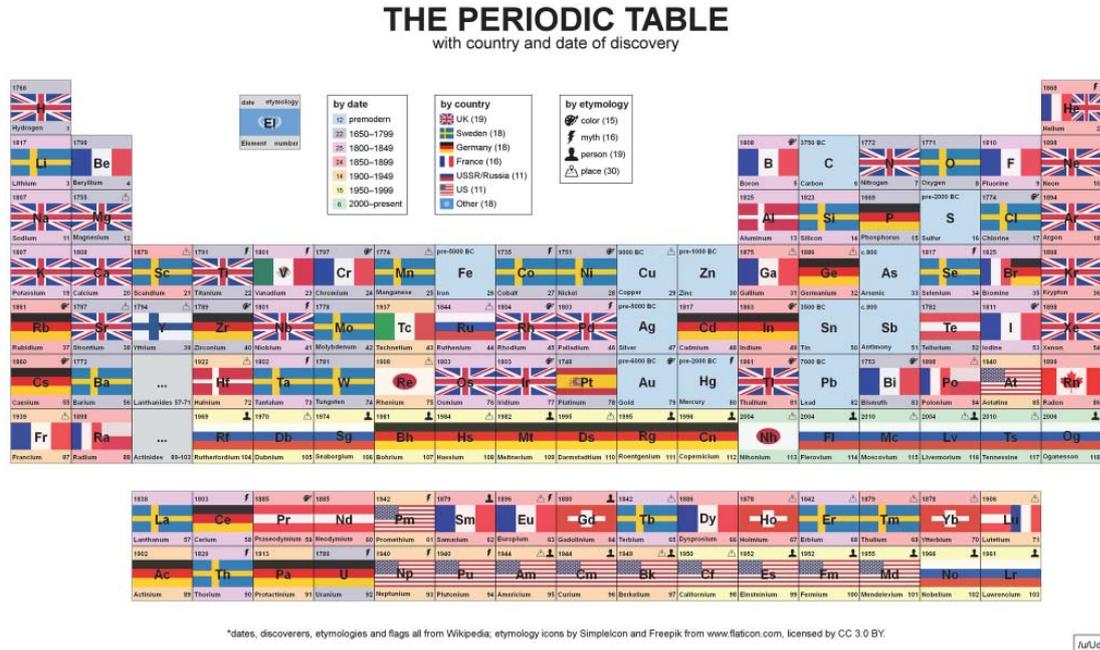


FIGURE 5.3 – Historique de la découverte des 118 éléments qui composent le tableau périodique des éléments à l’heure actuelle.  
*Summary of the 118 elements of the periodic table with the countries of discovery.*

tableau 5.1 les réactions utilisées pour synthétiser les éléments jusqu’à l’Oganesson [47].

Aujourd’hui, deux laboratoires à la pointe de la technologie cherchent à synthétiser les éléments 119 à RIKEN (Japon) et 120 au JINR (Russie). Nous avons la chance de faire partie de la collaboration s’étant attaquée à la synthèse de l’élément 119 à RIKEN. Bien que les résultats soient pour le moment confidentiels, je tenterai de présenter dans cette partie mon travail au sein de cette expérience de longue haleine. Si cette course à la synthèse a longtemps été vue comme une démonstration de maîtrise technique et scientifique, elle revêt aujourd’hui une autre dimension, car la classification périodique de Dimitri Mendeleïev commence à montrer ses limites. On pense que des effets relativistes entrent en compte pour les éléments superlourds à partir de  $Z \approx 112$ . Ces éléments présentent un grand nombre d’électrons, ce qui entraîne des comportements difficiles à prévoir de leur cortège électronique. Nous sommes arrivés à un point où les extrapolations deviennent risquées et où nous nous attendons à une nouvelle physique potentiellement pleine de surprises.

L’Oganesson par exemple, qui est dans la colonne des gaz rares pourrait être un métalloïde en raison de son grand nombre d’électrons ! On ne peut malheureusement pas vérifier cette théorie pour le moment car nous n’avons réussi à en synthétiser que quatre atomes jusqu’à présent, ce qui est bien évidemment trop peu pour en étudier les propriétés chimiques. Ces éléments sont très longs à produire car les sections efficaces (c’est-à-dire les probabilités de succès) des réactions utilisées sont dramatiquement faibles. On cherche donc à repousser les limites de nos instruments en produisant des éléments de plus en plus lourds, dans l’espoir de pouvoir un jour atteindre des puissances (intensité

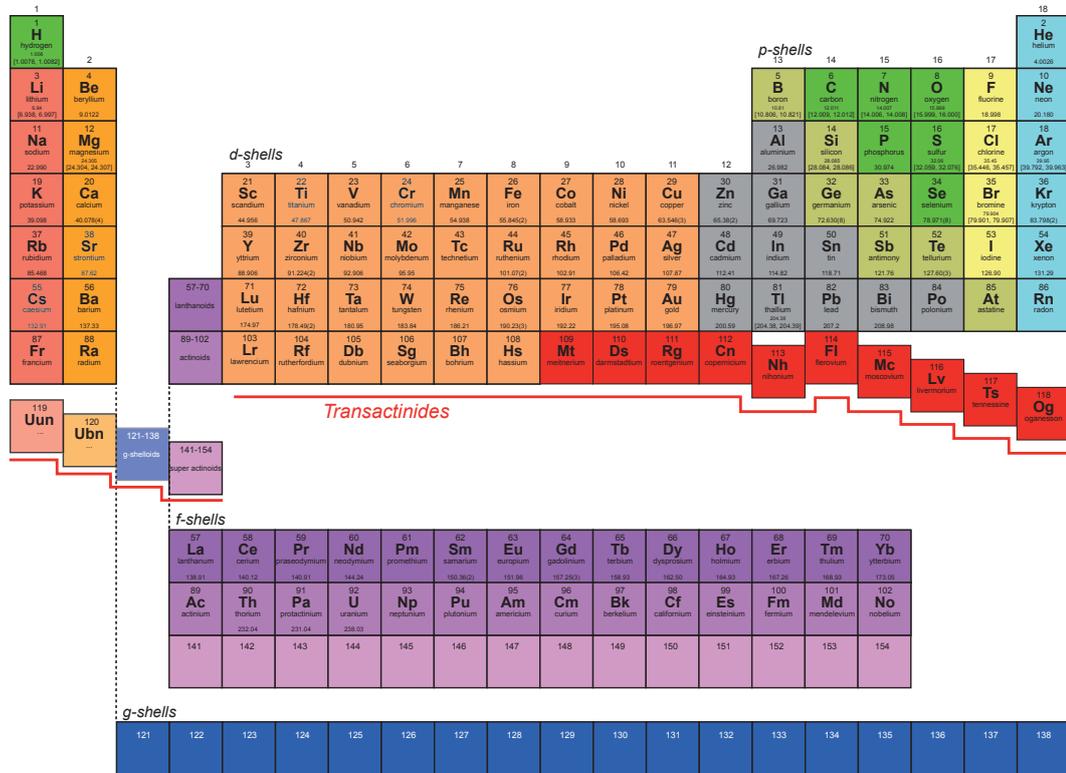


FIGURE 5.4 – Tableau périodique des éléments illustrant l’influence des effets relativistes apparaissant vers  $Z=112$  et localisant les futurs éléments au-delà du dernier élément connu ( $Z=118$ ). On y observe notamment la série des éléments de la couche g qui s’inséreront avant les prochains éléments de la couche f [169].

*Periodic table illustrating the influence of relativistic effects appearing around  $Z=112$  and locating future elements beyond the last known element ( $Z=118$ ). One can see the series of elements of the g-shell will be inserted before the next elements of the f-shell [169].*

des faisceaux utilisés lors des réactions) permettant de synthétiser de l’Oganesson ou encore du Tennessine ( $Z=117$ ) en quantité suffisante pour être étudiés par des chimistes. C’est une des raisons qui a poussé la Russie à construire une installation dédiée (la SHE Factory) et le Japon a repensé et amélioré son accélérateur RILAC au cours des dernières années.

La nature quantique du noyau atomique conduit à un excès de stabilité pour les isotopes avec des couches fermées de neutrons et/ou de protons : on parle de nombres magiques. On peut citer l’exemple du  $^{208}\text{Pb}$  qui est particulièrement stable du fait de sa double magie en protons ( $Z=82$ ) et en neutrons ( $N=126$ ). Comme cela a été détaillé dans le chapitre 1, l’utilisation de ces noyaux très liés dans des réactions de fusion-évaporation permet de maximiser les sections efficaces. On a ainsi largement exploité le  $^{208}\text{Pb}$  et son voisin le  $^{209}\text{Bi}$ , utilisés comme cible, pour synthétiser des noyaux jusqu’au



FIGURE 5.5 – La découverte de l'élément 113 est célébrée à Wako avec un sentier des éléments menant du centre de Wako au laboratoire RIKEN. On y retrouve cette statue commémorative de la synthèse du Nihonium.

*The discovery of element 113 is celebrated in Wako with an element path leading from central Wako to the RIKEN laboratory. One can see this Nihonium statue.*

Nihonium ( $Z = 113$ ) dans des réactions de fusion froide (voir section 1.4.3). Cette stratégie a été poussée à ses limites avec la synthèse du Nihonium ( $Z = 113$ ) à RIKEN [83], avec une section efficace de 22 fb [85]. Il aura fallu plus de trois années complètes de prise de données réparties sur plus de neuf ans pour observer trois noyaux de Nh.

À Dubna, deux physiciens russes, G. Flerov et Yu. Ts. Oganessian, ont alors proposé une méthode alternative dite de fusion chaude reposant sur l'utilisation du faisceau doublement magique de  $^{48}\text{Ca}$  ( $Z=20, N=28$ ), couplé à des cibles d'actinides de plus en plus lourdes, jusqu'aux  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Bk}$  et  $^{249-251}\text{Cf}$  qui sont les derniers éléments chimiques que l'on peut produire en quantité suffisante (quelques dizaines de  $mg$  sont nécessaires pour une cible rotative de synthèse). Cette stratégie a permis de synthétiser les éléments les plus lourds connus, avec de meilleures sections efficaces qu'en fusion froide, créant ainsi les éléments du Flerovium ( $Z=114$ ) à l'Oganesson (autour de 300-550 fb [181]), tous deux nommés en l'honneur des précurseurs de cette méthode. Avec ces derniers éléments découverts, nous avons atteint les limites des possibilités expérimentales en termes de fusion froide et chaude. Pour former de nouveaux éléments ( $Z \geq 119$ ) ou des isotopes plus riches en neutrons et ainsi atteindre l'ultime îlot de stabilité doublement magique prédit par les modèles théoriques, il faut partir de nouvelles bases et dépasser les limites actuelles. Avec les cibles les plus lourdes à notre disposition ( $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Bk}$  et  $^{249-251}\text{Cf}$ ) et des faisceaux intenses de  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{51}\text{V}$ ,  $^{54}\text{Cr}$  nous pourrions produire de nouveaux éléments jusqu'à  $Z=122$  avec des réactions similaires. C'est précisément l'ambition de nos collègues russes à Dubna et de nos collègues japonais à RIKEN où nous tentons actuellement de synthétiser l'élément 119 à travers la réaction de fusion-évaporation  $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}119 + xn$ .

### 5.3 Validation d'ensemble du système d'analyse expérimentale

Nous tentons de synthétiser l'élément 119 à travers la réaction de fusion-évaporation  $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}\text{119} + xn$  à RIKEN depuis 2017. J'ai personnellement intégré cette collaboration au cours de la troisième campagne expérimentale, en Septembre 2018. La découverte d'un nouvel élément est à la fois un enjeu scientifique et politique. En effet, il existe aujourd'hui une forte concurrence dans ce domaine entre la collaboration de RIKEN dirigée par Kosuke Morita, avec laquelle nous travaillons, et l'équipe de synthèse d'éléments superlourds du FLNR, dirigée par Yuri Oganessian. De ce fait, les données et les analyses de ces expériences sont confidentielles tant qu'aucun résultat n'est officiellement publié. Après en avoir discuté avec mes collaborateurs, j'ai donc fait le choix de présenter mes stratégies d'analyse sur la base d'une réaction de test que nous avons réalisé en 2019 ainsi que des réactions d'étalonnage que nous utilisons, exactement dans les mêmes conditions que pour la synthèse du 119. Nous avons choisi de synthétiser un élément connu afin de mettre à l'épreuve nos instruments et nos codes d'analyse. En effet, une telle expérience nécessite des mois de tentatives pour espérer synthétiser un atome de ce nouvel élément. À titre de comparaison, on peut se remémorer qu'il aura

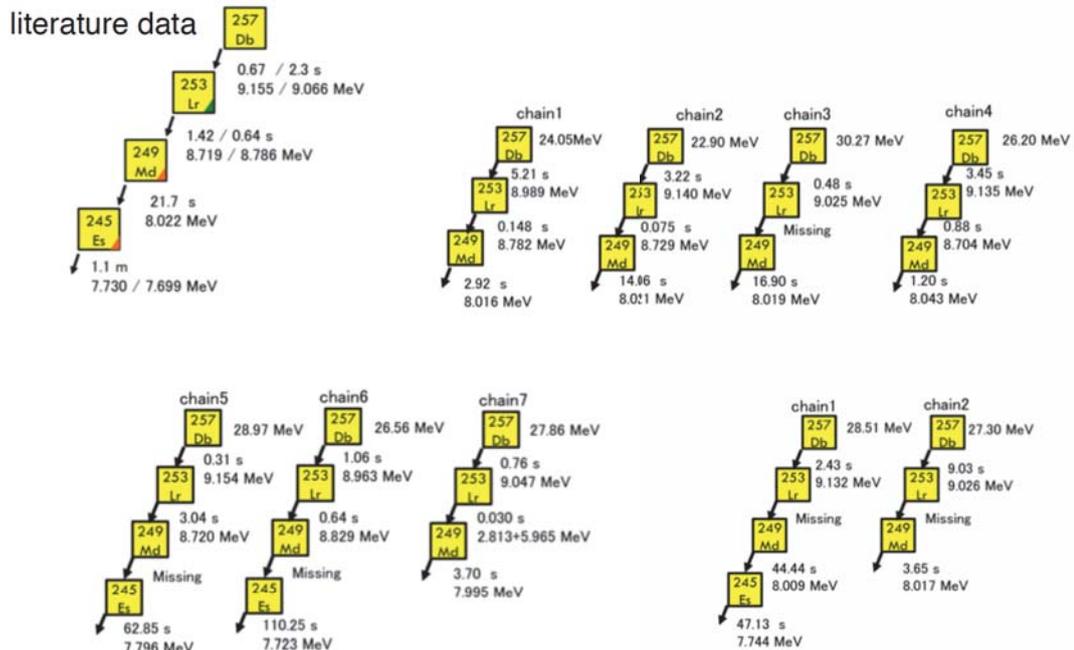


FIGURE 5.6 – Chaînes de décroissance du  $^{257}\text{Db}$  observées durant la première campagne expérimentale. On peut voir que certaines chaînes sont incomplètes car la capacité de détection des particules  $\alpha$  de notre système n'est que de  $\simeq 88\%$ .

*$^{257}\text{Db}$  decay chains observed during the first experimental campaign. One can see some holes in the chains because of the detection efficiency of our system for  $\alpha$  particles is only  $\simeq 88\%$ .*

fallu trois années de faisceau cumulés sur neuf ans d'expériences pour créer trois noyaux de Nihonium. De ce fait, on ne peut pas se permettre de passer à côté de la décroissance d'un élément 119 au cours de la phase d'analyse des données. Nous avons donc fait le choix de multiplier les codes d'analyse et de les développer indépendamment les uns des autres. J'ai été en charge de l'un d'eux. Il existe aujourd'hui cinq codes de référence pour l'analyse des données issues de cette expérience, chacun d'eux a été testé et validé à travers une synthèse de  ${}_{105}^{257/258}\text{Db}_{152/153}$  produits par la réaction de fusion évaporation  ${}^{51}\text{V}+{}^{208}\text{Pb}\rightarrow{}^{259-x}\text{Db}+x\text{n}$  [174]. Cependant, dans la pratique, seuls Pierre Brionnet et moi analysons en direct au fil des jours et des semaines de prises de données. Cette même expérience de test avait déjà été réalisée avant la première campagne de synthèse de l'élément 119, avant le début de ma thèse (voir figure 5.6). Dans un premier temps, j'ai donc vérifié le bon fonctionnement de mon code sur ces anciennes données puis nous avons réitéré cette expérience au cours de la cinquième campagne expérimentale. Cette partie sera donc consacrée à l'analyse des données issues de cette expérience et des réactions d'étalonnage, réalisées avec le même code que j'ai développé pour identifier un élément 119, et dans les mêmes conditions expérimentales.

### 5.3.1 Étalonnage avec les cibles de La et de Tb

Le dispositif de détection que nous utilisons (détaillé dans la section 2.4.3) est composé d'un détecteur d'implantation en silicium entouré de quatre autres siliciums en configuration tunnel et d'un dernier silicium situé derrière le détecteur d'implantation communément appelé VETO. Il faut étalonner l'ensemble de ces détecteurs dans des conditions expérimentales les plus proches possibles de la réaction de fusion-évaporation  ${}^{51}\text{V}+{}^{248}\text{Cm}\rightarrow{}^{299-x}\text{119}+x\text{n}$ . Nous utilisons ainsi le même faisceau de  ${}^{51}\text{V}$  avec lequel nous bombardons deux cibles différentes. La première, du  ${}^{139}\text{La}$ , permet de synthétiser majoritairement du  ${}^{185}\text{Hg}$  avec la voie d'évaporation de cinq neutrons de la réaction  ${}^{51}\text{V}+{}^{139}\text{La}\rightarrow{}^{185}\text{Hg}+5\text{n}$ . La seconde, une cible de  ${}^{159}\text{Tb}$ , permet de créer des Radiums avec la réaction de fusion-évaporation  ${}^{51}\text{V}+{}^{159}\text{Tb}\rightarrow{}^{210-x\text{n}}\text{Ra}+x\text{n}$  [175]. Les informations sur les isotopes produits à travers ces réactions sont résumées sur la figure 5.7. Ces réactions n'étaient pas bien connues avant le début de cette expérience. En effet, l'utilisation d'un faisceau de  ${}^{51}\text{V}$  ( $Z=23$ ) est relativement rare. Si nous l'utilisons pour cette expérience, c'est uniquement, comme cela a été expliqué précédemment, car c'est le seul faisceau nous permettant de synthétiser un élément 119 avec une cible de  ${}^{248}\text{Cm}$  ( $Z=96$ ). Des tests ont donc été réalisés en 2017 afin de déterminer les énergies de faisceau optimales pour maximiser les productions des réactions  ${}^{51}\text{V}+{}^{139}\text{La}\rightarrow{}^{190-x}\text{Hg}+x\text{n}$  et  ${}^{51}\text{V}+{}^{159}\text{Tb}\rightarrow{}^{210-x\text{n}}\text{Ra}+x\text{n}$ . Ces taux de réaction et les fonctions d'excitation en découlant ont été étudiés par P. Brionnet et feront l'objet d'une publication dans les mois à venir [176].

Le premier objectif de ces réactions de test est l'étalonnage du détecteur silicium d'implantation [78]. Le  ${}^{185}\text{Hg}$  présente une seule voie de décroissance  $\alpha$  très largement majoritaire qui nous permet d'avoir un pic très intense. Cela permet d'accumuler une statistique significative en un temps restreint pour toutes les pistes du détecteur. Le  ${}^{185}\text{Hg}$  peut aussi être utilisé pour réaliser un pré-étalonnage afin de faciliter l'identification des nombreux pics issus de la seconde réaction  ${}^{51}\text{V}+{}^{159}\text{Tb}\rightarrow{}^{210-x\text{n}}\text{Ra}+x\text{n}$ . Cette dernière nous donne majoritairement accès aux  ${}^{206}\text{Ra}$  et  ${}^{207}\text{Ra}$  à travers des voies d'évaporation de trois et quatre neutrons mais également aux  ${}^{206}\text{Fr}$  et  ${}^{207}\text{Fr}$  à travers des voies d'éva-

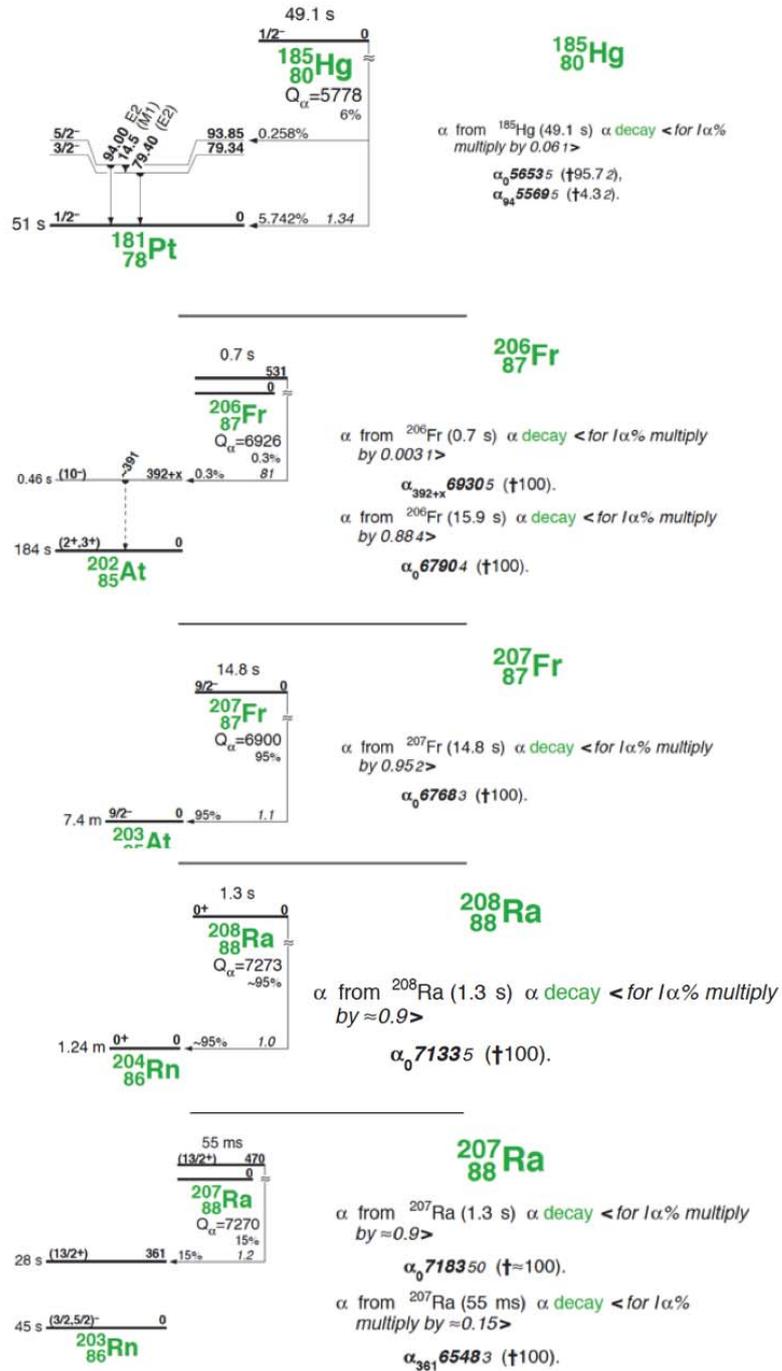


FIGURE 5.7 – Schémas de niveau des isotopes utilisés pour étalonner nos détecteurs, issus des réactions  $^{51}\text{V} + ^{139}\text{La} \rightarrow ^{185}\text{Hg} + 5n$  et  $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} + xn$  [57].  
 Level scheme of isotopes used for the detectors calibrations, synthesized through the fusion-evaporation reactions  $^{51}\text{V} + ^{139}\text{La} \rightarrow ^{185}\text{Hg} + 5n$  et  $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} + xn$  [57].

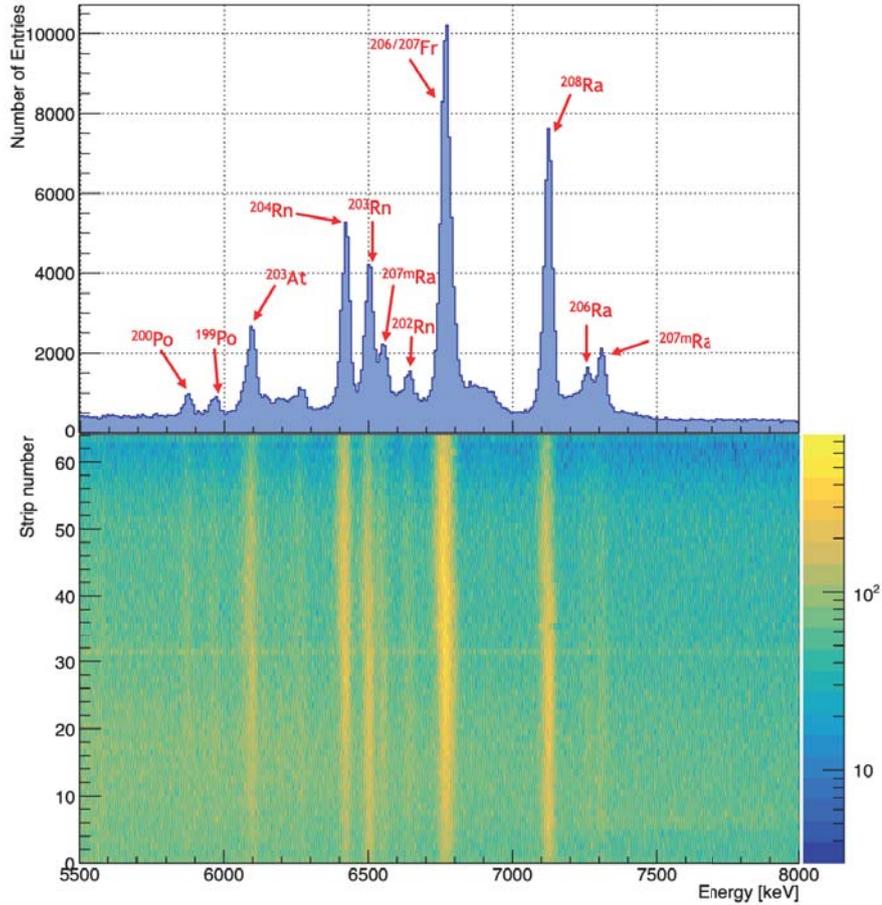


FIGURE 5.8 – (a) Spectre des décroissances  $\alpha$  observées au cours de la réaction d'éta-  
lonnage  $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} + xn$ . (b) Matrice 2D du numéro de piste du DSSD en  
fonction de l'énergie mesurée. Cette matrice permet de visualiser directement la qualité  
de l'éta-  
lonnage du DSSD.

(a)  $\alpha$  decay spectrum for the calibration reaction  $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-xn}\text{Ra} + xn$ . (b) 2D ma-  
trix of the DSSD strip number as a function of the measured energy. This matrix allows  
for a direct check of the DSSD calibration parameters.

poration pxn. Les schémas de niveau de ces quatre noyaux sont présentés en figure 5.7. Comme l'illustre le spectre de décroissance  $\alpha$  présenté en figure 5.8, nous synthétisons également des  $^{204}\text{Rn}$ ,  $^{205}\text{Rn}$  et  $^{206}\text{Rn}$  à travers des voies d'évaporation  $\alpha xn$ . Cette réaction permet donc un éta-  
lonnage plus précis. J'ai construit mon programme d'éta-  
lonnage en analysant ces deux réactions une à une dans un premier temps. Par la suite, mon code étant suffisamment efficace, j'ai choisi de directement sommer les spectres issus de ces deux réactions. Cela permet d'éta-  
lonner le détecteur d'implantation à l'aide des raies de la décroissance  $\alpha$  du  $^{185}\text{Hg}$  et des isotopes du Ra issus de la seconde réaction.

Dans la pratique, on utilise généralement un minimum de trois pics de décroissance pour la régression linéaire permettant d'extraire les paramètres d'éta-  
lonnage. On peut par la suite vérifier ces paramètres grâce aux autres pics présents. J'ai fait le choix d'éta-  
lonner

le DSSD d'implantation à l'aide des décroissances  $\alpha$  des  $^{185}\text{Hg}$ ,  $^{206/207}\text{Fr}$  et  $^{207}\text{Ra}$ . Les autres isotopes, notamment la raie intense du  $^{204}\text{Rn}$  m'ont servi de point de repère pour vérifier la qualité de mon étalonnage à l'aide de la matrice 2D présentée figure 5.8 qui représente les énergies mesurées en fonction de la piste du DSSD correspondante. Ma procédure d'étalonnage étant automatisée, cela permet également de vérifier que la fonction dédiée à la recherche de pics de ROOT a bien rempli sa mission. En effet, nous sommes souvent confrontés à des décalages dus aux erreurs de la recherche automatique de pics de cette fonction, ce qui oblige à étalonner manuellement les quelques pistes concernées. Nous réalisons ensuite la même procédure pour étalonner les siliciums des tunnels, à la différence que les particules  $\alpha$  s'échappant vers les tunnels perdent une partie de leur énergie dans le détecteur d'implantation. En effet, lorsqu'un  $\alpha$  s'échappe du détecteur d'implantation (escape- $\alpha$ ) en direction d'un des siliciums du tunnel, il perd une partie de son énergie dans le DSSD. Son énergie totale est donc répartie entre les deux détecteurs, répartition qui dépend notamment de l'angle d'émission de la particule  $\alpha$  qui va avoir une influence sur la distance parcourue et donc sur l'énergie déposée dans

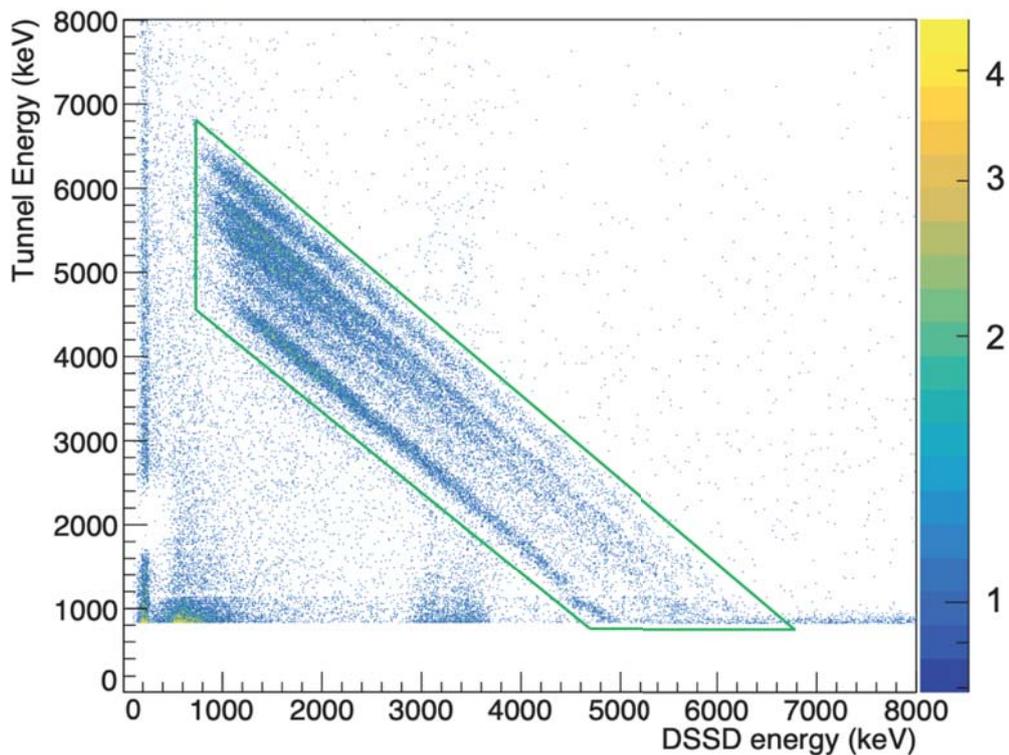


FIGURE 5.9 – Matrice 2D représentant les énergies mesurées dans les détecteurs tunnels en fonction de l'énergie mesurée dans le DSSD en coïncidence. On voit apparaître des anti-diagonales représentant le partage de l'énergie d'un "escape"  $\alpha$  entre le DSSD et le tunnel correspondant.

*2D matrix of energies measured in the tunnel as a function of energies measured in the DSSD in coincidence. One can see anti-diagonal structures showing the sharing of escape  $\alpha$  energies between the DSSD and the corresponding tunnel.*

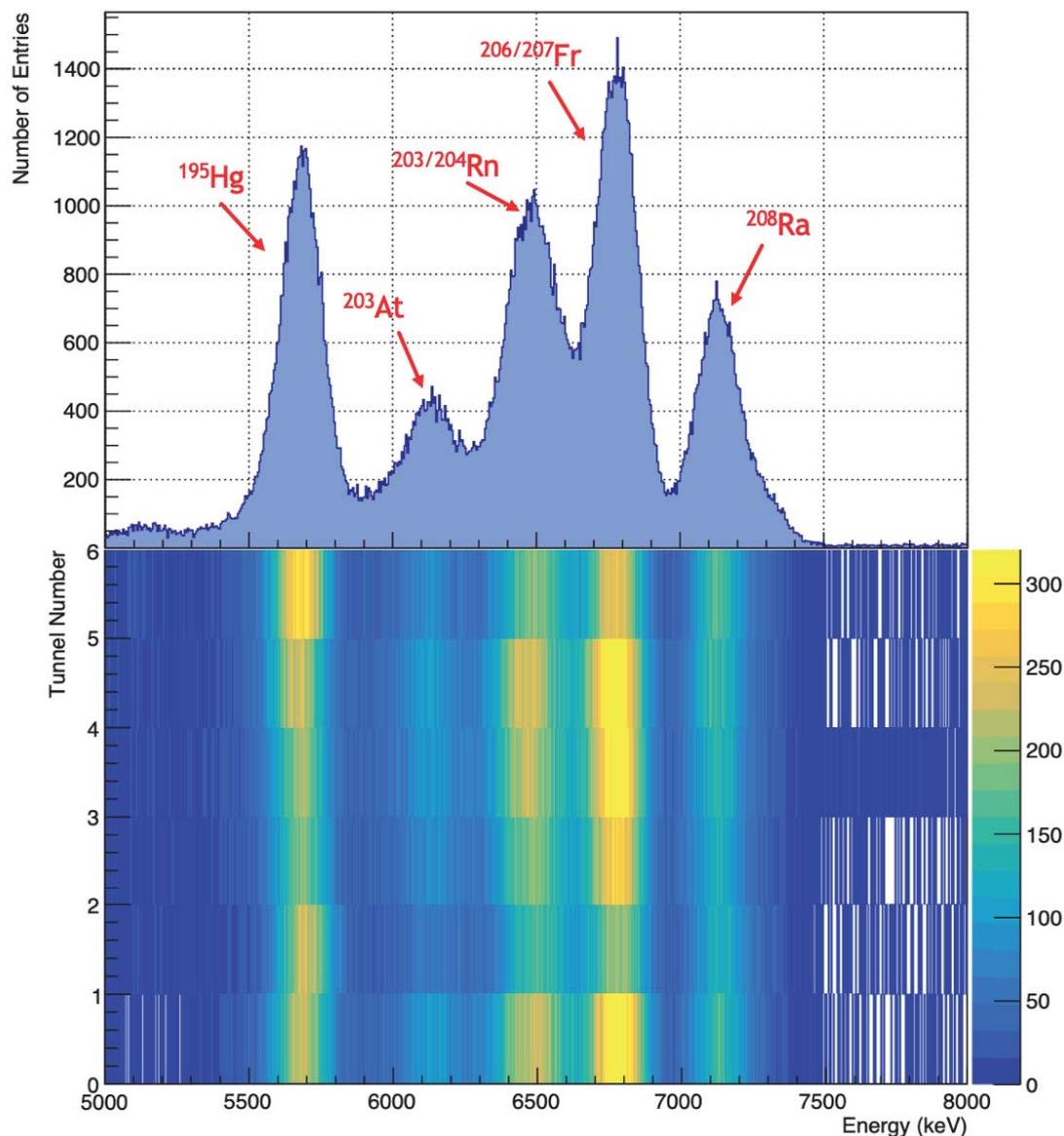


FIGURE 5.10 – (haut) Spectre des décroissances des "escape- $\alpha$ " observés au cours des réactions d'étalonnage. Les énergies mesurées dans le DSSD et le tunnel y sont sommées. (bas) Matrice 2D représentant les énergies sommées du DSSD et du tunnel en fonction du numéro de tunnel correspondant. Cette matrice permet de visualiser directement la qualité de l'étalonnage des détecteurs tunnels.

(up) *Escape  $\alpha$  spectrum of the calibration reactions. DSSD and tunnel energies are summed.*

(down) *2D matrix of summed energies from the DSSD and the tunnels as a function of the corresponding tunnel number. The matrix allows for a direct check of the tunnel calibration parameters.*

le DSSD avant de s'en échapper. Il faut donc tenir compte de cet effet et sommer les énergies mesurées en coïncidence par les deux siliciums.

On commence donc par étalonner les détecteurs tunnels à l'aide de différentes sources  $\alpha$ . Ce pré-étalonnage permet de paramétrer les tunnels indépendamment du détecteur d'implantation. Dans la pratique, on peut également utiliser les paramètres d'étalonnage de la campagne expérimentale précédente comme pré-étalonnage. Dans un second temps, il faut reconstituer les énergies des "escape- $\alpha$ ", qui partagent leur énergie entre le DSSD et un des siliciums du tunnel. Pour cela, on trace pour une réaction d'étalonnage des histogrammes 2D de l'énergie mesurée par un tunnel en fonction de l'énergie mesurée par le DSSD en coïncidence.

La figure 5.9 illustre un tel histogramme pour la réaction  $^{51}\text{V} + ^{159}\text{Tb} \rightarrow ^{210-x}\text{Ra} + x\text{n}$ . On voit clairement apparaître des anti-diagonales (encadrées en vert) représentant le partage entre le DSSD et le tunnel en fonction des énergies de décroissance  $\alpha$  des isotopes produits. On va donc sélectionner graphiquement sur cet histogramme la zone correspondant au partage et sommer dans nos codes d'analyse les énergies mesurées dans les deux détecteurs si elles sont dans cette zone. On utilise pour cela une fonction intégrée à ROOT (TCutG) qui permet de définir graphiquement les coordonnées d'une zone sur un histogramme 2D et de demander si un événement est ou n'est pas dans ce cette zone. La figure 5.10 représente pour chaque piste les énergies sommées DSSD+Tunnel pour les événements présents dans le contour précédemment défini. On retrouve directement l'équivalent de la figure 5.8 à la différence que la résolution du DSSD seule est bien meilleure. Cela permet de vérifier la qualité de l'étalonnage des tunnels et, si besoin, de l'ajuster légèrement. Cette étape est très importante et doit être réalisée minutieusement. Comme nous avons seulement six détecteurs tunnel, j'ai fait le choix de réaliser cette étape à la main, tunnel par tunnel.

Nos campagnes expérimentales démarrent toujours ainsi : nous commençons par un run en source triple alpha destinée aux détecteurs tunnel, puis nous enchainons sur les réactions d'étalonnage avec les cibles de  $^{139}\text{La}$  et de  $^{159}\text{Tb}$  précédemment présentées. Le détecteur de temps de vol (ToF) est étalonné indépendamment par un de nos collaborateurs et le détecteur VETO situé derrière le détecteur d'implantation ne nécessite pas d'étalonnage, comme cela sera explicité par la suite. Cela nous permet donc d'étalonner la totalité de nos détecteurs, il faut ensuite vérifier tout au long de l'expérience que les paramètres d'étalonnage sont toujours bons, nous utilisons pour cela plusieurs repères qui ne pourront pas être détaillés dans cette thèse. Si nous observons un décalage au cours de l'expérience, ce qui arrive très rarement, nous commençons par ajuster manuellement les paramètres d'étalonnage et si besoin est, il est possible de relancer un run avec la cible de  $^{159}\text{Tb}$ . Il faut également savoir que chaque campagne expérimentale se termine par la même procédure. Nous réalisons un étalonnage de fin de campagne afin de vérifier les paramètres et d'ajuster les analyses de données en fonction.

### 5.3.2 Filtrages avancés des noyaux de reculs et des $\alpha$

Dans l'objectif d'optimiser l'efficacité de l'analyse des données issues de cette expérience, nous avons fait le choix de développer plusieurs codes d'analyse indépendamment les uns des autres. Nous avons actuellement cinq codes d'analyse différents dont celui de P. Brionnet, post-doctorant à RIKEN ainsi que le mien, qui sont considérés comme les codes de référence de la collaboration. J'ai passé plusieurs mois à RIKEN pour développer ce code que j'ai ensuite pu tester sur une réaction réalisée dans le but de mettre à l'épreuve

les codes d'analyse : la synthèse du  $^{257}\text{Db}$  avec la réaction  $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{259-x}\text{Db} + xn$ . Du fait de la confidentialité des données de l'expérience de synthèse de l'élément 119 à travers la réaction  $^{51}\text{V} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{299-x}119 + xn$ , cette réaction de test sera l'objet de cette partie. Mes stratégies d'analyse ainsi que mes méthodes de filtrage, de sélection et de réjection pourront donc être détaillées à l'aide des données issues de cette réaction de test. Cette même réaction est actuellement exploitée par Margaux Forge qui construit son code afin de prendre la suite de mes analyses une fois cette thèse terminée. Il est en effet essentiel qu'un étudiant construise son propre code depuis zéro pour maîtriser son analyse dans son intégralité. C'est ainsi que j'ai développé le mien il y a maintenant trois ans. Nous avons trois outils de filtrage à notre disposition : la mesure du temps de vol, le VETO, et une donnée communément appelée "qdc" qui sera détaillée par la suite. Nous utilisons tous ces mêmes outils, les différences entre nos codes d'analyse ne tiennent qu'aux méthodes avec lesquelles nous les utilisons et à l'ordre dans lequel nous appliquons nos sélections. Il est donc possible d'exploiter :

- Le détecteur VETO : Comme cela a été présenté dans le chapitre dédié aux dispositifs expérimentaux, le VETO a pour rôle de détecter ce qui traverse le DSSD. Sachant qu'un noyau de recul ou un  $\alpha$  ne peut pas traverser le DSSD, le VETO est un puissant outil de réjection. En effet, dans la pratique, on réalise des anti-coïncidences entre le DSSD et le VETO pour exclure des événements inintéressants. Le VETO est composé de deux détecteurs positionnés côte à côte derrière les DSSD, mais ces détecteurs ne sont pas pixélisés. On a donc uniquement deux gros pixels faisant face aux  $64 \times 32 \times 2 = 4096$  pixels du DSSD. Imaginons qu'à l'instant  $t$ , le VETO se déclenche, on pourrait penser que ce qui se passe en coïncidence dans le DSSD est inintéressant, or il se peut qu'au même instant  $t$ , on ait en réalité plusieurs événements en coïncidence dans le DSSD ou encore que le VETO ait été déclenché par du bruit de fond. On ne peut donc pas exclure automatiquement tout ce qui touche le VETO, il faut mettre au point des sélections précises qui permettent d'affiner ce traitement des événements traversant le DSSD.
- Le détecteur de temps de vol (ToF - Time of Flight detector) : Il permet de mesurer la vitesse des particules qui le traversent. À travers des calculs et des observations expérimentales, on peut estimer l'énergie cinétique que devrait avoir le noyau que l'on cherche à étudier. Cela nous permet de définir une méthode de sélection des noyaux de recul en fonction d'une gamme de vitesse. Il est important de rappeler que le ToF est composé de deux MCP (voir partie 2.4.3.2), qui ont chacune  $83.7 \pm 1.3\%$  à  $96.0 \pm 1.1\%$  d'efficacité de détection [177] dépendant des conditions expérimentales. Au passage d'une particule dans le ToF, dans  $\simeq 80\%$  des cas les deux MCP sont déclenchés, dans  $\simeq 19,3\%$  des cas seul un des deux modules est déclenché et dans  $\simeq 0,3\%$  des cas nous n'avons aucun signal. Il arrive donc assez souvent qu'une seule, voire aucune, des deux MCP n'ait été déclenché au passage d'une particule dans le ToF. De plus, certaines particules chargées abondamment présentes dans nos expériences ont des vitesses très similaires aux noyaux de recul. C'est pourquoi les sélections que l'on peut faire avec le ToF ne sont pas immédiates non plus. On réalise des corrélations entre les signaux mesurés par le ToF, le DSSD et le VETO en coïncidence pour affiner cette sélection, cela sera détaillé dans la partie suivante.
- Les QDC : Le "qdc" est une donnée renvoyée par le détecteur de temps de vol qui représente l'intégrale de la charge mesurée en sortie du détecteur de temps de vol

sur un intervalle de temps prédéfini. Cet intervalle de temps est fixé de façon à être suffisamment long pour être représentatif de l'énergie déposée dans les MCP du ToF et suffisamment court pour ne pas être sujet à trop d'empilements si deux événements se suivent rapidement. Cela fait partie des réglages du détecteur de temps de vol qui sont réalisés à chaque début d'expérience par l'équipe interne de RIKEN. Cette valeur nous permet de discriminer grossièrement les noyaux de recul des autres types de particules traversant le ToF. En effet, une particule légère comme de l' $^1\text{H}$  ou du  $^4\text{He}$  aura une valeur de qdc moins importante qu'un noyau de recul, c'est donc une donnée très intéressante en termes de sélection, laquelle, couplée aux mesures de temps de vol et du détecteur VETO, nous permet de définir ce qu'est un noyau de recul (recoil) pour nos codes d'analyses.

### 5.3.3 Objectifs

Comme cela a été brièvement abordé dans la partie précédente, nous cherchons à détecter un potentiel élément 119 à travers l'observation de sa chaîne de décroissance. En effet, la décroissance  $\alpha$  étant très majoritaire dans cette région, il est attendu que l'élément 119 décroisse avec un temps de vie de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{s}$  en émettant un  $\alpha$  de 12 à 14 MeV [178]. Nous visons les isotopes  $^{295/296}\text{119}$ , qui devrait décroître vers les  $^{291/292}\text{Ts}$  ( $Z=117$ ) dont les propriétés ne sont pas connues. Le  $^{293}\text{Ts}$  a déjà été synthétisé il y a une dizaine d'années au FLNR par l'équipe de Y. Oganessian mais les  $^{291/292}\text{Ts}$  sont pour le moment inconnus. Les chaînes visées sont illustrées par la figure 5.11. En termes

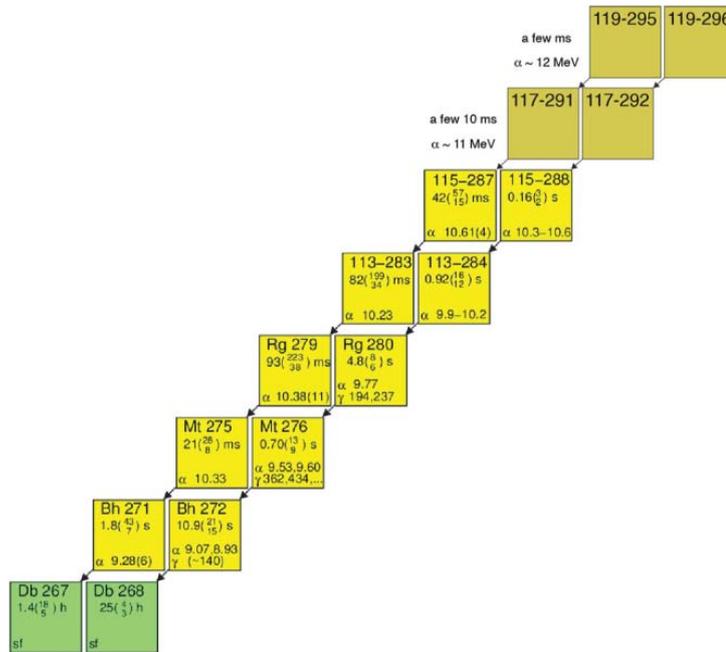


FIGURE 5.11 – Chaîne de décroissance  $\alpha$  des isotopes  $^{295/296}\text{119}$  recherchés basés sur les chaînes de décroissances connues [169].  
 $\alpha$  decay chain of the  $^{295/296}\text{119}$  isotopes based on the known decay chains [169].

d'analyse, on cherche à identifier l'implantation d'un noyau de recul, suivie de deux décroissances  $\alpha$  consécutives avec une énergie comprise entre 11 et 14 MeV, elles-même suivies des décroissances  $\alpha$  connus des  $^{289}\text{Mc}$ ,  $^{293}\text{Nh}$ , etc.. On peut procéder de différentes manières : on peut simplement chercher une telle chaîne dans son ordre chronologique, mais on peut également procéder autrement, en recherchant des chaînes démarrant par la décroissance des  $^{287/288}\text{Mc}$  puis en remontant cette chaîne a posteriori. Cette méthode a l'avantage de permettre d'être plus restrictif 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, qu'une condition sur l'observation d'une implantation en début de chaîne permet de nettoyer. De plus, il faut noter que l'efficacité de détection  $\alpha$  de notre dispositif n'est que de 88%. Il est donc probable de rater un ou plusieurs échelons de cette chaîne de décroissance. D'un autre côté, on peut également avoir un événement parasite qui s'insère en milieu de chaîne, à l'instar d'une décroissance isomérique ou simplement de bruit de fond, ce qui décalera le reste de la chaîne. C'est pourquoi il est important de démultiplier les analyses, mais aussi les analystes, qui ont tous une approche différente de ces stratégies.

### 5.3.4 Méthodes de filtrage

Cette partie sera séparée en deux : dans un premier temps, les méthodes choisies pour sélectionner les implantation dans le DSSD (recoils) des produits de réaction visés seront détaillées. Puis, les sélections utilisées pour filtrer les décroissances internes au détecteur d'implantation et plus particulièrement les émissions de particules  $\alpha$  seront présentées. Il est important de préciser que la méthode de filtrage qui va être présentée est celle que j'utilise lors de ma première lecture des données. C'est une méthode très sélective qui permet de définir des groupes d'événements que l'on peut ou non exclure selon certaines conditions. Par la suite, il est impératif d'essayer d'autres méthodes, d'autres types de filtrage, d'autres ordres de filtrage ou encore de simplement retirer ces filtres un par un. Cela permet de cadrer son code d'analyse, de vérifier que mes étalonnages sont bons et que les filtres sont adéquats, puis d'être de moins en moins sélectif, ce qui certes va apporter beaucoup de bruit de fond et d'événements parasites dans les chaînes de décroissances observées mais va aussi permettre de limiter autant que possible de passer à côté d'un élément 119.

La sélection des reculs est la partie la plus importante car c'est la détection de cette implantation qui signera le début d'une chaîne de décroissance, on ne peut donc pas se permettre d'être trop sélectif. Il est impossible de se fier uniquement à l'énergie d'implantation mesurée par le DSSD car quand bien même un événement serait dans cette gamme définie pour les noyaux de recul, il peut avoir de multiples origines et ne pas forcément correspondre à une implantation. J'ai fait le choix d'utiliser toutes les informations à ma disposition dans un premier temps, et donc de croiser les mesures du ToF, du VETO et les mesures de qdc.

Le détecteur de temps de vol (ToF) est un instrument totalement dédié à la sélection des noyaux de recul. En effet, étant situé avant le détecteur d'implantation, on pourrait simplement sélectionner les reculs comme des événements ayant déclenchés le ToF en coïncidence avec un dépôt d'énergie dans le DSSD. C'est d'ailleurs ce que nous faisons sur nos expériences de spectroscopie à Dubna : nous définissons les reculs comme des événements ayant déclenché le ToF et le DSSD simultanément, avec une gamme d'énergie prédéfinie. Cela est possible uniquement car ces expériences de spectroscopie offrent

généralement une statistique importante. Nous faisons donc consciemment le choix de perdre quelques événements dans l'objectif d'avoir des spectres les plus propres possibles. Dans le cadre de la recherche d'un événement unique signant la décroissance d'un nouvel élément, la stratégie est totalement opposée : on fait le choix d'être le moins sélectif possible pour ne pas passer à côté du moindre événement. Il faut savoir que le détecteur de temps de vol est traversé par les noyaux de recul mais également par du faisceau diffusé ou encore des particules légères ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$  et  $^4\text{He}$ ), qui n'auraient pas été rejetées par le séparateur. La stratégie que j'ai définie consiste à rejeter autant que possible ce type d'événements parasites qui déclenchent le ToF avant de faire une sélection directe des reculs. En conséquence, on s'assure de ne pas rater d'implantations mais il se peut que certains événements parasites soient considérés comme des implantations. Certes, cela peut entraîner des erreurs de sélection, mais ces dernières peuvent être vérifiées a posteriori et cela permet de s'assurer de ne pas rejeter d'événements intéressants. La sélection des noyaux de recul se base sur un histogramme 2D du temps de vol en fonction de l'énergie mesurée dans le DSSD en coïncidence. On retrouve un tel histogramme figure 5.12. La stratégie établie consiste à sélectionner graphiquement des événements sur cette matrice tout en les filtrant à l'aide des deux autres outils à notre disposition : les qdc et le VETO.

Dans la pratique, je commence par tracer un histogramme 2D représentant les va-

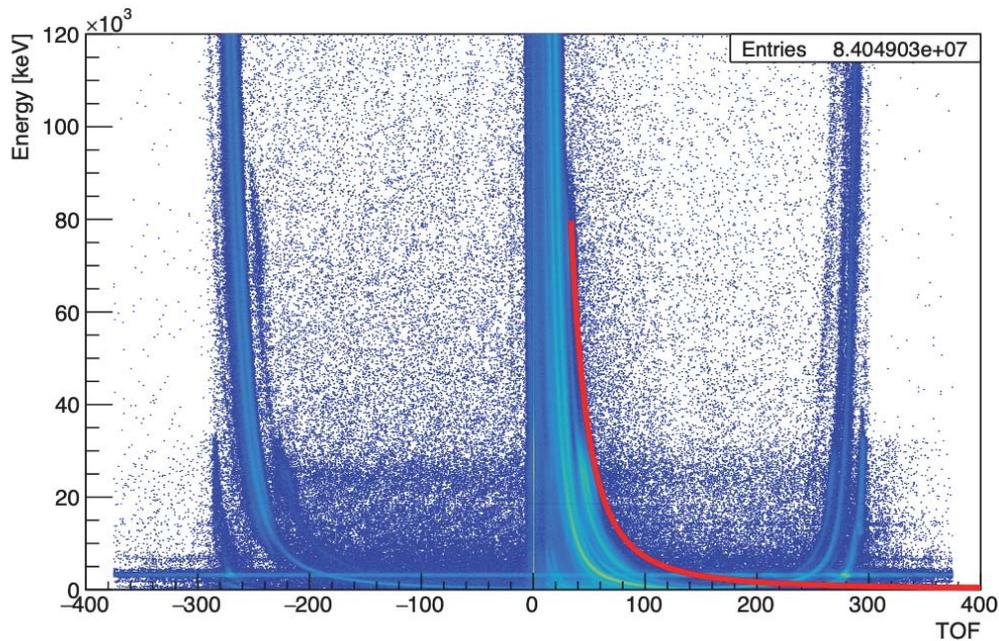


FIGURE 5.12 – Matrice 2D représentant les énergies mesurées dans le DSSD en fonction du temps de vol mesuré par le ToF en coïncidence. On peut voir en rouge la courbe théorique du temps de vol en fonction de l'énergie que devrait avoir un noyau  $^{297}119$ .  
*2D matrix of the DSSD energies as a function of the time of flight measured by the ToF in coincidence. One can see in red the theoretical curve of the time of flight as a function of energy for a  $^{297}119$  nucleus.*

leurs de qdc en fonction de l'énergie mesurée dans le DSSD en coïncidence, pour chaque événement, on peut retrouver un tel histogramme pour les réactions d'étalonnage sur la figure 5.13. On peut y voir deux zones : dans la partie inférieure (encadrée en noir), on retrouve des événements ayant de faibles valeurs de qdc. Ces événements n'ont en réalité pas déclenché le ToF, ils ont une faible valeur de qdc car la ligne de base du ToF n'est pas nulle, son intégrale est donc légèrement positive. On retrouve d'ailleurs dans cet encadré les raies  $\alpha$  observées dans ces réactions d'étalonnage. Dans la partie supérieure (encadrée en rouge), on retrouve des événements ayant une valeur de qdc plus importante car ils ont déclenché le ToF. Ces événements peuvent donc être des reculs, mais aussi des résidus de faisceau diffusé ou des particules légères. Je définis donc graphiquement deux groupes d'événements et je leur associe une variable booléenne qui va prendre la valeur 0 ou 1 si elle se trouve respectivement dans la zone inférieure ou supérieure. On peut ensuite simplement tester ou non la valeur de cette variable si l'on souhaite appliquer ou non cette condition sur l'événement lu.

Pour la sélection des reculs, cela permet de retirer une bonne partie des événements qui ont de faibles valeurs de qdc, lesquelles sont donc dans la majorité des événements internes au DSSD. On peut retrouver sur la figure 5.14 les événements rejetés sur la matrice ToF/Energie avec cette sélection sur les qdc. On voit sur cette figure que la grande majorité des événements rejetés ont bien un temps de vol nul (dans la pratique leur temps de vol est égal à l'offset d'étalonnage du ToF), ce qui est cohérent car les

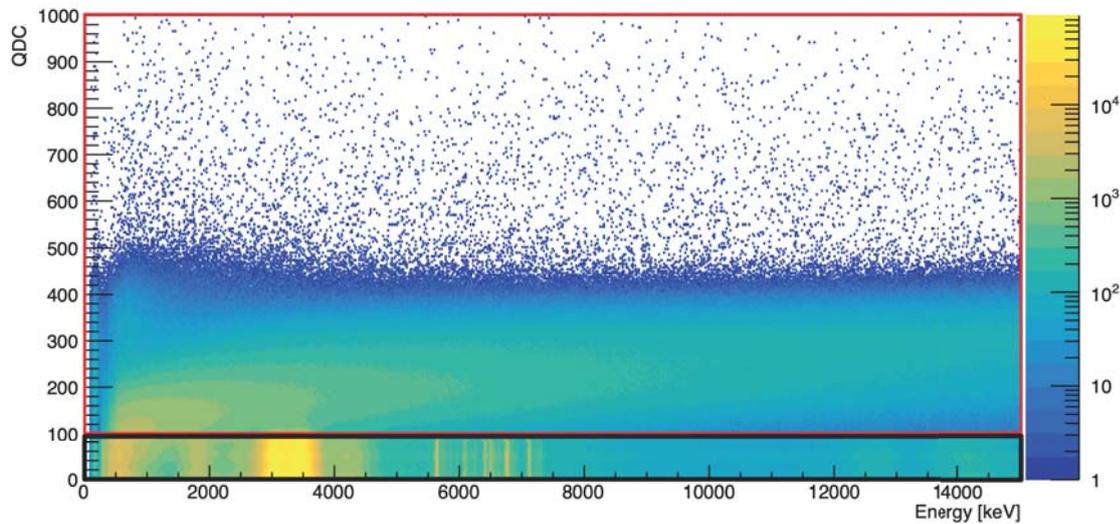


FIGURE 5.13 – Matrice 2D représentant les valeurs de qdc en fonction de l'énergie mesurée dans le DSSD en coïncidence. La partie encadrée en noir est majoritairement constituée de particules  $\alpha$ , on y voit apparaître les raies observées dans ces réactions d'étalonnage. La partie encadrée en rouge est constituée de reculs, mais aussi de résidus de faisceau diffusé ou de particules légères ayant déclenché le ToF.

*2D matrix of the qdc values as a function of the DSSD energies in coincidence. The black squared area highlights  $\alpha$  particles, one can see the calibration reaction  $\alpha$ -decay rays. The red squared area highlights recoils, light particles and diffused beam.*

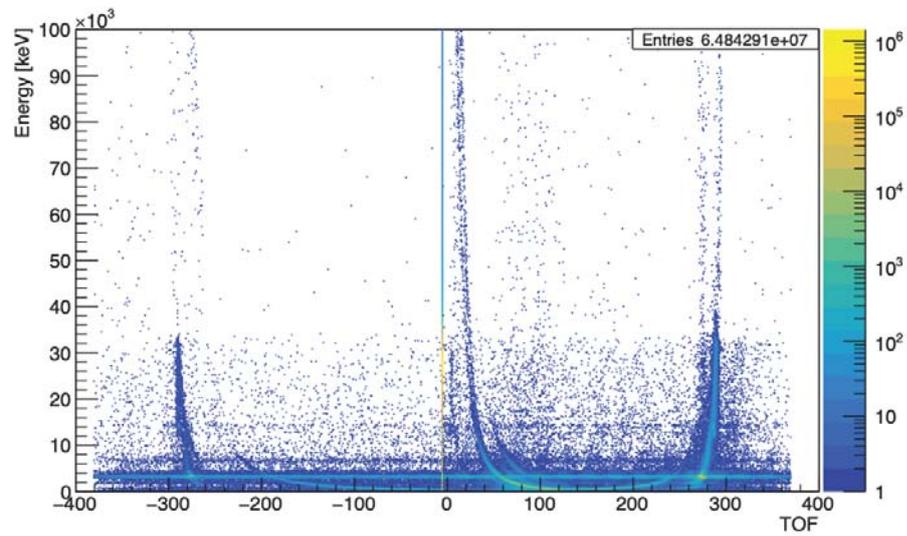


FIGURE 5.14 – Matrice 2D représentant les énergies mesurées dans le DSSD en fonction du temps de vol mesuré par le ToF en coïncidence pour les événements rejetés à l'aide du filtrage sur les qdc.

*2D matrix of the DSSD energies as a function of the time of flight measured by the ToF in coincidence for events rejected by the qdc filtering.*

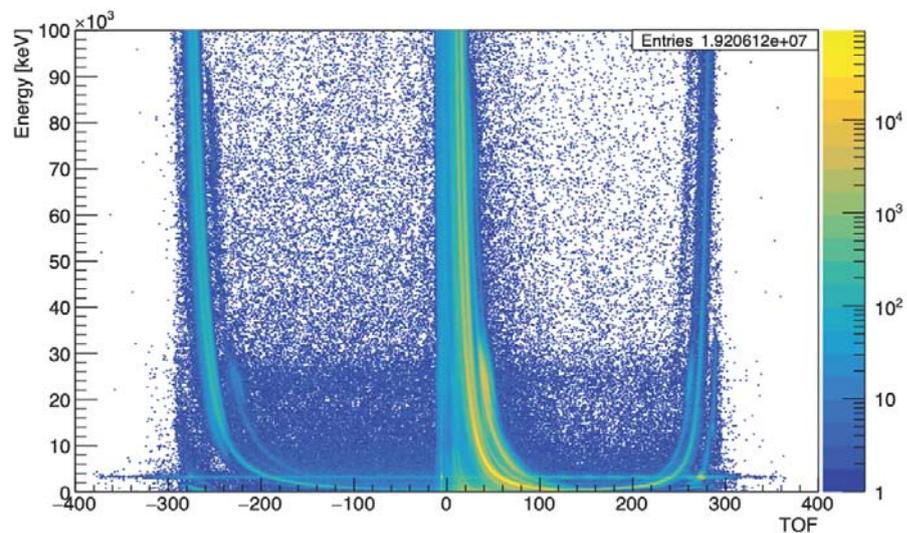


FIGURE 5.15 – Matrice 2D représentant les énergies mesurées dans le DSSD en fonction du temps de vol mesuré par le ToF en coïncidence pour les événements sélectionnés à l'aide du filtrage sur les qdc.

*2D matrix of the DSSD energies as a function of the time of flight measured by the ToF in coincidence for events selected by the qdc filtering.*

événements internes au DSSD ne sont pas censés déclencher le ToF. On retrouve sur la figure 5.15 la matrice TOF/Energie filtrée.

Je réalise ensuite la même opération avec le VETO : je me sers du pouvoir de sélection du VETO pour définir le type d'événements que je souhaite filtrer. Comme cela a été présenté dans la partie décrivant notre dispositif expérimental, le VETO est utilisé pour identifier les particules qui traversent le DSSD, ce qui est notamment le cas des particules légères. On ne peut pas étalonner le VETO avec nos réactions d'étalonnage mais cela n'est pas nécessaire, le lien de proportionnalité entre les mesures du VETO et l'énergie réelle déposée dans ce dernier est suffisant. On retrouve sur la figure 5.16 un histogramme du VETO en fonction de l'énergie mesurée dans le DSSD en coïncidence. On voit apparaître des structures  $E/\Delta E$  identifiées comme des événements relatifs au passage de particules légères ( $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$  et  $^4\text{He}$ ). On peut donc exclure ces événements de notre sélection des reculs, on définit ainsi des zones graphiques qui délimitent les événements à exclure en fonction de conditions sur l'énergie du VETO et du DSSD. On pourra ensuite choisir d'utiliser ou non cette sélection pour exclure certains événements à l'aide d'une seconde variable booléenne dédiée au filtrage VETO. On retrouve sur la figure 5.17 les événements exclus grâce à cette sélection et sur la figure 5.18 l'équivalent de la figure 5.12 nettoyée à l'aide de ce filtrage VETO. On remarque également des similitudes entre les figures

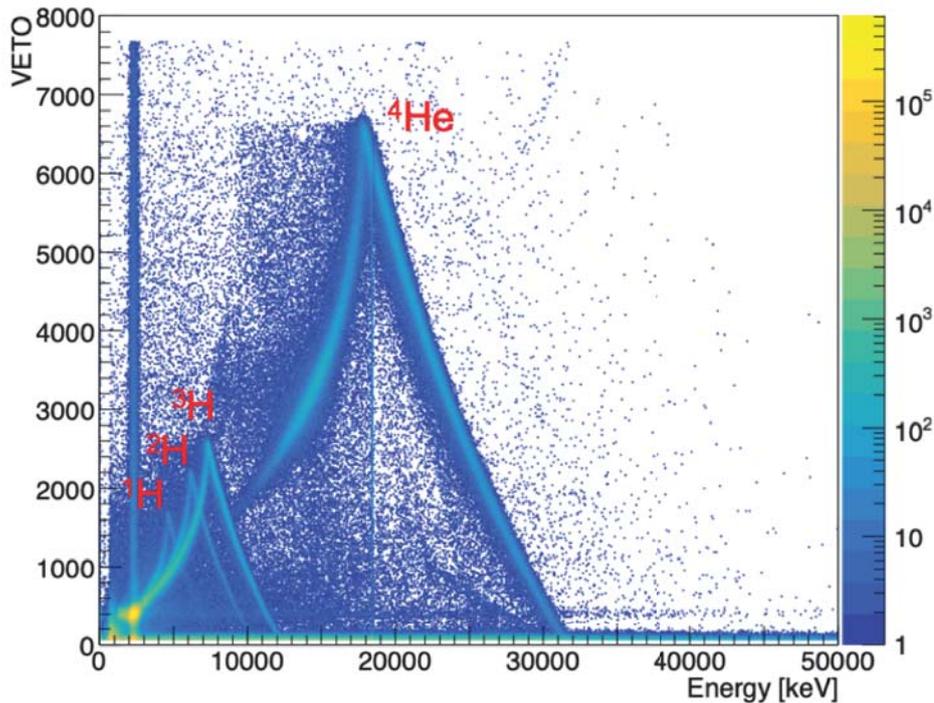


FIGURE 5.16 – Matrices 2D représentant les mesures du détecteur VETO en fonction des énergies mesurées dans le DSSD en coïncidence. On y voit apparaître des structures représentant les particules légères ayant traversé le DSSD.

*2D matrix of the VETO measurements as a function of the DSSD energies in coincidence. One can see structures originating from light particles which went through the DSSD.*

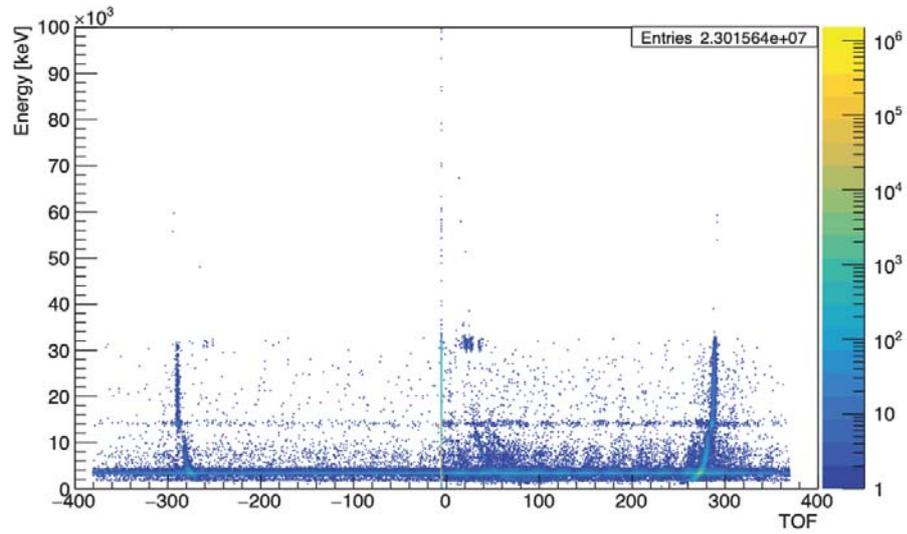


FIGURE 5.17 – Matrice 2D représentant les énergies mesurées dans le DSSD en fonction du temps de vol mesuré par le ToF en coïncidence pour les événements rejetés à l'aide du filtrage sur le détecteur VETO.

*2D matrix of the DSSD energies as a function of the time of flight measured by the ToF in coincidence for events rejected by the VETO filtering.*

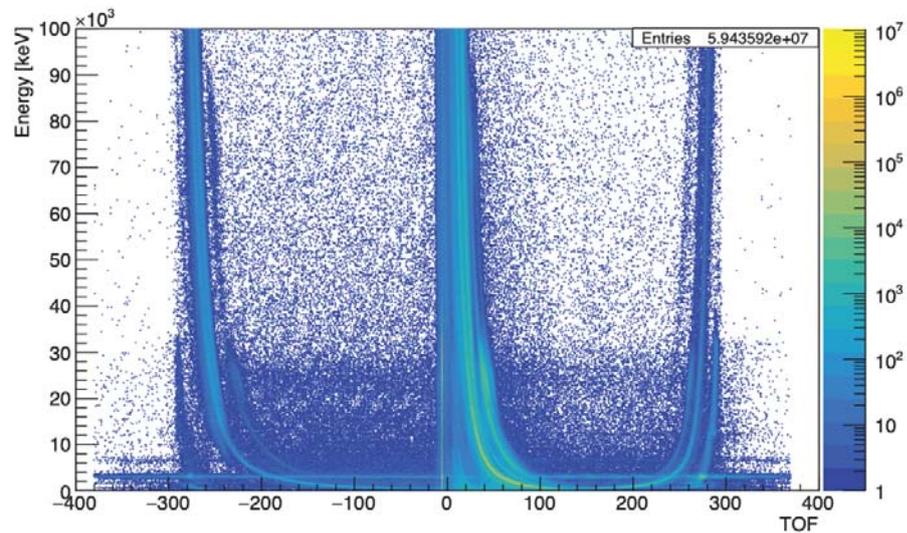


FIGURE 5.18 – Matrice 2D représentant les énergies mesurées dans le DSSD en fonction du temps de vol mesuré par le ToF en coïncidence pour les événements sélectionnés à l'aide du filtrage sur le détecteur VETO.

*2D matrix of the DSSD energies as a function of the time of flight measured by the ToF in coincidence for events selected by the VETO filtering.*

représentant les réjections qdc (figure 5.14) et ToF (figure 5.17), ce qui confirme le bien-fondé de ces sélections. Pour finir, il ne reste qu'à sélectionner les événements considérés comme des noyaux de recul. Ces derniers sont sélectionnés sur la matrice Tof/Energie à l'aide des sélections précédemment mentionnées. Par la suite, on peut décider de retirer la sélection QDC et/ou la sélection VETO à l'aide des variables associées.

On remarque des effets de symétrie sur cette matrice, en effet, rappelons que l'efficacité de détection des feuilles du ToF n'est pas de 100%. Nous pouvons donc rencontrer quatre cas différents si les deux feuilles du ToF ont été déclenchées, si la première ou la deuxième n'a pas été déclenchée ou si aucune des deux n'a été déclenchée. Cela crée des effets miroir dans les valeurs de temps de vol qu'il faut prendre en compte dans la sélection des reculs. On retrouve sur la figure 5.12 la courbe où devrait théoriquement se trouver les reculs dans le cas de l'élément 119. On peut faire de même pour le Db, sans oublier que cette courbe sert uniquement de guide. Personnellement, j'ai fait le choix d'étendre plus largement mes zones de sélection. Pour résumer, ma sélection de reculs se base sur des gammes de temps de vol et d'énergie d'implantation mesurées sur des données pré-nettoyées à l'aide des valeurs de qdc renvoyées par le ToF et des énergies mesurées par le VETO. Cette méthode permet d'exclure autant que possible les événements parasites en restant le moins sélectif possible. Comme cela sera détaillé par la suite, j'ai obtenu d'excellents résultats avec cette méthode, mais je prends également le temps de réorganiser l'ordre de mes filtres, voire d'en retirer certains, à chaque expérience, dans le but de minimiser autant que possible la probabilité de rejeter un événement d'intérêt. Ces techniques de nettoyage permettent de diminuer le niveau d'informations "inutiles" afin de permettre des recherches de chaînes corrélées.

Pour la définition de ce que l'on va considérer comme des particules  $\alpha$ , une première méthode consiste à considérer tout ce qui n'est pas un recul comme un potentiel  $\alpha$ . Cette méthode peut être efficace mais peut aussi entraîner des erreurs car on peut insérer des événements parasites au sein d'une chaîne de décroissance intéressante, ce qui va avoir une influence, notamment sur la mesure dans des temps de vie, qui rappelons le, correspondent pour un état donné, à la différence de timestamp entre sa décroissance et la décroissance qui le précède. C'est l'une des méthodes les moins sélectives, que je considère généralement comme une des dernières étapes de l'analyse des données d'une campagne de synthèse.

La sélection des particules  $\alpha$  commence toujours par une restriction relativement large de la gamme d'énergie, on sélectionne les événements ayant une énergie comprise entre 4 et 30 MeV. La borne inférieure de cet intervalle permet de s'affranchir du bruit de fond à basse énergie et la borne supérieure est définie de telle sorte que l'empilement de deux  $\alpha$  puisse rentrer dans cet intervalle. En effet, la décroissance  $\alpha$  de l'élément 119 devrait être de l'ordre de 12 MeV, par sécurité, j'ai préféré définir une borne supérieure de 30 MeV, couvrant largement tous les empilements de deux  $\alpha$  possibles. Cette première sélection permet donc de réduire grossièrement le nombre d'événements considérés. J'applique ensuite une sélection sur le temps de vol, les particules  $\alpha$  ne traversant pas le ToF, je considère un événement comme un  $\alpha$  si le temps de vol mesuré est nul. Cette sélection est très restrictive, en effet, il est possible qu'en coïncidence avec une décroissance  $\alpha$ , une particule déclenche le ToF, ce qui donnera un temps de vol non nul. On peut donc passer à côté d'un événement à cause de cette sélection. C'est pourquoi je la retire au cours de la deuxième phase d'analyse, même si cela permet d'avoir des spectres très propres. Pour finir, j'utilise le VETO pour vérifier que l'événement que je considère

ne traverse pas le DSSD. A priori, la sélection sur le temps de vol est suffisante pour s'affranchir de ce type d'événements, car tout ce qui traverse le DSSD est censé passer par le ToF et les particules  $\alpha$  ne peuvent pas traverser le DSSD. L'efficacité du ToF n'étant pas de 100%, cela permet d'améliorer la réjection d'événements relatifs à des particules légères ou du faisceau diffusé, qui peuvent avoir une énergie rentrant dans la gamme de sélection des  $\alpha$ . La sélection que j'applique sur le VETO pour les  $\alpha$  est exactement la même que pour les reculs : j'exclus les événements identifiés comme étant des particules légères (voir figure 5.16). Pour résumer, je me sers des mêmes outils pour sélectionner les événements que je considère comme des reculs ou des  $\alpha$ , cela permet de lire les données une première fois dans les meilleures conditions possibles, puis je retire pas à pas mes filtres. Cela apporte du bruit de fond, qui peut nous faire croire que l'on voit des chaînes intéressantes mais il faut toujours les vérifier à la main par la suite. Il est important de scruter les chaînes intéressantes en détail et surtout, de vérifier les temps de vie et les potentiels événements parasites qui pourraient avoir eu lieu en coïncidence avec un des échelons de cette chaîne. Un fois ces étapes réalisées et si une ou plusieurs chaînes me paraissent intéressantes, mes collaborateurs et moi croisons nos analyses, afin d'affirmer ou d'infirmer l'observation de la chaîne en question. J'ai appliqué exactement la même stratégie pour l'analyse de la réaction de synthèse du  $^{257}\text{Db}$ , cela m'a permis de valider mes différents codes et de les comparer aux codes de mes collaborateurs, ce qui est l'objet de la partie suivante.

### 5.3.5 Les chaînes de $^{257}_{105}\text{Db}_{152}$

Dans l'objectif de tester nos codes d'analyse sur une réaction à plus forte section efficace, nous avons synthétisé du  $^{257}\text{Db}$  à l'aide de la réaction de fusion évaporation  $^{51}\text{V} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{259-x}\text{Db} + x\text{n}$ . Nous avons choisi cette réaction car elle nous a permis d'étudier un noyau connu [174] en utilisant une cible de  $^{208}\text{Pb}$ , facile à mettre en place. Le but final était de réaliser un décompte des chaînes de décroissance du  $^{257}\text{Db}$  observées par chacun de nos codes d'analyse afin d'identifier leurs potentiels défauts. Le  $^{257}\text{Db}$  présente une structure de décroissance  $\alpha$  particulière, il peut décroître à travers plusieurs voies possibles illustrées sur la figure 5.19. F. P. Hessberger et son équipe ont observé que le niveau fondamental du  $^{257}\text{Db}$  peut décroître vers le niveau fondamental  $7/2^-$  du  $^{253}\text{Lr}$  ou encore vers son premier état excité  $9/2^-$  pour des énergies de décroissance  $\alpha$  respectives de 9066 keV et 8965 keV [175]. Cette réaction permet également de peupler un état isomérique du  $^{257}\text{Db}$ , l'état  $1/2^-$  [521], qui décroît vers un état isomérique analogue  $1/2^-$  [521] dans le  $^{253}\text{Lr}$  par une décroissance  $\alpha$  de 9155 keV [9]. Il est également possible que cette décroissance peuple un des états de la bande de rotation construite sur l'état isomérique  $^{253m}\text{Lr}$ , qui se désexcite immédiatement vers le  $1/2^-$  [521]. On observera alors la somme de l'énergie de décroissance alpha et des électrons de conversion émis lors de cette désexcitation. Il existe également une autre voie de décroissance du niveau fondamental du  $^{257}\text{Db}$  qui peuple un autre état isomérique  $^{253}\text{Lr}$  à travers une décroissance  $\alpha$  de 8874 keV, avec une probabilité relativement faible ( $\simeq 4\%$ ). Ce noyau a donc une structure de décroissance complexe, on peut observer quatre raies  $\alpha$  différentes, ce qui est un bon moyen de mettre à l'épreuve nos codes d'analyse. De plus, le  $^{257}\text{Db}$  et son fils le  $^{253}\text{Lr}$  présentent une voie de fission spontanée (SF), il est donc essentiel de les considérer pour le décompte des  $^{257}\text{Db}$  observés, ce qui est un bon moyen de tester les capacités de nos codes à identifier des corrélations recul-SF et recul- $\alpha$ -SF.

Nous avons également synthétisé du  $^{258}\text{Db}$  à travers la voie d'évaporation d'un neu-

tron de cette réaction de test, ce noyau peut décroître par  $\alpha$  vers le  $^{254}\text{Lr}$  mais il peut également conduire au  $^{258}\text{Rf}$  par capture électronique, avec un ratio non négligeable d'environ 25%. Il faut donc accorder un soin particulier à exclure ces événements parasites du décompte final des  $^{257}\text{Db}$ . J'ai appliqué exactement la même procédure de filtrage et d'analyse que j'utilise pour la recherche de l'élément 119. J'ai commencé par définir les événements que j'attribuais aux noyaux de recul. J'ai donc appliqué la procédure présentée dans la partie précédente. J'ai nettoyé la matrice représentant l'énergie mesurée dans le DSSD en fonction du temps de vol mesuré en coïncidence à l'aide des mesures qdc et du détecteur VETO (voir figures 5.16 et 5.18).

J'ai fait le choix d'appliquer une sélection relativement large dans le but de ne pas rater de reculs, qui, rappelons-le, sont essentiels car ils définissent le début d'une chaîne de décroissance. J'ai ensuite défini les  $\alpha$  comme cela a été présenté précédemment, à l'aide du temps de vol et du VETO. Une fois cela mis en place, j'ai pu lancer ma première analyse de cette campagne expérimentale. Nous avons fait le choix de ne pas comparer nos résultats avant d'avoir finalisé nos analyses, nous avons ainsi pu les comparer au cours d'un workshop de notre collaboration à Oak Ridge en Mai 2019, deux semaines après cette expérience. J'ai donc pris le temps de multiplier les analyses, de tester d'ordonner mes filtres différemment ou d'en retirer certains. J'ai même poussé cette analyse jusqu'à ne plus considérer de reculs, j'ai recherché les chaînes de décroissance du  $^{257}\text{Db}$  en démarrant par l'identification de l'énergie de décroissance  $\alpha$  correspondantes, puis en regardant

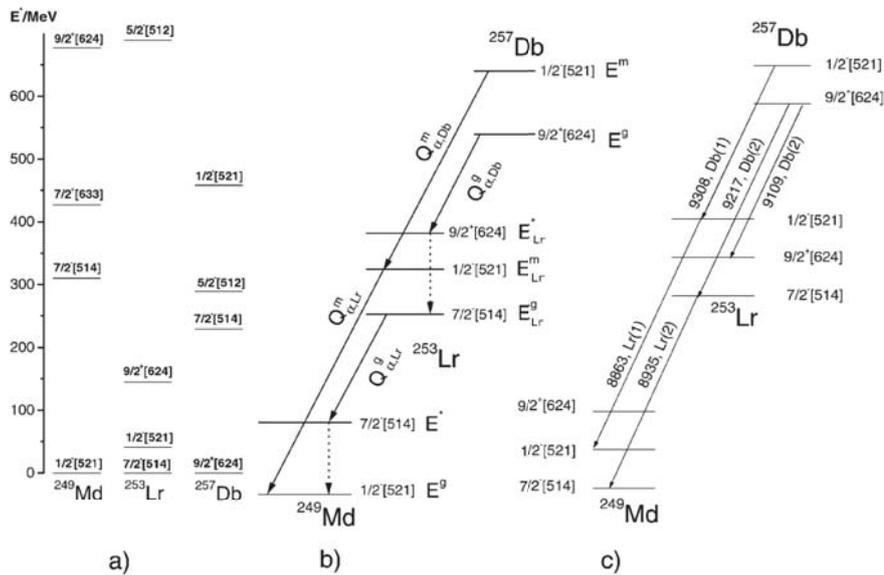


FIGURE 5.19 – (a) Prédiction des schémas de niveau des  $^{249}\text{Md}$ ,  $^{253}\text{Lr}$ ,  $^{257}\text{Db}$ ; (b) Schéma de décroissance des  $^{257/257m}\text{Db}$  prédit en utilisant les niveaux prédits (a); (c) Schéma de décroissance suggéré pour les  $^{257/257m}\text{Db}$  sur la base des désintégrations  $\alpha$  observées. Figure extraite de [175].

(a)  $^{249}\text{Md}$ ,  $^{253}\text{Lr}$  and  $^{257}\text{Db}$  level scheme predictions. (b)  $^{257/257m}\text{Db}$  decay scheme predicted with (a). (c) Experimental  $^{257/257m}\text{Db}$  decay scheme. Figure extracted from [175].

dans le même pixel si je trouvais bien la suite de cette chaîne de décroissance. J'avais placé beaucoup d'espoirs dans cette stratégie, qui s'affranchit totalement de l'efficacité de détection des reculs, mais dans la pratique je n'ai trouvé que très peu de nouvelles chaînes. Cela m'a néanmoins rassuré quant à la qualité de ma sélection de reculs. Pour la recherche de l'élément 119, je vérifie les chaînes candidates à la main, car on recherche des événements si rares qu'ils ne seraient pas mis en valeur par une visualisation graphique. Au contraire ici, nous avons détecté plusieurs centaines de  $^{257}\text{Db}$ , j'ai donc mis en place des matrices 2D, à l'image de la figure 5.20, permettant de bien distinguer les différentes voies de décroissances de ce noyau.

J'ai fait le choix de tracer l'énergie de la génération X+1 en fonction de la génération X, ce qui permet de réunir dans un même graphique la chaîne de décroissance complète du  $^{257}\text{Db}$ . On voit les zones définissant les décroissances successives du  $^{257}\text{Db}_1$  vers le  $^{253}\text{Lr}_1$  (encadré en rouge) et du  $^{257}\text{Db}_2$  vers le  $^{253}\text{Lr}_2$  (encadré en vert). On voit également la suite de la chaîne de décroissance avec les zones encadrées en gris définissant les décroissances du  $^{253}\text{Lr}$  vers le  $^{249}\text{Md}$  puis vers l' $^{245}\text{Es}$  et pour finir vers le  $^{241}\text{Bk}$ . Ce dernier décroît par capture électronique vers le  $^{241}\text{Cm}$  avec un temps de vie de  $4.6 \pm 0.4$  min et une chaleur de réaction de  $Q_{EC} = 2400$  keV [180]. Cette décroissance est relativement longue par rapport à notre limite de corrélations aléatoire. La chaleur de

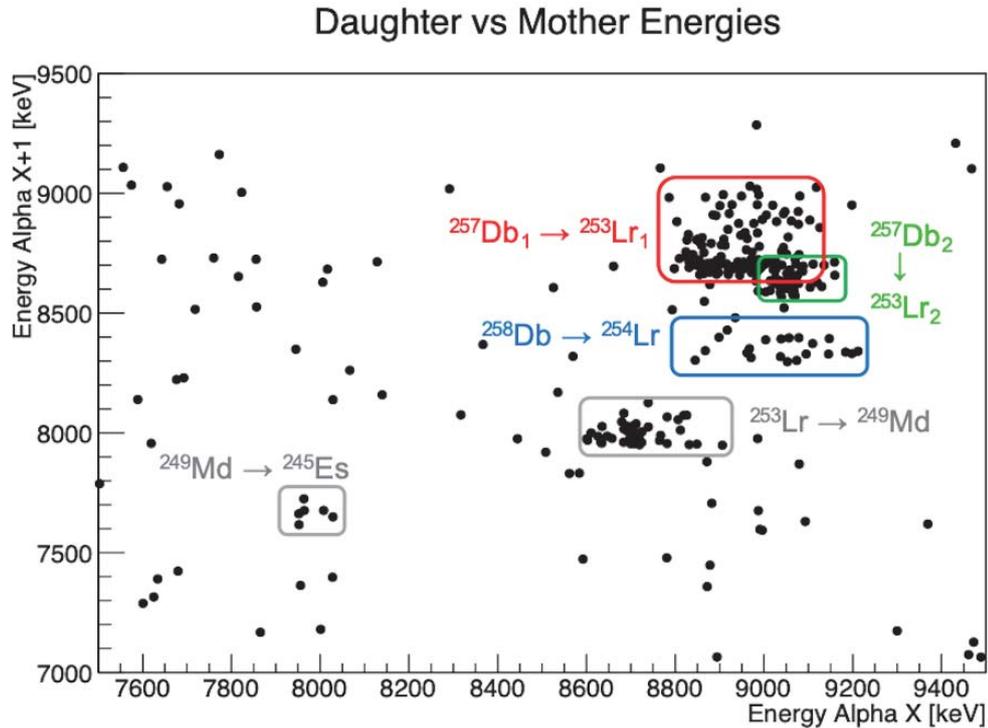


FIGURE 5.20 – Matrice 2D représentant les énergies mesurées pour une génération X+1 en fonction des énergies mesurées pour une génération X. On y voit apparaître des structures correspondant à la chaîne de décroissance du  $^{257}\text{Db}$  :  $^{257}\text{Db}_{1/2}$ ,  $^{253}\text{Lr}$ ,  $^{249}\text{Md}$  et  $^{245}\text{Es}$ . *2D matrix of the energies of generation X+1 as a function of generation X. One can see structures belonging to the decay chain of  $^{257}\text{Db}$  :  $^{257}\text{Db}_{1/2}$ ,  $^{253}\text{Lr}$ ,  $^{249}\text{Md}$  et  $^{245}\text{Es}$ .*

Chain	Number (questionable events)
R- $\alpha_1$ - $\alpha_2$	170(+14)
R- $\alpha_1$ - $\alpha_3$	17(+4)
R- $\alpha_2$ - $\alpha_3$	14(+2)
R- $\alpha_1$ -SF	9(+0)
R-SF	32(+0)

TABLE 5.2 – Nombre de chaînes de décroissance du  $^{257}\text{Db}$  observées au cours de la campagne expérimentale dédiée. Les événements discutables correspondent à des événements avec une mauvaise énergie mais un bon temps de vie, conséquence d'un effet de sommation dans le DSSD et/ou d'une mauvaise sommation avec un signal en coïncidence dans les détecteurs tunnel.

*Number of  $^{257}\text{Db}$  decay chains observed during the experimental campaign. Questionable events corresponds to events with a good lifetime but a wrong energy, originating from a pile-up effect in the DSSD or a wrong summation with a tunnel signal in coincidence.*

réaction se répartissant entre le neutrino et le noyau de recul, cette décroissance n'est pas détectable par notre système. Je n'ai donc pas poussé au-delà de ce point la détection de la chaîne de décroissance. On voit également la zone correspondant à la décroissance du  $^{258}\text{Db}$  (encadrée en bleu). Dans un second temps, j'ai implémenté un algorithme permettant de détecter des chaînes avec un événement parasite au milieu. En effet, il peut y avoir des décroissances isomériques ou encore du bruit de fond au milieu d'une chaîne. De ce fait, il est par exemple possible que du  $^{253}\text{Lr}$  se retrouve au 3<sup>ème</sup> échelon d'une chaîne, avec des électrons de conversion relatifs à la décroissance d'un état isomérique  $^{253m}\text{Lr}$  entre les décroissances  $\alpha$  du  $^{257}\text{Db}$  et du  $^{253}\text{Lr}$ . J'ai donc implémenté des corrélations entre les générations X et X+2, voir X+3, ce qui m'a permis de détecter quelques chaînes supplémentaires. On peut retrouver le détail de ces chaînes de décroissance dans le tableau 5.2.

La comparaison de mes résultats et de ceux de mes collaborateurs chargés de l'analyse ne seront pas détaillés ici, mais j'ai obtenu d'excellents résultats. Dans la foulée de cette analyse, j'ai décidé de reprendre les données d'une même expérience de synthèse du  $^{257}\text{Db}$  qui avait été réalisée avant le début de ma thèse, au tout début des campagnes expérimentales de synthèse de l'élément 119. Il avait été établi que 10 chaînes (présentées en figure 5.6) avaient été détectées au cours de cette première expérience. J'ai retrouvé ces 10 chaînes très rapidement, ce qui m'a conforté quant à la qualité de mon code, mais j'ai également trouvé deux chaînes supplémentaires, qui avaient réussies à passer au travers des codes d'analyse de mes prédécesseurs. Nous avons ainsi pu tester la qualité de nos codes d'analyse, ce qui nous a rassuré sur notre capacité à détecter un éventuel élément 119. Comme cela a été mentionné précédemment, les données issues de cette expérience sont confidentielles et leur analyse ne pourra pas être détaillée dans cette thèse, mais cette présentation de l'étude du  $^{257}\text{Db}$  est très représentative de la procédure suivie pour identifier cette fameuse chaîne de décroissance de l'élément 119. L'essentiel est de ne surtout pas rater une telle chaîne, c'est pourquoi nous réalisons plusieurs analyses successives de chaque jeu de données, en étant de moins en moins restrictif dans nos sélections.



---

# Conclusions et perspectives

Un demi-siècle après les études d'E. D. Donets au JINR [122], nous avons à nouveau étudié les Nobelia  $^{255}\text{No}$  et  $^{256}\text{No}$ , dans le même laboratoire à Dubna. Au sein de cette collaboration franco-russe, j'ai eu la chance d'être en charge de l'analyse de deux expériences de spectroscopie qui nous ont permis de mettre en évidence de nouveaux états isomériques de haut-K dans ces deux Nobelia. En effet, mon analyse des données issues de la réaction de fusion chaude  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, xn)^{260-x}\text{No}$  a mené à la découverte d'un état isomérique dans le  $^{256}\text{No}$ . Cette expérience représentait un véritable challenge pour notre collaboration : notre séparateur SHELS a été spécialement pensé et conçu pour ce type de réactions très asymétriques permettant d'étudier des noyaux riches en neutrons, qui sont aujourd'hui au coeur des préoccupations des physiciens des éléments lourds et superlourds. Si SHELS avait déjà été testé sur diverses réactions asymétriques avec de grandes sections efficaces, cette expérience était la première étude de spectroscopie impliquant une réaction de fusion chaude à être réalisée avec ce dispositif. Bien que nous n'ayons pas obtenu une statistique très importante, avec seulement 753 décroissances  $\alpha$  du  $^{256}\text{No}$ , nous avons identifié par la méthode calorimétrique 15 décroissances d'un état isomérique inconnu dans ce noyau.

Si cette expérience a révélé certaines limites de notre dispositif, elle reste néanmoins un succès et nous a permis de poser les bases du schéma de niveau de cet isotope méconnu jusqu'alors. En effet, nous avons mis en évidence un isomère de haut-K présentant une durée de vie de  $t_{1/2} = 7.8_{-2.6}^{+8.3} \mu\text{s}$  et une énergie d'excitation d'au moins 1089 keV. Les temps de décroissance des cascades électroniques mesurés nous laissent à penser que la distribution observée pourrait résulter de deux isomères différents, c'est l'une des principales questions laissées en suspens par cette étude. Le rapport isomérique de 4% mesuré indique également que nous ratons une partie importante du chemin de décroissance car les isomères construits sur des configurations 2-qp représentent généralement 15 à 20% du flux de décroissance total. En effet, nous avons été confrontés aux limites de notre dispositif ; avec un temps mort de 4  $\mu\text{s}$ , il semble que nous rations une partie des décroissances très rapides, comme le montre la distribution des temps de vie observés. Nous pensons également rater une partie des décroissances de cet isomère du fait des seuils de détection ( $\simeq 100$  keV) du détecteur d'implantation. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication [124] dans laquelle j'ai proposé deux possibilités :

- L'isomère observé pourrait être de configuration 4-qp, ce qui expliquerait le rapport isomérique de 4% observé. Si c'est le cas, alors soit nous ratons le ou les états 2-qp qui devraient être sur son chemin de décroissance du fait de nos seuils en temps et en énergie, soit ces états 2-qp ne sont pas isomériques, du fait de  $\Delta K$  trop faibles entre eux.

- 
- Si cet isomère est un état à 2-qp, nous ratons une grande partie de ses décroissances, très probablement à cause des seuils de détection de notre DSSD.

En termes de configurations, nous avons analysé les états à deux quasi-particules (protons et neutrons) possibles dans ce noyau, sur la base des noyaux voisins connus, notamment les  $^{254}\text{No}$  [22] et le  $^{256}\text{Rf}$  [32]. À l'aide de la systématique de facteur d'interdiction des états isomériques de haut-K dans cette région de masse développée K.E.G. Löbner [41] et de sa mise à jour par F. G. Kondev [44], nous avons estimé les temps de vie des transitions isomériques possibles. Aucune ne nous a suffisamment convaincu, au regard de la très faible statistique observée, pour que nous puissions conclure quant à la nature de la configuration de l'isomère observé. Néanmoins, nous avons proposé plusieurs possibilités et la plus plausible serait une configuration 2-qp neutrons  $\nu^2 5^-$  issue du couplage  $\nu^2 \{ [725]11/2^- \otimes [620]1/2^+ \}_{5^-}$ . Selon la systématique de Löbner, une transition E1  $\Delta K=5$  d'environ 900 keV du  $\nu^2 5^-$  vers le  $4^+$  de la bande rotationnelle du fondamental présenterait un temps de vie de l'ordre de la  $\mu\text{s}$ . Cette possibilité est cohérente en termes de temps de vie et d'énergie mais rappelons que nous n'avons observé que 15 décroissances, nous restons donc très prudents quant à cette hypothèse.

La deuxième étude de spectroscopie que j'ai menée visait à étudier le  $^{255}\text{No}$  produit par la réaction de fusion froide  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{256-x}\text{No}$ . À l'aide de la même méthode, nous avons identifié très rapidement plusieurs isomères dans ce noyau. Cette expérience était dédiée à l'étude du  $^{254}\text{No}$ , qui est en cours d'analyse par Margaux Forge [95]. Or, ces deux isotopes ont des temps de vie très proches, mais surtout des énergies de décroissances alpha qui se recouvrent. Une grosse partie du travail d'analyse a donc consisté à chercher des méthodes pour isoler le  $^{255}\text{No}$  du  $^{254}\text{No}$ . Comme il n'était pas possible de sélectionner la décroissance  $\alpha$  du noyau fils le  $^{251}\text{Fm}$  du fait d'un temps de vie trop long, nous avons été contraints de filtrer nos données en imposant l'observation d'une décroissance isomérique d'un état connu dans ce  $^{251}\text{Fm}$ , ce qui réduit drastiquement la statistique car il n'est pas systématiquement peuplé. Nous avons donc exploité cette stratégie à des fins d'identification uniquement. Cela nous a permis de révéler des cascades de quatre isomères de haut-K que nous avons isolées par la suite avec des corrélations temporelles sur les trois premières générations.

Ainsi nous avons observé 60 cascades complètes et 489 cascades de trois isomères. En coïncidence avec ces événements, de nombreuses raies  $\gamma$  et des électrons de conversion dans les tunnels ont été observés, nous permettant de mesurer les énergies d'excitation et les temps de vie de ces états. Ces énergies d'excitation indiquaient clairement une structure avec un isomère 1-qp, deux 3-qp et un 5-qp à plus de 2.5 MeV. Dans la lignée des isotones du  $^{255}\text{No}$  [149], le premier isomère a été rapidement identifié comme un état à 1 quasi-particule neutron  $11/2^-$  [725]. Les deux isomères à 3-qp ont été beaucoup plus compliqués à expliquer : nous avons proposé dans [166] les configurations  $21/2^+$  and  $27/2^+$ , qui collent bien en termes d'énergie d'excitation et de temps de vie. Cependant, nous avons encore des doutes quant au chemin de décroissance du  $21/2^+$  vers le  $11/2^-$ . L'isomère le plus haut, de configuration à 5-qp, n'a pas été discuté, les possibilités sont trop nombreuses et nous avons été confrontés à un problème d'empilement des signaux car cet état présente un temps de demi-vie de  $5 \pm 1 \mu\text{s}$ . Afin de lever certaines incertitudes restantes, nous souhaitons réitérer cette expérience dans les années à venir, notamment pour accumuler une statistique  $\gamma$  plus importante. Cette étude fera très prochainement l'objet d'une publication dans la revue PRC [166] où nous proposerons le schéma de

---

décroissance qui a été discuté dans cette thèse.

En parallèle de ces études de spectroscopie, j'ai pris part à sept campagnes expérimentales de synthèse de l'élément 119, à RIKEN au Japon. Nous travaillons sur un dispositif spécialement conçu pour la synthèse des éléments 119 avec la réaction de fusion chaude  $^{248}\text{Cm}(^{51}\text{V}, xn)^{299-x}119$ . Notre équipe a intégré cette collaboration dirigée par Kosuke Morita en 2014, grâce aux succès obtenus par Benoit Gall et Zouhair Asfari dans le développement de faisceaux métalliques intenses. J'ai personnellement rejoint cette collaboration dès le démarrage de ma thèse en 2018. Notre système de détection dispose de plusieurs outils de filtrage : un détecteur de temps de vol, une mesure de "qdc" et un détecteur VETO. Ce dernier s'est montré très intéressant ; il permet de sélectionner par des corrélations avec le DSSD des événements l'ayant traversé, lesquels sont par définition des événements parasites. Nous pensons à en ajouter un sur GABRIELA prochainement. J'ai été en charge de développer un code d'analyse complet en totale indépendance par rapport à mes collaborateurs. Les données issues de ces expériences étant confidentielles, j'ai présenté dans ce mémoire les méthodes de filtrage et de sélection que j'utilise sur la base d'une réaction de test visant à mettre à l'épreuve nos codes :  $^{208}\text{Pb}(^{51}\text{V}, xn)^{259-x}\text{Db}$ . En effet, nous cherchons à identifier ce nouvel élément à travers l'observation de sa chaîne de décroissance  $\alpha$ . Dans ce type d'expériences à très faibles sections efficaces, il est essentiel d'être très rigoureux dans ses sélections car on ne peut pas se permettre de passer à côté d'un événement intéressant. C'est pourquoi nous analysons ces expériences indépendamment les uns des autres, afin de croiser nos résultats et de s'assurer de ne rien rater. J'ai donc développé une famille de codes d'analyse, croisant plusieurs stratégies de recherche de chaîne que j'ai testé sur cette synthèse du  $^{257}\text{Db}$ . J'ai eu la chance de présenter mes résultats devant l'ensemble de notre collaboration à Oak Ridge en mai 2019 et mon code est devenu, aux côtés de celui de Pierre Brionnet, une des références de la collaboration. J'ai récemment transmis ce code à Benoit Gall, qui a pris le relais de mes analyses pour l'IPHC, aux côtés de Margaux Forge et d'Olivier Dorvaux.

La spectroscopie du  $^{256}\text{No}$  nous a convaincu quant à la possibilité de réaliser des réactions de fusion chaude sur notre dispositif SHELS+GABRIELA et les résultats issus du peu de statistique observée sont prometteurs. De plus, de nouveaux quadripôles-triplets ont récemment été installés à l'entrée de SHELS, visant à augmenter la transmission du séparateur, en particulier pour ces réactions très asymétriques. C'est pourquoi il est d'ores et déjà prévu de réitérer cette expérience, dans de meilleures conditions, c'est-à-dire avec des seuils plus bas en énergie et une chaîne d'acquisition numérique. En effet, nous développons actuellement une électronique numérique pour GABRIELA qui devrait nous permettre de nous affranchir du temps mort à bas temps de vie. J'ai eu la chance de participer à son développement et notamment aux tests des préamplificateurs ; dans un premier temps à l'IPHC où je les ai testés sur un banc de test, puis au JINR, où nous les avons testés en conditions réelles sur GABRIELA. Ce développement touche à sa fin et cette nouvelle chaîne d'acquisition devrait être installée courant 2022 à Dubna. De plus, GABRIELA va bientôt être amélioré par le remplacement des quatre détecteurs germanium monocristaux par quatre détecteurs clover, les efficacités de détections seront donc sensiblement augmentées. La chambre de détection qui accueillera ces nouveaux germaniums a été pensée, simulée et modélisée par Benoit Gall et Karl Hauschild. Elle a d'ores et déjà été commandée en deux exemplaires, qui ont été livrés récemment. Si deux exemplaires ont été fabriqués, c'est qu'une copie de notre dispositif (GABRIELA DVA) va être installée au plan focal d'un nouveau séparateur : le DGFRS-3, à l'usine

---

d'éléments superlourds de Dubna (SHE Factory). Cette chambre de réaction a été conçue avec des écrans de tungstène à la place de l'inox habituellement utilisé, ce qui va directement réduire le niveau de bruit de fond de faux Compton induits par la radioactivité du  $^{40}\text{K}$  des murs en béton de nos installations. GABRIELA DVA nous permettra dans un futur très proche de travailler avec deux dispositifs dédiés à la spectroscopie, mais aussi d'atteindre des niveaux de bruit de fond très largement inférieurs car ce séparateur est une copie conforme du DGFRS-2, conçu pour la synthèse de nouveaux éléments.

Sous l'impulsion de Karl Hauschild, nous avons pour projet d'installer de nouveaux siliciums plus épais pour les détecteurs tunnel, ce qui améliorera nos capacités de détection des rayons-X et des électrons de conversion. Des simulations ont montré qu'un tel dispositif permettra une augmentation de l'efficacité de détection d'un facteur 10 pour les rayons- $X_L$ . Cela ferait de GABRIELA le premier système de détection dédié à la spectroscopie avec la résolution ( $<0,4$  keV FWHM) suffisante pour distinguer les éléments superlourds voisins les uns des autres via leurs rayons- $X_L$  caractéristiques. Ce projet fait l'objet d'une demande ANR internationale (collaboration franco-russe) similaire aux précédents financements de SHELS et de GABRIELA. Dans les années à venir, nous aurons donc accès à deux dispositifs de spectroscopie à la pointe de la technologie, lesquels nous permettront d'étudier des noyaux de plus en plus exotiques, aux limites de la charte des nucléides.

À RIKEN, nous travaillons depuis quelques mois sur un séparateur entièrement dédié à cette expérience : GARIS III. Le système de détection que nous utilisons est une copie conforme de celui que nous utilisons au plan focal du séparateur GARIS II par le passé. La seule différence est que la chaîne d'acquisition des pistes du DSSD est doublée, avec une chaîne analogique et une chaîne numérique en parallèle. Cette dernière a été développée par nos collaborateurs d'Oak Ridge et Pierre Brionnet la teste en conditions réelles, en comparant les résultats des deux systèmes. Dans les mois à venir, cette chaîne d'acquisition numérique prendra le relais pour tout le dispositif. Nous aurons donc accès quasiment en continu à un dispositif à la pointe de la technologie entièrement dédié à cette expérience de synthèse, avec un temps mort de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Cette amélioration de notre chaîne d'acquisition va de paire avec une refonte totale du plan focal. En effet, depuis début 2022, l'ensemble des siliciums de notre dispositif ont été remplacés par des détecteurs de nouvelle génération, présentant une pixélisation plus importante et une meilleure résolution. Cela va directement influencer sur les taux de comptage des pixels du DSSD et donc sur les limites de corrélations aléatoires dues au bruit de fond ambiant. De plus, nous bénéficions depuis peu de faisceaux intenses délivrés par un nouvel accélérateur : RILAC II. C'est un upgrade majeur de l'ancien RILAC qui va nous permettre d'atteindre des intensités de plus en plus importantes au cours des années à venir, un point essentiel pour ces réactions à très faibles sections efficaces. Notre dispositif s'améliore ainsi d'années en années à tous les niveaux et c'est cette recherche constante d'optimisations qui nous mènera, j'en suis sûr, à la découverte de nouveaux éléments dans les années à venir.

Prochainement, nous pourrons également mener des études de spectroscopie des noyaux lourds et superlourds au GANIL à Caen. En effet, le séparateur de nouvelle génération  $S^3$  associé au plan focal SIRIUS et à l'accélérateur linéaire LINAC de SPIRAL2 devrait nous permettre d'atteindre les niveaux d'intensité nécessaires à l'étude de noyaux lourds et superlourds. Le développement de ce dispositif a demandé de résoudre plusieurs défis technologiques majeurs comme la nécessité de faisceaux d'ions lourds mé-

---

talliques très intenses. L'intensité est en effet un point clé pour pouvoir viser ces réactions de faibles sections efficaces. La conception d'un séparateur de haute résolution mais également de haute transmission et le développement d'un plan focal de haute résolution ont également représenté des défis que plusieurs laboratoires français ont réussi à relever. En effet, ce projet est le fruit d'une collaboration internationale et sa mise en activité est attendue avec impatience par la communauté. De nombreuses expériences sont déjà prévues sur ce dispositif qui devrait entrer en fonctionnement dans les années à venir.

Au cours de ces trois ans de thèse, j'ai donc eu la chance de mener deux études de spectroscopie qui ont révélées respectivement un et quatre isomères de haut-K dans les  $^{256}\text{No}$  et  $^{255}\text{No}$ . J'ai eu l'honneur de présenter ces résultats en conférences (Colloque GANIL 2019 - Strasbourg, SHE19 4<sup>th</sup> International symposium on SuperHeavy Elements - Hakone, Japan et Colloque GANIL 2021 - Autrans) et de les publier dans la revue PRC [124, 166]. J'ai également pris part à de nombreuses expériences à Dubna, qui ont donné lieu à plusieurs publications [74, 183, 184], dont la découverte de l'isotope  $^{249}\text{No}$  [150]. J'ai également intégré l'équipe de synthèse de nouveaux éléments de RIKEN ; les résultats de ces expériences étant confidentiels, je n'ai pas encore de publications associées mais cela ne saurait tarder.

L'avenir des éléments lourds et superlourds semble très prometteur avec tous les développements expérimentaux que nous mettons en place. Nous tentons de repousser les limites de la charte des nucléides, que ce soit en protons ou en neutrons et petit à petit, nous commençons à cerner l'ultime îlot de stabilité sphérique qui fait rêver les physiciens depuis de nombreuses années. C'était pour moi un honneur de travailler avec de grands chercheurs du monde entier pendant ces trois années. J'espère avoir apporté une contribution significative à ce merveilleux domaine de par mes travaux qui je l'espère, perdureront dans le temps et inspireront de nombreux physiciens.



---

## Annexe A

# Publication $^{256}\text{No}$

Cette annexe reprend mon premier article consacré à l'étude des isomères du  $^{256}\text{No}$  publié dans Physical Review C en 2021.



Evidence of high- $K$  isomerism in  $^{256}_{102}\text{No}_{154}$ 

K. Kessaci <sup>1</sup>, B. J. P. Gall <sup>1,\*</sup>, O. Dorvaux,<sup>1</sup> A. Lopez-Martens <sup>2</sup>, R. Chakma,<sup>2</sup> K. Hauschild <sup>2</sup>, M. L. Chelnokov,<sup>3</sup> V. I. Chepigin,<sup>3</sup> M. Forge <sup>1</sup>, A. V. Isaev <sup>3</sup>, I. N. Izosimov <sup>3</sup>, D. E. Katrsev,<sup>3</sup> A. A. Kuznetsova,<sup>3</sup> O. N. Malyshev <sup>3</sup>, R. Mukhin,<sup>3</sup> J. Piot <sup>4</sup>, A. G. Popeko <sup>3</sup>, Yu. A. Popov,<sup>3</sup> E. A. Sokol,<sup>3</sup> A. I. Svirikhin <sup>3</sup>, M. S. Tezekbayev,<sup>3,5</sup> and A. V. Yeremin <sup>3</sup>

<sup>1</sup>Université de Strasbourg, CNRS, IPHC UMR 7178, 67037 Strasbourg, France

<sup>2</sup>IJCLab, IN2P3-CNRS, Université Paris Saclay, 91400 Orsay, France

<sup>3</sup>Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR, 141 980 Dubna, Russia

<sup>4</sup>Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, CEA/DSM-CNRS/IN2P3, Caen, France

<sup>5</sup>The Institute of Nuclear Physics, 050032 Almaty, The Republic of Kazakhstan



(Received 25 January 2021; revised 4 August 2021; accepted 16 August 2021; published 11 October 2021)

Isomeric states in  $^{256}\text{No}$  were investigated using internal conversion electron and  $\gamma$ -ray spectroscopy with the GABRIELA detection system at the focal plane of the SHELS recoil separator, at the Flerov Laboratory for Nuclear Research (FLNR, JINR, Dubna). The nuclei of interest were produced using the highly asymmetric fusion-evaporation reaction  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}\text{No}$ . The emission of internal conversion electrons and  $\gamma$  rays occurring between a  $^{256}\text{No}$  implantation and a subsequent  $\alpha$ -decay event were studied, resulting in the observation of high- $K$  isomerism in this nobelium isotope. The nature of the isomeric states is discussed in terms of possible two- and four-quasiparticle structures.

DOI: [10.1103/PhysRevC.104.044609](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.044609)

## I. INTRODUCTION

The  $^{256}\text{No}$  isotope was first studied in 1963 by Donets *et al.* [1,2] using the  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}\text{No}$  highly asymmetric fusion reaction. As compared to the  $^{48}\text{Ca}$  induced reactions on lead targets, this reaction enables the production of more neutron-rich nobelium isotopes even if the higher heat of the reaction increases the number of evaporated neutrons. With a  $3.4 \pm 0.3 \mu\text{b}$  cross section [3], the  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)^{254}\text{No}$  reaction was widely used for prompt and decay spectroscopy studies (see [4] and references therein). Ground state rotational bands (GSB) were observed in this nucleus and its neighboring ones. High- $K$  isomerism was also established in these deformed nuclei. A trial of  $^{256}\text{No}$  study using a  $^{48}\text{Ca}$  beam impinging on a radioactive  $^{210}\text{Pb}$  was attempted with our setup a few years ago, but faced target purity issues.

Both highly asymmetric reactions on actinide target and reactions based on doubly magic target and/or beam were conducted for spectroscopy of very heavy elements as well as for the quest of the heaviest elements. The use of targets around doubly magic  $^{208}\text{Pb}$  associated with heavier and heavier beams was pushed to its limits with the synthesis of new superheavy elements (SHE) up to copernicium [5] and nihonium ( $Z = 113$ ) [6–8]. Heavier SHE up to  $Z = 118$  [9,10] were synthesized by fusion-evaporation reactions using the doubly magic  $^{48}\text{Ca}$  beam impinging on heavier and heavier targets up to  $^{249,251}\text{Cf}$  [11]. Beyond the proof of existence

of these chemical elements, these studies also addressed the question of the existence of an ultimate proton magic number leading to a hypothetical “island of stability” with long-lived superheavy elements [12].

For such heavy elements, theoretical models are at their limits. Their predictions do not agree on the single-particle structure around nobelium isotopes and on the position of an ultimate island of stability [13–15]. A sort of consensus emerged placing this island at a proton number of 114. The optimal neutron number is still controversial, but definitely higher than the heaviest observed flerovium isotope ( $^{289}\text{Fl}$ ). More neutron-rich isotopes might also be synthesized in the future through deep inelastic reactions involving actinide targets and projectiles [16]. Similarly, detailed studies of more neutron-rich nobelium nuclei are needed to gather precise information on the excitation energy and ordering of neutron and proton single-particle states for very heavy elements. To produce these nuclei one can take advantage of the neutron richness of targets like uranium, plutonium, and heavier actinides, leading to very asymmetric fusion-evaporation reactions. Although these highly asymmetric fusion reactions are rather well known, it took many years of experimental developments to enable the present study. Researchers at the GSI have successfully synthesized  $^{256}\text{No}$  using  $^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$  although their statistics enabled only the measurement of the ground state lifetime and associated  $\alpha$ -decay energy [17]. Decay spectroscopy of  $^{256}\text{No}$  was also attempted in 2006 at the University of Jyväskylä using the RITU gas-filled separator [18] together with the JUROGAM [19] spectrometer around its target position and the GREAT [20] detector at the focal plane [21]. Unfortunately, the  $^{22}\text{Ne}$  beam impinging on

\*Present address: IPHC Bât. 27, 23 rue du Loess F-67037 Strasbourg Cedex 2 France; benoit.gall@iphc.cnrs.fr

$^{238}\text{U}$  target induces very slow recoiling nobelium nuclei. The kinetic energy loss and straggling into the low-pressure RITU helium gas and in the thin mylar foil—that enables the silicon array to operate in vacuum—prevented these nuclei from reaching the focal plane implantation detector [22]. Finally, the first in-flight study of excited states in  $^{256}\text{No}$  could be performed at the FLNR almost 60 years after Donets using the same reaction. This study is very challenging from several points of view since  $^{256}\text{No}$  is one of the most proton rich nuclei with  $N = 154$  neutrons ever studied in  $\alpha$ - $\gamma$ - $e^-$  spectroscopy. In this paper, evidence for high- $K$  isomerism is reported in  $^{256}\text{No}$ . The corresponding lifetime and energy measurement are detailed and different decay scenarios are discussed.

## II. EXPERIMENTAL FEATURES

The  $^{256}\text{No}$  nuclei were produced through the  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}\text{No}$  highly asymmetric fusion-evaporation reaction at the Flerov Laboratory for Nuclear Research (FLNR, JINR, Dubna). The  $^{22}\text{Ne}$  beam was provided by the U400 cyclotron with intensities ranging between 600 pA and 1 pA for mid-target energies of 113 and 116 MeV. The 99.99% pure  $^{238}\text{U}$  target was deposited on a 1.5  $\mu\text{m}$  titanium backing and mounted on a rotating wheel frame. The evaporation residues (ERs) were separated from other recoiling nuclei by the Super Heavy Elements Separator (SHELs) [23,24]. The fact that uranium had the  $\text{U}_3\text{O}_8$  oxide chemical form reduced the recoil transmission for the experiment.

The GABRIELA [25] precision spectroscopy setup is composed of a modular time of flight (ToF) system [26], a double-sided silicon strip implantation detector (DSSD) with  $128 \times 128$  strips leading to 16 384 pixels preceded by eight silicon strip detectors ( $16 \times 16$  strips each where only the strips facing the DSSD are used) in a tunnel configuration, all surrounded by five high-purity Compton-suppressed germanium (HPGe) detectors. The HPGe detector right behind the DSSD is the CLODETTE [27] clover detector inserted in an active Compton suppression shield based on bismuth germanate (BGO) crystals. For this HPGe detector, “add-back” summation is performed when two adjacent crystals are hit in coincidence. The four lateral HPGe detectors behind the eight silicon tunnel detectors are single large-volume Ge crystals surrounded by individual anti-Compton BGO shields. The Compton suppression was done via a bit marker associated with the HPGe energy events in the data rather than through hardware suppression. The compact geometry ensures an optimal detection efficiency (see [25,28]). Data were recorded in a total data readout mode associating each individual analog-to-digital converter (ADC) readout to a timestamp with a 1  $\mu\text{s}$  clock. This experiment was performed in a beam-on/beam-off mode, with a 4.0 ms active cycle (beam on) followed by a 1.4 ms passive decay time (beam off).

To maximize the transmission of nobelium ions, the first emissive foil of the ToF detector was removed. Only the ToF module closest to the DSSD was used for this experiment. For the same reason, no degrader foil could be used to reduce the background of the scattered beam in the DSSD. As a consequence, the implantation DSSD thresholds had to be set

higher than usual with GABRIELA, to  $\approx 120$  keV on the back strips and to  $\approx 100$  keV on the front ones.

Acting as a velocity filter, SHELs was optimized for transportation of slow ERs. This experiment was its first operation in this very asymmetric mode. A 6.5% transmission was previously measured [24] for the  $^{22}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$  reaction.

For this experiment, the strips of the DSSD were calibrated using the  $\alpha$  and internal conversion electron (ICE) signals generated by ERs implanted in the DSSD and produced in the  $^{198}\text{Pt}(^{22}\text{Ne}, xn)^{220-x}\text{Ra}$  reaction. The HPGe detectors were calibrated using the  $\gamma$  rays from standard  $^{152}\text{Eu}$  and  $^{133}\text{Ba}$  sources first and the in-beam calibration was verified with the decay from known isomers in  $^{215}\text{Ra}$  [29]. Calibration of the tunnel detector strips was performed using the isomeric ICE emissions of implanted  $^{214}\text{Ra}$  [30] selected by gates on the  $\gamma$  rays in coincidence.

To search for genetic decay correlations spanning many orders of magnitude in time, radioactive decays are transformed into a logarithmic base 2 timescale and plotted according to their corresponding decay energies, as originally proposed by Bartsch *et al.* [31]. Such a transformation has allowed the discovery by the GABRIELA Collaboration of isomeric states in  $^{253}\text{No}$  [32] and  $^{255}\text{Lr}$  [33].

For states with half-lives shorter than 500  $\mu\text{s}$ , the radioactive decay signal in the implantation DSSD occurs on the tail of the implantation signal leading to a distorted energy measurement. As described in [34] and illustrated in Fig. 3 of the same reference, a time-dependent correction of the measured decay signal amplitude was performed for decay events occurring within 500  $\mu\text{s}$  of an implantation signal. However, no correction could be applied to decays occurring less than 9  $\mu\text{s}$  after the recoil due to lack of calibration data, so the energies of such decays cannot be used in the data analysis.

## III. EXPERIMENTAL RESULTS

The  $\alpha$  decays are isolated through a position-correlated search of the implantation of an ER followed by a decay signal in the same pixel. The  $\log_2$  plot for the  $^{256}\text{No}$  is presented on Fig. 1. Due to a high counting rate in the implantation DSSD, the random correlations starting around 8 s ( $2^{23}$   $\mu\text{s}$ ) appears clearly in this figure. While the distribution of the  $\alpha$  measured in the decay of  $^{215}\text{Ra}$  is well separated from the random correlations at  $\log_2(T_\alpha - T_{\text{Recoil}} [\mu\text{s}])$  less than 15, this is not the case for  $^{256}\text{No}$  with a published half-life of  $2.91 \pm 0.05$  s [17]. Note that we see appearing at 8699 keV some  $^{215}\text{Ra}$  decays produced on some  $^{198}\text{Pt}$  impurities in the target. Considering the cross section of this  $^{198}\text{Pt}(^{22}\text{Ne}, xn)^{220-x}\text{Ra}$  reaction and the low number of  $^{215}\text{Ra}$  observed, the impurity level is less than 100 ppm.

An energy of  $8437 \pm 10$  keV was extracted by a skewed-Gaussian fit on a background subtracted spectrum for the  $^{256}\text{No}$  ground state  $\alpha$  decay. Since the energy calibration was obtained from radium  $\alpha$  decay peaks, a kinematical correction was applied to account for the difference in recoiling daughter energies [35],  $^{256}\text{No}$  being 20% heavier than the radium reference isotopes. This effect introduces a 7 keV shift leading to an  $8444 \pm 10$  keV  $\alpha$  decay energy for  $^{256}\text{No}$ . This value

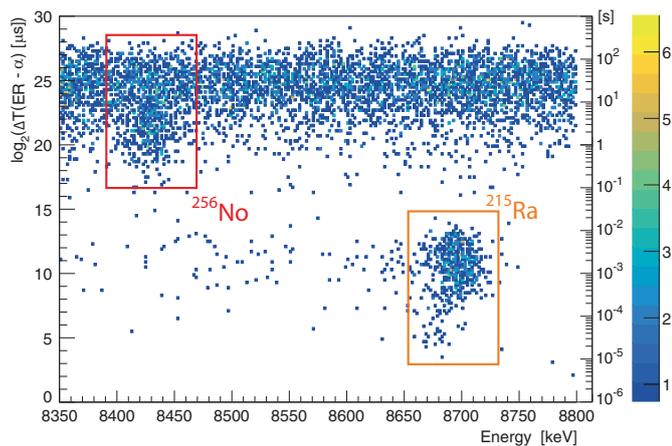


FIG. 1. Logarithmic plot of the time difference between position-correlated  $\alpha$  and ER as a function of  $\alpha$  energy. Random correlations are spread over the whole energy range around  $\log_2(\Delta T[\mu\text{s}]) \simeq 25$ . The right scale enables direct reading in seconds. The  $^{256}\text{No}$  and  $^{215}\text{Ra}$  ground state  $\alpha$ -decay events are located by squares.

is in good agreement with high-resolution measurements of Asai *et al.* [36].

As can be seen in Fig. 1, the half-life of  $^{256}\text{No}$  is close to the distribution of the random correlations. Therefore, an estimation of the total number of nobelium nuclei observed was extracted for data with the beam-off marker. Under these conditions, a total of  $96 \pm 2$   $^{256}\text{No}$  ground state decays are observed and isolated from random correlations. A  $74.5 \pm 4.9\%$  duty cycle was measured in similar conditions with  $^{215}\text{Ra}$ . Accounting for a 50% detection efficiency, one can estimate that a total of  $753 \pm 36$   $^{256}\text{No}$  arrived in the focal plane of GABRIELA.

In order to measure the lifetime of  $^{256}\text{No}$ , a projection of the data in Fig. 1 on the time axis was made with an energy gate of 8400–8460 keV (Fig. 2). To separate the  $^{256}\text{No}$  from the random correlations, a two-component fit was used. A half-life of  $2.77 \pm 0.24$  s was extracted, in good agreement with literature [2,17].

Isomeric states in  $^{256}\text{No}$  were searched for using the calorimetric method [37]. When an isomeric state is implanted in the DSSD, typically the next signal observed in the same pixel is the electron shower (summation of internal conversion electrons, Auger electrons, X rays, etc.) detected due to the decay of the isomer. The subsequent  $\alpha$  decay of the ER will also occur in the same pixel, thus, detecting position and time correlated ER- $e$ - $\alpha$  sequences provides direct evidence of isomeric decays. Figure 3 shows the logarithmic time difference between an ER and the subsequent event in the same pixel as a function of the second generation energy. Isomeric decay events clearly appear at the  $\alpha$ -decay energies of  $^{256}\text{No}$  and  $^{215}\text{Ra}$ . In the 8410–8450 keV energy range used for the  $^{256}\text{No}$  selection, 14 ER- $e$ - $\alpha$  delayed coincidences were observed within a few  $\mu\text{s}$  of the recoil signal in the same pixel. Due to the lower detection threshold on the DSSD backside strips, one additional event was established requiring these temporal correlations on the basis of strips only. Similarly, around 8700 keV we can see the well-known 7  $\mu\text{s}$  isomeric state in  $^{215}\text{Ra}$ ,

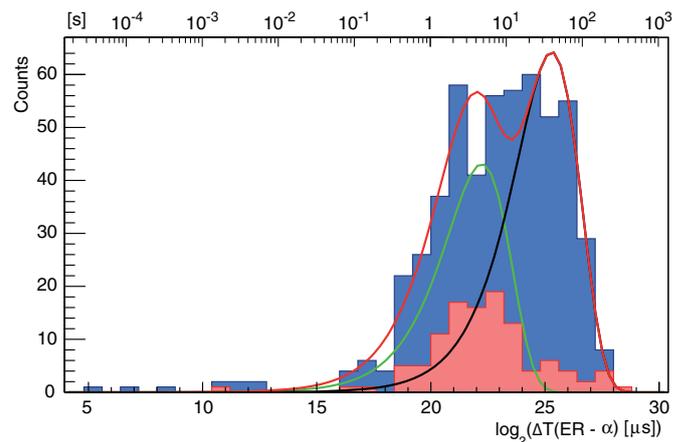


FIG. 2. Logarithmic time difference distribution extracted from Fig. 1 with an  $\alpha$  energy gate between 8410 and 8460 keV. The distribution obtained with the beam-on condition is displayed in blue and the distribution obtained out of beam is displayed in red. The half-life of  $^{256}\text{No}$  is extracted via multicomponent fit to separate the nobelium contribution (green) from the random correlations (black). The top scale enables direct reading in seconds.

resulting from reactions with  $^{198}\text{Pt}$  impurities in the target. The inset of Fig. 3 shows the decay time of these 15 isomeric decays with respect to their energies. As explained earlier, the energies of events occurring within less than 9  $\mu\text{s}$  (red dashed line) from the recoil implant are overestimated. Therefore, only their decay time can be considered for the interpretation. The energy distribution of the nine non piled-up data points ranges between 130 and 520 keV. The statistics is unfortunately too low to draw more conclusions.

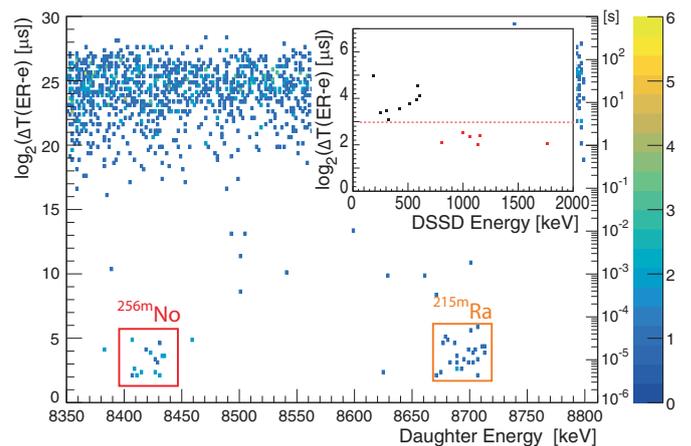


FIG. 3. Logarithmic plot of the time difference between the implantation of a recoil and the first generation decay that occurs in the same pixel as a function of the energy of the second generation decay. The right scale enables direct reading in seconds. The events corresponding to the isomeric decay of  $^{256m}\text{No}$  and  $^{215m}\text{Ra}$  are shown by the red squares. The inset displays the same logarithmic time plot for the 15  $^{256m}\text{No}$  events, this time as a function of their energy. Events with time difference long enough to enable pileup correction are displayed in black. Energies of the ICE in red are not relevant.

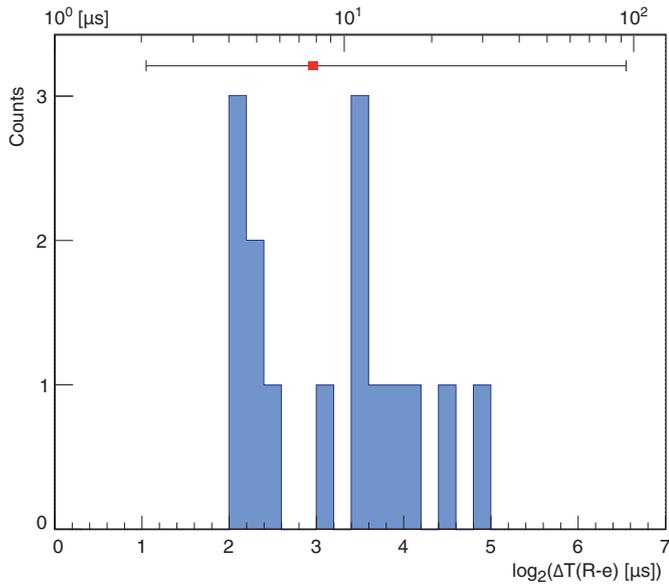


FIG. 4. Logarithmic time difference distribution extracted from Fig. 3 with an  $\alpha$  energy gate between 8400 and 8460 keV. The Lifetime of  $^{256m}\text{No}$  is extracted from these points (see text for details). Top scale enables direct reading in microseconds.

Assuming that the 15 events displayed in Fig. 4 correspond to the decay of the same  $^{256m}\text{No}$  isomer, a half-life of  $7.8^{+8.3}_{-2.6} \mu\text{s}$  was determined by means of the method developed by Schmidt for low statistics measurements [38]. The corresponding lifetime was overlaid to the data on top of Fig. 4. It is important to underline here that the fastest contribution to this time distribution is truncated due to electronics dead time and that 6 events out of 15 are packed at the shortest edge of the measurement window (Fig. 4). One may thus also consider that the observed distribution results from two isomers. Applying the Schmidt method to the nine slowest data points gives a half-life of  $10.9^{+21.7}_{-4.3} \mu\text{s}$  and an upper limit of  $6 \mu\text{s}$  can be given for the partially observed fast isomer. A higher statistics experiment with digital electronics is definitely needed in order to clarify this situation.

A search for  $\gamma$  rays in coincidence with these 15 isomeric events was performed, and 13  $\gamma$  rays could be associated to the decay of  $^{256m}\text{No}$ . The  $\gamma$ -DSSD correlations are shown in Table I associated together with coincident tunnel events and the sum energy. Among these 13  $\gamma$  rays, 5 of them have energies corresponding to nobelium x rays ( $L$  at 23/27 keV and  $K$  at 127 keV). It is important to underline that out of these 15 isomeric decays observed in the DSSD, 13 were observed in coincidence with a signal in the tunnel detectors. No specific structure appeared in the DSSD-tunnel or HPGe-tunnel two-dimensional histograms. All these events were therefore reported in Table I, where the total energy in coincidence is reconstructed for each event. Unfortunately, such scarce statistics does not allow for definitive conclusions. Nevertheless, these data enable a lower limit of 1089 keV for the excitation energy of this (these)  $^{256m}\text{No}$  new isomeric state(s) to be set.

TABLE I. List of  $\gamma$  rays, low energy electron showers (DSSD) and ICE energies (tunnel) in coincidence for the 15 observed isomeric decays of  $^{256m}\text{No}$ . One can note that some of the  $\gamma$  rays have energies corresponding to nobelium x rays ( $L$  at 23/27 keV and  $K$  at 127 keV). The  $\gamma$ -ray energy marked with “AB” is a sum of two  $\gamma$  rays observed in coincidence in two crystals of the clover detector (add-back mode) [39]. When two nonneighboring crystals of clover or two strips of tunnel detectors are hit in coincidence, the energies are indicated as recorded in parallel (28 || 537). The DSSD events marked with “PU” have a lifetime below the pileup correction threshold and should not be considered (no sum was calculated). Errors bars were estimated accounting for the variances from fits on the DSSD (11 keV) and the tunnel (17 keV) detectors’ spectra. Although the HPGe variances are energy dependant, their contribution to the errors bars are almost neglectable with respect to the Si detectors.

DSSD energy (keV)	Tunnel energy (keV)	HPGe energy (keV)	Sum (keV)
187			$187 \pm 26$
254	101	27	$382 \pm 48$
421	63		$484 \pm 48$
518	121		$639 \pm 48$
303	101	28    537	$969 \pm 48$
318	73    139	463 <sup>AB</sup>	$993 \pm 62$
576	91	127    205	$999 \pm 48$
589	91    98	255	$1033 \pm 62$
604	92    154    216	23	$1089 \pm 74$
809 <sup>PU</sup>	86	133	
999 <sup>PU</sup>	139	127	
1063 <sup>PU</sup>	64    163	372 <sup>AB</sup>	
1131 <sup>PU</sup>		307	
1154 <sup>PU</sup>	28	382	
1768 <sup>PU</sup>		0	

#### IV. DISCUSSION

A schematic drawing of the single-particles states around the neutron and proton Fermi levels in  $^{256}\text{No}$  is presented in Fig. 5. Potential particle-hole excitations across the Fermi level are represented by arrows. Due to the residual spin-spin interaction between quasiparticles, all these two-quasiparticle (2-qp) states can lead to two coupling schemes, the “Gallagher favored” being slightly lower in energy than the unfavored one [42,43]. On the proton side, one should highlight the presence of three 2-qp favored states, the  $K^\pi = 3^+, 5^-,$  and  $8^-$  states, for the discussion of the possible lower lying proton high- $K$  isomer, the other ones being higher in energy. They correspond respectively to the favored  $\pi^2\{[521]_{\frac{1}{2}}^{\pi-} \otimes [514]_{\frac{7}{2}}^{\pi-}\}_{3^+}$ ,  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^{\pi+} \otimes [521]_{\frac{1}{2}}^{\pi-}\}_{5^-}$ , and  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^{\pi+} \otimes [514]_{\frac{7}{2}}^{\pi-}\}_{8^-}$  two-quasiproton configurations. This excitation scheme is observed in the closest known even-even isotope  $^{254}\text{No}$ , where a  $\approx 1.3$  MeV  $8^-$  state decays to the GSB mainly via an intermediate  $3^+$  structure at  $\approx 1$  MeV excitation energy [44–47]. It is worth pointing out, however, that the nature of the  $8^-$  state in  $^{254}\text{No}$  is still under debate.

On the neutron side, the lowest lying states should be the  $K = 2^+, 5^-,$  and  $7^-$  states originating from the favored coupling of the  $\nu^2\{[622]_{\frac{3}{2}}^{\pi+} \otimes [620]_{\frac{1}{2}}^{\pi+}\}_{2^+}$ ,

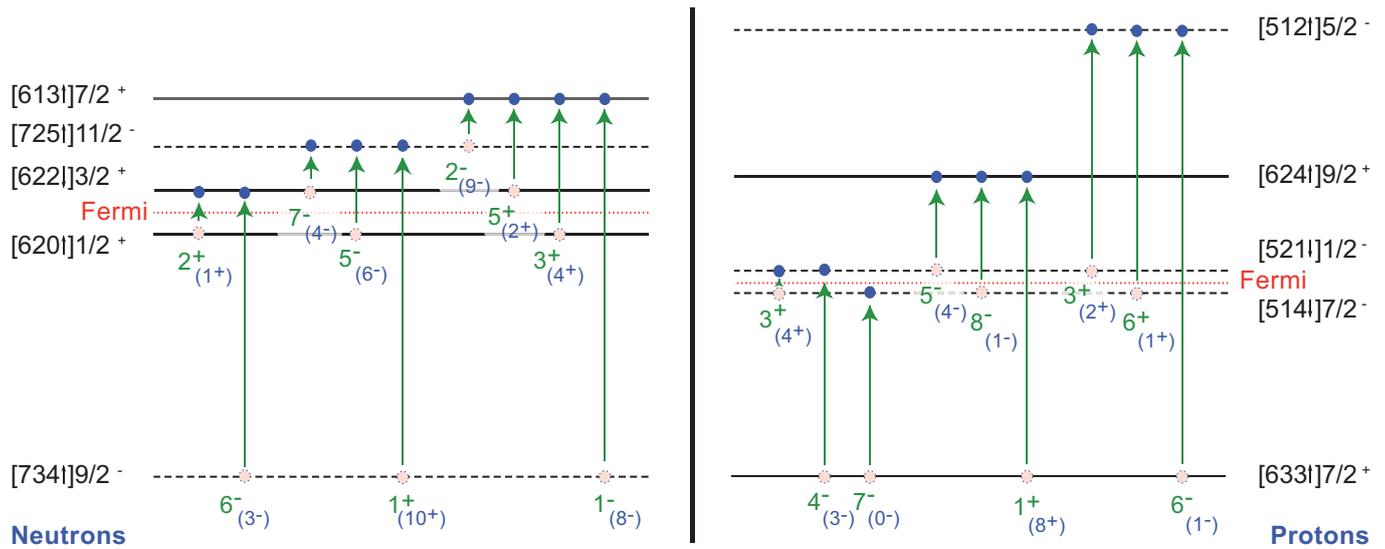


FIG. 5. Illustration of the possible two quasiparticles states on a neutron and proton single-particle scheme based on known experimental sequences of states in neighboring isotones and isotopes. The sequence was adapted from [40] where only the  $[622]_{3/2}^{3+}$ ,  $[613]_{7/2}^{7+}$ , and  $[725]_{11/2}^{11-}$  were exchanged with respect to the order established in the case of  $^{256}\text{Rf}$  to be coherent with observations [41], these single-particle states are very likely to be rather close in energy. For two-quasiparticle excited states,  $K$  value and parity are indicated in green (blue within brackets) for the favored (resp. unfavored) Gallagher [42,43] combination. Spin orientation is indicated by an arrow in the Nilsson labeling of a single nucleon orbital in order to facilitate application of Gallagher rules.

$\nu^2\{[725]_{11/2}^{11-} \otimes [620]_{1/2}^{1+}\}_{5-}$ , and  $\nu^2\{[725]_{11/2}^{11-} \otimes [622]_{3/2}^{3+}\}_{7-}$  two-quasineutron configurations. At variance with  $^{254}\text{No}$ , which has the Fermi level in the  $N = 152$  gap, smaller excitation energies are expected for this state in  $^{256}\text{No}$  with respect to the one observed in  $^{254}\text{No}$ . By construction, one expects a very small energy difference between the  $\nu_2 5^-$  and  $\nu_2 7^-$  2-qp states, both having a rather limited excitation energy with respect to the  $\nu_2 2^+$ . Therefore, both these high- $K$  states are expected to decay directly to the GSB.

High- $K$  isomerism results from the forbiddenness of  $\gamma$ -ray transitions when the difference in  $K$ —the projection of the total angular momentum  $J$  on the deformation axis—differs by more units than the multipolarity of the electromagnetic transition. The systematics of high- $K$  isomer decays from Löbner [48] compiles the observed hindrance factor with respect to the Weisskopf estimates of electromagnetic transitions half-lives [49] as a function of multipolarity and electric or magnetic character of the isomer decay transition. A more recent review by Kondev *et al.* [50] updates these systematics for nuclei with  $A > 100$  with improved description of  $E1$ ,  $E2$ , and  $M1$  transitions. Both these systematics enable a rough estimation of the expected half-lives for potential high- $K$  isomer-decay scenarios.

Considering the 2-qp states discussed above ( $\pi_2 3^+$ ,  $\pi_2 5^-$ , and  $\pi_2 8^-$  for protons and  $\nu_2 2^+$ ,  $\nu_2 5^-$ , and  $\nu_2 7^-$  for neutrons), both the proton and the neutron first 2-qp states have rather low  $K$ . Thus, the decay from these bandheads to the  $K^\pi = 0^+$  GSB will imply very low hindrances that cannot account for the observed isomer lifetime(s). At the same time, the presence of these  $\nu_2 2^+$  and  $\pi_2 3^+$  low- $K$  band structures offers an accelerated decay path for potential medium  $K$  bandheads.

As is the case in  $^{254}\text{No}$  [44–47], the  $\pi_2 5^-$  state is not expected to be isomeric. The decay of the  $\pi_2 8^-$  is known to be hundreds of milliseconds in  $^{254}\text{No}$  [44–47] and can neither account for the measured  $^{256m}\text{No}$  half-life nor correspond to the  $^{256m}\text{No}$  observed half-life nor explain the observed spectra. The current data therefore suggest that the  $7^-$  and possibly the  $5^-$  and  $2^-$  quasineutron excitations must lie below the  $8^-$  two-quasiproton state and that they are responsible for the isomerism in  $^{256}\text{No}$ . The isomeric decays would involve high-energy  $E1$  transitions to either the  $8^+$  and  $6^+$  or  $6^+$  and  $4^+$  members of the GSB, followed by highly converted  $E2$  transitions within the band. According to the high- $K$  isomer systematics by Kondev *et al.* [50], such decays would have microsecond lifetimes. Regarding energetics, the decay of the  $7^-$  two-quasineutron state would explain the large range of detected energies, with a possible contribution from the  $5^-$  state at lower energies.

From the 15 observed isomeric transitions associated with the  $753 \pm 36$   $^{256}\text{No}$  implanted in the DSSD, and accounting for detection efficiency, one finds a ratio between observed isomeric decays and ground state decays of  $\approx 4\%$ . Both such a low value and the observed energy distribution are rather typical for a 4-qp isomer. Isomers built on 2-qp configurations usually gather up to 15–20% of the total isomeric decay flux. For our total number of implanted  $^{256}\text{No}$ , this should correspond to 50–75 observed decays. Given the high thresholds and electronics dead time, the fastest decays and those corresponding to small energy depositions in the DSSD go undetected, which could explain the low isomeric ratio. One could imagine that the unobserved 2-qp decays occur through a decay path with ICE sums below our 100 keV detection

threshold or through an isomer fast enough to be at the edge of our observation limits, as Fig. 4 seems to indicate.

## V. CONCLUSION

This experiment has given the first evidence of at least one high- $K$  isomer in  $^{256}\text{No}$ . Assuming a single isomer, a half-life was measured ( $t_{1/2} = 7.8_{-2.6}^{+8.3} \mu\text{s}$ ) and a lower limit of 1089 keV was deduced for the excitation energy of this state. Possible interpretation in terms of two-quasiparticle states was discussed, highlighting the probable role of both the  $\nu^2 7^-$  and  $\nu^2 5^-$  states. The isomeric ratio indicates that a significant part of the decay path has been missed. An unambiguous discussion about isomeric ratios can only be drawn on the basis of a decay scheme. To conclude on the nature of the observed isomer(s), it is definitely needed to repeat this experiment with lower threshold (below 70 keV) and faster acquisition based on digital electronics where fast pileup can be decorrelated using digital trace analysis. Such an experiment is mandatory

to establish the correct interpretation and give more detailed spectroscopic information for nobelium isotopes in this unknown region above the  $N = 152$  neutron gap.

## ACKNOWLEDGMENTS

The authors address a special thanks to the U400 cyclotron crew, to the ion-source team, and to the Dubna chemists who prepared the  $^{238}\text{U}$  target. The recent upgrade of the separator SHELS (modernized VASSILISSA) and detection system GABRIELA (the CLODETTE germanium clover detector and forthcoming digital electronics) was partially financed by the French “Agence Nationale de la Recherche” (ANR) under the Contracts No. ANR-06-BLAN-0034-01 and No. ANR-12-BS05-0013. The GABRIELA project is jointly funded by JINR (Russia) and IN2P3/CNRS (France). The work at FLNR was performed partially under the financial support of the Russian Foundation on Basic Research (RFBR), Contracts No. 08-02-00116, No. 17-02-00867, and No. 18-52-15004.

- 
- [1] E. D. Donets *et al.*, *At. Energ.* **16**, 195 (1963).  
 [2] E. D. Donets *et al.*, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **43**, 11 (1962).  
 [3] H. W. Gaggeler *et al.*, *Nucl. Phys. A* **502**, 561c (1989).  
 [4] R.-D. Herzberg and P. T. Greenlees, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **61**, 674 (2008).  
 [5] G. Münzenberg, *Nucl. Phys. A* **944**, 5 (2015).  
 [6] K. Morita *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73**, 2593 (2004).  
 [7] K. Morita *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 045001 (2007).  
 [8] K. Morita *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 103201 (2012).  
 [9] Yu. Ts. Oganessian *et al.*, *Nucl. Phys. A* **944**, 62 (2015).  
 [10] Yu. Ts. Oganessian *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 162501 (2012).  
 [11] J. B. Roberto *et al.*, *Nucl. Phys. A* **944**, 99 (2015).  
 [12] Yu. Ts. Oganessian and K. Rykaczewski, *Phys. Today* **68**(8), 32 (2015).  
 [13] M. Bender, K. Rutz, P.G. Reinhard, J.A. Maruhn, and W. Greiner, *Phys. Rev. C* **60**, 034304 (1999).  
 [14] S. Cwiok *et al.*, *Nature (London)* **433**, 705 (2005).  
 [15] J. Dobaczewski *et al.*, *Nucl. Phys. A* **944**, 388 (2015).  
 [16] A. Karpov and V. Saiko, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **16**, 667 (2019).  
 [17] D. C. Hoffman *et al.*, *Phys. Rev. C* **41**, 631 (1990).  
 [18] M. Leino *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **99**, 653 (1995).  
 [19] P. J. Nolan, F. A. Beck, and D. Fossan, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **44**, 561 (1994).  
 [20] R. D. Page *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **204**, 634 (2003).  
 [21] B. J. P. Gall and P. T. Greenlees, *Nucl. Phys. News* **23**, 19 (2013).  
 [22] F. Khalfallah, Ph.D. thesis, Strasbourg University No. 5425, IPHC Strasbourg No. 07-010, 2007, [https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/\\_Public/40/010/40010115.pdf](https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/40/010/40010115.pdf).  
 [23] A. G. Popeko *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **376**, 140 (2016).  
 [24] A. Yeremin *et al.*, *EPJ Web Conf.* **86**, 0065 (2015).  
 [25] K. Hauschild *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **560**, 388 (2006).  
 [26] A. Svirikhin *et al.*, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **14**, 571 (2017).  
 [27] A. Lopez Martens *et al.*, Agence Nationale de la Recherche Report No. ANR-12-BS05-0013, <https://anr.fr/Project-ANR-12-BS05-0013>.  
 [28] R. Chakma *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **56**, 245 (2020).  
 [29] A. E. Stuchbery *et al.*, *Nucl. Phys. A* **641**, 401 (1998).  
 [30] A. E. Stuchbery *et al.*, *Nucl. Phys. A* **548**, 159 (1992).  
 [31] H. Bartsch *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods* **121**, 185 (1974).  
 [32] A. Lopez-Martens *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **32**, 245 (2007).  
 [33] K. Hauschild *et al.*, *Phys. Rev. C* **78**, 021302(R) (2008).  
 [34] P. Mosat *et al.*, *Phys. Rev. C* **101**, 034310 (2020).  
 [35] W. J. Huang and G. Audi, *EPJ Web Conf.* **146**, 10007 (2017).  
 [36] M. Asai *et al.*, Japan Atomic Energy Agency Rept No. JAEA-Review 2016-025, 2016 (to be published), pp. 9–10, <https://jopss.jaea.go.jp/pdfdata/JAEA-Review-2016-025.pdf>.  
 [37] G. D. Jones, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **488**, 471 (2002).  
 [38] K. H. Schmidt *et al.*, *Z. Phys A* **316**, 19 (1984).  
 [39] G. Duchêne *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **432**, 90 (1999).  
 [40] J. Rubert, Ph.D. thesis, Strasbourg University No. 1961, IPHC Strasbourg, 2013, <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01260960/>.  
 [41] M. Asai *et al.*, *Nucl. Phys. A* **944**, 308 (2015).  
 [42] C. J. Gallagher, *Phys. Rev.* **126**, 1525 (1962).  
 [43] C. J. Gallagher and S. A. Moszkowski, *Phys. Rev.* **111**, 1282 (1958).  
 [44] S. K. Tandel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 082502 (2006).  
 [45] R. D. Herzberg *et al.*, *Nature (London)* **442**, 896 (2006).  
 [46] R. M. Clark *et al.*, *Phys. Lett. B* **690**, 19 (2010).  
 [47] F. P. Heßberger *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **43**, 55 (2010).  
 [48] K. E. G. Löbner, *Phys. Lett. B* **26**, 369 (1968).  
 [49] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley and Sons, New York, 1952), p. 627.  
 [50] F. G. Kondev, G. D. Dracoulis, and T. Kibédi, *At. Data Nucl. Data Tables* **103-104**, 50 (2015).





---

## Annexe B

# Publication $^{255}\text{No}$ (draft)

Cette annexe présente la première page de mon second article, consacré à l'étude des isomères du  $^{255}\text{No}$ , qui est en cours de finalisation. Il sera soumis à Physical Review C prochainement.



## Parallel chains of High- $K$ isomers in $^{255}_{102}\text{No}_{153}$

K. Kessaci \*,<sup>1</sup> B. J.P. Gall,<sup>1</sup> O. Dorvaux,<sup>1</sup> M. Forge,<sup>1</sup> A. Lopez-Martens,<sup>2</sup> R. Chakma,<sup>2</sup> K. Hauschild,<sup>2</sup> M.L. Chelnokov,<sup>3</sup> V.I. Chepigin,<sup>3</sup> M. Forge,<sup>1</sup> A.V. Isaev,<sup>3</sup> A.A. Kuznetsova,<sup>3</sup> O.N. Malyshev,<sup>3</sup> R. Mukhin,<sup>3</sup> J. Piot,<sup>4</sup> A.G. Popeko,<sup>3</sup> Yu.A. Popov,<sup>3</sup> E.A. Sokol,<sup>3</sup> A.I. Svirikhin,<sup>3</sup> and A.V. Yeremin<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Université de Strasbourg, CNRS, IPHC UMR 7178, 67037 Strasbourg, France*

<sup>2</sup>*IJCLab, IN2P3-CNRS, Université Paris Saclay, 91400 Orsay, France*

<sup>3</sup>*Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR, 141 980 Dubna, Russia*

<sup>4</sup>*Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, CEA/DSM-CNRS/IN2P3, Caen, France*

This study of isomeric states in  $^{255}\text{No}$  was performed with GABRIELA at the focal plane of the SHELS recoil separator. The  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, \text{xn})^{256-x}\text{No}$  cold fusion-evaporation reaction was used to produce nobelium isotopes with an energy optimized for the 1n/2n channel. These nobelium isotopes were studied in delayed coincidence leading to the identification of isomeric states in  $^{255}\text{No}$  by means of the calorimetric method. The well-known alpha decay of this nucleus, which populates excited states in  $^{251}\text{Fm}$ , allowed to discriminate these decay chains from the more numerous observed  $^{254}\text{No}$  decays. Under these conditions, four isomeric states were found with decay occurring between the implantation a  $^{255}\text{No}$  recoiling nucleus and its subsequent alpha decay. They are interpreted as high- $K$  isomeric structures decaying in cascade. The first isomeric state is attributed to a  $11/2^-$  [725] neutron 1-qp configuration, in very good agreement with the trend of this state in the neighboring nuclei [1]. The second and the third ones were interpreted as 3-qp  $21/2^+$  and  $27/2^+$  states originating from a coupling of the same  $11/2^-$  [725] neutron-hole state respectively to the  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^+ \otimes [521]_{\frac{1}{2}}^-\}_{5^-}$  and to the  $\pi^2\{[624]_{\frac{9}{2}}^+ \otimes [514]_{\frac{7}{2}}^-\}_{8^-}$  two quasi-protons configurations. According to its excitation energy  $E^* \geq 2.5$  MeV, the fourth isomeric state should have a 5-qp structure which requires more statistics to be detailed.

PACS numbers: 21.10.Re, 23.20.Lv, 23.20.Nx, 23.35.+g, 27.90.+b

### I. INTRODUCTION

Nucleonic single particle states can have a strong influence on nuclear structure properties. Indeed, so-called magic numbers find their origin in the large gaps in the single particle schemes due to the shell closures for spherical nuclei and are responsible for the excess of stability of doubly magic nuclei such as  $^{48}_{20}\text{Ca}_{28}$  or  $^{208}_{82}\text{Pb}_{126}$ . Moreover, the influence of the nuclear deformation on the energy of single particle states generates noticeable secondary gaps leading to an enhancement of stability for some mid-shell deformed nuclei [2]. Spectroscopic studies in the very heavy elements (VHE) region revealed many rotational structures around  $^{254}\text{No}$ , explained by the presence of significant proton and neutron single particles gaps at  $Z=100$  and  $N=152$  [3, 4]. Two quasi-particle excited states (particle-hole type excitations) built upon high-j orbitals can lead to high  $K$ -value, the  $K$  quantum number being the projection of the angular momentum on the deformation axis. The large  $\Delta K$  difference between nuclear states induces a strong hindrance in electromagnetic transitions (transition forbiddances) leading to so-called high- $K$  isomeric states [5].

The observation of these high- $K$  states band heads and the study of the rotational structures built upon them reveal their structure (corresponding collective deformation, pairing correlations strength...) and highlight their underlying single particle content. Therefore, systematic studies of odd and even VHE give valuable informations about the ordering of the single-particles states around the Fermi level in these nuclei as well as systematics trends for neutron and proton states as a function of increasing  $N$  and  $Z$  [1, 6]. High- $K$  isomer studies constitutes therefore a very powerful tool to probe the nuclear structure near these deformed gaps. Many nuclei were studied around  $Z=100$  revealing numerous high- $K$  isomeric states in  $^{251}\text{Md}$  [7],  $^{250,252,253,254}\text{No}$  [8–10],  $^{255}\text{Lr}$  [11],  $^{254,256,257}\text{Rf}$  [12–14] and  $^{257}\text{Db}$  [15].

The nobelium isotopes were widely studied, they are archetypes of these deformed gaps structures. Thanks to its two protons above the  $Z=100$  gap, the  $^{254}\text{No}$  was shown to be particularly interesting. Even though its underlying structure is still controversial, 2-qp and 4-qp high- $K$  isomers were observed and discussed in earlier experiments [10, 16, 17]. In addition to the  $^{254}\text{No}$  configuration, the  $^{255}\text{No}$  has one more single neutron located right above the well-established  $N=152$  deformed gap and is expected to give rise to 3-qp and 5-qp high- $K$  band structures based on the coupling of this single neutron to the  $^{254}\text{No}$  quasi-particles configurations. It is important to underline that the 8- 2-qp isomeric state in  $^{254}\text{No}$  is still under discussion for a proton or a neutron assign-

---

\*Corresponding author: kieran.kessaci@iphc.cnrs.fr  
(K. Kessaci -IPHC - Bât. 27, 23 rue du Lcass F-67037 Strasbourg Cedex 2 France)



# Bibliographie

- [1] Lucrèce, De rerum natura, Paris, Les Belles Lettres, 1924, 324, p. 26 (vers 609/613)
- [2] Wikipedia, l'atome : historique des modèles de l'atome.
- [3] N. Bohr and J. A. Wheeler, Physical Review vol 56, p. 426-450, (1939).
- [4] C. F. Weizsäcker, Zeitschrift für Physik, vol. 96, nos 7-8, p. 431-458, juill. (1935).
- [5] Hans A. Bethe et Robert F. Bacher, Reviews of Modern Physics, vol. 8, no 2, (1936).
- [6] Wikipedia, Le modèle de la goutte liquide : Formule semi-empirique de Bethe-Weizsäcker.
- [7] J. Mattauch and S. Fluegge, Nuclear Physics, Interscience publishers, New York, (1946).
- [8] I. M. Green and S. A. Moszkowski, Phys. Rev. 139, B790-793 (1965).
- [9] P. Brionnet, "Etude des états isomériques de noyaux superlourds, cas des  $^{257}\text{Db}$  et  $^{253}\text{Lr}$ ", PhD Thesis Strasbourg University N° 3844, IPHC Strasbourg (2017).
- [10] D. Ackermann and Ch. Theisen. Physica Scripta, 92(8) : 08300, (2017).
- [11] Kseniia Rezykina, "Structure of the heaviest nuclei : spectroscopy of  $^{251}\text{Fm}$  and digital signal processing development", PhD thesis, Université Paris Saclay, (2016).
- [12] Goeppert-Mayer, Maria. Physical Review. 75(12) (First publication in June 1949).
- [13] Haxel, Otto et al., Physical Review. 75 (11), (First publication in June 1949).
- [14] R. D. Woods and D. S. Saxon, Phys. Rev. 95, 577, Published 15 July (1954).
- [15] Luc Valentin, "Physique Subatomique : Noyaux et Particules", (1975).
- [16] A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Spectroscopy Fay Ajzenberg-Selove 1020 (1960).
- [17] Julien Piot, "Sur la route de l'îlot de stabilité superlourd, spectrscoapie prompte des noyaux  $^{246}\text{Fm}$  et  $^{256}\text{Rf}$ .", PhD thesis, Université de Strasbourg, (2010).
- [18] R.R. Chasman et. al., Review of Modern Physics, 49(4) : 833, (1977).
- [19] S. G. Nilsson et al., Nuclear Physics A 131(1) : 1-66, (1969).
- [20] J. Rubert, De la production d'un faisceau isotopique de  $^{50}\text{Ti}$  à la première spectroscopie prompte d'un noyau superlourd, le  $^{256}\text{Rf}$  ( $Z=104$ ), PhD Thesis Strasbourg University N° 3844, IPHC Strasbourg (2017).

- 
- [21] S. Ketelhut. "Rotational structures and high-K isomerism in  $^{248,250}\text{Fm}$ ", PhD Thesis, University of Jyvaskyla, (2010).
- [22] F.P. Heßberger et al., Eur. Phys. J. A 43, 55-66 (2010).
- [23] P. Walker and G. Dracoulis, Nature, 399 :35, (1999).
- [24] F. Soddy, Nature, 99 :244, (1917).
- [25] G. Gamow. Isomeric Nuclei, Nature, 133 :833, (1934).
- [26] G. Gamow, Physical Review, (1934).
- [27] O. Hahn, Naturwissenschaften, 9 :84, (1921).
- [28] C.F.v. Weizsäcker, 24 :813, (1936).
- [29] D.E. Alburger, "Nuclear Isomerism in Kernreaktionen III / Nuclear Reactions III", Springer, Berlin, Heidelberg, (1957).
- [30] J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics", John Wiley and Sons, New York, p. 627 (1952).
- [31] K. Hauschild et al., Phys. Rev. C 78 021302(R), (2008).
- [32] J. Rubert et al., Phys. Rev. C XXX (to be published).
- [33] C.J. Gallagher, Phys. Rev. 126 1525-1531, (1962).
- [34] C.J. Gallagher, S.A. Moszkowski, Phys. Rev. 111 (1958).
- [35] Neal D. Newby, Phys. Rev. Vol. 125, (1962).
- [36] J. P. Boisson et al., Physics Reports (Section C Phys. Lett.) 26, No 3, (1976).
- [37] T. Krasta, "Newby shifts in odd-odd transitional nuclei at A 190", conference Nucleus, (2020).
- [38] A. K. Jain, Phys. Rev. Vol. 40, (1989).
- [39] A. K. Jain, Reviews of Modern Physics, Vol. 70, No. 3, (1998).
- [40] A. K. Jain, Phys. Rev. C Vol. 45 Num. 6, (1992).
- [41] K. E. G. Löbner, Phys. Lett. B 26 369-370, (1968).
- [42] L. I. Rusinov, Soviet Physics Uspekhi, (1961).
- [43] K. E. G. Lobner, Physics Letters B, 26(6) :369-370, (1986).
- [44] F. G. Kondev, G.D. Dracoulis et T. Kibédi, At. Dat. and Nucl. Dat. Tab. Vol. 103, 1-106, (2015).
- [45] N. Bohr, Physical Review, 137, 344-348, (1936).
- [46] B. Gall and P. Greenlees, Nuclear Physics News, 23 :3, 19-23, (2013).
- [47] Yu. Ts. Oganessian et al. Phys. Rev. C 74, 044602, 2006.
- [48] C. A. Bertulani and P. Danielewicz, Institute of Physics Publishing, (2004).
- [49] A. V. Belozarov et al., Eur. Phys. J. A 16, (2003)
- [50] Y.T. Oganessian et al., Phys. Rev. C 64, 054606 (2001).
- [51] H. W. Gaggeler, D. T. Jost, Physical Review A, 502, 561c-570c, (1989).
- [52] A. V. Yeremin et al., JINR Rapid Commun. No. 6[92]-98, 21 (1998).
- [53] W. Reisdorf, Z. Phys. A 300, 227 (1981); W. Reisdorf et al., Z. Phys. A 343, 47 (1992).

- [54] W. J. Huang et al., Chinese Physics C, 41(3) :030003, (2017).
- [55] Y. T. Oganessian et al., Phys. Scr. 92 023003 (2017)
- [56] I. Dragojevic et al., Physical Review C, 78, 024605, (2008).
- [57] R.B. Firestone et al., John Wiley and Sons, Inc., New York, 8 edition, (1996).
- [58] S. Cwiok et al., Nucl. Phys. A, 611(2-3) :211-246, (1996).
- [59] J. Dudek et al., Phys. Rev. C 23(2) :920 (1981).
- [60] M. Bender et al., Phys. Lett. B 515(1) :42-48, (2001).
- [61] K. H. Schmidt et al., Physics Letters B, 168(1-2), 39 :42, (1986).
- [62] E. S. Paul et al., Physical Review. C, 51(1), 78, (1995).
- [63] R. D. Page et al., Nucl. Instr. and Meth., Vol 204, 634 :637, (2003).
- [64] University of Liverpool website (<https://ns.ph.liv.ac.uk/>), The SAGE spectrometer.
- [65] M. Leino et al., Nucl. Instrum. Methods B 99, 653 (1995).
- [66] A. Yeremin et al., Nucl. Instr. and Meth. A 274, 528 (1989).
- [67] A. Yeremin et al., Nucl. Instr. and Meth. A 350, 608 (1994).
- [68] A. Yeremin et al., Nucl. Instr. and Meth. B 126, 329 (1997).
- [69] A. Yeremin et al., Phys. At. Nucl 66, 1042 (2003).
- [70] A. Yeremin et al., EPJ Web of conferences, Vol 86, 65, (2015).
- [71] A. Yeremin et al., Physics of Particles and Nuclei Letters volume 12, (2015).
- [72] A. G. Popeko et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 376, 140-143, (2016) .
- [73] K. Hauschild et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 560, 388-394, (2006).
- [74] R. Chakma et al., Eur. Phys. Journ. A 56, 245-254, (2020).
- [75] A. Yeremin et al., Results and plans. Pramana - J Phys 75, (2010).
- [76] A. Yeremin et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 463, 219-220, (2020).
- [77] J. Rubert, B. Gall et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 276, 33-37, (2012).
- [78] K. Morimoto, Detector Workshop GARIS (2008).
- [79] D. Kaji et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 317, 311-314, (2013).
- [80] H. Habu and RIKEN SHE Collaboration, Exotic Nuclei, pp. 192-199, (2019).
- [81] T. Niwase et al., "Recent developments of the GARIS facility for studies of superheavy elements", TASCA, (2021).
- [82] K. Morita et al., Nucl. Instrum. Methods B 70, 220 (1992).
- [83] K. Morita et al., Eur. Phys. J. A 21, 257 (2004).
- [84] K. Morita et al., J. Phys. Soc. Jpn. 76, 045001, (2007) .
- [85] K. Morita et al., J. Phys. Soc. Jpn. 81, 103201, (2012) .
- [86] D. Kaji et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 590, 198-203, (2008).
- [87] C. Theisen et. al., EPJ Web Conf., Vol 163, (2017).
- [88] A. Drouart et al., Nuclear Physics A, Vol 834, 747c-750c, (2010).
- [89] F. Déchery et al., The super Separator Spectrometer S<sup>3</sup>, Nucl. Instr. Meth. B (2016).

- 
- [90] S. Gales, Nuclear Physics A, Vol 834, p. 717c-723c, (2010).
- [91] S. Gales, Journ. of Phys. : Conference Series, Vol 267, (2010).
- [92] D. Schury et al., Journ. of Phys. : Conference Series, Vol 1412, (2020).
- [93] A. Kumar et al., Journ. of Phys. : Conference Series, Vol 875, (2017).
- [94] A. Lopez-Martens et al., Eur. Phys. J. A 32, (2007).
- [95] M. Forge et al., Spectroscopy of  $^{254}\text{No}$ , Physical review C, to be published, (2022).
- [96] K. Rezynkina et al., Phys. Rev. C 97, 054332, (2018).
- [97] A.N.Andreyev et al., Nuclear Instruments and Methods, (1995).
- [98] A. Svirikhin et al., Phys. of Part. and Nucl. Lett, Vol. 14, 571, (2017).
- [99] A. Lopez Martens et al., ANR-12-BS05-0013.
- [100] G. Duchêne et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 432, 90-110, (1999) .
- [101] Sergey Dmitrieva, Mikhail Itkis and Yuri Oganessian, "Status and perspectives of the Dubna superheavy element factory", EPJ Web Conf., Vol 131, (2016).
- [102] V.K. Utyonkov, "Status of the first experiment at the SHE Factory and its scientific program", 53rd meeting of the PAC for Nuclear Physics, (2021).
- [103] L. Arnold et al., TNT digital pulse processor, IEEE Trans. on Nucl. Sci. 53(3) :723, (2006).
- [104] K. Hauschild et al., ANR NEPTUNE, (2020).
- [105] D. Kaji et al., JPS Conf. Proc. , 013051 (2014).
- [106] T. Sumita, Doctoral dissertation, Tokyo University of Science (2013).
- [107] Taiki Tanaka, "Study of Fusion Barrier Distributions from Quasielastic Scattering Cross Sections towards Superheavy Nuclei Synthesis", PhD thesis, (2019).
- [108] J. P. Cui et al., Phys. Rev. C 97, 014316 (2018).
- [109] T. L. Zhao et al., Phys. Rev. C 98, 064307 (2018).
- [110] Hugo Faure, "Développement et caractérisation d'un nouveau détecteur sili-cium de grande taille pour  $\text{S}^3\text{-SIRIUS}$ .", PhD thesis Université d Strasbourg, (2015).
- [111] V. T. Jordanov et al., Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. A 353, 261-264, (1994).
- [112] P.R. Fields et. al., Physical Review, 107(5) :1460, 1957.
- [113] J. Milsted, Nature, 180 :1012, 1957.
- [114] H.A.C. McKay, Nature, 180 :1010, 1957.
- [115] A. Ghiorso et. al., Physical Review Letters, 1(1) :17, 1958.
- [116] A. Ghiorso et. al. Element No. 102. Physical Review Letters, 1(1) :18, 1958.
- [117] A. Popeko, Communication interne.
- [118] B.F. Thornton and S.C. Burdette, Nature Chemistry, 6 :652, 2014.
- [119] G.N. Flerov et. al., Radiochemica Acta, 1992.
- [120] H. Kragh, Springer International Publishing, 2018.
-

- [121] A. Ghiorso et al., Physical Review Letters, 18, 1967.
- [122] E.D. Donets et al., Atomic Energy, 16, 3, (1964) 195-207.
- [123] E.D. Donets et al., Sov. Journ. of Nucl. Phys. (1966) 723.
- [124] K. Kessaci et al., Physical Review C, 25 January 2021.
- [125] A. L. Martens et al, Physical Review A, 851, 15-35, 2011.
- [126] S. Antalic et al, Eur. Phys. J. A 51 (2015) 4, 41.
- [127] J. Rissanen et al., Physical Review C, 88, 044313, 2013.
- [128] C. Theisen et al., Nuclear Physics A 944 (2015).
- [129] P.J. Nolan, F.A. Beck and D. Fossan, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 44 (1994) 561.
- [130] B.J.P. Gall and P.T. Greenlees Nucl. Phys. News Vol. 23, No. 3 (2013) 19-23.
- [131] F. Khalfallah, PhD Thesis Strasbourg University N° 5425, IPHC Strasbourg N° 07-010 (2007).
- [132] D. C. Hoffman et al., Physical Review C, 41, 1990.
- [133] M. Asai et al., Physical Review Letters 95, 102502, 2005.
- [134] M. Asai et al., JAEA-Review 2016-025 (2016) pp. 9-10.
- [135] D. Rouvel and J. Dudek., private communication for Jérôme Rubert PhD thesis, 2013.
- [136] A.E. Stuchbery et al., Nucl. Phys. A 548 (1992) 159-188.
- [137] z A.E. Stuchbery et al., Nucl. Phys. A 641 (1998) 401-429.
- [138] W.J. Huang and G. Audi, EPJ Web of Conferences 146, 10007 (2017).
- [139] H. Bartsch et al., Nucl. Instr. Meth. 121 (1974) 185-189.
- [140] R.D. Herzberg, et al., Nature 442 (2006) 896.
- [141] G.D. Jones, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 488 (2002) 471-472.
- [142] Ch. Theisen, A. Lopez-Martens and Ch. Bonnelle, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 589 (2008) 230-242.
- [143] G. N. Flerov et al., Yadern. Fiz., 7 : 977-83 (May 1968).
- [144] P. Moller et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 66, (1997) Pages 131-343.
- [145] K.H. Schmidt et al., Zeit. Phys A 316 (1984) 19-26.
- [146] S.K. Tandel et al., Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 082502.
- [147] R.-D. Herzberg, P.T. Greenlees, Prog. Part. Nucl. Phys. 61 (2008) 674.
- [148] R.M. Clark et al., Phys. Lett. B 690 (2010) 19-24.
- [149] M. Asai et al., Nucl. Phys. A 944 (2015).
- [150] A. Lopez-Martens et al., Phys. Rev. C (Vol. 105, No. 2), 22 February 2022.
- [151] A. I. Svirikhin et al., Phys. Part. Nuclei Lett. 18, (2021).
- [152] J. Khuyagbaatar et al., Phys. Rev. C 104 (2021).
- [153] Z. Zhang, et al., Phys. Rev. C 85 (2012) 014324.
- [154] M. Bender, et al., Nucl. Phys. A 723 (2003) 354.

- [155] M. Bender, private communication, 2015.
- [156] S. Cwiok, et al., Nucl. Phys. A 573 (1994) 356.
- [157] A. Parkhomenko, A. Sobiczewski, Acta Phys. Pol. B 36 (2005) 3095.
- [158] A. Chatillon et al., Eur. Phys. J. A 30, (2006).
- [159] B. Sulignano et al., Phys. Rev. C 86, 044318 (2012).
- [160] J Rubert et al., J. Phys. : Conf. Ser. 420 01 (2013).
- [161] H.W. Gaggeler et al., Phys. A 502, 561c (1989).
- [162] M. Asai et al., Phys. rev. C. 83, 014315 (2011).
- [163] F.P. Hessberger et al., Eur. Phys. J. A 29, 165-173 (2006).
- [164] S. W. Yates et al., Phys. Rev. C, Vol 12, n°2 (1975).
- [165] BRICC conversion coefficient calculator, Australian National University.
- [166] K. Kessaci et al., Physical Review C, to be published, 2022.
- [167] I. Rezanka et al., Physical Review C, 1974.
- [168] J. Qian et al., Phys. Rev. C 79, 064319 (2009).
- [169] Benoit Gall, Private communication, 2022.
- [170] JW Döbereiner - Annalen der physik, 1829.
- [171] M. Thoennessen, "The Discovery of Isotopes ||" (2016).
- [172] John Newlands, Chemical News, Vol 7, p70, 1963.
- [173] Mendeleev D. I., Zeitschrift für Chemie, 12, pp., 1869.
- [174] J. M. Gates et al., Phys. Rev. C 78, 034604 (2008).
- [175] F. P. Heßberger et al, EPL 3 895, 1987.
- [176] Pierre Brionnet, to be published, 2022.
- [177] Satoshi Ishizawa et al., NIMA 163614, 2020.
- [178] J. P. Cui et a., Phys. Rev. C 97, 014316 (2018).
- [179] J. H. Hamilton et al., J. Phys. : Conf. Ser. 403 012035, 2012.
- [180] M. Asai et. al., JAERI Conf. 017 (2003).
- [181] Yu Ts Oganessian and V K Utyonkov, Rep. Prog. Phys. 78 036301 (2015).
- [182] Sigurd Hofmann J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 42 114001 (2015).
- [183] R. Chakma et al., The European Physical Journal A, Volume 58, Issue 1, 2022.
- [184] A. V. Isaev et al., Physics of Particles and Nuclei Letters, Volume 18, Issue 4, p.449-456, 2021.



Kieran KESSACI

## Synthèse de nouveaux éléments superlourds et spectroscopie des nobelia 255 et 256

**Mots-clefs : noyaux superlourds, nobelium, isomères de haut K, bande de rotation, fusion chaude, spectroscopie, synthèse, élément 119.**

La compréhension de la structure nucléaire et des interactions qui l'animent est un des enjeux majeurs de la physique moderne. Les informations expérimentales sur l'existence et caractéristiques quantiques des noyaux loin de la stabilité posent des contraintes fortes sur nos modèles. Forts de nouveaux dispositifs expérimentaux repoussant les limites actuelles, cette thèse s'attaque à la question de l'existence d'éléments superlourds au-delà de l'Oganesson ( $Z=118$ ) et à l'étude par spectroscopie fine d'orbitales nucléoniques dans la région des Nobelia.

Depuis 2004, notre équipe participe, en collaboration avec les équipes de l'IJClab et du FLNR, à de multiples campagnes expérimentales avec le séparateur SHELS et le système de détection GABRIELA à Dubna. Dans ce cadre, nous avons synthétisé le  $^{256}\text{No}$  à l'aide de la réaction de fusion chaude  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}\text{No}$ . Nous y avons observé 15 décroissances d'un isomère de haut-K inconnu, permettant de mesurer un temps de demi-vie de  $7.8^{+8.3}_{-2.6}$   $\mu\text{s}$  et une énergie d'excitation d'au moins  $1089 \pm 74$  keV. L'étude du  $^{255}\text{No}$ , synthétisé à l'aide de la réaction de fusion froide  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 1n)^{255}\text{No}$ , a révélé quatre isomères de haut-K en cascade dans ce noyau. Leurs caractéristiques et leur interprétation au regard de nos connaissances dans les noyaux voisins sont discutées dans ce manuscrit. Cette étude spectroscopique a permis pour la première fois de proposer un schéma de niveau pour ce noyau.

Depuis 2017, nous tentons de synthétiser l'élément 119 à RIKEN au travers de la réaction de fusion-évaporation  $^{248}\text{Cm}(^{51}\text{V}, xn)^{299-x}119$  dans le cadre de la collaboration nSHE (IPHC, ORNL, RIKEN) dirigée par K. Morita. Cette thèse détaille les méthodes de filtrage et de recherche de chaînes développées spécifiquement pour cette expérience. La prise de données étant toujours en cours et les résultats préliminaires confidentiels, ces méthodes d'analyse développées par l'impétrant sont illustrées par des spectres issus des réactions d'étalonnage et du run de validation de l'ensemble du dispositif GARIS II : la synthèse du  $^{257}\text{Db}$ . Le code d'analyse a ensuite été utilisé et raffiné au cours des sept campagnes expérimentales qui ont jalonné cette thèse.

**Key-words: superheavy nuclei, nobelium, high-K isomers, rotational band, hot fusion, spectroscopy, synthesis, 119 element.**

Understanding the nuclear structure and the underlying interactions is one of the major challenges in modern physics. The experimental informations on the existence and the quantum characteristics of nuclei far from the stability valley places strong constraints on theoretical models. With new experimental devices allowing us to push back the current limits, this thesis addresses the question of the existence of superheavy elements beyond Oganesson ( $Z=118$ ) and the study of nucleonic orbitals in the Nobelia region by fine spectroscopy.

Since 2004, our team has been participating, in collaboration with the IJClab and FLNR teams, in multiple experimental campaigns with the SHELS separator and the GABRIELA detection array in Dubna. In this context,  $^{256}\text{No}$  was synthesized using the hot fusion reaction  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 4n)^{256}\text{No}$ . Fifteen decays of an unknown high-K isomer were observed, allowing to measure a  $7.8^{+8.3}_{-2.6}$   $\mu\text{s}$  half-life and an excitation energy of at least  $1089 \pm 74$  keV. The study of  $^{255}\text{No}$ , synthesized using the  $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 1n)^{255}\text{No}$  cold fusion reaction, revealed four high-K isomers in cascade in this nucleus. Their characteristics and their interpretation, in connection with the neighboring nuclei systematics, are discussed in this manuscript. This spectroscopic study enabled to propose for the first time a level scheme for this nucleus.

Since 2017, we have been trying to synthesize element 119 at RIKEN through the fusion-evaporation reaction  $^{248}\text{Cm}(^{51}\text{V}, xn)^{299-x}119$  as part of the nSHE collaboration (IPHC, ORNL, RIKEN) led by K. Morita. This thesis details the methods of filtering and chain search strategy developed specifically for this experiment. Since the data acquisition is still ongoing and the preliminary results are confidential, these analysis methods developed are illustrated by spectra from the calibration reactions and the validation run of the entire GARIS II device: the synthesis of  $^{257}\text{Db}$ . The analysis code was then used and refined during the seven experimental campaigns paving the way of this thesis.