



Etude des états isomères des noyaux superlourds : cas des noyaux 257Db et 253 Lr

Pierre Brionnet

► To cite this version:

Pierre Brionnet. Etude des états isomères des noyaux superlourds : cas des noyaux 257Db et 253 Lr. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de Strasbourg, 2017. Français. NNT : 2017STRAE043 . tel-01820645

HAL Id: tel-01820645

<https://theses.hal.science/tel-01820645>

Submitted on 22 Jun 2018

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

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

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

Thèse

Discipline : Physique subatomique
par Pierre Brionnet

Etude des états isomères
des noyaux superlourds :
cas des noyaux ^{257}Db et ^{253}Lr

Soutenue publiquement le 22 septembre 2017 ■

Membres du jury ■

M. Olivier DORVAUX Maitre de Conference, IPHC Strasbourg	Directeur
M. Antoine DROUART Ingénieur Chercheur, CEA Saclay	Rapporteur
M. Stéphane GREVY Directeur de Recherche, CENBG Bordeaux	Rapporteur
Mme. Christelle STODEL Chargée de Recherche, GANIL Caen	Examinatrice
Mme. Sophie PERU-DESENFANTS Ingénieure Chercheuse, CEA-DAM Bruyères-le-Châtel	Examinatrice
M. Jérôme BAUDOT Professeur, IPHC Strasbourg	Examineur
M. Kouji MORIMOTO Directeur de Recherche, RIKEN Tokyo	Examineur

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier toutes les personnes que j'ai pu côtoyer et croiser au cours de ces trois ans et qui ont contribué au succès et à l'aboutissement de cette thèse.

J'aimerais remercier en premier lieu les services techniques de l'IPHC (mécanique, micro-électronique) pour leur soutien et l'efficacité de leurs interventions sur le banc de test mais aussi sur les détecteurs. Je voudrais également remercier Marc Richer et Christian Bonnin pour leur support et leur travail sur les cartes TNT2 afin de répondre à nos demandes au cours de ces trois ans.

Je tiens à remercier aussi les différents sites expérimentaux/laboratoires pour leur accueil au cours des différentes campagnes expérimentales : Tout d'abord, Julien Piot, Hervé Savajols et Marija Vostinar pour leur accueil durant l'expérience $^{257,258}\text{Db}$ au GANIL. Ensuite, Moriimoto-san, Haba-san, Taiki-kun et l'ensemble de leurs collaborateurs pour leur accueil et conseils à RIKEN. Mais surtout, le JINR et le groupe superlourds (Alexander Yeremin, Oleg Malishev, Victor Chepigin et l'ensemble de leurs collaborateurs Russes) pour leur accueil chaleureux lors des nombreuses expériences menées sur SHELS/GABRIELA.

Je remercie Nabil Kabour et l'ensemble de la collaboration S^3/SIRIUS au niveau national et local.

Je tiens ensuite à remercier Antoine Drouart, Stéphane Grevy, Christelle Stodel, Sophie Peru-Desenfants, Jérôme Baudot et Kouji Morimoto, pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, mais surtout pour leurs lectures minucieuses et leurs remarques avisées concernant mon travail. Je tiens particulièrement à remercier Kouji Moriimoto d'être venu d'aussi loin pour participer à cet événement, ainsi qu'Antoine Drouart pour le soutien qu'il a apporté en qualité de référent lors des mes diverses candidatures de post-doctorat.

Je remercie aussi Karl Hauschild, Araceli Lopez-Martens et Kseniia Resynkia, pour leur soutien et leurs nombreux conseils au cours des expériences GABRIELA, mais aussi pour leur aide au cours de mes analyses de données.

Je tiens à remercier Cédric Mathieu, pour son aide, son soutien et sa patience à l'occasion des divers problèmes rencontrés lors de la caractérisation des détecteurs sur le banc de test ainsi que pour les connaissances qu'il m'a apportées au cours de ces trois années de coopération. Je remercie le groupe DNE de l'IPHC, particulièrement les collègues du deuxième étage du bâtiment 27 pour leur bonne humeur, les repas de groupes et la bonne ambiance dans laquelle il fut agréable de travailler.

Je remercie mes collègues doctorants pour leur compagnie et les bons moments passés ensemble durant ces trois années, mais aussi mes "colocataires" de bureau Fabien Déchery, Bart De Canditiis et Hugo Faure pour leurs conseils et pour m'avoir supporté au cours de ma thèse.

Je tiens plus particulièrement à remercier Hugo Faure, Arnaud Bertrand et Irene Dedes Nonell pour leurs discussions et soutien au cours des périodes/situations de stress.

Je remercie ma famille et mes amis pour leur curiosité et l' intérêt porté à mon travail mais aussi leur soutien au cours de ces trois ans. Je tiens plus particulièrement à remercier mes parents pour leurs nombreuses et fastidieuses relectures.

Par dessus tout, je tiens à remercier Benoit Gall et Olivier Dorvaux. Benoit, pour son soutien et ses nombreux conseils/discussions concernant le banc tests et les détecteurs, mais aussi pour m'avoir poussé dans mes retranchements en matière de méthodologie et de mise en forme de mon travail (notamment en ce qui concerne les figures).

Je tiens surtout à remercier mon directeur de thèse Olivier Dorvaux pour son soutien, ses nombreux conseils au cours de ces trois superbes années de thèse. Il a su entretenir ma motivation dans les moments difficiles. Il m'a fait confiance dans tous les aspects de mon travail et a rendues possibles de nombreuses et riches opportunités de voyages et de rencontres . Un grand Merci.

Table des matières

Introduction	xxi
I États de l'art et aspect théorique	1
1 Noyaux superlourds : introduction, historique et prédictions	3
1.1 Abstract	3
1.2 La recherche d'éléments de plus en plus lourds	7
1.2.1 Introduction et généralités	7
1.2.2 Les noyaux superlourds	8
1.3 Prédications et modèles	10
1.3.1 Définition des superlourds	10
1.3.2 Prédiction et îlot de stabilité des superlourds	13
1.4 Études des noyaux transfermia	16
1.4.1 Intérêt de la région	17
1.4.2 Indice de la position du nouvel îlot de stabilité	17
2 La physique des éléments lourds et superlourds	23
2.1 Abstract	23
2.2 Informations recherchées	30
2.3 Mécanismes de réaction	30
2.3.1 Mécanismes de réaction dans la région des éléments superlourds : transfert multi-nucléons	32
2.3.2 Le mécanisme de fusion-évaporation	32
2.3.3 Caractéristiques du mécanisme de réaction	34
2.4 Modes de décroissances des noyaux transfermia	39
2.4.1 Décroissance α	40
2.4.2 Décroissance β	42
2.4.3 Fission spontanée	42
2.5 Mode de désexcitation des noyaux transfermia	43
2.5.1 Rayonnement γ	44
2.5.2 Conversion interne	45
2.6 Déformation et rotation : collectivité nucléaire	47
2.6.1 La déformation	48
2.6.2 La rotation	49
2.7 Les états isomériques	50

2.7.1	Les différents types d'isoméries	51
2.7.2	L'isométrie de Haut-K dans les noyaux lourds et superlourds	53
3	Dispositifs expérimentaux : principe, séparateur utilisé et types d'études	57
3.1	Abstract	57
3.2	Principe et caractéristiques des séparateurs	63
3.2.1	Principe de base d'un séparateur : transport de particules chargées et composants essentiels	63
3.2.2	Caractéristiques d'un séparateur : quantités et fonctions propres	68
3.3	Différents types de séparateurs et d'études	70
3.3.1	Séparateur à gaz : principe de fonctionnement et caractéristiques	70
3.3.2	Type d'études et séparateurs associés en physique nucléaire	73
3.4	Différents types de spectroscopie	76
3.4.1	Principe de la spectroscopie	76
3.4.2	La spectroscopie prompte (associé à l'identification d'un noyau de recul)	76
3.4.3	La spectroscopie retardée	79
II	Spectroscopie du ^{257}Db : expériences et résultats	83
4	Conditions expérimentales : SHELS et GABRIELA	85
4.1	Abstract	85
4.2	Séparateur SHELS	90
4.3	Système de détection GABRIELA	92
4.3.1	Détecteurs plan focal	93
4.3.2	Électronique analogique	96
4.4	Analyse de données : principe et illustrations	97
4.4.1	Principe et méthode de corrélations	98
4.4.2	Illustration : cas des noyaux de ^{216}Th et $^{209,210,211}\text{Ra}$	99
5	Analyses et résultats pour le ^{257}Db	115
5.1	Abstract	115
5.2	Découverte et résultats existants	119
5.2.1	Synthèse de l'élément 105	119
5.2.2	Études et résultats existants	119
5.3	Étude préalable et objectif de notre étude	122
5.4	Analyse des décroissances : structure fine et temps de vie	123
5.5	Spectroscopie électron et γ dans les noyaux ^{257}Db et ^{253}Lr	129
III	Caractérisation d'un détecteur nouvelle génération pour la collaboration S^3/SIRIUS	137
6	Introduction du projet S^3/SIRIUS	139
6.1	Abstract	139
6.2	Présentation de SPIRAL2 et S^3	143
6.2.1	SPIRAL2	144

6.2.2	Le Super Séparateur Spectromètre : S^3	144
6.3	Système de détection plan focal : SIRIUS	146
6.4	Les objectifs de l'étude	149
7	Détecteur : concept, caractéristiques, conditions d'études	151
7.1	Abstract	151
7.2	Fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur	156
7.3	Le concept " <i>Strippy-Pad</i> " : concept et caractéristiques	157
7.3.1	Le détecteur de type "Strippy-Pad"	157
7.3.2	Les caractéristiques du détecteur	159
7.3.3	Les supports	160
7.4	Le banc de test	161
7.4.1	La mécanique	161
7.4.2	La chaîne d'acquisition	166
7.5	Protocole de caractérisation	170
7.6	Regroupement de pixels : mise en place	172
8	Caractérisations et Résultats	175
8.1	Abstract	175
8.2	Détecteur 2987-12 : prototype "mécanique"	182
8.3	Détecteur 2987-5	185
8.4	Détecteur 2987-17	189
8.5	Regroupement de pixels : caractérisation	191
8.6	Étude des formes d'impulsions d'ondes : <i>Pulse Shape Analysis</i>	192
8.6.1	Principe de base et variables associées	192
8.6.2	Études préliminaires et résultats des analyses de formes d'impulsions d'ondes	196
8.7	Évènement parasite : "junk"	198
8.7.1	Mise en évidence du phénomène	198
8.7.2	Détermination de l'origine des événements perturbateurs	198
8.7.3	Mise en place de corrélations et résultats	200
A	Documentation technique des préamplificateur CREMAT	213
B	Règle des 120pF : estimation de la capacité maximum des regroupements de pixels	217
C	Courbes caractéristiques courant, capacité en fonction de la tension pour les différents détecteurs SIRIUS	219
D	Changement de variable estimation du temps de vie	225

Table des figures

1.1	Charte des noyaux et modes de décroissances principaux observés / <i>Chart of nuclide and most commonly observed decay mode</i>	8
1.2	Charte des noyaux et limites d'existence théorique / <i>Chart of Nuclide and theoretical existence boundary</i>	9
1.3	Énergie de liaison par nucléon en fonction de la masse A / <i>Binding energy per nucleon in function of the mass</i>	11
1.4	Illustration de la surface d'énergie potentielle dans les noyaux lourds en fonction de la déformation : comparaison goutte liquide/effets de couches / <i>Illustration of the surface of the potential energy in the heavy nuclei in function of the nuclear deformation : comparison between liquid drop model and shells effects.</i>	12
1.5	Comparaison de la position de l'îlot de stabilité suivant différents modèles / <i>Comparison of the predicted position for the island of stability according to several models.</i>	15
1.6	Évolution des niveaux de particules individuelles protons en fonction de la déformation du noyau / <i>Evolution of the single particle proton levels as a function of the deformation of the nuclei</i>	18
1.7	Évolution des niveaux de particules individuelles neutrons en fonction de la déformation du noyau / <i>Evolution of the single particle neutron levels as a function of the deformation of the nuclei</i>	19
1.8	Évolution de la section efficace de production des noyaux superlourds en fonction de la masse / <i>Evolution of the cross section of production for the superheavy nuclei in function of the mass</i>	20
1.9	Évolution du temps de vie vis-à-vis de la fission pour les noyaux pairs en fonction de leurs masses / <i>Evolution of the decay time against the spontaneous fission as a function of the neutron number for even nuclei</i>	21
1.10	Comparaison des valeurs de demi-vie et de la chaleur de réaction du Lv ($Z=117$) avec la théorie/ <i>Comparison between prediction and experimental results on the decay time and Q-value for the Lv ($Z=117$)</i>	21
1.11	Évolution de la chaleur de réaction α en fonction de la masse pour l'ensemble des noyaux connus pour $A \geq 250$ / <i>Evolution of α Q-value as a function of the mass for all known nuclei with $A \geq 250$</i>	22
2.1	Charte des noyaux centrée sur la région des superlourds / <i>Chart of nuclide center on the superheavy region</i>	31
2.2	Différentes étapes et informations récupérées durant le mécanisme de fusion évaporation / <i>Several steps and information gathered during the fusion evaporation mechanism</i>	33

2.3	Représentation schématique du processus de désexcitation d'un noyau composé lors de la fusion évaporation / <i>Schematic representation of the desexcitation process engage in the fusion evaporation mechanism</i>	35
2.4	Perte d'énergie dans une cible épaisse / <i>Energy loss inside a thick target</i>	37
2.5	Section efficace des fusions chaudes et froides pour différents faisceaux / <i>Cross section of hot and cold fusion for different beams</i>	39
2.6	Études comparatives de voies de réaction pour le ^{257}Db / <i>Comparative studies of the reaction channels for the ^{257}Db</i>	40
2.7	Modes de décroissances nucléaires / <i>Nuclear decay mode</i>	41
2.8	Évolution du nombre moyen de neutrons émis durant la fission spontanée en fonction de la masse du noyau père / <i>Evolution of the average number of emitted neutron during spontaneous fission as a fonction of the atomic number</i>	43
2.9	Types de déformations nucléaires le plus souvent observées / <i>Most commonly observed nuclear deformations</i>	48
2.10	Représentation de différents moments angulaires dans un noyau déformé en rotation / <i>Illustration of all the angular momentum involved in a rotational deform nucleus.</i>	50
2.11	Différents types d'isomères observés / <i>Different types of isomers observed in the nuclei.</i> . .	51
2.12	Facteur d'empêchement en fonction de la multipolarité de transition lors d'un isomère de Haut-K / <i>Hindrance factor in function of different transition multipolarity in the case of K-trap</i>	53
2.13	Isomère de Haut-K dans le cas du ^{254}No / <i>K-trap example in the ^{254}No and ^{256}Rf</i>	55
3.1	Schéma de principe et visualisation d'un dipôle magnétique / <i>Schematic principle and view of a magnetic dipole</i>	65
3.2	Schéma de concept pour les dipôles électriques de S^3 avec la chambre à vide / <i>Technical design for the S^3 electric dipole inside the vacuum chamber</i>	66
3.3	Visualisation d'un quadripole magnétique et ligne de champ associé / <i>Schematic view a magnetic quadripole as well as the field line associated</i>	66
3.4	Photo des plaques du déflecteur électrostatique de SHELS (Dubna) / <i>Picture of the electrostatic deflector plates of the SHELS separator in Dubna</i>	67
3.5	Schéma de principe du filtre de Wien / <i>Working principle of the Wien filter</i>	68
3.6	Schéma de principe du moyennage de l'état de charge dans un séparateur à gaz / <i>Working principle for the average charge states inside au gazeous separator</i>	71
3.7	Différences des dispositifs expérimentaux entre la spectroscopie prompt et retardée / <i>Experimental setup differences between prompt and delay spectroscopy study</i>	77
3.8	Informations récupérées lors des différentes types de spectroscopie / <i>Different types of information obtained during spectroscopy studies</i>	78
3.9	SAGE : Dispositif de spectroscopie prompt couplé au séparateur RITU / <i>SAGE : experimental setup for prompt spectroscopy on RITU</i>	79
3.10	GABRIELA : Dispositif de spectroscopie retardée couplé au filtre de vitesse SHELS / <i>GABRIELA : experimental setup for the delay spectroscopy on SHELS</i>	80
4.1	Cyclotron U400 du JINR (Dubna) / <i>U400 Cyclotron at JINR (Dubna)</i>	90
4.2	Représentation du séparateur SHELS et comparaison avec VASSILISSA / <i>Schematic layout of SHELS and comparison with VASSILISSA</i>	91

4.3	Système de détection GABRIELA au plan focal de SHELS / <i>GABRIELA detection system at the focal plan of SHELS</i>	92
4.4	Schéma de principe des détecteurs de temps de vol et photo du caisson associé sur GABRIELA / <i>Schematic principle of the time of flight detector and their chamber on GABRIELA</i>	93
4.5	Détecteur silicium de GABRIELA au plan focal de SHELS / <i>Silicon detector of GABRIELA at the focal plan of SHELS</i>	94
4.6	Simulation de l'efficacité de détection pour les détecteurs Tunnels de GABRIELA / <i>Simulated efficiency for the Tunnel detector of GABRIELA</i>	95
4.7	Simulation de l'efficacité de détection pour les détecteurs germanium dans la configuration adoptée sur GABRIELA / <i>Simulated efficiency for the germanium detector into the configuration adopted on GABRIELA</i>	96
4.8	Déroulement des événements au travers de SHELS et GABRIELA / <i>Timeline of the event through SHELS and GABRIELA</i>	98
4.9	Principe de détection des différents types de particules en conditions réelles / <i>Schematic principle of the detection of the different types of particle in real condition</i>	100
4.10	Schéma de niveau mesuré pour le ^{216}Th comparé aux prédictions théoriques / <i>Measured level scheme for the ^{216}Th and the comparaison to the theoritical one</i>	101
4.11	Matrice d'identification des noyaux d'intérêt pour le ^{216}Th : temps de vie/énergie de décroissance / <i>Identification matrix of the nuclei of interest for the ^{216}Th : decay time/energy</i>	102
4.12	Estimation du temps de vie pour le ^{216}Th à l'aide des décroissances α (fondamental et isomérique) / <i>Decay time estimation for the $^{209,210}\text{Ra}$ with the α decays (ground states and isomeric state)</i>	103
4.13	Matrice de corrélation entre les différentes générations de décroissance α pour le ^{216}Th / <i>Correlation matrix between the several generation of α decay for the ^{216}Th</i>	104
4.14	Matrice d'identification des rayonnements d'intérêt dans le ^{216}Th : temps de vie/énergie / <i>Identification matrix of the emission of interest in the ^{216}Th : decay time/energy</i>	105
4.15	Projection des énergies des rayonnements γ en coïncidence avec une implantation d'un ^{216}Th / <i>Energy projection of the γ transition in coincidence with a ^{216}Th implantation</i>	106
4.16	Matrice de corrélation des transitions détectées relatives à l'isomère 8^+ du ^{216}Th / <i>Correlation matrix of the detected transition relative to the isomeric state 8^+ in the ^{216}Th</i>	107
4.17	Ajustement des distributions de temps de vie pour deux des transitions de l'isomère 8^+ du ^{216}Th / <i>Fitting of decay time distribution for two transitions of the isomeric state 8^+ in the ^{216}Th</i>	108
4.18	Schéma de niveau pour les différents isotopes du radium synthétisés / <i>Levels schemes of all the synthesized radium isotopes</i>	108
4.19	Matrice d'identification des noyaux d'intérêt pour les $^{209,210,211}\text{Ra}$: temps de vie/énergie de décroissance / <i>Identification matrix of the nuclei of interest for $^{209,210,211}\text{Ra}$: decay time/energy</i>	109
4.20	Estimation du temps de vie pour le $^{209,210}\text{Ra}$ à l'aide des décroissances α / <i>Decay time estimation for the $^{209,210}\text{Ra}$ with the α decay</i>	109
4.21	Matrice de corrélation entre les différentes générations de décroissance pour les trois isotopes du radium / <i>Correlation matrix between the several generations of decay for the three radium isotopes</i>	110
4.22	Matrice d'identification des rayonnements d'intérêt dans le $^{209,210,211}\text{Ra}$: temps de vie/énergie / <i>Identification matrix of the emission of interest in the $^{209,210,211}\text{Ra}$: decay time/energy</i>	111

4.23	Ajustement des distributions de temps de vie pour les différents isotopes du radium à l'aide des transitions γ et des électrons de conversions / <i>Fitting of decay time distribution for several radium isotopes using γ and electron transitions</i>	112
4.24	Projection des énergies des rayonnements γ en coïncidence avec une implantation d'un $^{209,210,211}\text{Ra}$ après sélection temporelle / <i>Energy projection of the γ transition in coincidence with a $^{209,210,211}\text{Ra}$ implantation after timing selection</i>	113
4.25	Projection des énergies des électrons de conversion en coïncidence avec une implantation d'un $^{209,210}\text{Ra}$ après sélection temporelle / <i>Energy projection of the conversion electrons in coincidence with a $^{209,210}\text{Ra}$ implantation after timing selection</i>	113
5.1	Premier résultats de spectroscopie α sur le noyau ^{257}Db avec la mise en évidence de corrélations entre les différents raies α et établissement d'un premier schéma de décroissance / <i>First results in α spectroscopy on the ^{257}Db nuclei with correlation between α line highlighted and first decay scheme proposed</i>	120
5.2	Résultats de spectroscopie α sur le ^{257}Db avec mise en évidence de nouvelles corrélations et pauffinement du schéma de décroissance proposé / <i>Results in α spectroscopy on the ^{257}Db with new correlation between α line and refined decay scheme proposed</i>	122
5.3	Énergie faisceau moyenne mesurée au cours des deux prises de données / <i>Average beam energy gather during the two campaigns</i>	123
5.4	Matrice d'identification des noyaux d'intérêt pour le ^{257}Db : temps de vie/énergie de décroissance / <i>Identification matrix of the nuclei of interest for ^{257}Db : decay time/energy</i>	125
5.5	Matrice de corrélation entre les différentes générations de décroissance pour le ^{257}Db / <i>Correlation matrix between the several generations of decay for the ^{257}Db</i>	126
5.6	Estimation des énergies et temps de décroissance pour le noyau ^{257}Db / <i>Decay time and energy estimation of the ^{257}Db nucleus</i>	127
5.7	Estimation des énergies et temps de décroissance pour noyau ^{253}Lr / <i>Decay time and energy estimation of the ^{253}Lr nucleus</i>	128
5.8	Matrice électron et rayonnement γ en corrélation avec le noyau de ^{253}Lr / <i>Electron and γ-ray matrix in correlation with the ^{253}Lr nuclei</i>	130
5.9	Matrice des énergies des émissions secondaires suivant une décroissance du noyau ^{257}Db en fonction de l'énergie de la particule α / <i>Matrix of the energies of the secondary emissions following a decay of the ^{257}Db nuclei as a function of the α energy</i>	131
5.10	Spectre en énergie électron et α des événements en coïncidence avec la décroissance α de l'état fondamental du ^{257}Db / <i>Energy spectrum in electron and α for the events in coincidence with the ground state decay fo the ^{257}Db nuclei</i>	131
5.11	Schéma de niveau proposé pour le ^{257}Db et le ^{253}Lr / <i>Level scheme proposed for the ^{257}Db and ^{253}Lr</i>	133
5.12	Matrice des énergies des émissions secondaires précédant une décroissance du noyau ^{257}Db en fonction de l'énergie de la particule α / <i>Matrix of the energies of the secondary emissions preceding a decay of the ^{257}Db nuclei as a function of the α energy</i>	134
5.13	Schéma de niveau proposé pour le ^{257}Db et le ^{253}Lr / <i>Level scheme proposed for the ^{257}Db and ^{253}Lr</i>	135
6.1	Projet SPIRAL2 : disposition des différents halls d'expériences / <i>SPIRAL2 layout and disposition of the several experimental hall</i>	143

6.2	Représentation du séparateur S^3 avec les deux principaux dispositifs de détection plan focal : SIRIUS et REGLIS3 / <i>Schematic layout of the S^3 separator with the two main focal plan detection system : SIRIUS and REGLIS3</i>	145
6.3	Système de détection au plan focal final de S^3 : SIRIUS / <i>Detection system at the final focal plan of S^3 : SIRIUS</i>	147
6.4	Détecteur silicium de SIRIUS : montage et détecteur d'implantation / <i>SIRIUS silicon detector : mounting and implantation detector</i>	148
7.1	Principe de la jonction semi-conductrice PN et différents modes de polarisations / <i>PN junction principle and different operating modes</i>	156
7.2	Schéma de concept du détecteur "Strippy-Pad" / <i>Schematic layout of the Strippy-Pad detector</i>	158
7.3	Vue microscopique du silicium et des différents dépôts métallique du détecteur / <i>Microscopic view of the silicon and the several metallic deposit on the detector</i>	159
7.4	Principe de détection des particules alpha dans la configuration Tunnel / <i>Detection principal of the escape alpha particle in the Tunnel configuration</i>	160
7.5	Différentes générations de cadre développés durant le projet / <i>Different generation of frame developped during the project</i>	161
7.6	Banc de test mis en place à l'IPHC pour les caractérisations des détecteurs / <i>Test Bench developped at the IPHC for the detector characterization</i>	162
7.7	Différents composants du système froid du banc de test / <i>Different part of the cooling system on the test bench</i>	163
7.8	Dispositif de positionnement des sources radioactive et chaîne de décroissance de la source du ^{232}Th / <i>Position system for the radioactive source and decay chain of the ^{232}Th source</i>	164
7.9	Carte préamplificateur et cage de Faraday / <i>Preamplifier board and Faraday box</i>	167
7.10	Carte électronique digital TNT2 et leurs châssis d'alimentation / <i>TNT2 digital electronic board and the power supplies</i>	168
7.11	Mise en oeuvre de l'algorithme Jordanov dans les cartes TNT2 / <i>Digitization of the signal and implementation of the Jordanov algorithm inside the TNT2 board</i>	169
7.12	Dispositif de mesure en salle blanche pour les caractérisations I(V)/C(V) lors de la réception des détecteurs / <i>Setup for the current tension and capacitance tension characterization in clean room at the reception of the detectors</i>	171
7.13	Mise en oeuvre et concept sous CAO des cartes de regroupement de pixels / <i>Implanmetation of the reduced pixel board and the concept view</i>	173
7.14	Schéma des différentes configurations de regroupement de pixels simulées / <i>Schema view of the different configurations of the simulated pixels reducing</i>	173
8.1	Détecteur 2987-12 sur son support cuivre / <i>Detectof 2987-12 on its copper frame</i>	182
8.2	Étude du point de fonctionnement tension/température du détecteur "2987-12" / <i>Study of the working point regarding tension and temperature for the detector "2987-12"</i>	183
8.3	Spectre de référence en source tri-alpha pour le détecteur 2987-12 / <i>Reference spectrum in tri-alpha source for the detector "2987-12"</i>	184
8.4	Spectre de référence en source électrons (^{207}Bi) sur le détecteur 2987-12 / <i>Reference spectrum for the electron source ^{207}Bi for the detector "2987-12"</i>	184
8.5	Détermination du point de fonctionnement Tension/Température/Courant du détecteur "2987-5" / <i>Determination of the working point regarding tension and temperature for the detector "2987-5"</i>	185

8.6	Optimisation des paramètres Jordanov pour le détecteur "2987-5" / <i>Optimization of the Jordanov parameters on the detector "2987-5"</i>	186
8.7	Spectre de référence en source tri-alpha sur le détecteur "2987-5" / <i>Reference spectrum with tri-alpha source for the detector "2987-5"</i>	187
8.8	Spectre de référence en source électrons (^{207}Bi) sur le détecteur "2987-5" / <i>Reference spectrum in electron source ^{207}Bi for the detector "2987-5"</i>	187
8.9	Référence des résolutions α pixel par pixel du détecteur "2987-5" / <i>Resolution reference in α pixel by pixel for the detector "2987-5"</i>	188
8.10	Étude de l'influence de la capacité d'un pixel sur la résolution / <i>Study of the influence of the capacitance of a pixel on the resolution</i>	188
8.11	Détecteur "pré-série" 2987-17 et montage dans la configuration Tunnel de le support de refroidissement / <i>Pre-series detector "2987-17" and mounting in the Tunnel configuration on the cooling frame</i>	189
8.12	Optimisation des paramètres du point de fonctionnement : Tension , température et paramètres Jordanov pour le détecteur "2987-17" / <i>Optimization of the working point regarding the tension and temperature as well as the Jordanov parameters for the detector "2987-17"</i>	190
8.13	Référence des résolutions pixel par pixel sur le détecteur "pré-série" "2987-17" / <i>Resolution reference pixel by pixel on the pre-serie detector "2987-17"</i>	191
8.14	Référence des résolutions des regroupement de pixels sélectionnés pour les études et testés sur le détecteur "2987-17" / <i>Resolution reference of all reduced pixel configuration selected and tested on the detector "2987-17"</i>	192
8.15	Comparaison du pouvoir d'arrêt du silicium pour des particules α et des électrons en fonction de l'énergie / <i>Comparison of the total stopping power of the silicon for α particle and electrons as a fonction of the energy</i>	193
8.16	Comparaison de la mobilité des électrons et des trous dans le silicium en fonction de la tension appliquée ainsi que de la température / <i>Comparison of the mobility of electrons and holes inside the silicon as a fonction of the applied voltage and temperature</i>	194
8.17	Schéma de principe des mouvements de paires électron/trou en fonction de l'orientation du détecteur (ohmique ou jonction) / <i>Schematic prinicple of the mouvement of charge carriers as a fonction of the implantation side (ohmic or junction)</i>	194
8.18	Différente variables sélectionnées pour l'étude des formes d'impulsions d'ondes / <i>Several variable used for the pulse shape analysis studies</i>	195
8.19	Comparaison des signaux provenant de l'irradiation successive des faces ohmique et jonction du détecteur / <i>Comparison of the pulse shape coming form the implantation on ohmic and junction side</i>	197
8.20	Mise en évidence des événements fallacieux sur les sources de Thoron et tri- α / <i>Highlight of the spurious event under the Thoron and tri-alpha sources</i>	199
8.21	Schéma de correspondance numéros de voies électronique/position sur le détecteur pour les corrélations / <i>Correspondance between the pixel number and the electronic channel used during the correlations</i>	200
8.22	Différence en temps, spectre et motif des événements corrélés lors de la corrélation α /événement suspicieux / <i>Time difference, spectrum and pattern of the correlated event using the correlation α/spurious event</i>	202
8.23	Différence en temps, spectre et <i>Pattern 2D</i> générés lors de la corrélation des événements suspicieux entre eux / <i>Time difference, spectrum and 2D pattern during the correlation between spurious event themselves</i>	203

8.24	Superposition des spectres corrélés et corrélant durant l'étude des événements fallacieux entre eux / <i>Superposition of the spectrum of correlated spurious event with those whom initiate the correlation</i>	204
8.25	Matrice PSA mise en place pour les études des corrélations en mode oscilloscope : identification des régions d'intérêts / <i>PSA matrix established during the correlation study in order to identify the region of interest</i>	205
8.26	Différence en temps, spectre et motif des événements corrélés lors de la corrélation α /événement suspicieux avec le mode d'acquisition oscilloscope / <i>Time difference, spectrum and pattern during the correlation α/spurious using the pulse shape of the event</i>	206
8.27	Différence en temps, spectre et motif des événements corrélés lors de la corrélation des événements suspicieux entre eux à l'aide du mode d'acquisition oscilloscope / <i>Time difference, spectrum and pattern of the correlation between spurious events using their pulse shape</i>	207
8.28	Superposition des spectres corrélés et corrélant durant l'étude des événements fallacieux entre eux lors de l'étude en mode oscilloscope / <i>Superpositions of the spectrum of the correlated event and the one of the event initialing the correlation</i>	208
8.29	Schéma de principe de l'isolation entre les piste de collection de charge et le silicium : vue de dessus et de coupe / <i>Schematic principle of the isolation of the track from the silicon : top and cut view</i>	209
C.1	Courbes tension courant et capacité tension du détecteur "2987-12" / <i>Characteristic data from the detector "2987-12"</i>	220
C.2	Courbes courant en fonction de la tension et capacité en fonction de la tension pour le détecteur "2897-5" / <i>Characteristic data from the detector "2987-5"</i>	221
C.3	Mesure du courant de fuite réalisée par le constructeur lors de la préparation du détecteur "2987-17" / <i>Measurement of leak current and capacitance by the fabricant on the detector "2987-17"</i>	222
C.4	Courbes capacité tension et courant tension sur le détecteur "2987-17" / <i>Characteristic data from the detector "2987-17"</i>	223

Liste des tableaux

1.1	Prédiction théorique de l'îlot de stabilité des noyaux superlourds / <i>Theoretical prediction for the heavy nuclei island of stability</i>	14
1.2	Comparaison des sections efficaces et taux de détections dans la région des superlourds / <i>Comparison of the cross section and detection rates in the superheavy region</i>	16
2.1	Multipolarité dominante d'une transition γ / <i>Dominant multipolarity for a γ transition</i> . .	44
2.2	Estimation des probabilités de Weisskopf pour les transitions électromagnétiques / <i>Estimation of the Weisskopf probabilities for the electromagnetic transitions</i>	45
2.3	Liste des énergies de liaison atomique pour le Dubnium (Z=105) / <i>Binding energies of the atomic layer for the Dubnium (Z=105)</i>	46
3.1	Récapitulatif des quantités mesurables, les types de spectromètres ainsi que le type de détection associées / <i>Reminder of the measured quantities and the spectrometer as well as the type of detection associated</i>	70
3.2	Récapitulatif des types d'études et des séparateurs utilisés lors de ces dernières / <i>Summary of the different types of studies and the separator associated</i>	73
3.3	Comparatif des séparateurs utilisés dans le domaine des noyaux superlourds au travers des différentes études / <i>Comparison of the different separators used in the field of superheavy nuclei through all the studies</i>	75
4.1	Comparaison des performances de VASSILLISSA et SHELS / <i>Performances comparison of VASSILLISSA and SHELS</i>	92
4.2	Récapitulatif des quantités mesurées pour le ^{216}Th : énergie, temps de vie et rapports d'embranchements / <i>Summary of the measured quantities for the ^{216}Th : energy, decay time and branching ratio</i>	107
5.1	Tableau récapitulatif des données présentées pour le ^{257}Db ainsi que pour le ^{253}Lr / <i>Overview table of the results on the ^{257}Db and ^{253}Lr isotopes</i>	121
5.2	Identification de produit de transfert multi-nucléon / <i>Mutli-nucleon transfer product identification</i>	124
5.3	Récapitulatif des données relevées sur les noyaux ^{257}Db et ^{253}Lr / <i>Measured quantities on the ^{257}Db and ^{253}Lr nuclei</i>	129
5.4	Sections efficaces calculées pour le noyau ^{257}Db pour le couple $^{50}\text{Ti}/^{209}\text{Bi}$ / <i>Calculated cross sections for the ^{257}Db nucleus using the $^{50}\text{Ti}/^{209}\text{Bi}$ pair</i>	129
5.5	Liste des énergies de liaison atomique pour le Lawrencium (Z=103) / <i>Binding energies of the atomic layer for the Lawrencium (Z=103)</i>	130

5.6	Calcul des coefficients de conversions experimentaux et comparaisons aux calculs théoriques pour les deux transitions mesurées / <i>Experimental conversion coefficients and comparision to the theoritical ones for both measured transitions</i>	132
5.7	Taux d'occupation des orbitales sphériques protons pour les noyaux de ^{256}Rf et ^{254}No / <i>Occupation of the spherical orbits in protons for the ^{256}Rf and ^{254}No nuclei</i>	134
7.1	Liste des sources et des énergies associées à disposition sur le banc de test / <i>Listing of the α and electron line of each sources at our disposal on the test bench</i>	165

Introduction

Depuis les synthèses des premiers éléments transuraniens dans les années 1940, la compétition internationale entre les laboratoires du Flerov Laboratory (Russie), du Lawrence Berkley Laboratory (États-Unis), du Gesellschaft für SchwerIonenforschung (Allemagne) et de RIKEN (Japon), pour la synthèse de nouveaux éléments et isotopes à l'extrémité de la charte des noyaux, continue de faire rage. Ainsi, au cours de cette compétition, tous les éléments plus lourds que l'uranium ($Z = 92$) jusqu'à l'oganesson ($Z = 118$) ont été synthétisés en laboratoire. Ces études visent non seulement à créer de nouveaux éléments, mais aussi au travers des différentes études effectuées sur les noyaux transfermia, à cartographier les effets nucléaires présents dans cette région et ainsi relever certaines tendances nous permettant de sonder la position de cet îlot de stabilité, puis de les comparer aux différentes prédictions théoriques. Ces études s'effectuent à l'aide de dispositifs expérimentaux de dernière génération, tant dans la production et la sélection des noyaux d'intérêt, que dans leur détection. Elles s'accompagnent donc souvent de développements techniques poussés nous permettant d'accroître un peu plus les performances de ces dispositifs. Cela est notamment le cas avec les développements effectués pour les projets SPIRAL2, S³ et son plan focal au GANIL (Caen, France) ou bien encore pour la SHE factory au JINR (Dubna, Russie).

Ma thèse s'inscrit dans ces deux aspects : l'étude des noyaux transfermia, mais aussi avec le développement et la caractérisation d'un détecteur de dernière génération pour la collaboration SIRIUS, dans le cadre du projet S³/SIRIUS. Le noyau sélectionné pour cette thèse est le ²⁵⁷Db. Cette étude s'inscrit dans la continuité de la première étude spectroscopique d'un noyau superlourd réalisée par J. Rubert au cours de sa thèse sur le ²⁵⁶Rf au travers d'une étude spectroscopique du ²⁵⁷Db, permettant ainsi d'apporter plus d'information quant au gap déformé en neutron $N = 152$. Cette étude apporte de grande information non seulement quant à la déformation dans cette région de masse mais aussi quant aux niveaux nucléaires mis en jeu responsables de l'ouverture et la fermeture des gap sphérique de l'îlot de stabilité. Mon expérience de thèse a utilisé les excellentes performances du dispositif GABRIELA (JINR, Russie) pour réaliser cette étude.

Cette thèse comporte trois parties distinctes : une présentation/discussion sur le contexte et la physique des noyaux transfermia, les résultats obtenus lors de l'étude spectroscopique du ²⁵⁷Db et enfin l'étude et la caractérisation d'un détecteur de nouvelle génération pour le projet SIRIUS. Dans une première partie, le contexte des études des noyaux transfermia, mais aussi la physique associée à cette région est formulée. Le premier chapitre se concentre sur une présentation générale de la physique nucléaire. Par la suite, nous discutons des différents modèles théoriques associés à cette région de masse ainsi que des prédictions relatives à l'îlot de stabilité des éléments superlourds. Pour terminer, les différents indices relatifs à la position de celui-ci, ainsi que le lien à la région des noyaux transfermia, sont présentés.

Le chapitre suivant se consacre plus en détail à la physique relative à cette région de masse. Les différents mécanismes de réaction sont présentés avec une attention particulière portée sur la réaction de fusion-évaporation utilisée au cours de mes expériences de thèse. Par la suite, les modes de désexcitations et de décroissances sont introduits. Enfin, la rotation et la déformation nucléaire sont rapidement discutées

avant de présenter l'une des sources d'information la plus utile dans cette région de masse : l'isométrie et plus particulièrement l'isométrie de Haut-K.

Le troisième chapitre se consacre aux dispositifs et techniques expérimentaux relatifs aux études des noyaux lourds et superlourds. Je décris dans un premier temps le transport et la sélection des noyaux d'intérêt au travers des différents types de séparateurs. Par la suite, les différents types d'études effectuées à l'aide de ces derniers sont présentés avec un accent porté sur les études de spectroscopie prompt et retardée au travers de la méthode du *Recoil-Decay-Tagging*.

La seconde partie est consacrée à mon expérience de thèse réalisée sur GABRIELA au JINR à Dubna (Russie). Le premier chapitre détaille le dispositif expérimental et les prises de données effectuées au cours des réactions d'étalonnages. Dans un premier temps, le cyclotron (U400) ainsi que le séparateur SHELS, et sa récente mise à jour (VASSILISSA) sont introduits. Puis le système de détection GABRIELA est présenté au travers des différents détecteurs qui le composent, mais aussi au travers de l'électronique utilisée. Enfin, les deux réactions de calibration utilisant le ^{216}Th et le $^{209,210,211}\text{Ra}$ sont discutées. Elles nous permettent de présenter l'analyse de données au travers de l'ensemble des corrélations effectuées.

Le chapitre suivant est consacré aux résultats obtenus sur le ^{257}Db . Ce noyau a été synthétisé pour la première fois en 1985 par F.P. Hessberger au GSI, et a fait l'objet d'études de spectroscopie de décroissance α au cours des années. Je commence tout d'abord par un état de l'art concernant ces précédents résultats, pour ensuite présenter plus en détail les résultats obtenus au cours de ma thèse. Dans un premier temps je présente la spectroscopie de décroissance α avant de me concentrer sur les résultats de spectroscopie γ et électron obtenus en utilisant les performances de GABRIELA.

La troisième et dernière partie est centrée autour de l'étude et de la caractérisation de détecteurs de nouvelle génération pour le projet S^3/SIRIUS . Le premier chapitre se consacre à l'introduction du contexte et des projets dans lesquels ce développement s'est déroulé. Il permet notamment de présenter plus en détail le projet de super séparateur spectromètre S^3 ainsi que son implémentation au sein même du projet SPIRAL2.

Le chapitre suivant est consacré aux tests effectués sur le détecteur sélectionné pour le dispositif SIRIUS. Dans un premier temps, j'introduis les détecteurs semi-conducteurs avant de présenter le détecteur sélectionné par la collaboration. Par la suite, le banc de test mis en place à l'IPHC pour ces études est présenté puis le protocole de caractérisation mis en place pour ces détecteurs est détaillé. Enfin la problématique autour des regroupements de pixels est discutée au travers des études préliminaires et simulations effectuées durant la thèse de H. Faure.

Enfin, le dernier chapitre est consacré aux résultats de la caractérisation de ces détecteurs. Les résultats obtenus sur les différents détecteurs reçus ainsi que sur les regroupements de pixels sont présentés dans un premier temps. Par la suite, les études plus avancées telles que l'analyse de forme d'impulsion (PSA) sont introduites et une application directe de celles-ci est effectuée sur les détecteurs, avec la mise en évidence d'événements fallacieux dans les données. L'analyse de ces événements ainsi que de leurs comportements dans le détecteur est finalement présentée.

Après une brève conclusion, je termine sur une discussion des perspectives possibles au-delà de ce travail de thèse. La production de faisceaux de plus en plus intenses, couplée avec des dispositifs de séparation de nouvelle génération tels que S^3 ou bien encore la SHE factory (Dubna), permettront d'effectuer ces études de spectroscopie α/γ /électron sur des noyaux de masses de plus en plus lourdes. Elles nous donneront ainsi accès à toujours plus d'informations et d'indices sur les effets nucléaires.

In order to make the thesis manuscript more accessible to a wide community, all the chapters start with an English abstract

Première partie

États de l'art et aspect théorique

Chapitre 1

Noyaux superlourds : introduction, historique et prédictions

Contents

1.1	Abstract	3
1.2	La recherche d'éléments de plus en plus lourds	7
1.2.1	Introduction et généralités	7
1.2.2	Les noyaux superlourds	8
1.3	Prédictions et modèles	10
1.3.1	Définition des superlourds	10
1.3.2	Prédiction et îlot de stabilité des superlourds	13
1.4	Études des noyaux transfermia	16
1.4.1	Intérêt de la région	17
1.4.2	Indice de la position du nouvel îlot de stabilité	17

1.1 Abstract

This chapter is dedicated to the introduction of the super-heavy elements as well as the prediction of the island of stability.

The search for heavier and heavier nuclei

Super heavy nuclei [1, 2, 3]

Since Mendeleïv classification of elements, the race for synthesis of new elements never stopped. It began with the first transuranic elements (Np and Pu in the 1940s). During the next 10 years, all the elements up to the californium ($Z = 98$) were reached by proton and neutron irradiation. The next two (einsteinium and fermium) were discovered during the American thermonuclear test in 1952 (collecting dust by plane after the explosion [4]). It represents the limit of this means of production, as the fermium is the last β -decay element in the chain after several neutron captures from the uranium. The race took place mainly between the JINR (Soviet Union) and Berkeley (LBNL, USA) laboratories in the 1970s until the GSI (Darmstadt, Germany) joined it in the 1980s and the elements up to $Z = 118$ has been discovered : which

was named oganesson, as well as, one element synthesized, the $Z = 113$ (Nihonium), by RIKEN laboratory (Japan).

Predictions and models

Super heavy element definition

The nucleus classification in this mass region is quite hard and their definition is often abstract, based on the nuclear properties or even the nuclear numbers (N or Z). Mendeleïv classification orders the elements regarding their chemical properties and defines the actinide and the transactinide series. Moreover, some terminology appear such as transuranic or transfermia nuclei. But the properties can change so quickly along an isotopic chain that these definitions are not exact and sufficient to sort out the nuclei.

Sometimes, the definition of the super-heavy nuclei is based on their affiliation to the island of stability (section 1.3.2), but it is both a prediction and model-dependent. Thus, we need a more reliable argument in order to define these nuclei. But first, we need to introduce the Liquid Drop Model, which was one of the first models used for describing the nuclear matter.

In the nucleus, the nucleons are bonded through the strong interaction which is very short range (few femtometer) but also very strong, enough to balance the Coulomb repulsion between the protons. The lack of information regarding these interactions brings us to understand the nuclear matter through comparison with models. The Liquid Drop Model [5] was one of the first ones to be able to reproduce the observed binding energies (cf. fig. 1.3) of the nucleus and other nuclear properties. It is based on the description of the nucleus as a nuclear liquid drop. Thus, under this model we can determine the binding energy $B(A,Z)$ by eq. (1.1), where a_v correspond to the volume component, a_s is the surface component, a_c is the Coulomb repulsion term, a_a is the asymmetric part and δ is the pairing component. Each one of them has evolved [6] in the past and can be approximate through the experimental data in order to reproduce all the nuclear data gathered at the present time, in first approximations.

This model allows us to understand the main characteristics of the fission process and to explain the neutron capture cross section. However, it does not reproduce either the oscillation in the binding energy measured nor the lifetime of the heavy element $Z \sim 100$ (evoke by N. Bohr in 1939) or the excitation energy and the natural abundance of earth isotopes. Moreover, in this model, the element comporting around 104 protons or more should not exist but has been observed : quantum contributions through shell effects creates a potential well for the survival of the nucleus (cf. fig. 1.4) taken into account in more advances quantic models.

This limit is the most commonly used definition for the super-heavy elements : corresponding to any nuclei with more than 104 protons (even if the number is model-dependent). Moreover we often associated with this definition the terminology very heavy corresponding the nuclei heavier than the uranium but lighter than the rutherfordium ($Z = 104$) [7].

Predictions and island of stability of the super-heavy nuclei

The study of the earth stable nuclei revealed some oscillations around some neutron/proton numbers. Thus, through the studies of a lifetime, magnetic momentum and collective properties, the quantum nature of the nuclei has been quickly highlighted, as well as some increases of stability (and sphericity) around some "magic number" : 2,8,20,28,50,82 and 126 (black line in fig. 1.1).

The first model that took into account the quantum aspect of the nucleus (and reproducing the experimental data) was the Shells Model of M. Goeppert-Mayer and J.H.D. Jensen in 1949 [8, 9]. It is based on a harmonic oscillator potential on which are added an angular momentum and a spin-orbit coupling. This last one lifts the degeneracy of the orbital creating energy gap between the nuclear states

corresponding to the magic number observed (the last shells filled before the gap) and increases the stability of these nucleus. This theoretical model reproduces all the magic number up to the last double magic ^{208}Pb . It also allows us to highlight the first prediction for the island of stability around $^{310}126$ ($N = 184$ and $Z = 124$) the next double magic nuclei. Then, new models appeared, coupling two approaches (microscopic and macroscopic) as well as taking into account the nuclear deformation (highlight of the deform gap $N = 152$ and $N = 162$) which is essential to describe the stability and also the observed fusion barriers.

Nowadays, two types of theoretical models are used. Firstly, the mean-field approach determines the stable nuclear form for which the energy is minimal by adjusting the nuclear potential (model dependent and fixed beforehand). The most commonly used potentials are : Nilsson one [10, 11] Woods-Saxon [12, 13, 14] (Woods-Saxon potential eq. (1.2)). The Woods-Saxon Universal (WSU) [15] is a version of this last one, in which the deformation is taken into account and it possesses only one set of "universal" parameters to reproduce a large panel of experimental data (especially in the super heavy region). The second approach is the self-consistent mean field, based on an effective nucleon-nucleon interaction. The mean field is not previously fixed, and the interactive process stops when the convergence is reached. Two main models are used in the super heavy region, the Relativistic Mean Field (RMF [16, 17]) and the Hartree-Fock-Bogoliubov (H.F.B [18, 19, 20, 21]).

Moreover, all these models predict an island of stability, but for different numbers (cf tab. 1.1). However, they all predict the soft aspect of the island, compared to the observed strong double magic nuclei (^{208}Pb and ^8O). An increase in the stability of the nuclei in the region should be observed rather than a complete stability (cf. fig. 1.5).

The model used for the theoretical calculation of the ^{257}Db and its daughters is the General Coordinate Model (GCM). This one is beyond the self-consistent mean field approach and its use in the super heavy nuclei is quite recent. The principle of this method is to construct the collective state by a finite superposition of non-orthogonal Slater determinants, obtained through HFB calculation (for a certain number of deformations) or through the deformed Nilsson one body Hamiltonian diagonalization. The deformation, in the GCM, is a variable and is taking into account the generating function q (quadrupolar deformation cf. section 2.6.1). The goal is to calculate, for all generating functions, the weight of Slater determinants involved in the superposition. It is done through the minimization of the total energy of the system and the creation of an orthonormal basis in which the Hamiltonian is diagonalized.

Study of the transfermium nuclei

Interest of the region

The study, in this mass region, is divided into two sub domains : the synthesis of new isotopes and the spectroscopy. The first one aims to synthesis new elements with $Z \geq 110$ with very low cross section of production (cf. tab. 1.2). Even with very long experiment duration, only few elements will be created. Thus, only the basic information can be deduced : decay mode, time and energy (decay spectroscopy) with large statistical uncertainties. However, these data allow us to probe the prediction concerning the island of stability even if the synthesized nuclei are still too much neutron deficient compared to the prediction.

The second one is focused on the study of lighter nuclei ($Z \sim 100$). Indeed, in this region, the cross sections are much higher. Thus, the number of nuclei created in one experiment is significantly higher (up to 1000 or more cf tab 1.2). Then, we can extract more information about the nuclear matter (individual excitation, collective properties, ...) coupled with the refinement of the decay information obtained during the discovery of the isotope. Moreover, in this region, the nuclei are deformed (prolate section 2.6.1), which will induce modification on the nuclear level (cf. fig. 1.6 and 1.7 [1]) closing the predicted spherical gaps

and opening some new deformed gaps (such as $N = 152$ and $N = 162$) in the $Z \sim 100$ region. Thus, by studying these deformed gaps, and the levels involved, we can gather information about the island of stability.

Clues and evidences

The first evidence in favor of the island of stability comes from the cross section of fusion evaporation using the ^{48}Ca , with an increase around $Z = 114$ (one of the predicted magic numbers), occurring during the really fast decreasing in the cross section (cf. fig. 1.8). These shells effects could increase the stability of the reaction product and this region should be investigated as soon as technically possible (reaction mechanism, experimental technique). If we consider the lighter nuclei, two characteristics are very useful : the decay time regarding the spontaneous fission and the reaction quotient for the α decay $Q\alpha$ (section 2.4). The first one clearly highlights the deformed gaps (cf. fig. 1.9) around $N = 152$ and $N = 162$. The second one can be approached in two different ways.

First, if we consider the comparison between the theoretical prediction and the measure $Q\alpha$, the difference allows us to adjust the several models used for the description of the nuclear matter (cf. fig. 1.10). Secondly, we can observe the evolution of the $Q\alpha$ regarding the mass of the nuclei : a linear systematic evolution can be observed (cf. fig. 1.11). Moreover, at some point a local decrease in the systematic can be observed around some neutron number : highlight of the deformed gaps $N = 152$ and 162 at the local minimum.

Finally, if we consider the $Z = 114$ element, the values of the reaction Q -value is evenly spread out between its neighbors with no visible effect of the theoretical spherical gap.

L'étude et la synthèse des éléments lourds et superlourds représente un des thèmes majeurs de la physique nucléaire contemporaine. Celles-ci font l'objet d'une compétition internationale et de développements de dispositifs expérimentaux de plus en plus complexes et performants. Ce chapitre va être consacré à l'introduction des notions de noyaux superlourds, mais aussi d'îlot de stabilité des noyaux superlourds. Nous débiterons par une introduction de la notion de noyau superlourd à travers l'étude de la charte des noyaux et d'un historique rapide des découvertes relatives aux noyaux de masse extrême. Puis, en utilisant les modèles théoriques, nous étudierons les prédictions du positionnement de l'îlot de stabilité. Nous terminerons ce chapitre en mettant en évidence les intérêts principaux des études relatives aux noyaux transuranniens ainsi que des différents indices nous indiquant la présence d'un regain de stabilité des noyaux superlourds.

1.2 La recherche d'éléments de plus en plus lourds

1.2.1 Introduction et généralités

Depuis l'antiquité, la matière qui nous entoure a intrigué les scientifiques. La première notion d'atome provient du grec *atomos*, lorsque Democrite a décrit la matière comme étant composée de minuscules blocs indivisibles. Cependant, la recherche et la compréhension de la matière et des éléments n'a vraiment émergé qu'au XVIII-XIXe siècle. En effet, entre la loi de conservation de A. Lavoisier (1789), et les observations de W. Prout (1815) relatives aux masses des éléments (multiples de celle de l'hydrogène) l'émergence de la notion d'élément unique (atome) ainsi que de nucléon voit le jour. La plus grande avancée reste tout de même la première classification périodique des éléments par D. Mendeleïev (1869), qui permet de trier les éléments selon leurs propriétés chimiques.

La radioactivité des noyaux fût découverte, quant à elle, par H. Becquerel à l'aide d'un minerai d'uranium en 1896. Suivie deux ans après par la mise en évidence de l'électron par J.J. Thomson, qui a donc permis de suggérer pour la première fois l'existence d'une structure interne de l'atome : le noyau. Celle-ci fût mise en évidence en 1911 par H. Geiger et E. Marden (sous la direction de E. Rutherford). Ces études ont donc permis de mettre en évidence les protons. Cette découverte fût complétée par les travaux de J. Chadwick en 1932 qui ont mis en évidence les neutrons, complétant ainsi le noyau.

L'ensemble de ces travaux et découvertes a donc permis d'aboutir à la description du noyau telle que nous la connaissons aujourd'hui, qui est ainsi composé de A nucléons répartis en deux types : Z protons (positifs) et N neutrons (neutres) tels que $A = N + Z$ et que l'on représente dans l'espace du nombre de protons (Z) en fonction du nombre de neutrons (N) (cf. fig. 1.1 [22]) et à l'aide d'un code de couleur permettant de distinguer leur mode de décroissance majoritaire (cf. section 2.4).

La complétion de cette charte ainsi que la compréhension et la modélisation de la matière nucléaire n'a donc cessé de s'étendre depuis la mise en évidence de la structure de l'atome. On distingue deux types d'isotopes dans la charte des noyaux : les noyaux stables et les noyaux instables. À l'heure actuelle, 94 éléments ont pu être observés naturellement sur Terre, possédant chacun un ou plusieurs isotopes. Ainsi, 288 isotopes naturellement présents ont pu être mis en évidence, la majorité d'entre eux ne décroissent pas radioactivement (section 2.4). Cependant, une vingtaine d'entre eux sont instables, mais possèdent un temps de vie suffisamment grand pour pouvoir être observés à notre époque (typiquement de l'ordre de grandeur de l'âge de notre système solaire (ou plus)).

De plus, on sait que d'autres éléments ont pu être créés par nucléosynthèse avant la création de notre système solaire. Cependant, ceux-ci possédant un temps de vie inférieur, voir très inférieur, à l'âge de ce dernier, nous ne pourrions donc pas les observer naturellement. Ainsi, pour accroître nos connaissances de ces derniers et le pouvoir de prédiction des modèles, il faut les synthétiser en laboratoire via différents types

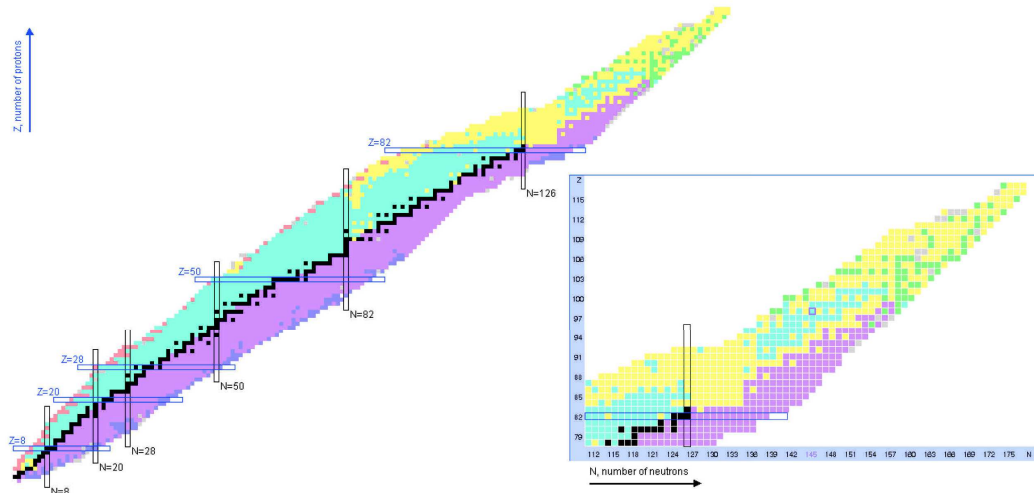


FIGURE 1.1 – Charte des noyaux représentant tous les isotopes connus dans l’espace Z en fonction de N [22]. Le code de couleur indique les modes de décroissances principaux observés : β^+ (bleu), β^- (rose), α (jaune), fission spontanée (vert), proton (orange) et neutron (violet) / *Chart of all known nuclides sorted according to the proton and neutron numbers [22]. The color code indicates the decay mode of one isotope : β^+ (blue), β^- (pink), α (yellow), spontaneous fission (green), proton (orange) and neutron (purple) decays*

de réactions nucléaires. Au total, plus de 3 000 isotopes ont déjà pu être synthétisés en laboratoire [22, 23].

Les isotopes proches de la vallée de stabilité ont fait l’objet de nombreuses études et sont maintenant bien connus. Cependant, certaines limites de la charte des noyaux restent encore peu connues et sont toujours en cours d’études (cf. fig. 1.2 [23]). L’existence des noyaux au-delà de certaines limites n’est pas permise : ces limites sont appelées *drip-lines*. Elles encadrent les valeurs maximales possibles tant en protons qu’en neutrons. Lorsque l’on considère la limite en neutrons, cette dernière n’est connue expérimentalement avec certitude que jusqu’à $Z = 8$ (oxygène) et probablement jusqu’au magnésium ($Z = 12$), la vallée de stabilité étant située très loin de cette dernière, il nous est difficile d’accéder à de tels noyaux avec les techniques actuelles. Pour celle en protons les études sont nombreuses notamment autour du noyau doublement magique ^{100}Sn . De plus, lorsque l’on considère la région de noyaux de masse extrême (N et Z élevés), les forces de répulsion Coulombienne peuvent prévaloir et pousser les noyaux à fissionner, c’est donc une autre limite à aller sonder.

Ainsi, en se basant sur les différents modèles et prévisions des limites théoriques des noyaux, on estime à environ 7 000 le nombre d’isotopes liés possédant entre 2 et 120 protons. Les études de ces régions extrêmes de la charte des noyaux, et notamment la région de noyaux de masse extrême dit superlourds, certes difficiles, restent néanmoins essentielles pour notre compréhension des phénomènes et de la matière nucléaire. C’est donc pour cela qu’elles représentent l’un des thèmes majeurs de la physique nucléaire contemporaine.

1.2.2 Les noyaux superlourds

Cette introduction et historique relatifs à la synthèse des noyaux au-delà de ceux présents sur Terre est basée sur [1, 2, 3].

Depuis la classification périodique de Mendeleïev, les scientifiques ont toujours été à la recherche de nouveaux éléments et de nouveaux isotopes. La course à la synthèse d’éléments de plus en plus lourds a

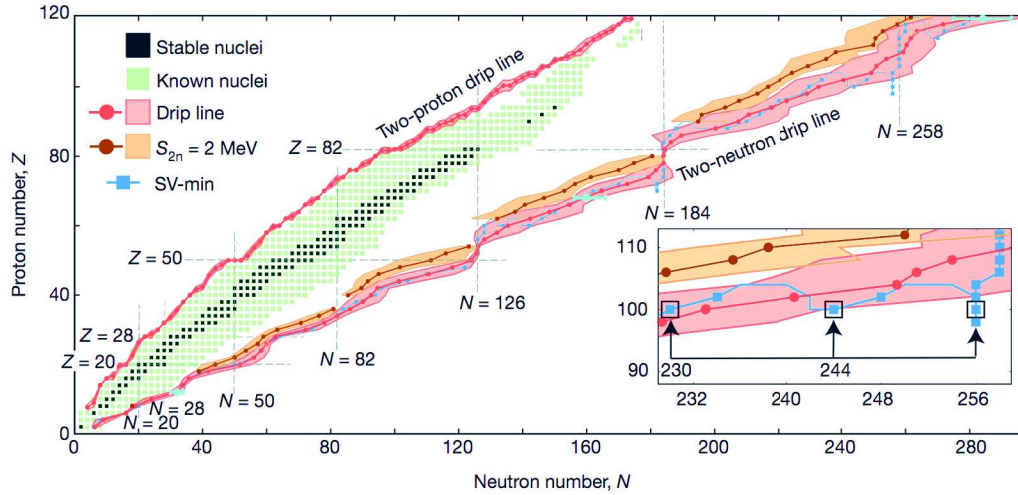


FIGURE 1.2 – Charte des noyaux pairs-pairs connus et limites d'existence théorique des noyaux [23] : *drip-line* proton et neutron / Chart of all even-even known nuclides and theoretical existence boundary [23] : *proton and neutron drip-line*

débuté dans les années 1940 avec celle des premiers éléments transuraniens : le neptunium ($Z = 93$) et le plutonium ($Z = 94$). Celle-ci s'est rapidement accélérée donnant lieu à une compétition internationale entre plusieurs grands laboratoires. Ainsi, en 10 ans, entre 1940 et 1950, tous les éléments jusqu'au californium ($Z = 98$) ont été synthétisés principalement par irradiation de noyaux plus légers par des neutrons, protons, ou des particules α . Les deux éléments suivants (l'einsteinium $Z = 99$ et le fermium $Z = 100$) n'ont pas directement été synthétisés en laboratoire. En effet, ces derniers ont été récoltés, par avion, dans les résidus produits lors des tests de bombes thermonucléaires américaines en 1952. Ces résidus ont ensuite été analysés en laboratoire pour mettre en évidence ces deux nouveaux éléments par A. Ghiorso au travers des isotopes ^{253}Es et ^{255}Fm [4]. La synthèse de ces éléments s'est effectuée par captures neutroniques successives à partir de l' ^{238}U suivie d'une cascade de décroissance β^- . Cependant, le fermium est le dernier élément accessible par cette méthode, car celui-ci n'est pas émetteur β . Pour l'ensemble des noyaux possédant une masse entre 101 et 118 (le dernier élément synthétisé à l'heure actuelle), leur synthèse s'est donc effectuée selon d'autres modes de réaction qui seront détaillés dans la section 2.3.

La course s'est poursuivie principalement dans les années 1960-1970, entre les laboratoires de Dubna (JINR - Union soviétique) et de Berkeley (LBNL - États-Unis) avec la découverte successive des éléments allant jusqu'au seaborgium ($Z = 106$) en 1974. Cependant, dans les années 1980, un nouveau compétiteur est apparu avec l'ouverture à Darmstadt d'un accélérateur d'ions lourds (GSI). Deux méthodes de synthèse d'éléments superlourds s'affrontaient alors, la fusion chaude et la fusion froide (qui seront détaillées par la suite). Le laboratoire allemand a permis d'effectuer un bond en avant dans la recherche de nouveaux éléments. Ainsi, en quatre ans, les éléments jusqu'au meitnerium ($Z = 109$) ont été synthétisés. Puis, après une amélioration du dispositif expérimental en 1994, les éléments allant jusqu'au copernicium ($Z = 112$) furent aussi synthétisés au GSI. Le reste des éléments allant jusqu'à l'oganesson ($Z = 118$) ont principalement été synthétisés au JINR de Dubna à l'aide d'un faisceau de ^{48}Ca , à l'exception du nihonium ($Z = 113$) qui fut synthétisé par voie directe à RIKEN (Japon).

Cette compétition est toujours d'actualité avec la volonté de synthétiser, non seulement de nouveaux éléments (avec les éléments $Z = 119$ et 120), mais aussi avec la recherche de nouveaux isotopes dans la région des superlourds ($Z \geq 104$).

1.3 Prédications et modèles

1.3.1 Définition des superlourds

Les différentes définitions de la région dite des noyaux superlourds restent assez vagues et peuvent facilement varier d'une référence à l'autre. Elles sont le plus souvent assez abstraites, basées sur des propriétés nucléaires ou même parfois uniquement sur le nombre de protons ou de neutrons. La classification périodique de Mendeleïev organise les éléments selon leurs propriétés chimiques. Elle permet notamment de définir la série des actinides allant de l'actinium ($Z = 89$) au lawrencium ($Z = 103$). Cependant, au vue du faible nombre de noyaux produit dans le cas de la synthèse de superlourds, il nous est difficile de prédire de nouvelles séries basées exclusivement sur les propriétés chimiques de ces derniers.

On pourrait aussi définir les noyaux superlourds en se basant sur leur appartenance à l'ultime îlot de stabilité. La position de ce dernier n'étant pas encore parfaitement déterminée (section 1.3.2), cette définition dépend donc fortement du modèle utilisé pour le prédire. La définition la plus communément utilisée repose donc sur les propriétés d'existence et de stabilité de ces noyaux superlourds. Pour comprendre ce que l'on entend par cela, il faut tout d'abord introduire le modèle de la goutte liquide, qui fût l'un des premiers modèles utilisé pour décrire la matière nucléaire.

Dans le noyau, les nucléons restent liés par l'effet de la force d'interaction forte. Cette dernière, de portée très courte (de l'ordre du femtomètre), et de très forte intensité permet de rendre le noyau stable malgré la présence de la répulsion coulombienne entre les protons présents dans le noyau. La connaissance limitée de la nature de la force nucléaire nous a amenés à tenter de comprendre les noyaux par analogie avec des modèles. Le premier modèle fournissant une description concrète du noyau et permettant de répliquer, en première approximation, les résultats expérimentaux, fût le modèle de la goutte liquide [5]. Celui-ci est basé sur la description du noyau sous la forme d'une goutte de liquide nucléaire, et est issu de l'observation du comportement régulier de l'énergie de liaison par nucléon en fonction de la masse (cf. fig. 1.3). Pour exprimer cette énergie de liaison par nucléon plusieurs termes entrent en jeu :

- terme de volume : correspondant aux forces de cohésion nucléaire, il est proportionnel au nombre de nucléons A , dans la mesure où, il est proportionnel au volume du noyau
- terme de surface : terme d'énergie superficielle, il est proportionnel à la surface et donc à $A^{2/3}$
- terme de répulsion coulombienne : il provient de la répulsion entre les Z protons présents dans le noyau et est proportionnel à $\frac{Z^2}{A^{1/3}}$
- terme d'asymétrie : il provient de l'asymétrie en neutron observée, par la force de Coulomb, avec l'augmentation de la masse : il dépend de la différence entre N et Z
- terme d'appariement : terme résiduel qui dépend de la parité du nombre de protons et du nombre de neutrons qui se couplent par deux.

Ainsi, dans le cadre de ce modèle, on peut définir l'énergie de liaison $B(A, Z)$ par la formule [6], dite de Bethe-Weizsäcker :

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

Les coefficients de ce modèle ont été calculés empiriquement sur la base d'une compilation de mesures de masse des noyaux connus, et ont évolués au fur et à mesure des différentes prises de données successives [6]. Nous avons donc $a_v = 15.75$ MeV, $a_s = 17.8$ MeV, $a_c = 0.711$ MeV et $a_a = 23.7$ MeV. Le dernier terme $\delta(A, Z)$ permet de prendre en compte de l'appariement des nucléons dans le noyau :

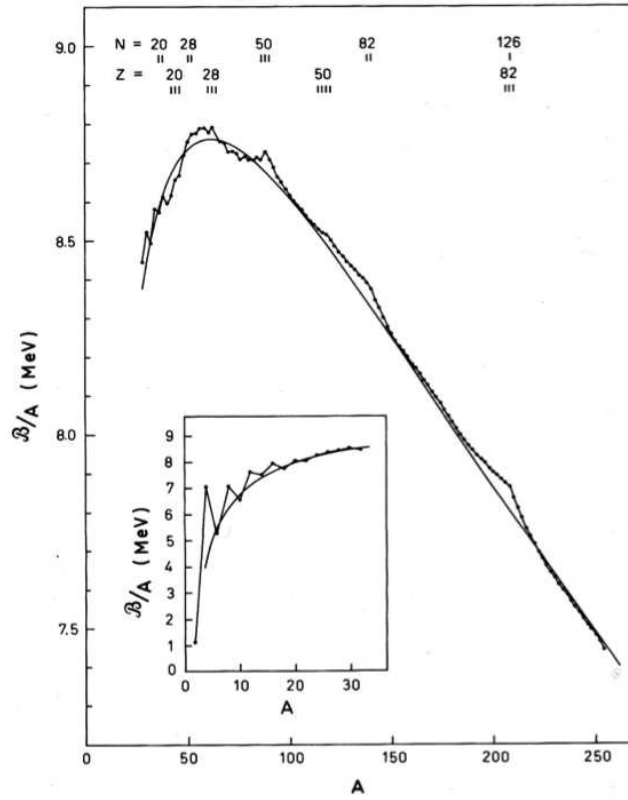


FIGURE 1.3 – Évolution de l'énergie de liaison par nucléon en fonction de la masse A [24] : en trait plein, le modèle de la goutte liquide et les points représentent les points expérimentaux / *Evolution of the binding energy per nucleon in function of the mass [24] : the dots represents the experimental data and the fit of the model prediction (full line)*

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} +\delta_0 & \text{Z et N paire (A paire)} \\ 0 & \text{A impair} \\ -\delta_0 & \text{Z et N impair (A paire)} \end{cases}$$

Ce modèle nous permet, en première approximation (cf. fig. 1.3), de bien décrire la forme de l'évolution de l'énergie de liaison en fonction de la masse, mais aussi de comprendre les principales caractéristiques de la fission nucléaire. Cependant, il ne permet pas de reproduire les oscillations dans cette dernière (oscillation d'ordre quantique), ni même les états excités nucléaires ou encore les abondances des isotopes terrestres.

De plus, il fût remarqué que pour les numéros atomiques élevés, ce modèle ne parvient pas à expliquer l'existence des noyaux. Ce phénomène évoqué par N. Bohr en 1939, commence à se faire ressentir dans la région des $Z \sim 100$, avec des temps de vie observés expérimentalement plus grands que ceux prévus par le modèle. De plus pour les $Z > 104$ (en fonction du modèle peut aussi être 100), l'énergie de liaison estimée devient négative : les noyaux ne devraient pas pouvoir exister (survivre avec un temps fini) selon le modèle de la goutte liquide, mais sont quand même observés expérimentalement. Le noyau ne peut donc survivre que par l'apport d'un surplus de stabilité de la part d'effets de couches, d'ordre quantique, créant ainsi un puits de potentiel suffisant pour observer des temps de vie raisonnables. En effet, la description macroscopique du modèle de la goutte liquide n'est pas suffisamment précise et il faut donc tenir compte

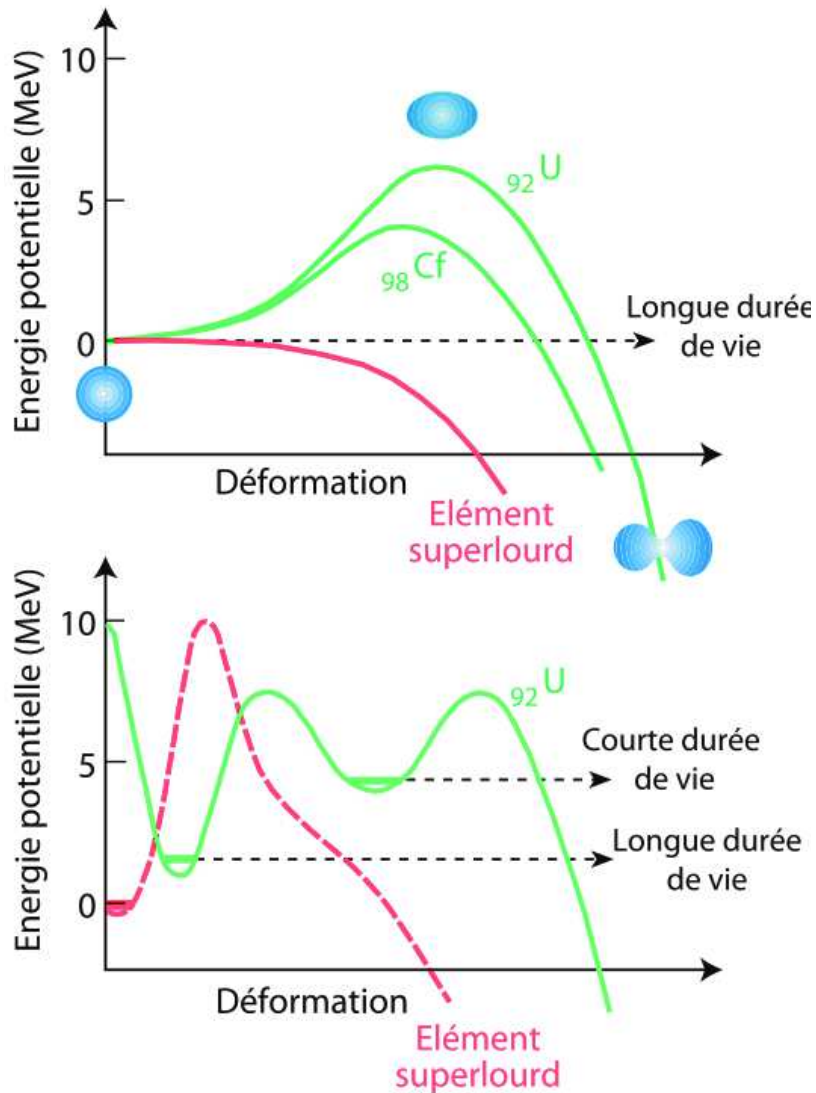


FIGURE 1.4 – Illustration de la surface d'énergie potentielle à une dimension dans les noyaux lourds [25] en fonction de la déformation du noyau. En haut nous avons les barrières pour les noyaux d'uranium, de californium et d'un superlourd en ne prenant en compte que les effets macroscopiques (modèle de la Goutte Liquide) en fonction de la déformation du noyau : les superlourds ne peuvent pas exister. Sur la partie basse, nous avons la même représentation, mais en tenant compte des effets de couches nucléaires faisant apparaître les puits de potentiels pour les superlourds / *Illustration of the potential energy in the heavy nuclei in function of the nuclear deformation [25]. In the top panel, we have the evolution of the potential energy as a function of the deformation for the uranium, the californium and a superheavy elements : the superheavy does not have a potential well. In the bottom panel, with have the same evolution but with the nuclear shell effect taken into account : a well for the superheavy appears allowing their existence*

d'une approche de type particules individuelles où les nucléons sont localisés sur des niveaux d'énergies définis par un potentiel moyen : ce sont les fondements du modèle en couche.

En effet, si l'on considère l'énergie potentielle en fonction de la déformation pour plusieurs noyaux (U, Cf et un superlourd cf. fig. 1.4), on peut voir que le puits de potentiel responsable de l'existence du noyau disparaît dans le cas du modèle de la Goutte Liquide (cf. fig. 1.4). Ainsi, par l'apport des effets de couches dans des modèles quantiques plus évolués, on change non seulement la hauteur de la barrière de potentiel (barrière de fission), mais l'on induit aussi un puits de potentiel qui permet d'expliquer la durée de vie observée pour les éléments possédant un $Z \geq 104$ (cf. fig. 1.4).

C'est cette limite qui est le plus souvent utilisée pour la définition des superlourds et qui sera utilisée dans la suite de ce document. Le premier d'entre eux est donc le rutherfordium ($Z = 104$) [7]. Il faut cependant noter que ce numéro atomique dépend du modèle et varie entre $Z = 100$ et $Z = 104$. De plus, on associe souvent, à la notion des éléments superlourds, la terminologie "très lourd", qui est généralement définie comme étant les éléments plus lourds que l'uranium ($Z = 92$), mais plus légers que le rutherfordium ($Z = 104$).

1.3.2 Prédiction et îlot de stabilité des superlourds

Comme nous venons de le voir, le modèle de la Goutte Liquide permet de bien paramétriser les propriétés macroscopiques du noyau. Cependant, ce dernier ne nous permet d'expliquer ni les états nucléaires excités, ni les noyaux superlourds, ni même l'abondance des isotopes stables. En effet, on a remarqué, au cours des études des isotopes présents naturellement, que leur abondance n'était pas répartie uniformément, mais que certains nombres (en protons et en neutrons) se distinguaient plus que d'autres. Par des études plus poussées de mesure de temps de vie, de moments magnétiques et de propriétés collectives des noyaux, l'aspect quantique du noyau est très vite ressorti, les nucléons étant répartis sur des niveaux nucléaires quantifiés (comme cela avait déjà été observé pour les électrons). Ces études ont donc aussi mis en évidence une stabilité accrue et une sphéricité des noyaux présentant un certain nombre de protons et/ou de neutrons : 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Ces valeurs sont dites "nombre magique" et sont représentées par des traits noirs sur la figure 1.1, valables proche de la vallée de stabilité.

Le premier modèle intégrant les effets quantiques dans le noyau et reproduisant les données expérimentales, en incluant l'abondance des isotopes autour de ces nombres spéciaux, fût le modèle en couche de M. Goeppert-Mayer et J.H.D. Jensen en 1949 [26]. Ce modèle est basé sur un potentiel de type oscillateur harmonique auquel sont rajoutés les couplages de moments angulaires ainsi que ceux de spin-orbite entre les nucléons. Le potentiel nucléaire moyen est créé par la matière nucléaire, et les nucléons vont alors occuper des états quantiques dans ce dernier. Le couplage de spin-orbite permet quant à lui de lever la dégénérescence des orbitales nucléaires, abaissant (ou élevant) certains niveaux. Cela va alors induire ce que l'on appelle des "gaps" qui correspondent à des écarts énergétiques importants. Le remplissage de ces "couches" (dernier niveau avant un grand écart énergétique) correspond donc à un des nombres magiques observés expérimentalement, et permet donc d'expliquer leur stabilité. Ce modèle reproduit l'ensemble des nombres magiques jusqu'au ^{208}Pb ($N = 126$ et $Z = 82$) qui est l'isotope doublement magique le plus lourd connu à l'heure actuelle. Ainsi, à l'aide de ce modèle, une première évocation d'un îlot de stabilité de noyau superlourd a été effectuée. En effet, le prochain nombre magique sphérique, selon le modèle en couche, serait 184. On pourrait alors s'attendre à un regain de stabilité, voire même un retour à la stabilité, pour les isotopes situés près de l'élément $^{310}126$ ($N = 184$ et $Z = 126$).

Par la suite, de nouveaux modèles plus performants, ont été mis en place permettant de coupler les deux approches : microscopique et macroscopique. De plus, la déformation des noyaux a aussi été prise en compte, permettant notamment de mettre en évidence les gaps déformés $N = 152$ et $N = 162$. Elle

Model	Z	N	Reference
Nilsson	114	184	[27]
Wood-Saxon	114	184	[14]
Wood-Saxon Universal	126	184	[15]
Hartree-Fock-Bogoliubov	126	184	[17]
Relativistic Mean Field	120	172	[17]

TABLE 1.1 – Différentes prédictions théoriques pour le positionnement de l'îlot de stabilité de celui-ci selon les différents modèles / *Different theoretical predictions for the island of stability as well as the position of the next double magic number according to several models*

est essentielle pour décrire la stabilité, mais aussi les barrières de fission observées. Actuellement deux approches sont utilisées dans les modèles théoriques.

La première approche est celle du champ moyen (non autoconsistant). Pour celle-ci, on détermine la forme stable du noyau pour laquelle l'énergie est minimale, en ajustant la forme du potentiel nucléaire. Ce potentiel est spécifique et paramétrisé au préalable. Les modèles les plus répandus utilisant cette approche sont ceux de Nilsson [10, 11] et de Woods-Saxon [12, 13, 14]. Ce dernier utilise un potentiel qui dépend de la distance radiale r par rapport au centre du noyau et qui s'exprime sous la forme :

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp(\frac{\text{dist}(r, \beta, R_0)}{a})} \quad (1.2)$$

On distingue alors plusieurs paramètres pour ce potentiel (qui est dit de Woods-Saxon). Tout d'abord, V_0 représente la profondeur du puits de potentiel. Ensuite, a représente l'épaisseur de la surface du noyau et $\text{dist}(r, \beta, R_0)$ la distance d'un point r à la surface nucléaire. Celle-ci dépend non seulement de la distance radiale r , mais aussi de la déformation du noyau (à volume constant) ainsi que du rayon à déformation nul $R_0 = r_0.A^{1/3}$ ($r_0 = 1.3\text{fm}$).

Le modèle de Woods-Saxon universel (*Woods-Saxon Universal* ou WSU [15]) est une version de ce dernier dans lequel les effets de déformation du noyau sont pris en compte et qui ne comporte qu'un ensemble de paramètres "universels" reproduisant un grand nombre de données expérimentales, notamment dans le domaine des superlourds.

La seconde approche est celle du champ moyen autoconsistant, au travers de laquelle les nucléons interagissent via une interaction effective. Le calcul va alors permettre de déterminer le potentiel de champ moyen qui n'est pas fixé au préalable. C'est un processus itératif qui ne s'arrête qu'une fois que la convergence est considérée comme atteinte. Des ensembles de "forces" sont disponibles pour ces modèles, possédant chacune leurs paramètres. Le modèle du champ moyen relativiste (*Relativistic Mean Field* ou RMF [16, 17]) ou celui d'Hartree-Fock-Bogoliubov (H.B.F) [18, 19, 20, 21] sont deux des modèles utilisés pour les prédictions dans la région des noyaux superlourds.

L'ensemble de ces modèles et de ces approches prédisent tous l'apparition d'un îlot de stabilité des noyaux superlourds. Cependant, ils ne sont pas en accord quant à son positionnement sur la charte des noyaux (cf. tab. 1.1 pour le récapitulatif des prédictions des différents modèles).

Malgré leurs désaccords sur la position de cet îlot, qui proviennent le plus souvent du traitement des interactions nucléaires propres au modèle, ils s'accordent sur la nature "molle" de celui-ci. Ainsi, contrairement au ^{208}Pb ou à l' ^{16}O , on ne s'attend pas à avoir une stabilité aussi forte et localisée à un nombre précisément. On s'attend donc plus à un regain de stabilité par des effets de couches pour les noyaux de cette région. C'est pour cela que l'on parle d'îlot de stabilité et que les prédictions (cf. fig.

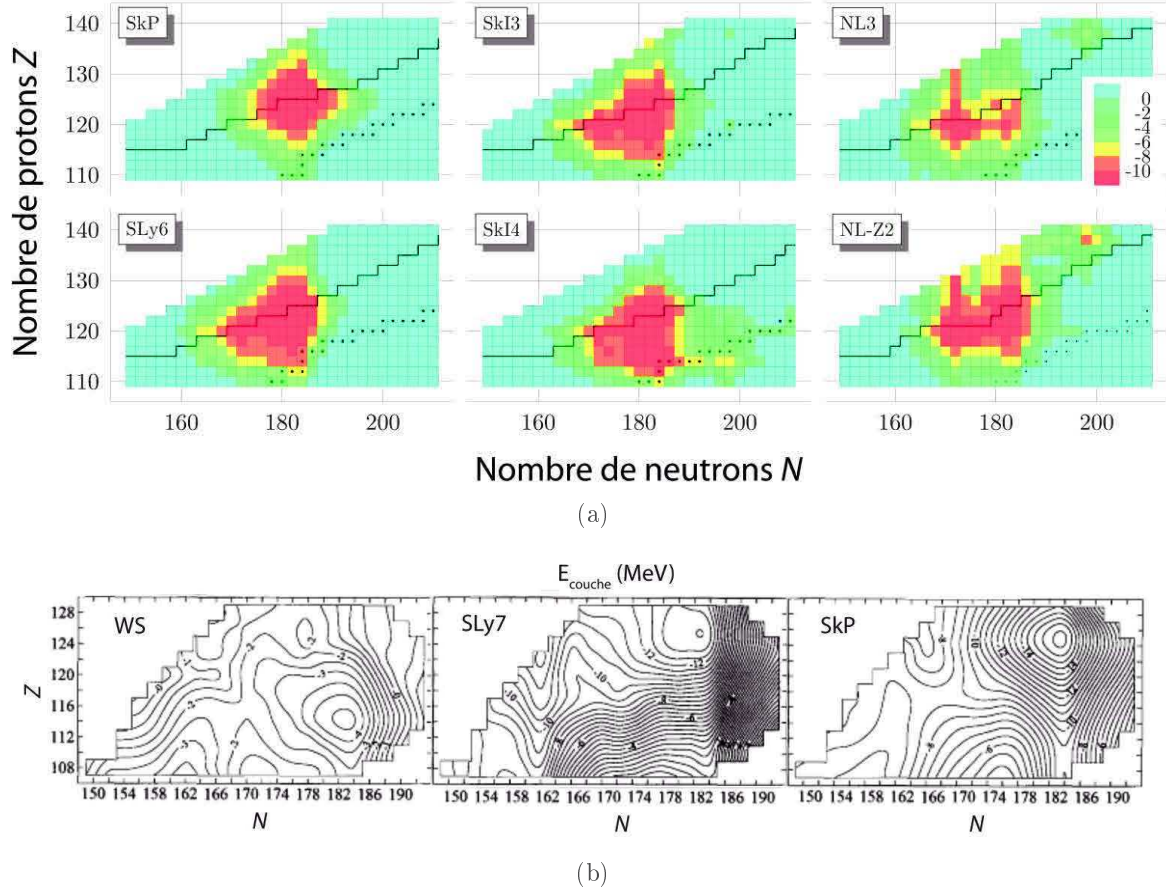


FIGURE 1.5 – Comparaison de la position de l'îlot de stabilité suivant différents modèles de type H.F.B, R.M.F et W.S [14, 17]. On observe la nature "molle" de l'îlot de stabilité avec l'étalement de ce dernier plus ou moins important selon les modèles / *Comparison of the position predicted for the island of stability with several models : H.F.B, R.M.F or W.S [14, 17]. We can clearly see the spreading of the island depending on the model and the parametrisation used*

1.5) de celui-ci révèle une zone où le potentiel est minimum et dont la forme dépend non seulement du modèle utilisé, mais aussi de la paramétrisation des forces utilisées dans ce dernier. Ainsi, SkP, SkI3, SkI6, SLy6 et SLy7 correspondent à des modèles de type H.F.B selon différentes paramétrisations et NL3 et NL-Z2 à des modèles de type champ moyen relativiste [14, 17].

Les calculs utilisés pour estimer les niveaux nucléaires des différents isotopes mis en jeu dans la chaîne de décroissance du ^{257}Db seront effectués quant à eux au travers de la méthode de coordonnées génératrice (GCM). Celle-ci fait partie des calculs au-delà du champ moyen auto-consistant et est assez récente dans son utilisation pour les calculs de la région des superlourds. Le principe de cette méthode est de construire l'état collectif comme une superposition d'un nombre fini de déterminants de Slater non orthogonaux, obtenu par calcul HFB (pour un certain nombre des déformations) ou par diagonalisation de l'Hamiltonien à un corps type Nilsson déformé. La déformation est alors utilisée en tant que variable pour le GCM sous la forme de la fonction génératrice q ($= Q_{20}, Q_{22}$ déformation quadripolaire cf section 2.6.1). L'objectif est donc de calculer, pour l'ensemble des fonctions génératrices impliquées dans cette superposition, les

coefficients (poids) des contributions respectives des différents déterminants de Slater. Ce calcul s'effectue au travers d'une minimisation de l'énergie totale du système (et d'une élimination des états non physiques) ainsi que d'une création de base orthonormée, dans laquelle l'Hamiltonien est alors diagonalisé.

L'ensemble de ces modèles reste donc en compétition pour expliquer la matière nucléaire, et seules les expériences pourront nous permettre d'affiner ces derniers. Chaque nouvelle expérience, et chaque nouvel élément, permet donc de faire avancer notre connaissance du noyau et ainsi d'ajuster l'ensemble des modèles actuels.

1.4 Études des noyaux transfermia

Les études dans cette région de masse se distinguent en deux sous-domaines précis. D'un côté, nous avons la synthèse des éléments les plus lourds ($Z \geq 110$), qui a elle-même deux sous-objectifs principaux (en plus de la chimie). Elle permet ainsi d'explorer la charte des noyaux et de sonder la position de l'hypothétique îlot de stabilité, ou bien de mettre en évidence une limite en masse concernant les noyaux. Cependant, l'étude de ces noyaux rencontre deux problèmes majeurs. Le premier vient du type de réaction nécessaire à la création de ces noyaux. En effet, par la méthode de fusion évaporation, il faut sélectionner le couple faisceau cible adéquat : un faisceau stable nous permettant d'obtenir une forte intensité nécessaire, et une cible avec une durée de vie suffisamment longue là encore proche de la vallée de stabilité. Ces couples sont forcément limités en nombre d'une part et ne produisent donc que des noyaux déficients en neutron encore trop éloignés des différentes estimations de l'îlot de stabilité. De plus, les sections efficaces mises en jeu lors de ces réactions sont extrêmement faibles (de l'ordre du picobarn cf. tab. 1.2). Il en résulte donc des durées d'expérience de plusieurs mois, avec la production de quelques éléments (d'un événement unique à la dizaine par mois). Il n'est donc possible d'extraire de ces expériences que les informations rudimentaires sur le noyau créé : mode de décroissance, énergie de décroissance et temps de vie avec de larges barres d'erreur. Ces informations nous permettent néanmoins de confronter les modèles et donc de faire avancer notre connaissance de la matière nucléaire.

Reaction	Cross section (nb)	Detection rate (nuclei/day/week/month)
$^{50}\text{Ti} (^{209}\text{Bi}, 2n) ^{257}\text{Db}$	2,4	224 / 1 568 / 6272
$^{51}\text{V} (^{209}\text{Bi}, 2n) ^{258}\text{Sg}$	0,04	5 / 35 / 140
$^{48}\text{Ca} (^{248}\text{Cm}, 3n) ^{293}\text{Lv}$	0,0034	0,57 / 3,99 / 15.96
$^{48}\text{Ca} (^{249}\text{Cf}, 3n) ^{294}\text{Og}$	0,0005	0,05 / 1,5 / 6

TABLE 1.2 – Comparaison des sections efficaces et taux de détection pour des noyaux superlourds : différence entre la synthèse et la fin de la région de la spectroscopie. Ici les taux de détection des noyaux produits après la sélection par le séparateur sont pris pour des caractéristiques similaires : intensité de faisceau optimale de 500 pA, transmission de 50% / *Comparison of the cross section and detection rate at the focal plan of a separator for superheavy elements : difference between synthesis and spectroscopy. Here all rates and calculate with similar characteristic : optimal intensity of 500 pA and a transmission of 50%*

Si l'on considère les régions plus basses en masse ($Z \approx 100$), les sections efficaces sont plus raisonnables et permettent de créer jusqu'à plusieurs centaines de noyaux par jour (cf. tab. 1.2). Ces taux de production rendent donc possible l'étude des niveaux de particules individuelles ainsi que les excitations collectives dans les noyaux.

1.4.1 Intérêt de la région

L'intérêt de l'étude de ces noyaux plus légers en masse repose sur leur déformation. En effet, dans cette région, il a été mis en évidence que ces derniers étaient déformés de manière prolate (section 2.6.1).

Cette déformation induit des changements des états de particules individuelles dans le noyau. Ainsi, les gaps sphériques des noyaux superlourds, en fonction de la déformation, se referment pour laisser place à de nouveaux gaps déformés plus bas en masse (cf. fig. 1.6 et 1.7 [1]). Ce phénomène a largement été observé avec le gap déformé en neutrons $N = 152$ et mis en évidence pour le gap déformé en neutrons $N = 162$. Ainsi, par l'étude des orbitales mises en jeu dans l'ouverture et la fermeture de ces gaps déformés, nous pouvons contraindre celles responsables des gaps sphériques de noyaux superlourds, et donc apporter des informations supplémentaires pour l'optimisation et l'ajustement des différents modèles théoriques.

1.4.2 Indice de la position du nouvel îlot de stabilité

Au cours de l'ensemble des études menées sur les noyaux de cette région, certains résultats nous ont déjà permis de mettre en évidence des comportements et phénomènes en faveur des différentes prédictions et notamment celles relatives à l'îlot de stabilité.

Tout d'abord en ce qui concerne l'îlot de stabilité, si l'on considère les sections efficaces de production des noyaux superlourds, utilisant le ^{48}Ca , un sursaut est observé aux alentours de $Z = 114$ (un des nouveaux nombres magiques prédits). Celui-ci intervient alors que l'on observait une chute drastique des sections efficaces (environ un ordre de grandeur par numéro atomique cf. fig. 1.8.a). L'influence de cette couche dans les noyaux de cette région favoriserait la production de ces noyaux au travers d'un excès d'énergie de liaison, fournissant un premier indice expérimental quant à l'îlot de stabilité des noyaux superlourds. Dans le cas de la fusion froide, cette tendance n'est pas observée : en effet, la perte de la double magicité du projectile, de l'excès de neutrons du projectile et aussi de la cible, produisent des noyaux trop pauvres en neutrons pour être observés (cf. fig. 1.8.b).

Ainsi, un intérêt particulier pourrait être accordé à cette région avec la production de noyaux plus riches en neutrons autour de cet élément dès qu'il sera techniquement possible d'y accéder (technique expérimentale (faisceau radioactif riches en neutrons), mécanisme de réaction (transfert), ...). De plus, les temps de vie des isotopes augmentent significativement autour de ce numéro atomique (de la milliseconde à la seconde).

Par la suite, lors des études des noyaux de masse plus faible, l'évolution de deux caractéristiques du noyau nous est très utile : le temps de vie vis-à-vis de la fission spontanée et la chaleur de réaction pour la décroissance α (section 2.4). Ces deux quantités nous ont permis de mettre en évidence le regain de stabilité des noyaux autour de gaps en neutrons déformés $N = 152$ et $N = 162$ qui sont, comme nous l'avons évoqué plus tôt, des sondes puissantes pour l'étude de l'îlot de stabilité.

S'il l'on trace le temps de vie vis-à-vis de la fission des éléments pairs en fonction de leur nombre de neutrons (cf. fig. 1.9), on peut clairement voir un regain de stabilité pour les noyaux possédant un nombre de neutrons $N = 152$ et $N = 162$, nous indiquant ainsi un excès d'énergie de liaison issue des gaps déformés prédits par les théories. Cependant, les informations récoltées au travers de cette caractéristique ne nous permettent pas de conclure quant au gap $Z = 114$, car il manque des mesures expérimentales d'éléments plus lourds.

Enfin, s'il l'on considère les chaleurs de réaction α , on peut distinguer deux résultats. Tout d'abord si l'on considère les comparaisons entre les modèles et les chaleurs de réaction (ou énergies α cf. fig. 1.10), les accords et désaccords entre ceux-ci nous permettent donc d'ajuster les potentiels mis en jeux dans les modèles et de mieux comprendre la structure nucléaire et les mécanismes mis en jeu dans cette région de

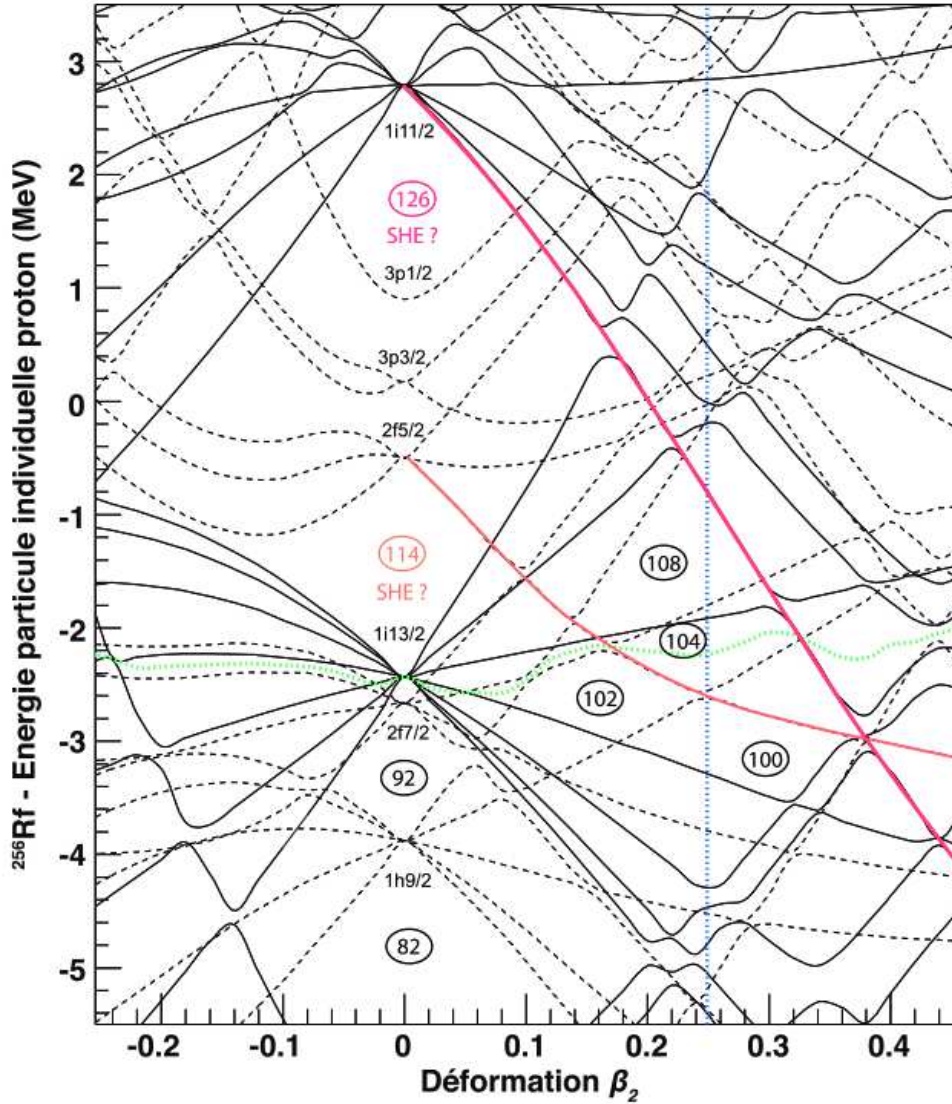


FIGURE 1.6 – Évolution des niveaux de particules individuelles protons en fonction de la déformation quadripolaire β_2 du ^{256}Rf calculés grâce au modèle de "Woods-Saxon Universal" ([1] basée sur les calculs réalisés lors de la thèse [28]). Pour une déformation nulle, nous avons des candidats aux nouveaux nombres magiques $Z = 114$ et 126 . De plus, pour une déformation non nulle, ceux-ci vont se fermer et certaines orbitales mises en jeu dans leur formation vont se rapprocher de la surface de Fermi (en vert) des noyaux transurmiques, participant même à l'ouverture de gaps déformés dans cette région de masse / Evolution of the single particle level in protons as a function of the quadrupolar β_2 deformation of the ^{256}Rf using the "Woods-Saxon Universal" model ([1] based on the work done in the thesis [28]). Without deformation, we have candidates for the new magic number $Z = 114$ and 126 . With the deformation increasing, those gaps close and some orbitals involved in them will be brought close to the Fermi surface (in green) of the transurmic nuclei, and new deformed gaps will appear.

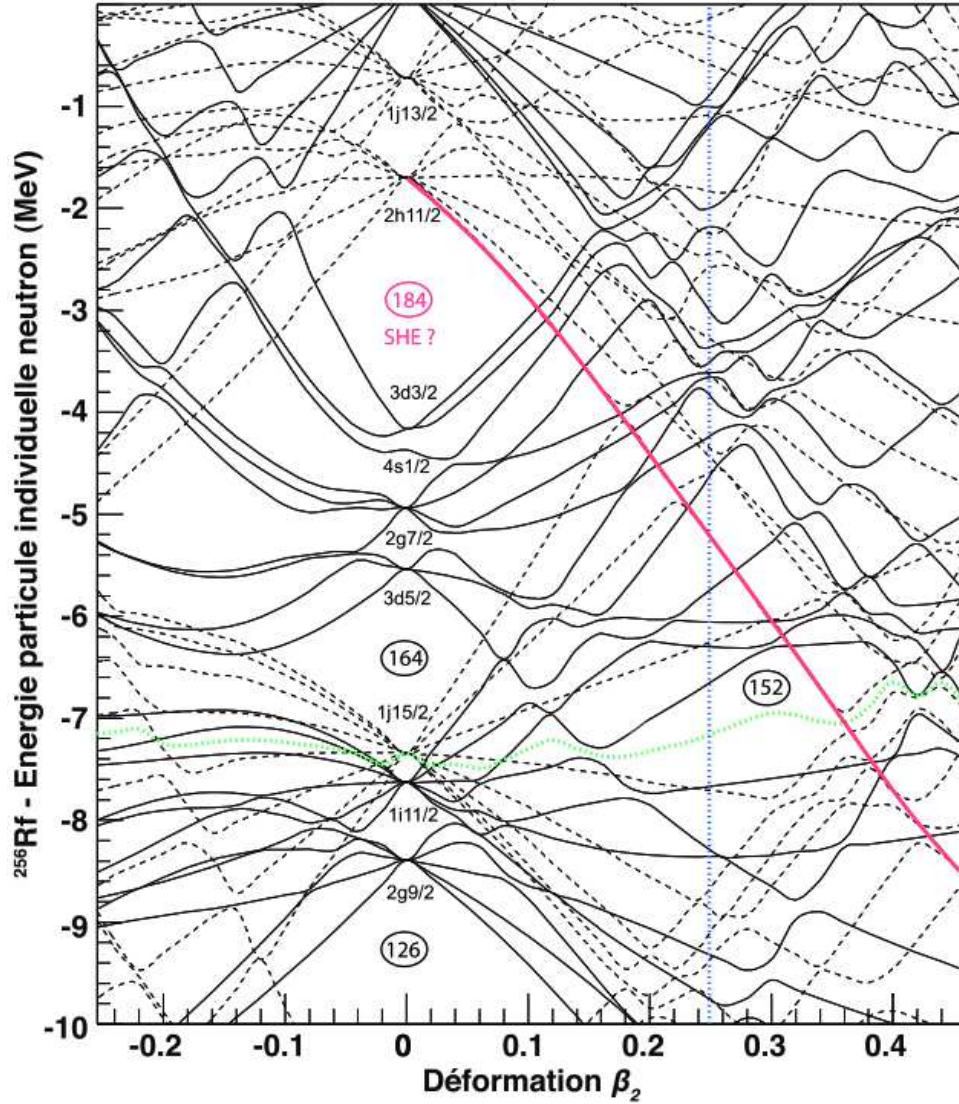


FIGURE 1.7 – Évolution des niveaux de particules individuelles neutrons en fonction de la déformation quadripolaire β_2 du ^{256}Rf calculés grâce au modèle de "Woods-Saxon Universal" ([1] basée sur les calculs réalisés lors de la thèse [28]). Pour une déformation nulle, nous avons un candidat au nouveau nombre magique $N = 184$. De plus, pour une déformation non nulle, celui-ci va se fermer et certaines orbitales mises en jeu dans sa formation vont se rapprocher de la surface de Fermi (en vert) des noyaux transactinoides, participant même à l'ouverture de gaps déformés dans cette région de masse / *Evolution of the single particle level in neutrons as a function of the quadrupolar β_2 deformation of the ^{256}Rf using the "Woods-Saxon Universal" model ([1] based on the work done in the thesis [28]). Without deformation, we have a candidate for the new magic number $N = 184$. With the deformation increasing, this gap closes and some orbitals involved in it will be brought close to the Fermi surface (in green) of the transactinoid nuclei, and new deformed gaps will appear.*

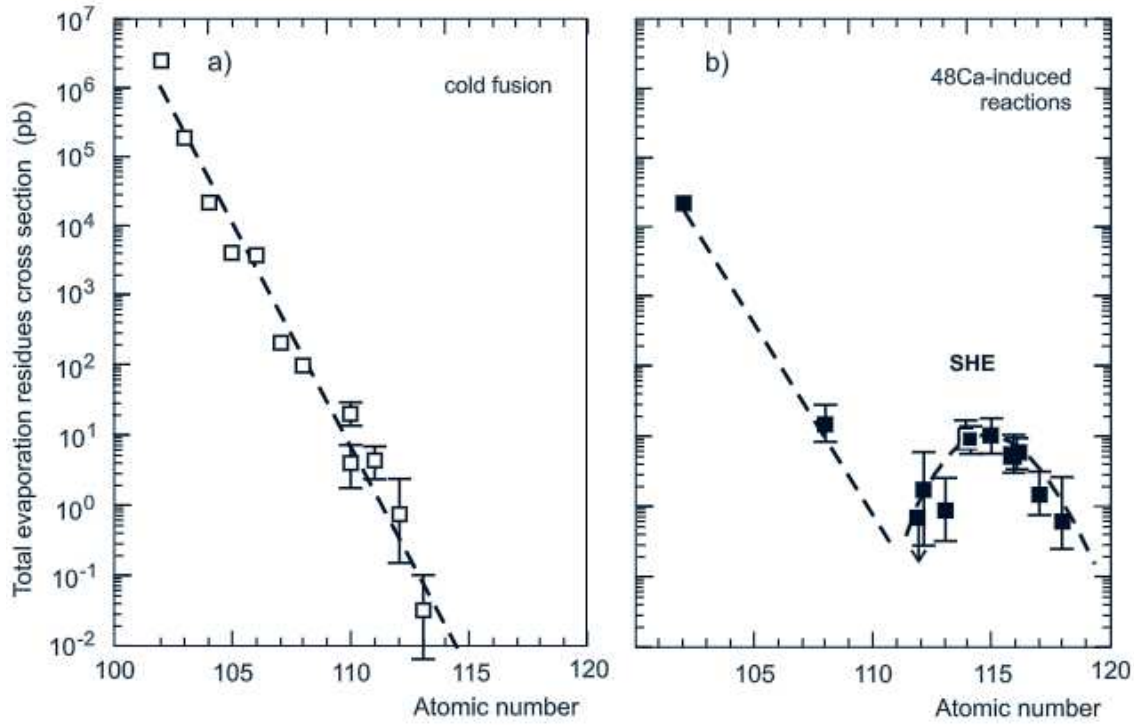


FIGURE 1.8 – Évolution de la section efficace de production des noyaux superlourds en fonction de la masse du noyau pour les fusions froides (a) et pour les fusions basées sur le ^{48}Ca (b) : perte d'un ordre de grandeur par unité de masse supplémentaire [29] / *Evolution of the cross section of production for the superheavy nuclei in function of the mass for nuclei produce in cold (a) and ^{48}Ca induce fusion [29]*

masse.

Ensuite, on peut aussi considérer l'évolution de cette chaleur de réaction en fonction de la masse des noyaux synthétisés pour des $A \geq 250$, là aussi on observe certains comportements intéressants. Tout d'abord on observe une évolution systématique, quasi-linéaire, de la valeur de celui-ci le long de chaîne isotopique. Cependant, des brisures dans ces tendances apparaissent et ce aux alentours des gaps déformés $N = 152$ et $N = 162$. En effet, la chaleur de réaction α est diminuée par l'apport d'un excès d'énergie de liaison dans le noyau père au travers de ces couches dans les noyaux déformés (cf. fig. 1.11) [30, 31, 32, 29, 3, 33]. Ainsi, le minimum local de ce dernier nous donne l'information relative aux gaps déformés.

Cependant, si l'on considère le flerovium ($Z = 114$), les valeurs de chaleur de réaction semblent réparties équitablement entre ses voisins (on s'attendrait à une diminution de l'écart avec son prédécesseur), ce qui nous ne permet pas de conclure, encore une fois, quant au prochain nombre magique sphérique. Cependant cela nous permet de mettre en exergue, avec l'apport des indices précédents (section efficace et temps de vie), l'apparence molle de l'îlot de stabilité associé.

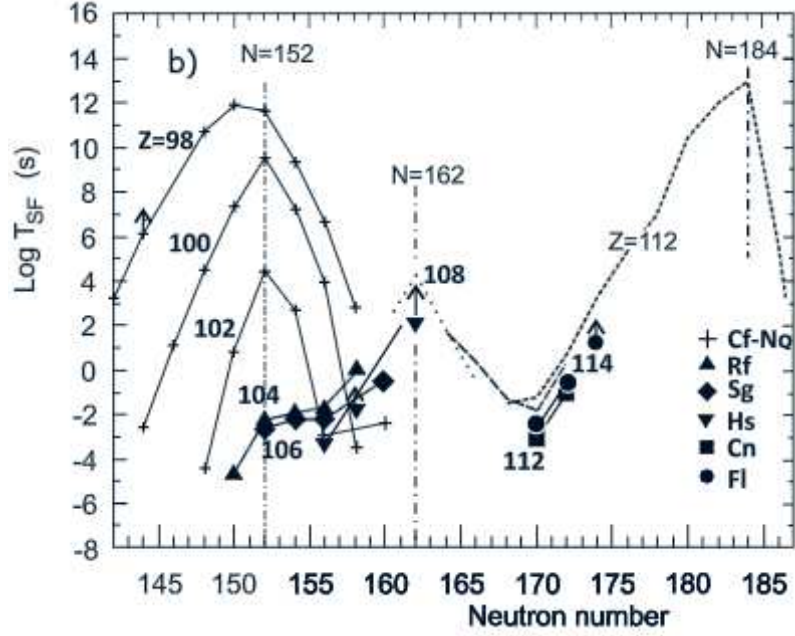


FIGURE 1.9 – Évolution du temps de vie vis-à-vis de la fission pour les noyaux pairs en fonction de leurs masses : mise en évidence des gaps déformés $N=152$ et 162 , en pointillé les estimations calculées des temps de vie pour l'élément $Z=112$ [29] et en trait plein les mesures expérimentales / *Evolution of the decay time against the spontaneous fission as a function of the neutron number : deformed gap $N=152$ and 162 highlighted, the dot line represents the evolution predicted for the element $Z=112$ [29] and in full lines the experimental measurements*

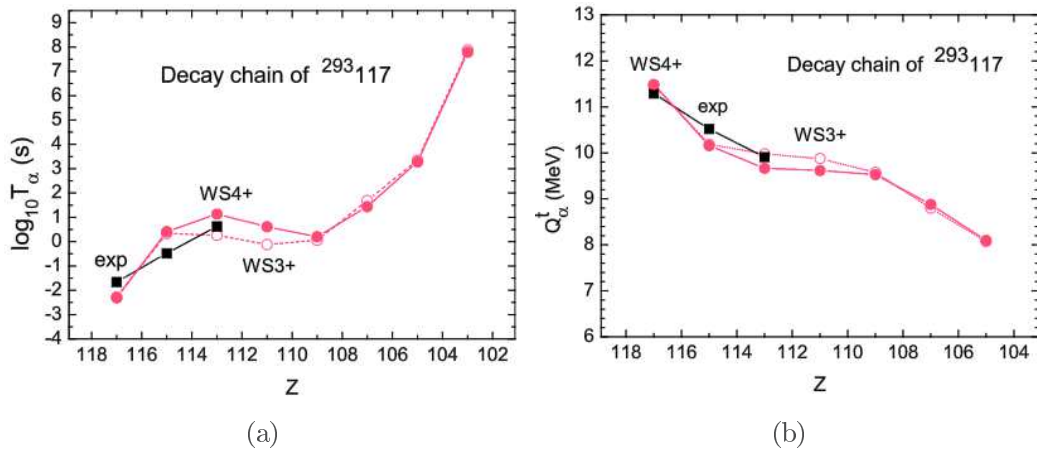


FIGURE 1.10 – Comparaison des valeurs de demi-vie (a) et de la chaleur de réaction (b) du Lv ($Z=117$) avec la théorie [29] / *Comparison between prediction and experimental results on the decay time (a) and Q -value (b) for the Lv ($Z=117$) [29]*

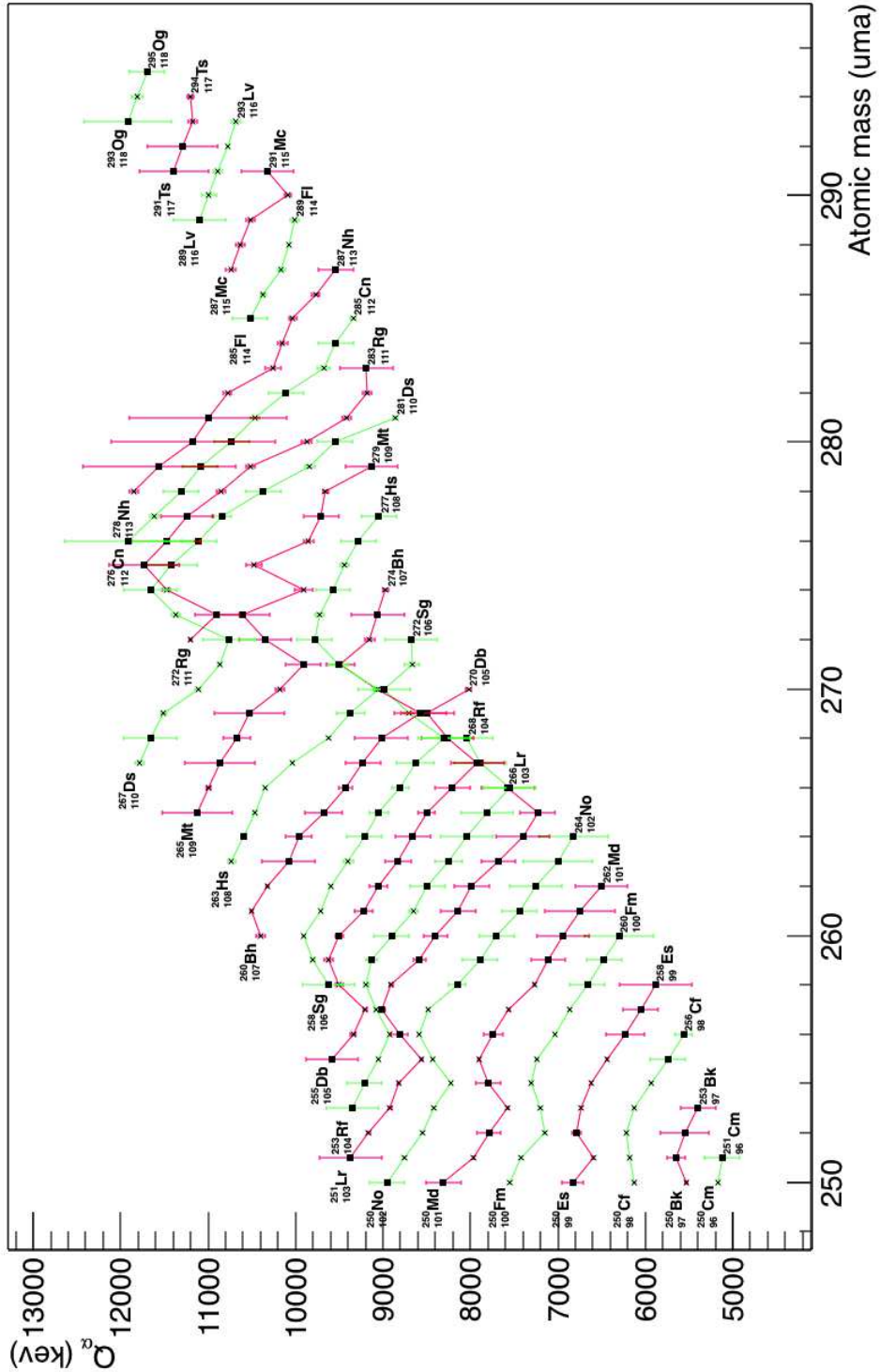


FIGURE 1.11 – Évolution de la chaleur de réaction α en fonction de la masse pour l'ensemble des noyaux connus pour $A \geq 250$: mise en évidence des gaps déformés par l'abaissement local de la chaleur de réaction ($N = 152$ et 162) [30, 31, 32, 29, 3, 33] (croix : mesure expérimentales, carré : systématique) / Evolution of α Q -value as a function of the mass for all known nuclei with $A \geq 250$: the deformed gaps $N = 152$ and 162 are highlighted by the local minimum in the α Q -value [30, 31, 32, 29, 3, 33] (cross : experimental values, square : systematics)

Chapitre 2

La physique des éléments lourds et superlourds

Contents

2.1	Abstract	23
2.2	Informations recherchées	30
2.3	Mécanismes de réaction	30
2.3.1	Mécanismes de réaction dans la région des éléments superlourds : transfert multi-nucléons	32
2.3.2	Le mécanisme de fusion-évaporation	32
2.3.3	Caractéristiques du mécanisme de réaction	34
2.4	Modes de décroissances des noyaux transfermia	39
2.4.1	Décroissance α	40
2.4.2	Décroissance β	42
2.4.3	Fission spontanée	42
2.5	Mode de désexcitation des noyaux transfermia	43
2.5.1	Rayonnement γ	44
2.5.2	Conversion interne	45
2.6	Déformation et rotation : collectivité nucléaire	47
2.6.1	La déformation	48
2.6.2	La rotation	49
2.7	Les états isomériques	50
2.7.1	Les différents types d'isoméries	51
2.7.2	L'isomérie de Haut-K dans les noyaux lourds et superlourds	53

2.1 Abstract

Research information

The study of the heavy and super heavy nuclei remains classic in terms of decay modes. We will not search for new decay modes but we will mainly focus on α decays, spontaneous fission and few β decays for the lightest ones ($Z \sim 100$), gathering information from those decay modes (cf. fig. 2.1). Thus, during the

study, two main information are measured : the decay mode and the decay time (range from millisecond to hour or even year (californium)) which give us good indications about the evolution of the sea of instability. These studies also allow us to extract valuable quantities : Q-value or the lifetimes regarding the fission, for the study of the nuclear matter. These values helped us to highlight the deform gaps $N = 152$ and $N = 162$ as we will see later on [1].

In addition, more advanced studies (spectroscopy 3.4) allow us to probe significantly the nuclear matter through the internal transition of the nuclei. Using all the information gathered, and estimating the characteristics of the transition, we could establish a level scheme and determine some properties of the levels (spin, parity) and compare it to theoretical calculations.

Reactions Mechanisms

As all the nuclei in this mass region are unstable and non-present naturally, we need to synthesize them in laboratories. The actinides that can be produced in macroscopic quantities have been used as a starting point for the syntheses of new elements.

Several reaction mechanisms have been used in history, from the neutron capture followed by β decay (ended with the fermium), to the fusion evaporation process, through the multinucleon transfer. these last two are the most commonly used nowadays for the synthesis of the super-heavy nuclei.

Multinucleon transfers :

This reaction mechanism induces a partial transfer of nucleons (protons and/or neutrons) between the projectile and the target with energy below/around the coulomb barrier without engaging the fusion process (even if the sub barrier fusion is possible [34, 35]). Thus, using the stability of one of the exit channels (^{208}Pb for the uranium induced reaction or $N = 82$ for the ^{133}Xe one) we can access heavier and heavier nuclei. Two main applications can be distinguished. Firstly, for lighter nuclei ($Z \sim 100$) using this mechanism, we can access neutron rich nuclei (crucial for the nucleosynthesis process and the r-process). Secondly, in the super-heavy nuclei with still neutron rich isotopes.

These neutron rich regions are very little known but provide us with a lot of information regarding the island of stability with reasonable cross sections (microbarn to nanobarn) using the properties of one of the reaction products.

However, the cross sections, especially for the super-heavy nuclei (near the predicted island of stability), decrease very quickly and the experimental separation/selection of such reaction products is very difficult. Thus, even if they give more neutron rich nuclei, these reactions are little used for the synthesis of new elements at the end of the nuclear chart.

Fusion evaporation mechanism :

This mechanism is, nowadays, the most commonly used for the synthesis of new elements as well as for other studies in the heavy and super heavy region. A large part of the information presented in the paragraph will be taken from [1, 36, 37].

As for other mechanisms, the fusion evaporation is based on the pair beam/target carefully selected in order to optimize the production of the chosen nuclei. Once the characteristics of the experiment are selected (beam, energy, target density, ... cf. section 2.3.3) the beam interacts with the target in several steps [38] in order to produce the chosen nucleus eq. (2.1) (ER stands for Evaporation Residue and CN for Compound Nucleus).

Moreover the competition of the multinucleon transfer, if the energy is too low, the nucleus has to survive several other concurrent reaction mechanisms. First, the quasi-fission can occur and create, before

the start of the fusion, two fragments. If the fusion is engaged (Compound nucleus), the nucleus is in a very excited state. Either it does not achieve to dissipate some energy and it fissions (fusion-fission process), or it settles down by evaporation of some nucleons or light particles (instantaneous $\sim 10^{-19} \rightarrow 10^{-16}$ s after the creation) [39] creating the evaporation residue. Then, two types of information are available. First, prompt emissions ($\sim 10^{-16} \rightarrow 10^{-9}$ s after the creation) can be gathered using prompt spectroscopy and will give us information about the nuclear level. Second, information can be gathered using the isomeric state after the selection through a separator ($>10^{-6}$ s : principle of these methods in section 3.4). However, these emissions are not random and answer to strict selection rules.

Fusion evaporation characteristics :

- Compound nucleus and reaction channel

As said before, the compound nucleus is created in an excited state characterized by its energy but also its angular momentum. Thus, we can schematize the several deexcitations (cf. fig. 2.3) corresponding to different particles emitted.

First (in black) light particles are emitted : neutrons, protons or α particles. Neutrons are mainly emitted, as they do not interact through electromagnetic force. They subtract to the excitation energy the sum of their binding S_n and kinetic energies E_{eval} ($\sim 6-10$ MeV per evaporation) [39], but they do not change significantly the angular momentum of the nuclei. When the compound nucleus does not have enough energy to evaporate light particles, the evaporation residue is created and enters the region of the internal transition through a wide entrance gate (in orange).

The first transitions observed are statistical γ -rays (in brown), mainly (E1) (section 2.5.1), and correspond to collective transitions gathering, once again, very little angular momentum. Because of the density of states in this region, a coherent measurement of the individual energy of these transitions is not possible. The following transitions give us lots of information regarding the nuclear matter as well as the single particle state. These transitions have discrete energy and are typically E2 transitions in cascades leading to the ground state or an isomeric state. Several cascades can be interconnected in order to reach the exit gate (decay at the ground or isomeric states). In most cases, these emissions will occur inside the target ($\sim 10^{-16} \rightarrow 10^{-9}$ s after the creation) [39] with the exception of the long live excited state (such as the isomeric state section 2.7.1) which will be collected and studied in delayed spectroscopy.

However, during all the internal transitions, a lower limit exists, and corresponds, at a given angular momentum, to the state with the lowest excitation energy : "yrast state". Thus, the line connecting all these states is called "yrast line" and helps to distinguish two types of transitions : the one on near line, and the other far away from it. Moreover, in the second case, isomeric states can occur leading to more or less long-lived isomeric states, such as the K-isomer (section 2.7.1), the transition will then be delayed by the lifetime of this state.

Moreover, the definition of the lower limit helps us to determine, at a given angular momentum, the evaporation limit for the light particle corresponding to sum of the yrast energy and the separation one of the neutron. In addition, the yrast line, combined with the upper limit corresponding to the fission barrier of the compound nucleus, gives us the maximum angular momentum with which we can create a compound nucleus in order to gather the evaporation residue (cf. fig. 2.3). Thus, by studying beforehand the fission barrier in dedicated experiments, we can increase the chance of success for future experiments using this compound nucleus ([37] with the measurement of the fission barrier in the ^{254}No).

— Energy and Cross Section

These two quantities are strongly correlated as we optimize the first in order to be at the maximum of the second. For an incident beam with an energy T_{inc} , we can estimate in the center of mass the energy of total kinetic energy T as well as the recoil energy of the compounded nucleus T_{CN} through eq. (2.2) and (2.3). In the center of mass frame, the excitation energy of the compound nucleus (or recoil) E_{CN}^* is the sum of the total kinetic energy in the center of mass of the beam/projectile pair T and Q-value Q_{CN} for the creation of the compound nucleus which corresponds to mass default before and after the reaction eq. (2.5).

In the heavy region and beyond, the Q values are significantly negative, decreasing the excitation energy of the recoil thus increasing its survival and its cross section of production. Moreover these values can be further decreased by using the extra stability (and thus binding energy) of the beam and/or the target. This leads to an increase in its survival as well as its cross section of production ($^{48}\text{Ca}(^{208}\text{Pb}, 2n)^{254}\text{No}$ with a cross section of $3 \mu\text{b}$ [40]).

We also need to take into account the energy loss in the thick target. We optimize the beam energy in order to have the optimal energy E_{opt} in the middle of the target (~ 10 MeV lower than the entry energy cf. fig. 2.4). Moreover, the energy loss also needs to be taken into account for the compound nucleus and its extraction from the target and its transport into the separator.

Once the selection of the reaction channel selected, we need to optimize the beam energy. Indeed, the cross section and neutron channel depend on the energy and are represented in the excitation fonction (cross section in function of the energy). We also need to be near (but below) the coulomb barrier and strictly below the fission one. The height of the coulomb barrier can be estimated using several means. Historically, it was calculated with the Coulomb formula (a good first approximation), but lately the R. Bass formula [41] is the most commonly used in the heavy and super heavy region.

— Hot and Cold Fusion

We distinguish two types of fusions : the hot one and the cold one. The choice of the beam/target pair will induce some differences in E_{CN}^* and in the number of neutrons evaporated. In the hot one, the compound nucleus will be created with high excitation energy and thus will evaporate more neutrons (3-5). However, in the cold one, using the magicity of one or both participants, we can reduce the excitation energy and thus the number of evaporated neutrons (1-2). Using the good beam/target couple, we can also optimize the cross section of production (cf. fig. 2.6 : influence of the loss of magicity for the ^{51}V for the production of the ^{257}Db [42]).

Decay modes

α decay

The α decay corresponds to decay of the mother nuclei $^A_Z\text{X}_N$ into the daughter nuclei $^{A-4}_{Z-2}\text{X}_{N-2}$ by the emission of an α particle ($^4\text{He}^{2+}$) of spin 0^+ with an energy E_α (between 5 and 12 MeV). Its decay energy and time are characteristic of the mother nuclei and correspond to the information gathered during the α spectroscopy. The α decay increasingly appears in the $A \approx 150$ region to become the main decay mode in the $A \approx 250$ region. Moreover, in this region, the α particle gathers almost all the Q-value Q_α ($\sim 98\%$) and can be approximate using the α energy eq.(2.9) (even if the real Q values can only be determined with mass measurement).

This decay mode is strongly present in the transfermia nuclei. Its strict selection rules give us great information about the nuclear states involved (fine structure of the α decay) : spin, parity, branching ratio... However, the downside of the decay is its detection efficiency which reaches around 50 % for each step of the α decay chain (80% in the best experimental setup)

β decay

This decay originates from the weak interaction and is an isobaric decay (A constant). There are three types of β decay : β^- , β^+ and the electronic capture. This decay is strongly present in the light nuclei ; however, for the heavy and super heavy nuclei, its contribution is quite low. Moreover, this type of decay does not allow us to precisely identify the detected nucleus as the associated spectrum is quite wide (repartition of the energy between the electron and neutrino). It can be easily confused with background into the decay station.

Spontaneous Fission

This decay mode was discovered in 1940 by G.N. Flerov and K.A. Petrzhak [43], and increases the binding energy of the total system. It appears when we consider the neutron rich isotopes in the heavy and super heavy region. It is strongly dependent on the Z and A of the mother nucleus creating mass yield distribution of the fission product and different neutron emissions during the process [44] (increase with Z cf. fig. 2.8).

Also, the energy distribution is quite wide but very high (~ 200 MeV) and thus cannot be confused with background. Even if the identification of the nucleus is not direct through the energy release the Viola systematic [45] can be used to estimate the center of the distribution (application in the ^{256}Rf in J. Rubert thesis [1]).

Deexcitation mode of the transfermia nuclei

γ emission

The first way of deexcitation comes from the emission of a photon, called γ -ray, between two nuclear states of given energy ($E_{i,f}$), spin ($I_{i,f}$) and parity ($\pi_{i,f}$). The energy of the γ -ray will be the energetic difference of the two states and the spin and parity will follow strict selection rules eq. (2.11). For one transition, we have a multipolarity eq.(2.12) and we can distinguish two types of transitions : electric one (E) and magnetic one (M) driven by eq. (2.14). For a given transition, knowing the initial and final state, we can predict which emission is the most likely to appear (cf. tab. 2.1). Moreover, these probabilities of transition for single particles only (after the conversion correction) can be estimated by the V. Weisskopf formula [6] (cf tab. 2.2 for multipolarity up to $\lambda = 4$) as well as their lifetime of the transition eq. (2.15). The Q -value between the calculated lifetime and the measured one allows us to quantify to collectivity of the transition.

Conversion Electron

The second way of deexcitation is based on the γ emission. The energy of the γ -ray is transferred to an electron of the atom which is then expelled for the electronic procession by absorbing the γ -ray. It is a threshold process as the γ -ray needs to have enough energy to break the binding (B_i) of the electron with the atom (for a given electronic layer), releasing the electron with an energy eq. (2.16). This phenomenon mainly involves the internal electronic layer (K, L and M cf. tab. 2.3 for the binding energy of the dubnium electrons [46]). Moreover, whenever a conversion of a transition occurs, a vacancy in the electronic layer

involved appears, rapidly filled through the X-ray emission process (detected in the low energy part of the γ spectrum).

So, for a given transition, the total probability λ_{tot} is the sum of the individual probability : λ_e and λ_γ eq. (2.17). We can define the total conversion coefficient α eq. (2.18) (which is a sum of all the electronic layers/sublayers eq. (2.21)). The exact calculation of such a coefficient is quite difficult but we can approximate it [6] by eq. (2.22) and eq. (2.23) for the electric and magnetic transitions. These estimations highlight the fact that for very heavy masses [47] the conversion process is quite important (Z^3) for low energy transitions. It forces the experimental setup to be sensitive to the process for the correction of the γ transition and the comparison to Weisskopf.

Nuclear rotation and deformation

Nuclear deformation

The nuclear deformation takes a large place in the heavy and super heavy region. Indeed the sphericity of the nuclei is strongly linked to the magic number, but in the other regions the nuclei could be deformed in its ground states. In the parameterization of the nuclear surface $R(\theta, \phi)$ [48] eq. (2.24), we can define several types of deformations through their order μ and multipolarity λ (cf. fig. 2.9) : $\lambda = 0$ corresponds to no deformation (sphere), $\lambda = 1$ is a translation (dipole). Thus, the first real deformation corresponds to $\lambda = 2$ (quadrupolar deformation mainly observed in the super heavy region with some hexadecapolar components) and $\lambda = 3$ is the octupolar deformation and $\lambda = 4$ the hexadecapolar deformation.

Moreover, for the quadrupolar deformation, thanks to a good parameterization of the coefficient $\alpha_{\lambda, \mu}$ (deformation coefficient β_2 and angle of deviation regarding the symmetric axis γ) we can, considering only the axial symmetric nuclei, describe the nuclear deformation only through β_2 : zero corresponds to no deformation, for negative values the deformation is oblate (disk) and for positive ones it is prolate (rugby ball).

Nuclear rotation

This phenomenon only appears in the deformed nuclei, as the symmetry forbids it in the spherical ones (all axes are equivalent for the quantum mechanics). In the case of a prolate deformed in the Z axis, all the axis perpendicular to it, are possible rotation axes. If we take an angular velocity around the X axis generating an angular momentum of rotation $\vec{R}$, and $\vec{J}$ the sum of all individual angular momentum of the valance nucleons, the total angular momentum is the sum of these two components eq. (2.25).

If we identify the number K as the projection of the total angular momentum on the symmetry axis, this number is a good quantum number to describe the rotational band consisting of several rotational angular momentum, as K is not influenced by the modification of $\vec{R}$ by construction.

Moreover, K is null only if the construction of all individual angular momenta of the valance nucleon is equal to zero. This explains the rotational band observed in prompt spectroscopy for the even-even nuclei with a $K = 0$. For $K \neq 0$, if the lifetime is significant, we call them High-K isomers which have been observed in the heavy and super heavy region several times with several K values (cf. fig. 2.13) and decay times.

Isomeric States

The metastable states of the nuclear matter are called isomeric states by comparison with the chemistry. There is no tabulation regarding the decay time or energy of these states, but these are considered as

isomeric if their lifetime is longer than the average of the non-isomeric state of the nucleus (typically around the picoseconds).

Different types of isomers

There are three main types of isomers [49] (cf. fig. 2.11) organized around the physical process accountable for their creation.

- Form isomer : This first type of isomer occurs when there is a local minimum in the excitation function for a certain deformation (different from the ground state). Thus, if the number of nucleons involved is sufficient, the hindrance factor of the transition could be high enough to provide with a measurable lifetime. This isomer is divided into two types. The fission isomer which decays through the spontaneous fission if the deformation is too important and the fission barrier too low. The second one returns to the ground state through internal transition and rearrangement of the nucleon (cf. fig. 2.11).
- Spin trap : This isomer comes from the selection rules for the γ transition. If a low energy transition needs a big multipolarity, the hindrance factor could be enough to slow it down and to explain the lifetime measured (mainly observed around the gaps closure due to the abundance of levels nearby).
- K-trap isomer : This isomer is a particular case of spin trap occurring in the deformed nuclei, with K the projection of the total angular momentum on the symmetry axis (cf. section.). The high values of K are strongly coupled to the deformation, and its decay (with a difference ΔK) goes through a γ -ray of multipolarity λ with two possible scenarios. First, if $\lambda > \Delta K$, the transition is hindered for high difference ΔK due to the high multipolarity needed. In the other case $\lambda < \Delta K$, the transition is forbidden but can be observed through impurity in the waves functions : in fact these transitions are more hindered than forbidden due to the contribution of low ΔK in the waves functions.

For a given transition, we can define the degree of forbiddenness ν eq. (2.26) which represents the probability of the transition (which decreases of a hundred every unit). Moreover, the hindrance factor is given by eq. (2.27), allowing us to compare the theoretical lifetime with the experimental one (corrected by the conversion) and thus estimating the hindrance of the transition (cf. fig. 2.12). these two quantities help us in the interpretation of the isomeric state measures [50].

K-trap in the super heavy elements

A large value of angular momentum J is needed in order to have large values of K. The cracking of a pair of nucleons (for the pairs nuclei) or individual excitation can reach particle states with a large angular momentum. Thus, in order to produce a large value of K, such particle states should be above the Fermi level. Only certain mass regions allow the existence of this type of isomer. The super heavy region, through its deformed nuclei, but also through the presence of high momentum particle states coming from the spherical gaps, allows the High-K spin traps. Moreover, the quite pure configuration of these isomeric state gives us good probes and information for the assignation of the particle states involved. These isomers have also been observed and measured in the heavy nuclei region (^{254}No cf. fig. 2.13).

2.2 Informations recherchées

Le domaine de la physique des éléments lourds et superlourds combine une approche assez classique de l'étude des décroissances des noyaux avec des codes d'analyses complexes. Ainsi, lors des études, nous nous concentrerons sur les modes de décroissance tels que la décroissance α et la fission spontanée dans la majorité des cas (cf. fig. 2.1). Cependant, la décroissance β ou la capture électronique peuvent apparaître aussi dans cette région. Ce sont ces décroissances, les informations qui en découlent ainsi que celles que nous recherchons que je vais maintenant vous présenter.

Les deux informations principales recherchées lors de la synthèse et l'étude de ces noyaux sont caractéristiques du noyau étudié : les temps de vie ainsi que les modes de décroissances associées. En ce qui concerne le temps de vie, la région des transurmia nous offre un grand panel de valeurs, variant de la microseconde, pour les noyaux les plus instables, à l'heure (voir l'année pour certains isotopes du Californium $Z = 96$). L'évolution de ce temps de vie, au travers de cette mer d'instabilité, nous permet ainsi de visualiser l'évolution de cette dernière et nous permet de remonter à celle des effets nucléaires, sur les différents noyaux observables.

L'étude de l'ensemble de ces modes de décroissances nous donne donc accès à des informations précieuses pour l'étude de la stabilité des noyaux. En effet, nous pouvons extraire les temps de vie vis-à-vis de la fission spontanée, ainsi que mesurer les chaleurs de réaction : Q (approximation à défaut de pouvoir mesurer les masses précisément au cours d'expériences dédiées). Ces informations nous permettent aussi de sonder les prédictions théoriques en ce qui concerne la position de l'îlot de stabilité des éléments superlourds, ainsi que les nombres magiques des noyaux déformés de cette région de masse ($N = 152$ et 162 par exemple) [1].

En plus de l'étude de ces deux informations, des études plus approfondies (les spectroscopies section 3.4) nous permettent de sonder plus précisément la matière nucléaire, en remontant ainsi aux informations relatives aux premiers états excités et aux transitions internes du noyau étudié.

L'ensemble de ces informations nous permettra, par la suite, d'établir un schéma des niveaux nucléaires du noyau sélectionné ainsi que de ses descendants directs. En connaissant la nature des transitions internes et de ses décroissances, nous allons pouvoir contraindre les spins et parités des états nucléaires et comparer aux interprétations théoriques. C'est l'étude de ces comportements que nous nous proposons d'effectuer lors de ma thèse, avec la spectroscopie du ^{257}Db . Nous avons introduit les informations que nous recherchons pour les noyaux de cette région de masse, il nous reste encore à comprendre et expliquer comment on parvient à les synthétiser, dans la mesure où ces derniers ne sont pas présents naturellement sur terre.

2.3 Mécanismes de réaction

L'uranium et le plutonium, derniers éléments naturellement présents, ont historiquement servi de point de départ pour la recherche et l'étude d'éléments de plus en plus lourds et se sont rapidement prolongé aux cibles d'actinides produits dans les réacteurs (americium, curium, californium). Pour cela, plusieurs mécanismes de réaction ont été utilisés au cours de ces recherches : irradiation neutronique, transfert de nucléons, fusion, ... Ces techniques, ainsi que nos connaissances des mécanismes de réaction, ont alors progressé par la même occasion. Cela nous a permis de mieux appréhender les phénomènes physiques ainsi que d'améliorer les prédictions quant aux taux de production associés aux différents mécanismes de réactions.

Initialement, la recherche d'éléments de plus en plus lourds s'est basée sur la capture neutronique. Ainsi, par capture neutronique successive suivie de décroissance β en chaîne, la production de noyaux de plus en plus lourds a été rendue possible. Cependant, ce processus a montré ses limites avec la synthèse du

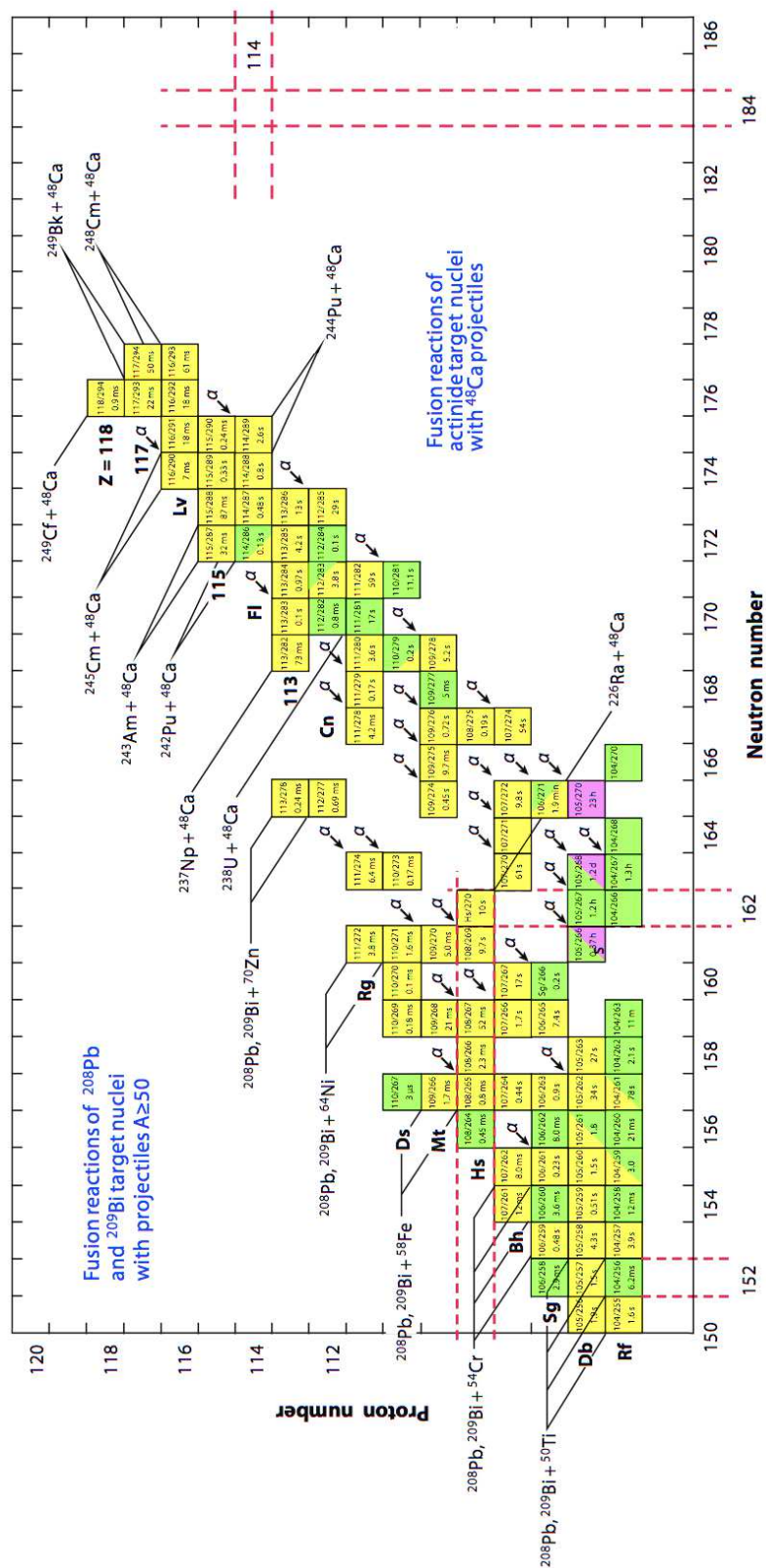


FIGURE 2.1 – Charte des noyaux centrée sur la région des superlourds : Mode de décroissance majoritaire et voie de réaction utilisée pour la synthèse de chaque isotope [32] / *Chart of nuclides centered on the superheavy region : Dominant decay mode and reaction channel used for the synthesis of each known isotope [32]*

fermium lors des tests de bombes atomiques, représentant ainsi l'actinide le plus lourd synthétisé par cette méthode. Il a donc fallu recourir à d'autres techniques pour l'étude des éléments transfermium. Ainsi, pour l'exploration de cette région en masse, deux mécanismes principaux existent : le transfert multi-nucléons ou la fusion évaporation. Ces deux méthodes basées sur un couple cible/projectile soigneusement sélectionné restent cependant très différents dans les mécanismes de réaction ainsi que les régions de masses auxquelles ils donnent accès.

2.3.1 Mécanismes de réaction dans la région des éléments superlourds : transfert multi-nucléons

Le transfert multi-nucléons consiste, comme son nom l'indique, à transférer un certain nombre de protons et de neutrons de la cible au projectile (ou vice versa). Ces réactions vont avoir lieu à des énergies proches (voir en-dessous) de la barrière Coulombienne, permettant ainsi ce transfert des nucléons, tout en n'engageant pas le processus de fusion des deux noyaux (bien que la fusion sous coulombienne existe bel et bien [34, 35]). En utilisant le fait que dans ces réactions, la voie de sortie favorise les grandes chaleurs de réaction et donc la production de noyaux magiques (^{208}Pb pour les réactions utilisant de l'uranium, ou le nombre magique $N = 82$ avec les réactions basées sur le ^{133}Xe), nous allons alors essayer d'atteindre des masses de plus en plus lourdes (en Z ou en N). On peut ainsi distinguer deux applications directes pour ce mécanisme de réaction. Tout d'abord avec la synthèse d'éléments plus légers ($Z \sim 100$), mais riches en neutrons (essentielle pour l'étude des processus nucléaires et d'intérêt astrophysique tel que le *r-process*). En ce qui concerne les superlourds, certains calculs théoriques prédisent des sections efficaces de production intéressante donnant accès à des régions plus riches en neutrons [51].

En effet, ce mécanisme permet, en partant d'un noyau tel que le thorium ou l'uranium, d'accéder à des isotopes riches en neutrons dans la région des radium et nobélium, apportant ainsi des informations spectroscopiques concernant les premiers états excités des noyaux de cette région peu explorée de la charte des noyaux, avec des sections efficaces de productions raisonnables (de l'ordre du microbarn).

Cependant, en augmentant le nombre de nucléons transférés lors de ce mécanisme, les sections efficaces de production diminuent drastiquement, ce qui devient notamment problématique pour les études de synthèses des éléments superlourds ou des éléments très riches en neutrons (en comparaison de ceux possibles par d'autres voies de réaction). De plus, la difficulté de sélection et séparation des nombreuses voies de sortie rendent ainsi ce mécanisme peu utilisé lors des expériences dans la région des noyaux très lourds.

Les études s'effectuent préférentiellement à l'aide du mécanisme de fusion évaporation que nous allons maintenant détailler.

2.3.2 Le mécanisme de fusion-évaporation

Dans la région des éléments superlourds, comme nous avons pu l'évoquer, c'est le mécanisme de fusion évaporation qui est largement utilisé pour l'étude et la synthèse de nouveaux éléments. Je vais maintenant détailler ce mécanisme au travers de ses différentes étapes clés, mais aussi, au travers des différents mécanismes en compétition avec celui-ci (cf. fig. 2.2). Une grande partie des informations données dans cette section est tirée de [1, 36, 37].

Comme pour les réactions de transfert, le système de base est composé d'un couple faisceau/cible soigneusement sélectionné pour les besoins de l'étude. Une fois les paramètres de l'expérience déterminés (couple faisceau/cible, énergie du faisceau, intensité désirée sur la cible, ... cf. section 2.3.3) on transporte alors le faisceau de l'accélérateur à la cible pour engager le processus de fusion.

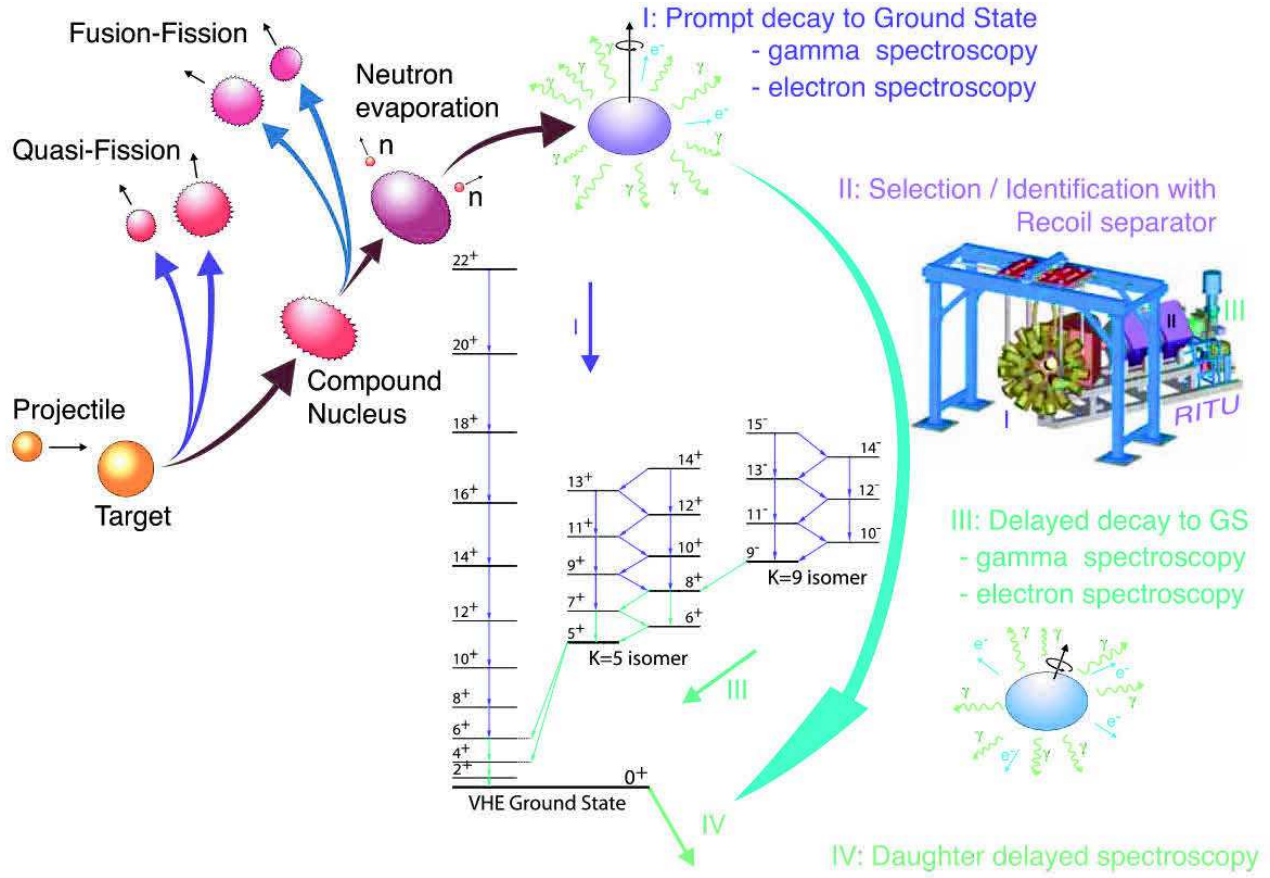
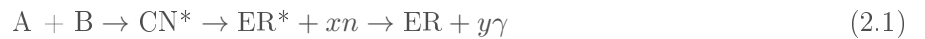


FIGURE 2.2 – Différentes étapes et mécanismes en compétition de la réaction de fusion évaporation ainsi que les différents types d'études possibles [48] / Different steps and mechanisms in competition with the fusion evaporation mechanism along with the different types of studies possible [48]

Ce mécanisme est une réaction séquentielle [38], au cours de laquelle, le noyau composé devra survivre pour aboutir au noyau désiré (eq. (2.1)) (ER pour *Evaporation Residu* ou résidu d'évaporation et CN pour *Compound Nucleus* ou noyau composé).



En plus de la compétition avec les réactions de transfert, pour des énergies de faisceau autour de la barrière coulombienne (section 2.3.1), avant même que le processus de fusion ne soit engagé, une première réaction concurrente apparaît : la quasi-fission. C'est un processus similaire aux réactions de transfert précédemment étudiées, dans lequel, avant même que le noyau composé ne soit formé, deux fragments de quasi-fission sont produits. Lors de ce processus, le noyau composé n'est pas créé.

Une fois le processus de fusion engagée, on se retrouve alors avec un noyau composé dans un état excité. Ce dernier peut là encore poursuivre selon deux chemins : la fusion-fission ou la fusion évaporation. Ainsi, le noyau composé va évaporer rapidement des neutrons pour se désexciter (entre 10^{-19} et 10^{-16} s après la création du noyau composé) [39] et pourra alors soit survivre et former le résidu d'évaporation, soit fissionner.

Une fois le résidu d'évaporation synthétisé, deux types de rayonnements nous sont accessibles : les rayonnements prompts qui seront émis depuis la cible, ou les retardés qui eux seront récoltés au plan focal d'un séparateur. Ces deux types de comportement sont étudiés au travers de deux types d'étude : la spectroscopie prompte et retardée (principe et méthode explicités dans la section 3.4).

Cependant, ces désexcitations mises en jeu lors du processus de fusion évaporation répondent à des critères précis, dépendant de l'énergie d'excitation du noyau, mais aussi du moment angulaire avec lequel il a été créé. C'est maintenant ces caractéristiques du mécanisme de réaction puis les modes de désexcitations et de décroissances possibles de la région des transfermia, que nous allons détailler.

2.3.3 Caractéristiques du mécanisme de réaction

Noyau composé : voies de désexcitation

Le noyau composé est donc créé avec une énergie d'excitation, et possède aussi avec un certain moment angulaire. Une partie de cette énergie d'excitation se reporte dans un mouvement collectif de rotation du noyau. On peut schématiser les différentes étapes de sa désexcitation (cf. fig. 2.3).

Tout d'abord, des particules légères sont émises séquentiellement (en noir) emportant très peu de moment angulaire. Lors de ces émissions, ce sont principalement des neutrons qui sont émis. L'évaporation des neutrons lors de ce processus est largement favorisée du fait des propriétés de l'agencement des nucléons au sein du noyau. Ces émissions permettent au noyau d'évacuer une partie de son énergie d'excitation du noyau composé de manière significative. Typiquement, l'énergie d'excitation du noyau composé est réduite d'environ 6 à 10 MeV (correspondant à la somme de l'énergie de séparation d'un neutron et de l'énergie cinétique moyenne de celui-ci) lors de chacune de ces évaporations. Une fois ces particules légères évaporées [39], le résidu d'évaporation est formé, lui même dans un état excité. D'autres modes de désexcitations entrent alors en jeu. L'énergie d'excitation ainsi que le moment angulaire avec lesquels le résidu d'évaporation est formé sont assez distribués, ce qui donne une région d'entrée assez vaste (en orange).

Depuis cette région d'entrée, une première série de rayonnements γ statistiques est émise (en marron). Ceux-ci correspondent principalement à des transitions collectives de multipolarité E1 (section 2.5.1). Cependant, au vu de la densité de niveaux dans cette zone, une mesure cohérente de l'énergie individuelle de ces transitions n'est pas possible, mais elles n'emportent, là encore, que très peu de moment angulaire, mais permettent d'atteindre les niveaux proches de la ligne Yrast. En effet, lorsque la quasi-totalité de l'énergie d'excitation restante est sous forme d'énergie de rotation collective, le noyau n'a d'autre choix que de suivre des séquences de transitions au sein de bandes rotationnelles. Celle de plus basse énergie à un moment angulaire donné est appelée Yrast. La ligne Yrast sera donc composée de la succession des séquences les plus basses en énergie pour un moment angulaire donné.

Ce sont les rayonnements émis le long de la ligne Yrast que nous étudions et qui donnent des informations sur la structure nucléaire du résidu d'évaporation et notamment sur les états de particules individuelles. Ces rayonnements γ (en bleu et en vert), sont majoritairement des transitions de multipolarité E2 émises en cascade, jusqu'à atteindre la tête de bande rotationnelle. Cependant, ces processus en cascade peuvent aussi être ralentis par le passage par des états excités de longue durée de vie (comme des états isomériques, assez présents dans cette région de masse, section 2.7.1).

Il peut exister plusieurs cascades de transitions interconnectées entre elles permettant d'arriver jusqu'à la région de sortie. De plus, ces rayonnements sont émis avec des durées assez variables (entre 10^{-16} et 10^{-9} s après la création du noyau composé) [39], mais seront tout de même émis près de la cible du résidu

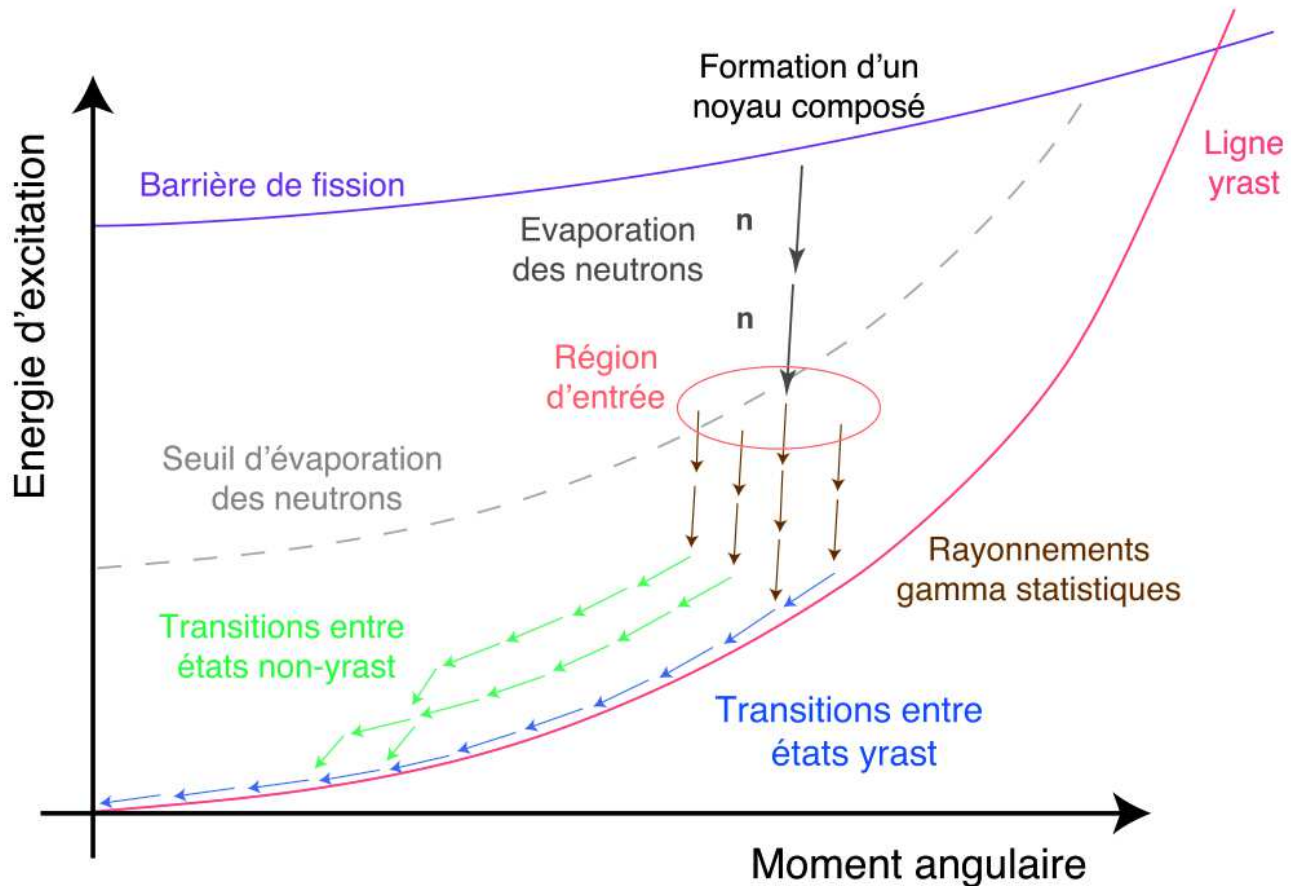


FIGURE 2.3 – Représentation schématique du processus de désexcitation d'un noyau composé lors de la fusion évaporation : différentes régions et processus mis en évidence [1] / *Schematic representation of the desexcitation processes engage in the fusion evaporation mechanism : different regions and process highlighted [1]*

d'évaporation dans la majorité des cas.

Lors des désexcitations discrètes, deux types de cascade sont présentes. Les premières se situent proches de cette ligne Yrast et correspondent donc aux transitions entre lesdits états "yrast". Le deuxième type de cascade représente les transitions d'une bande rotationnelle d'énergies plus importantes.

Une fois la désexcitation du résidu d'évaporation achevée, si celui-ci n'est pas stable, il se désintègre alors par radioactivité α , β ou par fission spontanée (section 2.4) avec la durée de vie qui lui est propre, ce qui correspond à la région de sortie du noyau.

On remarque aussi que le nombre de particules légères évaporées lors de la formation du résidu d'évaporation est déterminée à l'aide de la ligne "yrast". En effet, le seuil d'évaporation peut être approximé, pour un moment angulaire donné, comme la somme de l'énergie d'excitation de la ligne "yrast" et de l'énergie de séparation S_n de la particule évaporée.

De plus, il existe une limite supérieure en énergie d'excitation, par delà laquelle le noyau fissionnera avant même d'évaporer des particules (réaction compétitive de fusion-fission section 2.3.2) : elle est définie par la barrière de fission. L'intersection de ces deux courbes ("yrast" et barrière de fission cf. fig. 2.3)

donne donc le moment angulaire maximum avec lequel le noyau composé peut être créé pour un couple faisceau cible donné, délimitant ainsi la région (moment angulaire/énergie d'excitation) dans laquelle il est possible de créer le résidu d'évaporation.

Une étude poussée de la barrière de fission au préalable permet donc d'accroître notre connaissance de cette région et ainsi maximiser les chances de réussite de l'expérience. De plus, ces mesures permettent de contraindre les différents modèles utilisés pour l'estimation de la hauteur de cette dernière et ainsi maximiser les chances de réussites pour les expériences de fusion évaporation futures pour un isotope donné ([37] avec la mesure de la barrière de fission du ^{254}No).

Énergies et section efficace

Deux paramètres essentiels sont à prendre en compte dans la production des noyaux d'intérêt : l'énergie du faisceau incident pour une cible donnée ainsi que la section efficace de production du noyau sélectionné pour l'étude à cette énergie. Ces deux quantités sont toutefois fortement corrélées. Typiquement, dans cette région de masse, les faisceaux sont accélérés avec une énergie de l'ordre de 4 et 5 MeV/nucléon, ce qui nous donne une vitesse de l'ordre de quelques pour cent de la vitesse de la lumière.

Si l'on considère la réaction de fusion évaporation eq. (2.1) avec A le projectile et B la cible on optimise l'énergie du faisceau incident d'énergie, pour que l'énergie E_{opt} correspondant à la section efficace maximale, T_{beam} , soit atteinte en milieu de la cible (support et cible : perte d'environ ~ 10 MeV pour les cibles lourdes). Cette perte d'énergie est à prendre en compte tant en entrée de cible, qu'en sortie de cible pour l'extraction du noyau de recul (cf. fig. 2.4).

Dans le centre de masse du système cible/projectile juste après la réaction nous aurons une énergie cinétique totale T ainsi que celle du noyau composé T_{CN} données par :

$$T = T_{beam} \cdot \frac{M_B}{M_B + M_A} \quad (2.2)$$

$$T_{CN} = T_{beam} \cdot \frac{M_A}{M_B + M_A} = T_{beam} - T \quad (2.3)$$

Ainsi, dans le référentiel du centre de masse, l'énergie d'excitation du noyau composé E_{CN}^* est la somme de l'énergie cinétique totale T_{CM} du couple projectile/cible dans le référentiel du centre de masse au moment de la réaction et de la chaleur de la réaction Q_{CN} de la formation du noyau composé eq. (2.4) :

$$E_{CN}^* = T_{CM} + Q_{CN} \quad (2.4)$$

Une fois le noyau composé créé, ce dernier doit encore s'extraire de la cible et donc posséder non seulement assez d'énergie pour en sortir, mais aussi pour parvenir au système de détection où les mesures sont réalisées. Ainsi, celui-ci étant créé avec une certaine énergie E_{CN} , il faut que celle-ci soit plus importante que la perte d'énergie engendrée par le parcours du noyau composé dans la cible, ΔE_{CN} . Il faut aussi veiller à ce que la différence $E_{CN} - \Delta E_{CN}$ (cf. fig. 2.4) soit suffisante pour effectuer le trajet au travers du séparateur. On peut donc voir que l'épaisseur e de la cible joue un rôle important lors de la réaction, tant dans l'optimisation de l'énergie incidente du faisceau, que dans celui du taux de production et de la divergence angulaire résultant en sortie de cible. Il convient donc de rechercher un compromis entre ces différents paramètres [24]. Enfin, le profile de la section efficace (cf. fig. ??) s'explique par la combinaison de l'augmentation de la probabilité de fusion avec l'énergie, et la diminution de cette dernière avec l'énergie d'excitation du noyaux composé (augmentation de la section efficace de fusion-fission).

On définit la chaleur de réaction comme étant la différence de masse des noyaux avant la fusion du couple projectile/cible et après la formation du noyau composé eq. (2.5)

$$Q_{CN} = (\Delta m_P + \Delta m_T - \Delta m_{CN})c^2 \text{ avec P : faisceau (Projectile) et T cible (Target)} \quad (2.5)$$

Ce bilan, dans la région des noyaux lourds et au-delà, est fortement négatif, contribuant ainsi à la diminution de l'énergie d'excitation du noyau composé, favorisant donc sa survie.

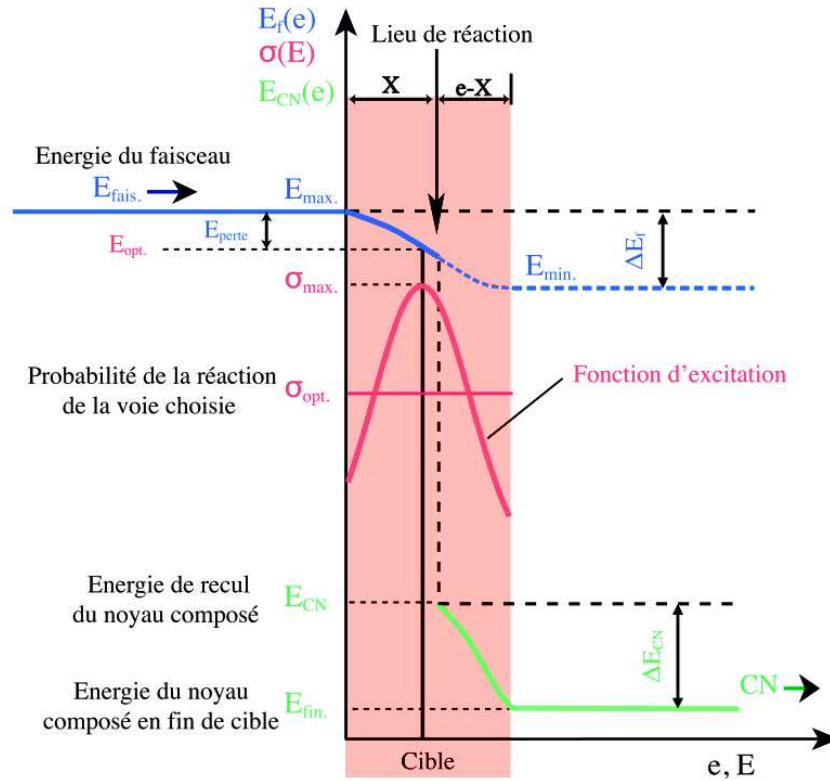


FIGURE 2.4 – Représentation schématique des différentes pertes énergétiques au sein d'une cible d'épaisseur e : celle liée au faisceau (bleu) variant de l'énergie E_{max} à E_{min} et celle liée au noyau composé (vert). De plus, nous avons le positionnement de la fonction d'excitation pour l'énergie E_{opt} [24] (rouge) / Schematic representation of the energy inside a thick target (e) : the one from the beam (blue) range from E_{max} to E_{min} and the one associated with the composed nuclei (green). Moreover, the positioning of the excitation function for the optimal beam energy E_{opt} [24]

De plus, ce bilan est d'autant plus faible si un des membres (faisceau et/ou cible) est "magique" (au travers de son excès d'énergie de liaison et donc par un défaut de masse Δm diminué fortement). Le système possèdera donc encore moins d'énergie d'excitation, la chaleur de réaction étant augmentée (en valeur absolue) par l'apport de l'énergie de liaison du noyau magique. Le système évapore alors moins de neutrons, sa survie est donc encore plus favorisée, ce qui entraîne des sections efficaces plus grandes. Le meilleur exemple de l'influence de la magicité des participants est la réaction $^{48}\text{Ca}(^{208}\text{Pb}, 2n)^{254}\text{No}$, avec une section efficace de $3\mu\text{b}$ [40] au travers du défaut de masse fortement négatif des deux participants : $\Delta m_{^{208}\text{Pb}} = -21.749 \text{ MeV}$ et $\Delta m_{^{48}\text{Ca}} = -44.2246 \text{ MeV}$.

Ainsi, en étudiant les différentes voies de réactions possibles pour un même noyau (s'il en existe

plusieurs), en sélectionnant le bon couple faisceau cible, nous pouvons optimiser le taux de production et donc augmenter les chances de réussite de l'expérience.

Il reste cependant l'optimisation de l'énergie du faisceau à prendre en compte. En effet, la section efficace maximum de la réaction sélectionnée dépend fortement de l'énergie du faisceau choisie. La dépendance en énergie de celle-ci est appelée fonction d'excitation, et permet de visualiser les sections efficaces des différentes voies de réactions pour un couple faisceau/cible sélectionné. Elles permettent notamment de comparer non seulement les productions des différentes voies de réaction pour une énergie donnée, mais aussi de comparer plusieurs couples faisceau/cible possibles pour la création du résidu d'évaporation (exemple du ^{257}Db [42]). Ainsi, pour réaliser une réaction de fusion évaporation, il nous faut tout d'abord passer la barrière de Coulomb de couple projectile/cible, tout en restant suffisamment proche (mais en-dessous) de celle-ci pour ne pas induire la fission de l'ensemble. Cette contrainte ne nous donne donc qu'une petite plage de variation pour la sélection de l'énergie faisceau.

La hauteur de la barrière de Coulomb peut être estimée de plusieurs manières. Historiquement, cette dernière était calculée par la formule du même nom. Elle donne de bons résultats en première approximation, cependant, d'autres formules ont été développées et notamment certaines plus précises dans la région de masse considérée. Ainsi, c'est la formule de R. Bass [41] qui est la plus souvent utilisée pour le calcul de la hauteur de barrière de Coulomb dans le domaine des noyaux lourds et des superlourds. Ce modèle classique est basé sur le modèle de la goutte liquide, et décrit les potentiels des noyaux projectiles et cibles supposés sphériques. De plus, il prend en compte les phénomènes de friction de la matière nucléaire lors de la formation du noyau composé.

Une fois la barrière estimée, elle nous permet donc de limiter les voies de réactions accessibles pour un couple faisceau/cible, dans la mesure où l'énergie doit rester proche de la valeur de la barrière calculée.

La complexité de ces études et de l'optimisation de ces paramètres nous oblige donc à effectuer des mesures préliminaires relatives aux fonctions d'excitation des différentes voies possibles dans la réaction sélectionnée. Ainsi, en sondant les énergies et les différentes voies d'évaporation de neutrons de la réaction sélectionnée, on peut optimiser les paramètres et maximiser les chances de réussite de l'expérience en établissant les fonctions d'excitation de ces voies de réaction et en déterminant une section efficace maximum pour chacune de ces voies.

Fusion froide et chaude : différences et caractéristiques

Lorsque l'on considère les réactions de fusion évaporation, on peut distinguer deux types d'expériences : les fusions dites "chaudes" et celles dites "froides" (cf. fig. 2.5). Ces deux types de fusion sont fortement liés au couple faisceau/cible sélectionné ainsi qu'à l'énergie d'excitation du noyau composé, et ne produisent pas la même quantité de neutrons évaporés en moyenne. De plus, pour un même numéro atomique les sections efficaces de fusion froide sont environ un ordre de grandeur supérieures à celle de fusion chaude (connu pour les noyaux jusqu'à l'élément 113 pour la fusion froide).

Lors des fusions dites "froides", le noyau composé est formé avec une faible énergie d'excitation (environ 10 à 20 MeV), qui favorise donc une faible évaporation de neutrons lors du processus de désexcitation vers le résidu d'évaporation. Ce type de fusion est induite par l'utilisation des caractéristiques du couple faisceau/cible. En effet, en sélectionnant un couple simplement (ou doublement) magique (ou quasi magique), la valeur de la chaleur de réaction va alors fortement augmenter (en valeur absolue) par l'apport d'une forte énergie de liaison dans le choix des participants à la réaction. L'exemple parfait de ce type de fusion est encore une fois le couple ^{48}Ca et ^{208}Pb (tous deux doublement magiques) [40].

Pour illustrer l'influence de la magie du couple sélectionné sur les sections efficaces, nous pouvons prendre aussi exemple des réactions $^{48}\text{Ti}(^{208}\text{Pb},\text{xn})^{256-x}\text{Rf}$ et $^{50}\text{Ti}(^{208}\text{Pb},\text{xn})^{258-x}\text{Rf}$ [1]. En effet, en sé-

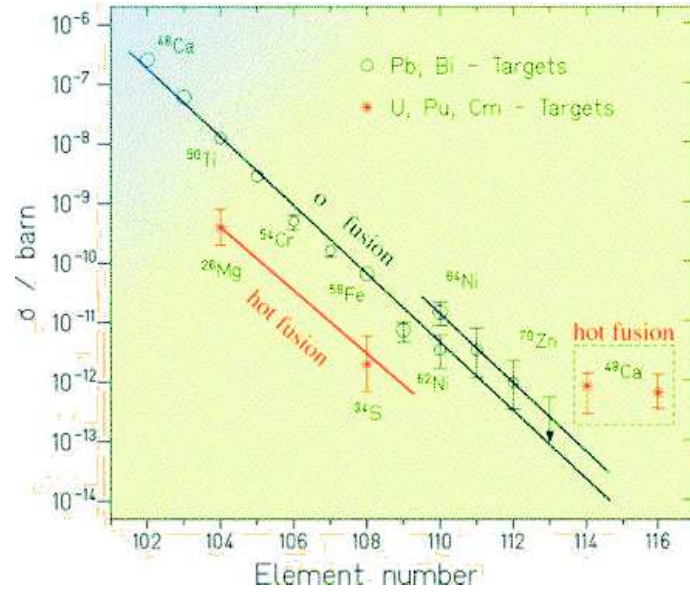


FIGURE 2.5 – Évolution des sections efficaces de production associées à différents faisceaux pour des cibles typiques des études dans le domaine des superlourds (Pb, Bi, U, Pu et Cm) en fonction de l'élément synthétisé : différenciation des fusions chaudes et froides / Evolution of the cross sections of production associated with different beams for typical target (Pb, Bi, U, Pu and Cm) versus the produced elements : differentiation of cold and hot fusion

lectionnant le ^{50}Ti , nous gagnons un ordre de grandeur sur les voies 1n et 2n en comparaison des mêmes voies d'évaporation avec le ^{48}Ti . Cette différence peut s'expliquer par la différence d'excès de masse Δm des deux isotopes du titane : $\Delta m_{48\text{Ti}} = -48.4927 \text{ MeV}$ et $\Delta m_{50\text{Ti}} = -51.4316 \text{ MeV}$. Cependant, dans cet exemple, le noyau créé au final n'est pas le même pour les voies de réactions comparées, il est donc plus difficile de conclure juste sur ces défauts de masses.

Au cours de la mise en place de mon expérience de thèse, nous avons sélectionné l'isotope ^{257}Db pour en effectuer une spectroscopie retardée. Préalablement, nous avons considéré les différentes voies de réactions possibles. Deux ont été retenues et étudiées en vue de la sélection du couple faisceau cible final. Nous avons ainsi comparé les sections efficaces des réactions $^{50}\text{Ti}(^{209}\text{Bi}, xn)^{259-x}\text{Db}$ et $^{51}\text{V}(^{208}\text{Pb}, xn)^{259-x}\text{Db}$ précédemment obtenue dans [42]. Ainsi, en profitant d'une plus grande asymétrie de masse dans premier couple ($Z_{\text{Ti}} \times Z_{\text{Bi}} = 1826$ et $Z_{\text{V}} \times Z_{\text{Pb}} = 1886$), un facteur 2-3 a pu être mesuré [42] dans la section efficace de production entre les deux réaction (cf. fig. 2.6).

2.4 Modes de décroissances des noyaux transfermia

Maintenant que nous avons explicité le mode de production principal des éléments lourds et superlourds, nous pouvons nous pencher sur leurs modes de décroissances. En effet, dans cette région aucun des éléments produit n'est stable. Ainsi, plusieurs modes de décroissances coexistent et sont en compétition : décroissance par émission de particule α et β mais aussi par fission spontanée (cf. fig. 2.7). Ces décroissances sont des sondes remarquables pour extraire les informations relatives à la structure nucléaire du résidu d'évaporation, mais aussi de ses descendants. Ce sont les caractéristiques de ces décroissances que nous allons maintenant détailler et plus particulièrement celles liées à la radioactivité α , considérant que cette dernière est le mode de décroissance principal du noyau sélectionné lors de ma thèse : ^{257}Db ($\sim$

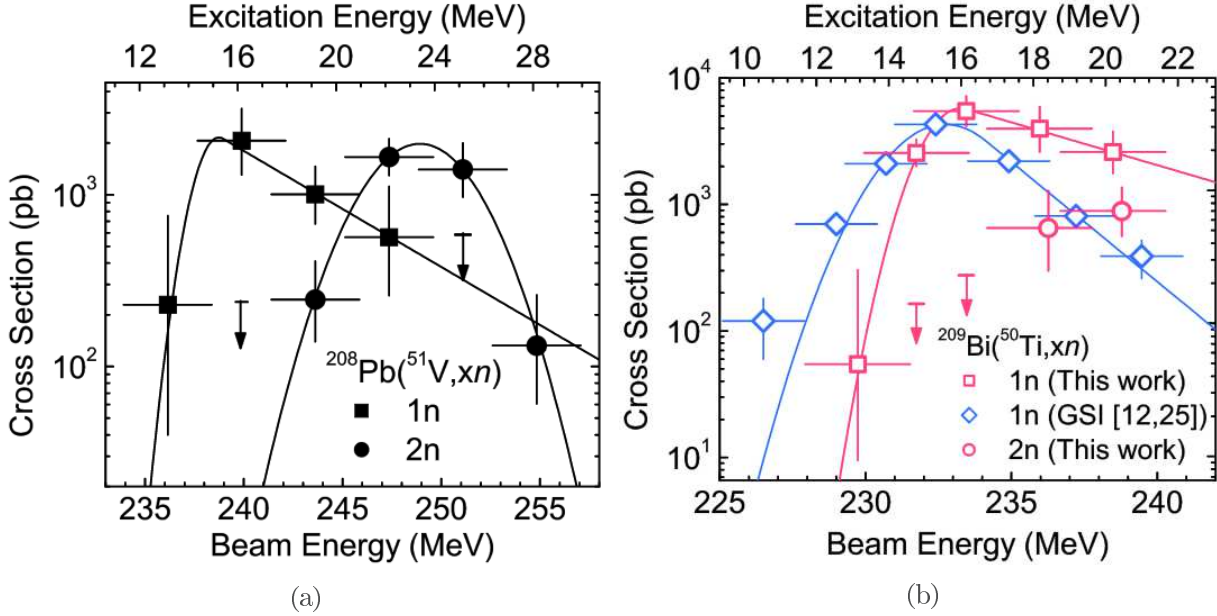


FIGURE 2.6 – Études comparatives entre les différentes voies de réaction pour la production du ^{257}Db [42] : (a) Couple ^{208}Pb et ^{51}V : utilisation de la double magicité du Pb ne suffit pas à abaisser la chaleur de réaction, (b) Couple ^{209}Bi et ^{50}Ti : l'utilisation des deux simples magicités des deux intervenants à la réaction permet de réduire l'énergie d'excitation du noyau composé et donc d'augmenter la section efficace de la voie 1n et 2n / Comparative studies between the different reaction channel for the production of the ^{257}Db [42] : (a) Couple ^{208}Pb and ^{51}V : the double magicity of the Pb does not stabilize the composed nucleus enough to increase the cross section (b) Couple ^{209}Bi and ^{50}Ti : the double, single magicity, of each participant reduces the excitation energy enough to increase the cross section for the 1n and 2n channel

90%).

2.4.1 Décroissance α

La décroissance α s'effectue par l'émission d'un ion doublement magique d' $^4\text{He}^{2+}$ ($Z = 2$, $N = 2$). Ainsi, on passe du noyau père $^A_Z\text{X}_N$ (état initial de spin I_i), au noyau fils $^{A-4}_{Z-2}\text{Y}_{N-2}$ (état final de spin I_f) par l'émission d'une particule α de spin-parité 0^+ . Elle emporte lors de la décroissance une énergie E_α et un moment angulaire l tel que $|I_i - I_f| \leq l \leq |I_i + I_f|$ avec une règle de sélection sur la parité en $(-1)^l$. L'énergie emportée par la particule α est typiquement comprise entre 5 et 12 MeV (pour les chaleurs de réaction de la région des noyaux superlourds) et est caractéristique de la transition entre le noyau père et le noyau fils (et croissant avec la masse, provenant du terme Coulombien (et un peu surfacique) dans l'équation 1.1). Ainsi, on peut effectuer l'identification du noyau au travers de cette caractéristique couplée au temps de vie de l'isotope considéré, c'est ce que l'on appelle la spectroscopie α .

La décroissance α devient de plus en plus présente avec l'augmentation de la masse du noyau. Ainsi, les éléments au-delà de $A \approx 150$ peuvent décroître en émettant des particules α . En effet, la décroissance α étant un processus Coulombien (comme la fission), il ne peut exister pour des nombres de protons trop faible. Pour des masses $A \approx 250$, la particule α emporte environ 98 % de la chaleur de réaction Q_α .

Il existe en effet une relation nous permettant de relier la chaleur de réaction à l'énergie emportée par la particule. Le noyau père étant au repos avant la décroissance, la particule α ainsi que le noyau fils

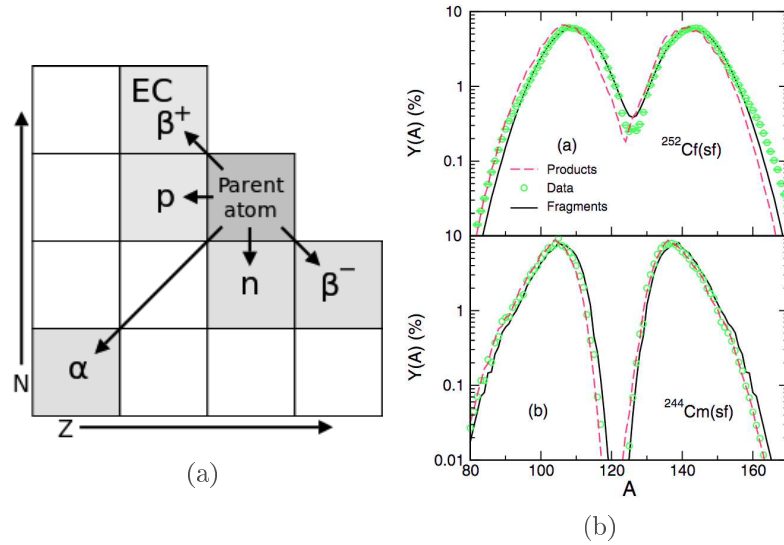


FIGURE 2.7 – Modes de décroissances simples observées au travers de noyaux connus : (a) Mode de décroissance standard avec une focalisation sur les modes de décroissance observés dans les superlourds représentés dans l'espace N vs Z : α , β et fission spontanée, (b) Fission spontanée : répartition des masses des fragments de fissions produits lors du processus [52] / *Principal decay modes observed in the known nuclei : (a) Standard decay modes with a focus on the one observed in the superheavy region (α , β et spontaneous fission), plot in the N vs Z space (b) Spontaneous fission : mass distribution of the produced nuclei during the processes [52]*

partagent l'énergie cinétique libérée au cours de la réaction eq. (2.6) :

$$Q_\alpha = T_\alpha + T_Y \quad (2.6)$$

La conservation du moment implique $p_\alpha + p_Y = 0$ ce qui nous donne donc eq. (2.7) :

$$T_Y = \frac{m_\alpha}{m_Y} T_\alpha \quad (2.7)$$

Enfin, si l'on néglige la différence d'énergie de liaison dans les noyaux (obligatoire si l'on ne connaît pas la masse exacte des noyaux impliqués, comme c'est le cas pour les noyaux superlourds) nous obtenons eq. (2.8) :

$$\frac{m_\alpha}{m_Y} \approx \frac{4}{A-4} \quad (2.8)$$

Avec A la masse atomique du noyau de départ, ce qui nous permet ainsi d'obtenir eq. (2.9) :

$$T_\alpha \approx \frac{A}{A+4} Q_\alpha \quad (2.9)$$

Cette formule, en première approximation, permet de remonter à la chaleur de réaction, faute de pouvoir effectuer une mesure précise des masses des isotopes mises en jeu lors de la décroissance.

La décroissance par radioactivité α est très présente pour les états fondamentaux des noyaux trans-fermia. Pour un état initial, on peut accéder à plusieurs niveaux dans le noyau fils, et inversement un état du noyau fils peut être alimenté par plusieurs niveaux du noyau père. C'est ce que l'on appelle la

structure fine de la décroissance α , et c'est que nous allons sonder lors des études de spectroscopie dites α . Par mesure des intensités des différentes voies de décroissances, nous pouvons récolter des informations relatives au spin et parité des niveaux impliqués dans celles-ci, tant dans le noyau père que dans le fils. Ces informations sont d'autant plus importantes dans le cas d'une fragmentation de la décroissance entre plusieurs niveaux excités, notamment dans les noyaux impairs tels que le ^{257}Db .

En conclusion, au vu des informations qu'elle nous permet d'obtenir et de l'abondance de ce type de décroissance dans la région des lourds et superlourds, la décroissance α reste la plus étudiée et surtout la plus utilisée pour l'identification des noyaux au plan focal des séparateurs. Cependant, l'efficacité de détection de cette particule α émise lors du processus est comprise entre 50% et 80% dans le meilleur des cas.

2.4.2 Décroissance β

La décroissance β est un processus issu de l'interaction faible : c'est une réaction dite isobarique (ne changeant pas le nombre de nucléon). La décroissance β est la plus répandue dans l'ensemble des nucléides connus à l'heure actuelle. Cependant, lorsqu'on arrive dans la région des éléments au-delà du plomb, elle rentre en compétition (pour les riches en neutrons) avec la décroissance α jusqu'à quasiment n'être plus observée pour les noyaux connus au-delà du fermium. En effet, dans cette région de masse, les noyaux seront plus sensibles à la capture électronique et à la décroissance α pour les très riches en protons (le dernier isotope décroissant en β^- étant le mendelevium) et à la fission pour les riches neutrons. De plus, les décroissances β ne nous permettent pas l'identification précise du noyau implanté, comme peuvent le permettre la fission et la décroissance α . En effet, au vu du spectre continu d'énergie des électrons émis lors de ces décroissances, elles ne sont pas uniques et peuvent facilement être confondues avec du bruit de fond ou celles d'un autre noyau. Ainsi, plus le rapport d'embranchement β est important, plus le nombre de noyaux non identifiés au cours des expériences est grand.

2.4.3 Fission spontanée

Le dernier mode de décroissance actif dans la région des noyaux lourds et superlourds est donc la fission spontanée. Comme nous avons pu le voir, les noyaux superlourds n'existent principalement que grâce à des effets de couches, et impliquent que leurs barrières de fission soient relativement basses. Ainsi, la fission spontanée du noyau est relativement probable dans ces régions de masse (le premier élément décroissant par fission spontanée étant le ^{230}Th). Ce mode de décroissance fut découvert par deux scientifiques soviétiques : G.N Flerov et K.A Petrzhak dans les années 40 [43].

Ce mode de décroissance permet de stabiliser les nucléons, en augmentant leur énergie de liaison. En effet, si l'on considère l' ^{235}U , ce dernier possède une énergie de liaison de 7.59 MeV/nucléon. Ainsi, si le noyau fissionne en deux fragments de masse égale, leur énergie de liaison serait d'environ 8.5 MeV/nucléon, produisant deux noyaux plus liés et plus légers que celui de départ, ce qui favorise donc la réaction. Ce mode de décroissance apparaît fortement lorsque l'on considère les noyaux lourds les plus riches en neutrons créés à l'heure actuelle (notamment dans les isotopes du rutherfordium, qui possède l'un des plus grands nombres d'isotopes connus sensibles à ce mode de décroissance).

Ce mode de décroissance est très sensible au Z du noyau de départ, et possède des caractéristiques propres. Outre les distributions des masses des fragments de fissions qui diffèrent d'un noyau à l'autre (plus ou moins symétrique/asymétrique), le nombre moyen de neutrons émis dépend aussi de la masse du noyau de départ [44] (cf. fig. 2.8). Ces genres d'études sont aussi effectuées au JINR sur SHELS à l'aide d'un système de détection plan focal dédié (détecteur à l' ^3He) permettant de mesurer les neutrons émis

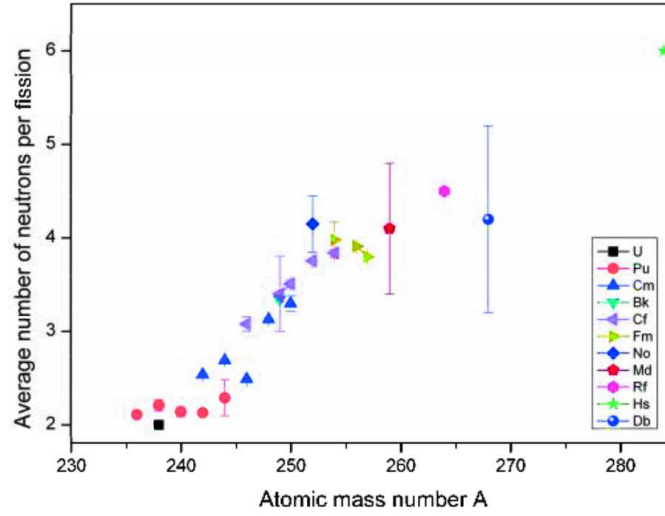


FIGURE 2.8 – Évolution du nombre moyen de neutrons émis durant la fission spontanée en fonction de la masse du noyau père : on visualise l'augmentation de ce dernier avec la masse atomique [53] / *Evolution of the average number of emitted neutron during spontaneous fission as a function of the atomic number : highlight its increase with the mass number [53]*

lors de ce processus de décroissance [53]. Ainsi, l'uranium émettra en moyenne 2.43 neutrons où le ^{252}No en émettra 4.06 ± 0.12 et le ^{244}Fm 3.3 ± 0.3 [53].

L'énergie mise en jeu lors de ce type de décroissance, dépasse toutes celles impliquées dans les autres processus. En effet, les fragments de fission se partagent environ 200 MeV lors de leur séparation, tandis que les autres particules plus légères, telles que les neutrons évaporés lors de la fission, n'emportent que quelques MeV.

Ce processus très compétitif ne permet pas directement d'identifier un isotope, dans la mesure où, comme pour la décroissance β , le spectre en énergie n'est pas unique et est assez large. Cependant, ce mode de décroissance induit une efficacité de détection de 100 %, puisqu'au moins un des fragments est collecté dans le détecteur d'implantation. De plus, un modèle simple connu sous le nom de la systématique de Viola [45] permet d'estimer le centroïde de la distribution en énergie des fragments de fission, et ainsi de la comparer à la valeur relevée expérimentalement. Donc, entre cette comparaison et la mesure de la durée de vie du noyau on peut remonter au résidu d'évaporation assez précisément pour effectuer des études avancées, comme cela a pu être fait dans la thèse de J. Rubert [1]. Cependant, même si l'efficacité de détection est de 100%, il ne nous est pas possible d'identifier, au plan focal, les fragments produits lors de la fission.

2.5 Mode de désexcitation des noyaux transfermia

Maintenant que nous avons étudié les modes de décroissances des noyaux dans la région des lourds et superlourds, nous allons détailler les transitions internes du noyau. Ces dernières, comme nous l'avons vu lors de la description du processus de fusion-évaporation, correspondent à la désexcitation du résidu d'évaporation après l'émission neutronique. Ces transitions peuvent être émises de façon prompte, ou à la suite d'une décroissance d'un état isomérique ou d'un noyau fils. Dans la région de masse considérée, il peut y avoir une compétition entre les deux types d'émissions lors des transitions : l'émission de rayonnements

γ ou celle d'électrons de conversion interne.

2.5.1 Rayonnement γ

Le premier mode de désexcitation correspond à l'émission d'un photon, dit rayonnement γ . Ainsi, le noyau peut émettre une partie (ou la totalité) de son énergie d'excitation via l'interaction électromagnétique par l'intermédiaire de ces photons. Celui-ci ne change pas de noyau (A et Z), mais réduit son énergie d'excitation et change son spin et/ou sa parité. En effet, lors de la transition d'un nucléon d'un état excité initial d'énergie E_i , de spin I_i et de parité π_i vers un état final d'énergie E_f , de spin I_f et de parité π_f , le photon sera émis avec une énergie correspondant à la différence d'énergie entre ces deux états $E_\gamma = E_i - E_f$, et avec un spin $\vec{L}$ et une parité π_γ régis par les deux règles de sélection suivantes eq. (2.11) :

$$\pi_\gamma \cdot \pi_i \cdot \pi_f = 1 \quad (2.10)$$

$$\vec{L} = \vec{I}_i + \vec{I}_f \quad (2.11)$$

On catégorise les transitions électromagnétiques selon deux types distincts. Elles seront soit électriques (noté E) soit magnétiques (noté M), en fonction de leurs moments angulaires et parités, et sont différenciées par les deux règles de sélection suivantes.

Tout d'abord en ce qui concerne la multipolarité λ de la transition, cette dernière ne peut prendre que des valeurs encadrées par :

$$|I_i - I_f| \leq \lambda \leq |I_i + I_f| \quad (\lambda \neq 0) \quad (2.12)$$

La seconde règle de sélection concerne la parité des transitions en elle-même. En effet, on peut distinguer une règle de sélection pour les parités de transition électrique $\pi^{E\lambda}$ et magnétique $\pi^{M\lambda}$:

$$\pi_f^{E\lambda} = (-1)^\lambda \cdot \pi_i^{E\lambda} \quad (2.13)$$

$$\pi_f^{M\lambda} = (-1)^{\lambda+1} \cdot \pi_i^{M\lambda} \quad (2.14)$$

Ainsi, à l'aide de ces deux règles de sélection, si l'on connaît les spins des états finaux et initiaux, il nous est possible de prédire avec quelle multipolarité le rayonnement sera émis préférentiellement (c'est-à-dire avec la plus grande probabilité cf. Tab. 2.1). De plus, pour une différence de spin donnée, la seconde règle de sélection nous indiquera le type de rayonnements (électrique ou magnétique). Il faut cependant relever que ces transitions électromagnétiques, le plus souvent pures (électrique ou magnétique d'une seule multipolarité), peuvent aussi être composées d'un mélange de différentes multipolarités.

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

TABLE 2.1 – Multipolarité dominante pour une transition par rayonnement γ pour une différence de spin ΔI et un changement de parité π / *Dominant multipolarity for a γ transition with a spin difference of ΔI and a parity change π*

Ces probabilités de transitions peuvent être estimées pour les transitions des particules individuelles à l'aide de la théorie de V. Weisskopf [6].

Multipolarity	$\lambda^W \text{ (s}^{-1}\text{)}$
E1	$1.023 \cdot 10^{14} \cdot E_\gamma^3 \cdot A^{2/3}$
E2	$7.265 \cdot 10^7 \cdot E_\gamma^5 \cdot A^{4/3}$
E3	$3.385 \cdot 10^1 \cdot E_\gamma^7 \cdot A^2$
E4	$1.065 \cdot 10^{-5} \cdot E_\gamma^9 \cdot A^{8/3}$
M1	$3.184 \cdot 10^{13} \cdot E_\gamma^3$
M2	$2.262 \cdot 10^7 \cdot E_\gamma^5 \cdot A^{2/3}$
M3	$1.054 \cdot 10^1 \cdot E_\gamma^7 \cdot A^{4/3}$
M4	$3.316 \cdot 10^{-6} \cdot E_\gamma^9 \cdot A^2$

TABLE 2.2 – Probabilités de Weisskopf λ^W estimées [6] pour les transitions électromagnétiques jusqu'à une multipolarité de $\lambda = 4$ (les énergies E_γ doivent être exprimées en MeV) / *Weisskopf probabilities λ^W estimated [6] for the electromagnetic transitions up to a multipolarity of $\lambda = 4$ (E_γ must be taken in MeV)*

Ces probabilités de transitions (ici calculées jusqu'à l'ordre 4 cf. Tab. 2.2 [6]) décroissent environ de 4 à 5 ordres de grandeur par ordre de multipolarité. De plus, pour un même ordre de multipolarité, les transitions électriques sont favorisées en comparaison des magnétiques. Il faut cependant garder à l'esprit que ces probabilités de transitions ne sont valables que pour les particules individuelles et non pour les transitions collectives (bandes de rotations, isomères, ...). Ces dernières, comme les transitions E2 d'une bande de rotation, pourront être émises beaucoup plus rapidement. On peut aussi estimer les temps de vies associés à ces probabilités de transitions Weisskopf [54] eq. (2.15) :

$$T_{1/2}^W = \frac{\ln(2)}{\lambda^W} \quad (2.15)$$

De plus, le rapport du temps de vie Weisskopf par rapport à celui relevé expérimentalement nous permet de quantifier la collectivité de la transition mesurée (un rapport unitaire correspondra à une transition de particule individuelle).

2.5.2 Conversion interne

Le phénomène de conversion interne est un processus électromagnétique durant lequel un électron sera émis en lieu et place d'un photon. Cependant, contrairement aux décroissances β le noyau reste inchangé. En effet, ce phénomène est concurrentiel à l'émission d'un rayonnement γ lors de la désexcitation d'un noyau.

La conversion interne est un processus à seuil, dans la mesure où l'énergie de la transition électromagnétique est transférée à un électron du cortège électronique : il faut donc que l'énergie soit supérieure à l'énergie de liaison B_i de l'électron de la couche considérée. Ainsi l'énergie de l'électron de conversion, E_e , est égale à la différence entre l'énergie de la transition E_γ et de l'énergie de liaison B_i de la couche atomique impliquée :

$$E_e = E_\gamma - B_i \quad (2.16)$$

Contrairement aux émissions produites lors de la décroissance β , le spectre ne sera pas constitué d'un continuum d'énergie, mais de pics discrets correspondants aux contributions des électrons de chacune des couches/sous-couches électroniques. Cependant, ce phénomène implique majoritairement les couches

internes du cortège électronique, au travers des couches K (orbitale $1s_{1/2}$), L (orbitale $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$) et M (orbitale $3s_{1/2}$, $3p$ et $3d$), possédant chacune leur énergie de liaison (énergie de liaison des couches et sous-couches du ^{257}Db cf. Tab. 2.3 [46]).

Shell	K	L1	L2	L3	M1	M2	M3	M4	M5
$B_i(\text{keV})$	160.8	31.87	30.9	23.38	8.43	7.98	6.62	5.51	5.18

TABLE 2.3 – Liste des énergies de liaison B_i des électrons des couches internes (K, L et M), pour le Dubnium ($Z = 105$), calculées à l'aide du code BRICC [46] / *Binding energies B_i of the internes atomic (K, L and M) layers for the Dubnium ($Z=105$) calculated with the BRICC code [46]*

L'une des caractéristiques de ce mode de désexcitation réside aussi dans le fait que celui-ci laisse une vacance dans une des couches électroniques de l'atome. Celle-ci est alors rapidement complétée ($\sim 10^{-18}\text{s}$) par un électron de couche plus externe, ce qui donnera lieu à l'émission de rayons X correspondant, accompagnant l'émission d'un électron de conversion. Ainsi, lorsque l'on étudie les rayonnements γ émis lors de la désexcitation du résidu d'évaporation, on retrouve, sur la partie basse du spectre, les rayons X correspondants, si le phénomène de conversion est intervenu.

Si l'on considère la probabilité totale d'une désexcitation électromagnétique donnée, λ_{tot} , il y a compétition entre les deux processus (émission γ directe ou conversion interne). Celle-ci sera donc la somme de probabilité de ces deux processus λ_γ et λ_e :

$$\lambda_{tot} = \lambda_\gamma + \lambda_e \quad (2.17)$$

On peut définir α le coefficient de conversion interne représentant la probabilité de conversion électronique par rapport à celle de l'émission d'un γ :

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \quad (2.18)$$

La probabilité de décroissance totale se simplifie alors par :

$$\lambda_{tot} = \lambda_\gamma(1 + \alpha) \quad (2.19)$$

Tel que défini ici, le coefficient α représente le coefficient de conversion interne total. Mais ce dernier est la somme des contributions des coefficients de conversion interne partiels, relatifs aux différentes couches du cortège électronique, permettant ainsi de distinguer la contribution de chacune des couches/sous-couches lors de la conversion :

$$\alpha = \sum_i \alpha_i = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (2.20)$$

$$\alpha_i = \sum_j \alpha_{ij} \text{ pour } i \neq K \text{ i.e. pour les sous-couches} \quad (2.21)$$

Le calcul de ces coefficients est relativement complexe, cependant il est possible d'approximer ces coefficients pour les transitions électriques ($\alpha(E\lambda)$) et magnétiques ($\alpha(M\lambda)$) d'une multipolarité λ par [6] :

$$\alpha(E\lambda) \approx \frac{Z^3}{n^3} \cdot \frac{\lambda}{\lambda + 1} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \right)^4 \cdot \left(\frac{2m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\lambda + \frac{5}{2}} \quad (2.22)$$

$$\alpha(M\lambda) \approx \frac{Z^3}{n^3} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \right)^4 \cdot \left(\frac{2m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\lambda + \frac{3}{2}} \quad (2.23)$$

Ces approximations reposent sur plusieurs paramètres du processus. Tout d'abord, pour un noyau donné (Z) n est le numéro de la couche atomique considérée. De plus, E_γ représente l'énergie de la transition étudiée, et m_e la masse de l'électron au repos. Enfin, on remarque aussi la présence de la constante de structure fine $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$ ($\sim \frac{1}{137}$).

On peut aussi noter que, généralement, ce coefficient de conversion interne est plus élevé pour les transitions magnétiques qu'électriques pour une énergie et une multipolarité données. De plus, ces approximations nous donnent aussi des informations sur le comportement et les caractéristiques de ces coefficients de conversion :

- Ils croissent avec l'ordre de multipolarité λ
- Ils diminuent d'autant plus que la couche électronique est éloignée (externe)
- Ils diminuent avec l'augmentation de l'énergie de la transition E_γ
- Ils croissent rapidement avec l'augmentation du numéro atomique (en Z^3)

Cette dernière caractéristique démontre bien la forte présence des électrons de conversion interne dans la région de masse qui nous intéresse (Z très élevé [47]). Le taux de conversion des transitions de faibles énergies est alors très important et cela force les expériences à être sensibles aux électrons de conversion si l'on veut pouvoir corriger les intensités des transitions γ mesurées.

Lors des désexcitations successives, il se peut que plusieurs électrons de conversion soient émis sur un très court laps de temps (par exemple dans une bande de rotation). On appelle ce phénomène une cascade d'électrons. Ainsi, si le résidu d'évaporation est implanté dans un détecteur silicium et que cette cascade est détectée par celui-ci, les énergies de ces électrons seront alors sommées. Plus l'énergie mise en jeu est importante, plus la chance de sortir du bruit de fond est importante et donc plus il nous est facile d'identifier ces électrons de conversion.

Un autre type de phénomène peut rentrer en jeu : l'émission d'un électron Auger. Ce phénomène est semblable à la conversion interne, à la différence près que c'est l'énergie mise en jeu lors du réarrangement des couches électroniques qui est transférée à un électron des couches externes qui est à son tour éjecté. Ainsi, deux places vacantes sont laissées par l'émission de deux électrons successifs, contrairement au phénomène d'électron de conversion qui n'en laisse qu'une seule.

2.6 Déformation et rotation : collectivité nucléaire

Les mouvements collectifs des nucléons au sein du noyau nous donnent de bonnes informations quant à sa structure. Ces mouvements sont d'autant plus présents dans la région des noyaux transférmi, que ceux-ci sont synthétisés dans un état déformé, c'est-à-dire non sphérique, autorisant alors ces mouvements collectifs. Ce sont donc les déformations ainsi que les mouvements collectifs associés que nous allons détailler maintenant.

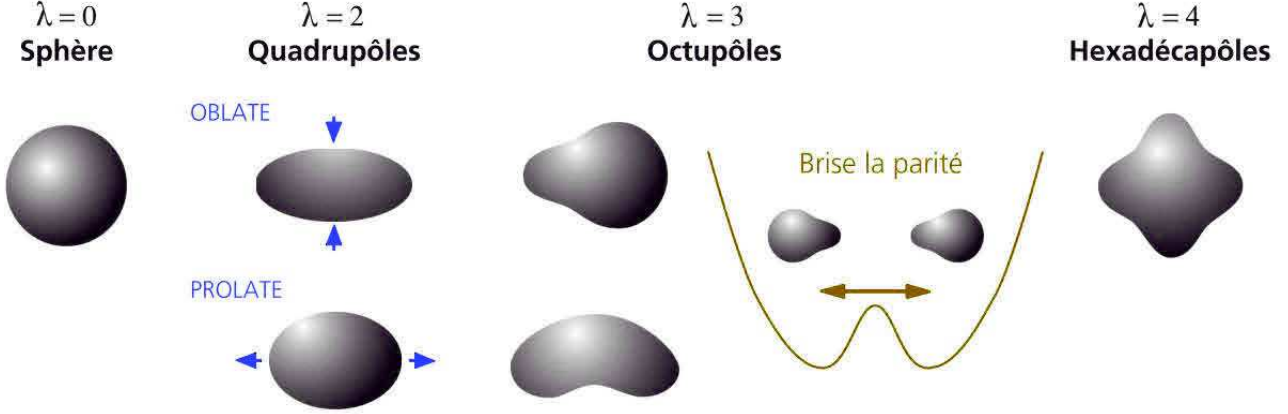


FIGURE 2.9 – Déformations les plus couramment observées dans les noyaux connus [48] en fonction de leurs multipolarités / Most commonly observed deformations in the known nuclei [48] in function of the multipolarity of the deformation

2.6.1 La déformation

La sphéricité des noyaux est liée à leur nombre de nucléons ainsi qu’aux nombres magiques. Ainsi, un noyau possédant un nombre de nucléons (proton ou neutron) proche des fermetures de couches magiques aura la forme sphérique comme la forme la plus liée. En s’éloignant de ces fermetures, les noyaux peuvent être plus liés avec une forme déformée dans leurs états fondamentaux. Pour décrire les noyaux, on paramétrise en général la surface nucléaire par des harmoniques sphériques ou par des développements multipolaires. On décrit alors la surface du noyau par sa dépendance angulaire $R(\theta, \phi)$ [48], pointant depuis l’origine vers la surface dans le référentiel du laboratoire par :

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

R_0 représente ici le rayon d’un noyau sphérique possédant le même volume (noyau avant déformation). Les angles θ et ϕ sont les angles polaires pointant la surface du noyau depuis l’origine. Les paramètres λ et μ correspondent au type de déformation qu’a subi le noyau : le premier représente la multipolarité de la déformation, tandis que le second représente l’ordre de la déformation. Ils sont associés aux $Y_{\lambda\mu}^*$ qui correspondent aux harmoniques sphériques déterminant la forme finale du noyau, ainsi que $\alpha_{\lambda\mu}$ qui eux sont les coefficients de déformation. Enfin, le terme $c(\alpha)$ permet, quant à lui, pour une déformation donnée, de conserver le volume du noyau par rapport à sa forme sphérique.

Si l’on considère la multipolarité de la déformation, le terme $\lambda = 0$ (monopolaire) correspond à une déformation nulle, soit une sphère. Le dipôle ($\lambda = 1$) ne correspond à aucune forme nucléaire, mais à un déplacement par translation. Ainsi la première vraie multipolarité correspondant à une déformation est le terme quadrupolaire ($\lambda = 2$). Les ordres supérieurs correspondent à des déformations octupolaires ($\lambda = 3$) et hexadécapolaires ($\lambda = 4$) (cf. fig. 2.9).

La déformation principale observée dans la région des noyaux transfermia, au travers des noyaux accessibles à l’heure actuelle, est quadrupolaire. Les noyaux ont une forme d’ellipsoïde, structure qui est observée au-dessus de tout état fondamental connu dans la région. La description des noyaux très lourds nécessite cependant la prise en compte de termes multipolaire plus élevés. Ainsi, une contribution hexadécapolaire

($\lambda = 6$) d'amplitude relativement faible permet d'améliorer la description de la déformation si l'on ne considère que le terme quadrupolaire. On peut souligner cependant que certaines études spectroscopiques (notamment sur le ^{250}Fm et le ^{252}No) ont pu mettre en évidence des structures excitées octupolaires ($\lambda = 3$). Ces structures instables représentent plutôt une vibration octupolaire rendue possible par la "molesse" du potentiel selon ce degré de liberté.

Pour le reste de la discussion, nous nous concentrerons donc sur le mode de déformation principal de cette région : le quadrupôle. On peut alors écrire les coefficients de déformation $\alpha_{\lambda\mu}$ sous la forme $\alpha_{20} = \beta_2 \cos(\gamma)$ et $\alpha_{22} = \beta_2 \sin(\gamma)$. De ce fait, nous introduisons le paramètre de déformation quadrupolaire β_2 ainsi que l'angle de déviation par rapport à l'axe de symétrie du noyau γ .

Si l'on considère seulement les noyaux déformés de manière quadrupolaire, possédant une symétrie axiale ($\gamma = 0$), on obtient une simplification des coefficients de déformation encore plus poussée : $\alpha_{20} = \beta_2$ et $\alpha_{22} = 0$.

On peut donc décrire la déformation quadrupolaire du noyau simplement à l'aide de β_2 (cf. fig. 2.9). Ainsi, pour une valeur nulle de celui-ci, le noyau est sphérique. Pour des valeurs négatives, le noyau est dit oblate (forme plate d'un disque) tandis que pour des valeurs positives celui-ci est dit prolate (forme allongée d'un ballon de rugby).

2.6.2 La rotation

Maintenant que nous avons vu la déformation du noyau, nous pouvons nous attarder sur la rotation de ce dernier. Le premier point que l'on peut souligner avec la rotation, en mécanique quantique, c'est que celle-ci n'est possible que dans le cas d'un noyau déformé. En effet, dans le cas des noyaux sphériques, les différentes orientations de ceux-ci ne sont pas distinguables par la mécanique quantique, ce qui empêche donc le phénomène de rotation. Ainsi, la déformation introduit des degrés de liberté supplémentaires, et nécessite la brisure de la symétrie sphérique. Celle-ci correspond à une excitation collective du noyau qu'il nous est possible de détecter lors de sa désexcitation.

Si l'on considère un noyau prolate (cf. fig. 2.10) déformé selon l'axe Z seulement (qui devient donc un axe de symétrie pour le noyau), on dispose alors d'un ensemble d'axes de rotation possible (tout axe perpendiculaire à l'axe de symétrie). Le noyau est en rotation autour de l'axe X, avec une fréquence de rotation angulaire ω . Cette rotation collective autour de l'axe X génère donc un moment angulaire de rotation $\vec{R}$. En plus de cette excitation collective, un moment angulaire $\vec{J}$ peut être généré par la somme des contributions individuelles des nucléons de valence, qui correspond à la somme de leurs spins et moments orbitaux individuels. Ainsi, le moment angulaire total $\vec{I}$ est la somme de ces deux contributions (excitation individuelle et collective par la rotation) :

$$\vec{I} = \vec{J} + \vec{R} \quad (2.25)$$

On désigne alors par K, le nombre quantique représentant la projection de moment angulaire total $\vec{I}$ sur l'axe de symétrie du noyau déformé en rotation. Il est clair, par la construction de $\vec{I}$, que le nombre quantique K n'est pas influencé par la variation de la rotation collective et donc par les variations du moment angulaire $\vec{R}$. Ainsi, une bande de rotation est caractérisée par une combinaison d'états rotationnels possédant la même projection K sur l'axe de symétrie. Ce nombre quantique K est alors utilisé pour caractériser la bande de rotation observée.

Par ailleurs, cette projection K n'est nulle que si la contribution du moment angulaire individuel des nucléons de valence $\vec{J}$ est nulle, elle aussi. Ceci nous indique donc que les noyaux pairs-pairs disposent d'une bande rotationnelle construite sur leurs états fondamentaux et possédant donc un $K = 0$. Pour des projections de $K \neq 0$, on peut parler, dans certains cas, d'état isomérique de Haut-K, si des temps

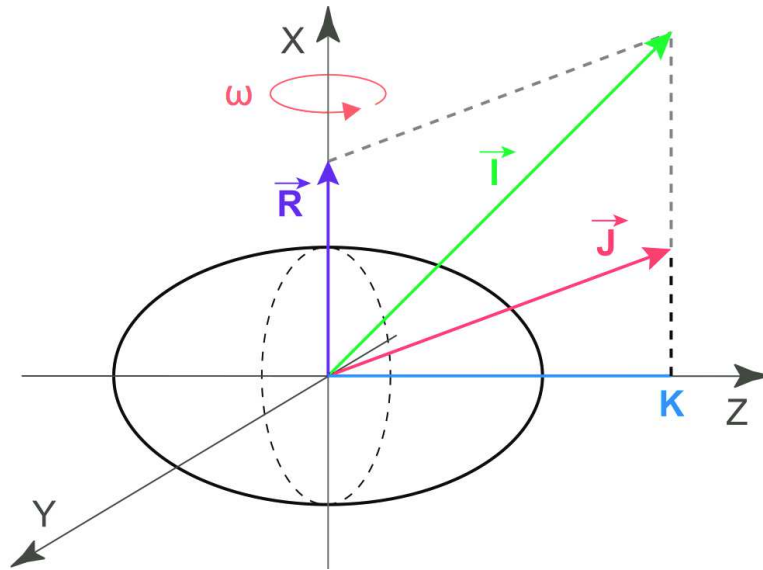


FIGURE 2.10 – Représentation du moment angulaire total $\vec{I}$ pour un noyau déformé en rotation possédant un axe de symétrie. La déformation est quadrupolaire, selon l'axe Z (axe de symétrie) avec une fréquence de rotation ω selon l'axe X. $\vec{J}$ représente le moment intrinsèque du noyau (nucléon de valence) et $\vec{R}$ le moment angulaire rotationnel. Le nombre quantique K , quant à lui, représente la projection de $\vec{I}$ sur l'axe de symétrie du noyau [1] / *Illustration of the total angular momentum $\vec{I}$ in the case of a rotational deform nucleus with a symmetric axis. The nucleus is prolate (quadrupole deformation) on the Z axis with a rotation frequency ω along the X axis. $\vec{J}$ is the intrinsic angular momentum and $\vec{R}$ is the rotational angular momentum where $\vec{I}$ is the sum of these two components. The quantum number K represents the projection of $\vec{I}$ on the symmetry axis (Z) [1]*

de vie significatifs sont observés (section 2.7.1). De plus, la construction de ces deux types de bandes rotationnelles ($K = 0$ et $K \neq 0$) est différente. En effet, comme peuvent le montrer les études de spectroscopie des noyaux tels que le ^{254}No (cf. fig. 2.13), la bande rotationnelle construite sur l'état fondamental, et donc de projection $K = 0$, connecte des états de spins pairs reliés par transitions purement quadrupolaires électriques (E2) (cf. fig. 2.13). Tandis que dans le cas des projections K non nulles, comme le montre l'isomère $K = 3$ ou $K = 8$ du ^{254}No , deux cascades de transitions purement électriques (E2) sont reliées entre elles par des transitions purement magnétiques (M1) (cf. fig. 2.13).

2.7 Les états isomériques

Les états métastables des noyaux font l'objet d'une analogie avec la chimie du fait leurs noms d'état isomérique. Il n'y a pas de valeur tabulée, standard ou ni même minimale en ce qui concerne leurs énergies d'excitation ou bien de leurs temps de vie. Cependant, les énergies mises en jeu peuvent tout de même être de l'ordre de plusieurs MeV. Pour ce qui est du temps de vie, on considère qu'un état est isomérique si son temps de vie est plus long que la moyenne des états excités non isomériques, typiquement de l'ordre de grandeur de la picoseconde ou supérieur.

Ces états isomériques décroissent, soit vers l'état fondamental du résidu d'évaporation par émission électromagnétique, soit, il arrive, que ceux-ci décroissent directement par α ou fission spontanée. Ce sont donc les différents types d'états isomériques que nous allons détailler.

2.7.1 Les différents types d'isoméries

Il existe trois types d'états isomériques en physique nucléaire [49] (cf. fig. 2.11). Leurs classifications ne reposent pas sur des caractéristiques, telles que le temps de vie ou l'énergie d'excitation, mais sur les mécanismes physiques qui sont responsables de leur existence. Si l'on considère l'énergie d'excitation d'un résidu d'évaporation en fonction des différentes variables de la matière nucléaire (déformation, spin, ...), le minimum absolu représente l'état fondamental. Les états isomériques sont quant à eux associés aux minima secondaires présents pour certaines caractéristiques de la matière nucléaire (spin, déformation ...).

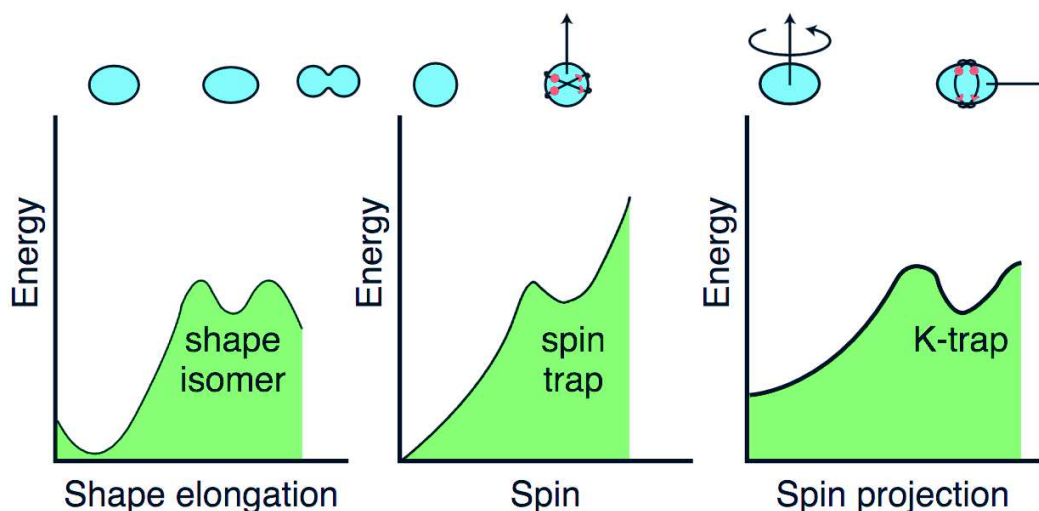


FIGURE 2.11 – Représentation de l'énergie d'excitation du noyau en fonction de plusieurs variables : le premier minimum (ou l'intersection avec l'ordonnée) correspond à l'état fondamental, tandis que les minima secondaires sont responsables des différents types d'isomères observés. (a) Isomère de forme : transition γ vers le fondamental ou fission si la déformation le permet, (b) isomère de spin : empêchement d'une transition de grande multipolarité, (c) isomère de Haut-K : changement important de la projection du moment angulaire total sur l'axe de symétrie d'un noyau déformé en rotation. Dans chacun des cas, la forme et le moment angulaire total sont représentés pour les différents états du noyau [49]/ *Illustration of the excitation energy of a given nucleus in function of several variables : the first minimum (or the intersection with the Y-axis) correspond to the fundamental state, and the second minimum is responsible for the different types of isomers observed. (a) shape isomers : γ transition to the fundamental state or fission if the deformation allows it, (b) spin trap : hindrance factor of a high multipolarity γ transition, (c) K-trap : important change in the projection of the total angular momentum on the symmetry axis of a rotational deform nucleus [49]*

Nous avons tout d'abord les isomères de formes. Ces derniers apparaissent lorsqu'il existe un minimum de l'énergie d'excitation pour une large déformation du noyau. Plus celle-ci sera éloignée de celle du fondamental, plus le nombre de nucléons devant être réarrangés sera important, ce qui conduit donc à une transition, plus ou moins empêchée, et donc au temps de vie observé de l'isomère. Cet empêchement est dû à la déformation qui modifie les orbitales mises en jeu, et qui explique les temps de vie observés lors de la transition entre ces derniers.

Dans ces isomères de formes, on observe deux sous-types. En effet, dans le premier cas le réarrangement est effectué au travers de transitions γ successives jusqu'à retrouver la déformation initiale. Il existe cependant un second type d'isomère de forme dit isomère de "fission". Ce dernier, au travers d'une certaine configuration de la déformation (typiquement un rapport axe de symétrie/diamètre élevé dans les noyaux de type prolate ou oblate) peut se désexciter autrement que par l'émission de γ . La déformation excessive du noyau peut conduire à sa fission si la barrière de potentiel est trop basse (cf. fig. 2.11).

Le second type d'isomère est appelé isomère de spin (dit *spin trap*). Les temps de vie observés pour ces états proviennent de la règle de sélection lors de l'émission d'un γ . En effet, si un état de faible énergie demande un grand changement de spin pour décroître, la probabilité d'une telle transition est faible (cf. Weisskopf), au vu de la multipolarité demandée par le γ . L'empêchement de cette transition étant important, le temps de vie de ce niveau sera donc d'autant plus grand. Ces états isomériques sont le plus souvent observés aux alentours des fermetures de couches, du fait de l'abondance et de la complexité des niveaux nucléaires de particules individuelles rendant cette configuration (multipolarité/énergie) plus fréquente en l'absence de rotation.

Le dernier type d'isomère est appelé isomère de "Haut-K". Ces isomères sont des types particuliers d'isomères de spins, qui n'apparaissent que dans les noyaux déformés possédant une symétrie axiale. Ceux-ci ne dépendent ainsi pas seulement du changement de la valeur du vecteur de spin, mais aussi de son orientation. Ici, K est le même nombre quantique que celui présenté dans la section précédente sur la rotation du noyau (section 2.6.2), et représente la projection du moment angulaire total d'un noyau déformé en rotation, sur son axe de symétrie.

Les états possédant des valeurs de projection K élevées seront fortement couplés à la déformation du noyau (cf. fig. 2.10). De plus, lors de la décroissance d'un de ces états vers un état de projection K relativement différent, la direction du moment angulaire relatif à l'axe de symétrie doit être changée. Ce changement peut s'effectuer au travers du moment angulaire porté par un photon de multipolarité λ entre deux états portant une différence de projection ΔK . Deux cas de figure se présentent alors. Tout d'abord si $\lambda > \Delta K$, on aura donc un empêchement de la transition pour de fortes valeurs de ΔK (grande multipolarité demandée). Ou bien, nous avons $\Delta K > \lambda$, qui est ici une transition interdite, la transition ne pourra donc s'effectuer qu'au travers d'impuretés dans la fonction d'onde. Les temps de vie de ces isomères viennent donc de ces notions d'empêchement et d'interdiction, et peuvent s'échelonner de la microseconde à plusieurs années.

Les règles d'empêchement et d'interdiction permettent donc de mieux comprendre et de mieux analyser les états isomériques de Haut-K et ainsi de mieux expliquer les temps de vie observés. En réalité, ces transitions de haut K sont plutôt empêchées qu'interdites dues à la contribution d'impuretés de ΔK plus faibles présentes dans la fonction d'onde.

On peut définir le degré d'interdiction ν pour une transition donnée [50], qui représente la probabilité de la décroissance étudiée :

$$\nu = |\Delta K| - \lambda \quad (2.26)$$

L'équation (2.26) pointe le fait que les transitions de grande multipolarité réduisent ce degré d'interdiction ν , mais seront plus empêchées du fait de leur multipolarité. On observe une forte diminution entre le rapport des temps de vie observés et ceux de Weisskopf (rapport permettant de tester les natures des transitions : collectives/individuelles). On définit ainsi, F_W , le facteur d'empêchement qui est donné par :

$$F_W = \frac{T_{1/2}^\gamma}{T_{1/2}^W} \quad (2.27)$$

Ici, $T_{1/2}^W$ représente l'estimation du temps de vie théorique de Weisskopf (section 2.5.1) et $T_{1/2}^\gamma$ est le temps de vie du rayonnement γ , pour lequel il faut bien entendu tenir compte de la conversion interne (surtout à basse énergie). Ce rapport permet de comparer les temps de vie observés par rapport à ceux estimés théoriquement dans une approche de type particules individuelles, et nous donne donc une idée de l'empêchement de la transition. Une étude systématique [50], dans le cadre des valeurs de K interdites a

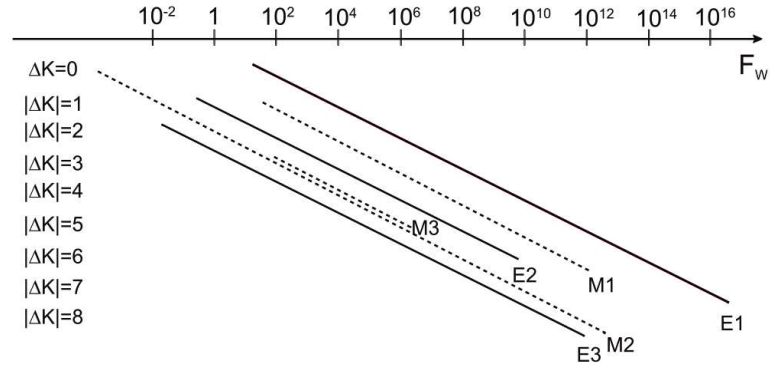


FIGURE 2.12 – Évolution du facteur d'empêchement pour différentes multipolarités dans le cas d'un isomère de Haut-K ([1] basée sur la systématique de [50]) / Evolution of the hindrance factor for different transition multipolarity in the case of a K-trap ([1] based on the systematic of [50])

été réalisée et les facteurs F_W ont été étudiés en fonction de $|\Delta K|$ (cf fig. 2.12). On observe une tendance logarithmique, et une augmentation de l'empêchement, d'un facteur 100, pour chaque unité de $|\Delta K|$.

Lors de l'observation d'un isomère de Haut-K, l'utilisation de ces formules nous permet de mieux comprendre les transitions observées ainsi que d'estimer les différents ΔK mis en jeu dans cet isomère.

2.7.2 L'isométrie de Haut-K dans les noyaux lourds et superlourds

Un grand moment angulaire J est requis pour pouvoir avoir une grande valeur de K . Celui-ci peut être construit au travers d'une brisure de paire de nucléons de valence peuplant des états de particules ayant un grand moment angulaire. Celui-ci peut être aussi atteint, dans les noyaux impairs, au travers des excitations individuelles ou de quasi-paricules. Ainsi, pour induire une grande valeur de K , menant à une interdiction suffisante pour créer un état isomérique, il faut que des orbitales de grand moment J soient présentes au-dessus du niveau de Fermi. Seulement certaines zones de la charte des noyaux permettent l'existence des isomères de Haut-K. La région des lourds et superlourds par sa déformation d'une part, mais aussi par la proximité de niveaux de haut moment J , provenant des gaps sphériques superlourds, au-dessus du niveau de Fermi, est riche en isomères. Ils ont été relevés plusieurs fois dans les noyaux ^{250}Fm , ^{254}No ou bien encore du ^{270}Ds dont l'état isomérique possède un temps de vie plus important (6.0 ms) que celui du fondamental (100 μs). L'isométrie de Haut-K nous permet notamment, au travers de ces configurations assez pures, d'assigner les niveaux mis en jeu plus facilement, et ainsi de remonter à des informations quant aux gaps sphériques des noyaux superlourds ou bien de tracer l'évolution des niveaux de particules individuelles le long d'une chaîne isotopique.

De plus, dans cette région, les noyaux semblent être déformés de façon prolate. La mise en évidence du gap déformé en neutrons $N = 152$ contribue fortement à la formation de ces états. L'étude de ces états, dans la région de masse des lourds et superlourds, a débuté dans les années 1970, mais ils n'ont pu être vraiment étudiés en profondeur qu'à partir des années 1990 avec la naissance de la méthode d'identification par décroissance (ou *Recoil-Decay-Tagging* section 3.4). Cette dernière a permis de lancer les études de ces états par une identification plus précise de produits de réaction au niveau du plan focal des séparateurs. Depuis, plusieurs états isomériques de ce type ont pu être identifiés dans la région des transférmas, par exemple dans les noyaux ^{250}Fm , le ^{254}No (cf. fig. 2.13) [55]. Cependant l'interprétation de ces états reste

souvent délicate et sujette à de nombreuses discussions et comme le démontre le cas du ^{254}No et de ses états isomériques.

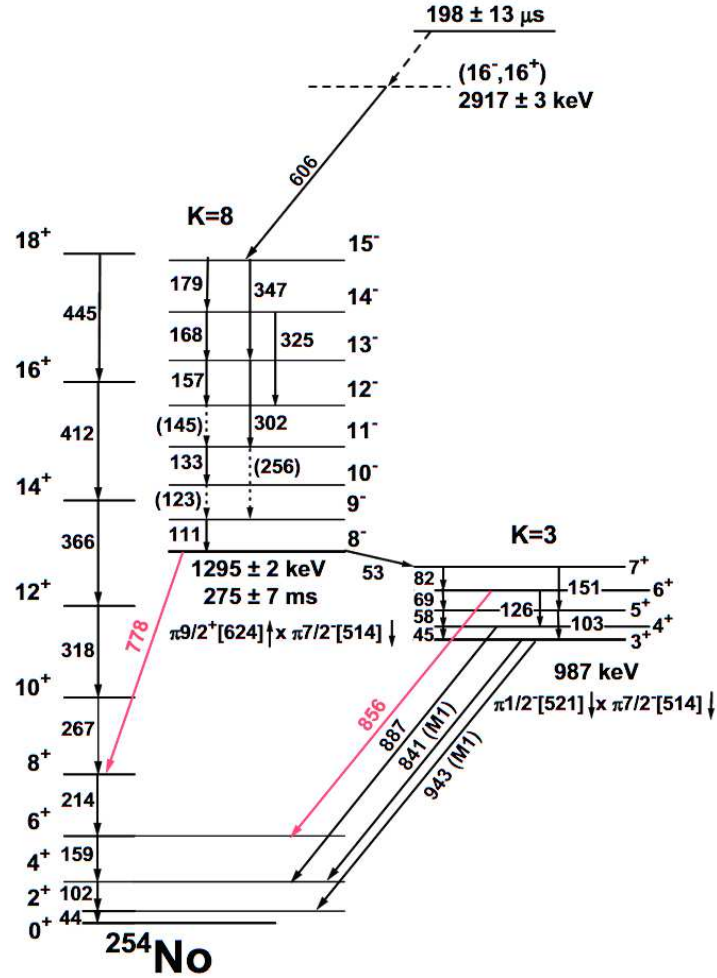


FIGURE 2.13 – Exemple d'isomérisie de Haut-K observée dans la région de superlourds . Schéma de niveaux du ^{254}No [55] : on peut voir l'interconnexion des cascades de transition E2 à l'aide de transition M1 / *K-trap* example observed in the superheavy region. Level scheme of the ^{254}No [55] : we can see the interconnection between the cascade of E2 transition with some M1 transition

Chapitre 3

Dispositifs expérimentaux : principe, séparateur utilisé et types d'études

Contents

3.1	Abstract	57
3.2	Principe et caractéristiques des séparateurs	63
3.2.1	Principe de base d'un séparateur : transport de particules chargées et composants essentiels	63
3.2.2	Caractéristiques d'un séparateur : quantités et fonctions propres	68
3.3	Différents types de séparateurs et d'études	70
3.3.1	Séparateur à gaz : principe de fonctionnement et caractéristiques	70
3.3.2	Type d'études et séparateurs associés en physique nucléaire	73
3.4	Différents types de spectroscopie	76
3.4.1	Principe de la spectroscopie	76
3.4.2	La spectroscopie prompte (associé à l'identification d'un noyau de recul)	76
3.4.3	La spectroscopie retardée	79

3.1 Abstract

Characteristics and Working Principle of Separators

In nuclear physics we can distinguish two types of setups : the separator and the spectrometer. However, their working principles are based on the same one : the transport of charged particles.

Transport of charged particles :

In order to accelerate particles, we need ions. During the extraction of the beam from the sources and, furthermore, from the cyclotron we extract one charge state from the beam (corresponding to the optimized energy). Then, the interaction with the target produces a wide range of charge states at the entry of the separator. This distribution allows us to guide and select the nuclei regarding their electromagnetic properties.

This transport can be performed through three different electromagnetic fields configurations : using only a magnetic field, $\vec{B}$ an electric field $\vec{E}$ or a combination/superposition of those two. It is also governed by the Lorentz force eq.(3.1).

The principle of selection through a separator/spectrometer is to influence the bending radius of the select nuclei. Two main configurations are used in order to bend the trajectory of the ions : a uniform magnetic field always perpendicular to the velocity $\vec{v}$ or an uniform electric field transverse in all points to the velocity $\vec{v}$. These two configurations allow us to define two physical quantities used for the selection of nuclei : the magnetic rigidity and the electric one.

— The Magnetic rigidity : B_ρ

The trajectory of a charged particle (M, q, v) into a uniform transverse magnetic field ($\vec{v} \perp \vec{B}$) is circular, and its bending radius can be determined by the equilibrium between the Lorentz and centrifuge forces, eq.(3.2). Moreover, in this case the force is also transverse to the velocity. Thus, we have $v = \text{constant}$ as well as $\gamma = \text{constant}$, and the movement is circular uniform with eq.(3.3) (R is the bending radius).

With eq.(3.2) and eq.(3.3) we can express the bending radius in function of the physical parameter eq.(3.4). Using this equation, we can also define the magnetic rigidity B_ρ for a given nucleus as the parameters allowing us to determine the bending radius of these ions into a magnetic field $\vec{B}$. This parameter is the only one we need to guide a nucleus into a magnetic spectrometer. Thus, for a given radius R_m of a magnetic dipole, the magnetic field applied will be $B_m = B_\rho/R_m$.

— The Electric rigidity : E_ρ

We can almost proceed in the same way for defining the electric rigidity. But in this case, the electric field should be uniform and transverse at each point of the trajectory to the velocity. Thus, the Lorentz force can be simplified eq.(3.6). The trajectory is also circular uniform in this case, so by using eq.(3.3) and eq.(3.6), we can determine the bending radius R eq.(3.7).

We can define the electric rigidity, E_ρ as the only characteristic needed to transport a nucleus into an electric spectrometer. It allows us to know its bending radius into an electric dipole eq.(3.8). Thus, for a given radius of the dipole, R_E we can adjust the electric field in order to select a nucleus : $\vec{E} = E_\rho/R_E$.

The expression of the two quantities are quite similar. The magnetic rigidity is proportional to the velocity where the electric one has a quadratic relation to it.

The main components of a separator/spectrometer :

These two types of selection define the two main components : the dipole electric and magnetic one. However, several other ones can be used into the experimental setup :

— Magnetic dipole : D_B

As said before, this component allows us to select a nucleus regarding its magnetic rigidity along a fix bending radius. It is composed of two coils and two poles for generating a uniform magnetic field $\vec{B}$ transverse to the trajectory of all nuclei (cf. fig 3.1).

— Electric Dipole : D_E

Again, as said earlier, this component allows us to select a nucleus regarding its electric rigidity along a fix bending radius. It is composed of two bent electrodes (cf. fig. 3.2) in order to apply transverse electric field $\vec{E}$ of constant norm to the reference trajectory along which the select nuclei will pass.

— Magnetic quadrupole : $Q_{h,v}$

This component does not directly select the beam, but allows us to shape it into the experimental setup (cf. fig. 3.3a). It plays the role of an electromagnetic lens for the ions and it is placed in strategic position in order to increase the efficiency of the transport (mid focal plan, exit of the setup ...). However, this component is rarely used alone but more often in doublets or triplets. Indeed, its characteristics focus the beam in one direction but diverge in the other direction (cf. fig. 3.3b) : Q_v focuses vertically and Q_h focus horizontally. Thus, by combining different quadrupoles in a row, we can focus the beam in the two directions and by doing so, increase the transmission of the setup.

— Electrostatic Deflector : E_D

This component is a simpler version of the electric dipole, but does not have the bending of its electrodes. Thus, the electric field is not always transverse to the trajectory and is mostly used in "velocity filter" combined with magnetic dipole as it is used in SHIP [56] and SHELS [57].

— Wien Filter : WF

This is the only component using both electric and magnetic fields in the same space. The Wien filter is a velocity filter allowing us to select a velocity through the component : $v_{passage}$. It is composed of an electric field transverse to the entrance velocity as well as a magnetic field perpendicular to the electric field (cf. fig. 3.5). Thus, we have the Lorentz force with two components : the electric one $\vec{F}_E = q\vec{E}$ and the magnetic one $\vec{F}_B = q(\vec{v} \wedge \vec{B})$. As the magnetic field $\vec{B}$ is always transverse to the trajectory, it will induce a circular trajectory for the charged particles. By correctly tuning the electric field, we can compensate the magnetic component and thus select a velocity for the filter $v_{passage} = \frac{E}{B}$, for which one the charged particles will not notice the effect of the Wien filter.

Separator characteristics :

One parameter is common to all experimental setups : the angular acceptance. The straggling induced by the target and the evaporation will create an emission cone at the exit. The solid angle that the separation setup can accept is called the angular acceptance. It will restrict the amount of reaction product used for the separation stage. We can distinguish two types of functions essential for a separator/spectrometer : rejection and measurement functions.

— Separation function (rejection) :

This function comes from the performance of the modern experimental setup. The high intensity beam (10^{12} to 10^{14} ions/s) hitting the target, creates an amount of data that the detection and acquisition system cannot handle. Thus, we need to select the physically interesting events produced

during the interaction between the beam and the target (transfer, evaporation residue...), which are typically a minor part of the events compared to the background after the target (un-interact beam, other reaction mechanisms...). The minimal function of a separator is to reject these background events and to optimize the transport of the interesting ones (crucial for very rare events) up to the detection setup.

— Spectrometer function (measurement) :

The spectrometer will make a define physical distribution of the nuclei according to a physical quantity (B_ρ , $\frac{M}{q}$,...). This function is not ensured only by the spectrometer, but by its combination with a detection system. It will allow us to measure physical quantities with a given resolution (depending on the performance of both spectrometer and detection system). It will not measure the atomic mass A , the proton number or the charge directly. In most cases, several correlations are needed in order to extract one parameter. We can distinguish five different types of pairs (spectrometer/detection) for four types of quantities measured (cf. tab. 3.1). In other words, a spectrometer is a separator designed to distribute the produce nuclei at the focal plan in order to extract some physical quantity using the detection system. Afterwards, I will refer to both separator and spectrometer under the separator denomination.

Different Types of Separators and Studies

During the presentation of the transport of charged particles and the basic concept of the separator, we only considered one charge state. However, the charge states of the ions exiting the target are not unique but are spread around a central one. Thus, we only optimized the transport for this central charge state, possibly losing in the process transmission for all the other ones. This observation underlies the distinction between the two types of separators : the vacuum one (previously described) and the gaseous one.

Gaseous Separator : Basic Principles and Characteristics The first use of a gaseous separator was in the 1950s at Oak Ridge National Laboratory [58, 59] during the study of the distribution of fission fragments. The first use in the field of heavy ions was performed in Dubna during the study of rare neutron deficient earth isotopes [60, 61].

The working principle of the gaseous separator is based on the interaction between the beam and the gas. In fact, during the successive collisions, an exchange of electrons between the two components (gain or loss) will appear. Thus, if there are enough collisions, an average charge state will appear (cf. fig. 3.6) with a mean value $\langle q \rangle$ and a certain width. The magnetic rigidity will be determined by using the average charge state eq. (3.9). Moreover, the average charge state will only depend on the gas used, the nature of the ions (Z) and their velocity v and can be expressed by eq. (3.10).

Moreover, by using the Bohr hypothesis combined with the Thomas-Fermi atomic model, we can approximate B_ρ eq. (3.11) [62] (only applicable if the velocity is, $1 < v/v_0 < Z^{2/3}$ with $v_0 = 2.19 \times 10^6 m.s^{-1}$ the Bohr velocity). This also illustrates the power of this kind of setup as their A/Z^α will be relatively different between the beam and the reaction product. They also select isobars and can be used in an atomic spectrometer.

However, there are some downsides. In fact, the mass resolution obtained with this kind of setup is medium, due to the optical degradation induced by the interaction with the gas. The volume filled with gas needs to be isolated from the vacuum of the focal plan and the accelerator line. It can be done using two techniques. The first one uses carbon foil (fixed or rotating [63]) which will induce more optical straggling.

The other one uses differential pumping which will induce more length into the separator and can only be used at the target point (GARIS-II for example [64] or RITU [65]). Moreover, the gas prohibits the use of any electric component (dipole ...) as the voltage applied is too high not to discharge through the gas. Finally, in the case of very asymmetric reactions (or any other reaction for which the velocity of the reaction product is low), the transmission of this kind of setup can be killed by the pressure of gas.

Thus, only these magnetic components are used inside the gaseous setups and give us similar structures : $D_B Q_h Q_v$ (Dubna and LBNL), the dispersive component is placed as close as possible to the entrance and thus reduces the dispersion at the focal plane. However, some differences can be observed : for example RITU places first a Q_v to focus the beam into dipole or GARIS I and II that places a last dipole D_B at the exit in order to reject more events before the detection, but increasing the dispersion. All these configurations and performances will be summarized (cf. tab. 3.3).

The last parameter of these types of separators is the gas used to fill the setup. In most cases, it is pure Helium (He), but on the DFGRS at Dubna dihydrogen (H_2) is used for its separating power and regardless of its lower mass resolution [61] as it allows to reach higher magnetic rigidity.

Types of Studies and Associated Separators In the super-heavy field, three types of studies prevail : the synthesis of new isotopes, the spectroscopy and the measurements of physical quantities. Thus the experimental setups are generally designed in order to study one type of physic [66] (cf. tab. 3.2).

— Synthesis/Chemistry :

These studies are done at the extreme limit of the known nuclei, thus we only performed atom chemistry as we only study one atom at a time. We can gather the basic properties of the element such as the volatility (temperature gradient at the focal plane) as well as reactivity (gas flow at the focal plane). The gaseous separators are mainly used in the field (with the exception of SHIP and FMA [67]) for their best transmission (average charge state, and reduced length due to limited optical components).

— Spectroscopy :

The working principle as well as the characteristics of these studies will be detailed in the next section. They probe the nuclear matter (in the region $Z \sim 100$) through the internal transition as well as through the decay of the produced nuclei and thus gathering information on the involved levels . During this kind of experiment, we need a good rejection of the background as well as a good transmission of interesting events. Besides, the detection system should also be very efficient for all types of particles (α , γ and electrons).

An abundance of designs and characteristics of the separator can be observed, each one of them optimized to study preferentially a dynamic or mass region (SHELS for example is designed for the very asymmetric reaction as RITU for the prompt spectroscopy).

Basic principles of the spectroscopy

The reaction mechanism will create the nucleus in an excited state. Through its desexcitation, several emissions will appear (internal transitions and decay of the nucleus). Thus, by gathering several emissions, we can probe the nuclear matter. The detection of these emissions can be done in two places in the experimental setup : at the target (prompt spectroscopy cf. fig. 3.7a) or at the focal plan (delayed spectroscopy cf. fig. 3.7b).

Prompt Spectroscopy (Tagged with the Implantation Event)

The basis of this technique is the identification of the radiation emitted during or just after the fusion evaporation reaction. After the neutron evaporation, γ -rays or/and conversion electrons will be emitted during the desexcitation process to the ground state or to an isomeric state. The detection and analysis of these radiation can bring us information about the nuclear levels, their spins and parities (cf. fig. 3.8a).

However, we need to associate that radiation to a given nucleus in order to extract them from the background at the target point. Thus, the prompt spectroscopy is associated with a focal plane detection system. This one gives us the ability to identify the nuclei, after their selection by the separator, through the assignation of several decay observers in the focal plan detector. This identification is done using correlations between time of flight detectors, implantation detector and their subsequent decays into the implantation detector (decay time and energy). This technique is called Recoil Decay Tagging (RDT) and was first used in 1986 [68, 69].

After this identification, knowing the time of flight through the separator, we can open, in the data analysis, a time window to search for radiation in coincidence at the target point using the germanium detector as well as the electron detector (Silicon) (cf. fig.3.9).

This technique allows us to probe a large panel of information on the nucleus with a large variety of populate levels. However, it presents some downsides : the electron spectroscopy at the target point is difficult due to the background noise. Moreover, in order to extract efficiently the interesting events, the intensity cannot exceed 100 pA on target. Thus, even with long running time, the statistic gathered at the target is low and the study are limited to high cross section (*i.e.* lightest transfermium).

Delayed Spectroscopy

As previously said, the delayed spectroscopy takes only place at the focal plane of the separator (cf. fig. 3.7b). It is also sensitive to the γ emission as well as the electron conversion (for the most setup). However it also detects the decay of the selected nuclei (α spontaneous fission...), and uses the same technique for the identification of the implanted nuclei, the RDT.

This identification allows us to search for events in correlation either with the implanted nucleus (A_ZX) with long lived isomeric states (decay time $> 10 - 20 \mu s$: time of flight plus dead time of the electronic), or in its daughter's ($^{A-4}_{Z-2}X$) (cf. fig. 3.8b). Thus, we can perform either direct γ /electron spectroscopy or α then γ /electron spectroscopy. We can then gather information about the state (ground and excited) in the mother nucleus as well as in the daughter.

At the focal plane position, surrounding the implantation detector, Tunnel detectors are mounted in order to be sensitive to the conversion electron and α particles, which are surrounded by germanium detectors for the detection γ (cf. fig. 3.10).

The panel of angular momentum accessible is the main default encountered in this kind of study. It is quite limited as only the long-lived isomeric states are detected.

On the plus side, this technique has a lot to offer : no limitation on the intensity (only target limit), low background in all the detectors thanks to the selection through the separator, and several nuclei accessible (mother and its daughters).

Some experimental setups have chosen to use both (SAGE + GREAT coupled with RITU) techniques in order to benefit from all the plus sides and so far only suffered from the intensity limitation (^{256}Rf [1]). However, all the experiments done during my thesis were done on GABRIELA at Dubna in delayed spectroscopy.

Maintenant que nous avons présenté l'état de l'art et les prédictions associées à la région des noyaux superlourds, nous allons détailler les dispositifs expérimentaux utilisés pour étudier les noyaux d'intérêt créés au niveau de la cible par le mécanisme de réaction de fusion évaporation. Ainsi, nous allons passer au travers du principe de base des séparateurs, des caractéristiques qui leurs sont associées, et enfin des différents types de mesures. Nous nous concentrerons, dans ce chapitre, principalement sur les séparateurs utilisés dans le domaine des noyaux superlourds, et nous laisserons de côté ceux relevant des autres régions d'intérêts de la physique nucléaire contemporaine ($N = Z$, exotiques et noyaux d'intérêt astrophysique).

3.2 Principe et caractéristiques des séparateurs

Dans la physique nucléaire contemporaine, on distingue deux types de dispositifs dont nous avons besoin pour mener à bien les études des noyaux d'intérêt. Tout d'abord, les séparateurs possèdent une fonction de réjection des produits de réactions non désirés. Ensuite, il existe les spectromètres, qui ont pour fonction de mesurer des quantités physiques liées aux noyaux créés (vitesse, masse, ...). Même si ces deux types de dispositifs ont l'air différents, ils reposent sur le même principe de base : le transport de particules chargées. C'est maintenant ce principe que nous allons détailler ainsi que les composants essentiels à l'établissement de ces dispositifs. Nous poursuivrons ensuite avec les caractéristiques de ces derniers.

3.2.1 Principe de base d'un séparateur : transport de particules chargées et composants essentiels

Transport des particules chargées

Lors des expériences de fusion, que cela soit dans le cadre de la physique des superlourds ou d'autres régions de masse, nous travaillons principalement avec des ions. En effet, pour pouvoir accélérer les noyaux utilisés pour le faisceau, ces derniers doivent être privés d'un certain nombre de leurs électrons. Le faisceau extrait de la source et injecté dans l'accélérateur aura donc une distribution d'état de charges. Ainsi, un seul de ces états est sélectionné pour la production du faisceau à l'énergie souhaitée et, pour le cas des cyclotrons, est extrait en utilisant un feuille de carbone créant ainsi la distribution en états de charge finaux du faisceau interagissant avec la cible. De plus, lorsque les ions sortent de la cible (désirés et non désirés), les interactions entre les noyaux et la cible vont donner lieu à des échanges d'électrons, créant ainsi une distribution d'états de charge différente en sortie de cible. C'est à l'aide de cette distribution que nous allons pouvoir faire circuler les ions en sortie de cible dans le dispositif de sélection (séparateur ou spectromètre).

Le transport dans les dispositifs peut s'effectuer de deux manières différentes : à l'aide d'un champ magnétique $\vec{B}$, d'un champ électrique $\vec{E}$ ou une succession/combinaison des deux. Le parcours d'une particule chargée dans un champ électromagnétique est décrit par la force de Lorentz eq. (3.1).

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

Ainsi, pour effectuer la sélection des noyaux d'intérêt au travers des différents dispositifs, on peut influencer leurs rayons de courbure dans une certaine configuration de champ électromagnétique. On dispose alors principalement de deux possibilités pour la disposition de nos champs qui permettront d'effectuer une sélection différente basée sur le rayon de courbure des ions chargés. Tout d'abord, on peut positionner seulement un champ magnétique $\vec{B}$ uniforme et transversal à la vitesse $\vec{v}$ des particules ($\vec{v} \perp \vec{B}$). Ensuite, on peut mettre en place un champ électrique $\vec{E}$ seul, en tout point transversal à la vitesse $\vec{v}$ des ions

sélectionnés. Ces deux dispositions nous donnent donc deux types de sélections possibles ainsi que deux types de composants essentiels pour les dispositifs expérimentaux. Cela nous donne aussi la possibilité de définir deux quantités nous permettant facilement de paramétrer le parcours des ions dans les filtres : la rigidité magnétique et électrique.

— La rigidité magnétique : $B\rho$

Le mouvement d'une particule chargée (M, q, v) voyageant dans un champ magnétique $\vec{B}$ uniforme et transversal ($\vec{v} \perp \vec{B}$) est circulaire. Le rayon de courbure peut être déterminé par l'équilibre de la force centrifuge et de la force de Lorentz eq. (3.2) :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} = q(\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad \text{avec } \vec{p} = \gamma M \vec{v} \quad (3.2)$$

De plus, on a donc ($\vec{v} \perp \vec{F}$) dans ce cas-ci, ce qui nous donne $|\vec{v}| = \text{Constante}$ et $\gamma = \text{Constante}$. Le mouvement est donc circulaire uniforme, ce qui nous permet d'établir eq. (3.3) :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{|\vec{v}|^2}{R} \vec{e}_r \quad \text{avec } R \text{ le rayon de courbure} \quad (3.3)$$

Ainsi, en remplaçant eq. (3.3) dans eq. (3.2) on peut définir le rayon de courbure eq. (3.4) en fonction des paramètres physiques du dispositif :

$$R = \frac{\gamma M v}{q B} \quad (3.4)$$

On définit ainsi la rigidité magnétique $B\rho$ eq. (3.5) d'un ion (M, q, v) comme la caractéristique qui permet de connaître le rayon de courbure de ce dernier dans un champ magnétique $\vec{B}$:

$$B\rho = \frac{\gamma M v}{q} = \frac{p}{q} \quad (3.5)$$

Celui-ci est le seul paramètre dont nous avons besoin pour guider un ion au travers d'un spectromètre dit "magnétique" (qui ne possède que des dipôles magnétiques), nous permettant ainsi d'ajuster les champs magnétiques $\vec{B}_m$ pour courber la trajectoire d'un ion d'un rayon R_m . Ainsi pour un $B\rho$ donné on aura $B_m = B\rho/R_m$.

— La rigidité électrique : $E\rho$

On peut procéder de la même manière pour la définition de la rigidité électrique d'un ion (M, q, v), mais dans le cas où le champ électrique est en tout point perpendiculaire à la vitesse de l'ion ($\vec{v} \perp \vec{E}$). Pour un champ électrique $\vec{E}$ seul, la force de Lorentz est donc simplifiée eq. (3.6) :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} = q\vec{E} \quad \text{avec } \vec{p} = \gamma M \vec{v}, \text{ si } \vec{v} \perp \vec{E} \implies |\vec{v}| = \text{Constante et } \gamma = \text{Constante} \quad (3.6)$$

En remplaçant eq. (3.3) dans eq. (3.6) cela nous conduit donc à la détermination du rayon de courbure R eq. (3.7).

$$\frac{\gamma M v^2}{R} = q|\vec{E}| \Leftrightarrow R = \frac{\gamma M v^2}{q E} \quad (3.7)$$

On peut là encore définir la rigidité électrique $E\rho$ eq. (3.8), de la même manière que la rigidité magnétique d'un ion (M, q, v), comme la caractéristique qui permet de connaître le rayon de courbure de ce dernier dans un champ électrique $\vec{E}$ créé par un dipôle électrostatique :

$$E\rho = \frac{\gamma M v^2}{q} \quad (3.8)$$

Ainsi pour un $E\rho$ donné d'un ion, on pourra ajuster le champ $\vec{E}$ du dipôle pour courber l'ion d'un rayon R_E : $E = E\rho/R_E$. Ce calcul nous donne ainsi le rayon de courbure idéal dans un dipôle électrique, dans la mesure où seul, pour la trajectoire idéale, le champ sera en tout point perpendiculaire à la vitesse. Ainsi pour les autres trajectoires, cela nous permet donc d'éliminer les ions non souhaités dans notre dispositif.

On peut aussi remarquer que les formules nous permettant de définir les $E\rho$ et $B\rho$ sont assez similaires, à la différence près que l'un est proportionnel à la vitesse et l'autre à l'énergie cinétique.

Composants essentiels d'un séparateur

Comme nous avons pu le voir, deux types principaux de sélection pour les ions dans les séparateurs existent : celle basée sur le champ électrique et celle sur le champ magnétique. Ces deux types de sélections donnent donc lieu à deux types de dispositifs essentiels pour la conception d'un séparateur : les dipôles électriques et magnétiques. De plus, dans l'objectif d'augmenter l'efficacité des séparateurs, nous pouvons introduire un troisième type de dispositif utilisé : les quadripôles magnétiques. Cependant, il existe aussi d'autres types de sélections, et donc de composants associés, nous permettant de constituer un dispositif expérimental. C'est donc l'ensemble de ces composants que je vais maintenant détailler, tant dans leur conception que dans leur utilisation.

— Dipôle magnétique : D_B

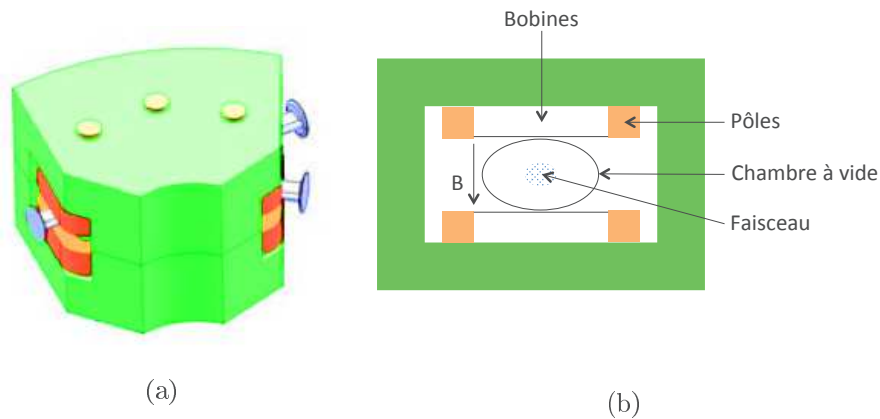


FIGURE 3.1 – (a) Visualisation en trois dimensions de la modélisation d'un dipôle magnétique [66], (b) Schéma de principe d'un dipôle magnétique (en vue de coupe) / (a) Schematic view of a magnetic dipole using CAD software [66], (b) Cut view of the scheme of principle for a magnetic dipole

Comme nous l'avons vu, le dipôle magnétique permet d'effectuer une sélection des ions en fonction

de leur $B\rho$, selon un certain angle. Ils sont composés de deux bobines et de deux pôles permettant la création d'un champ magnétique $\vec{B}$ uniforme mais surtout transverse au mouvement des ions dans la chambre à vide (cf. fig. 3.1).

— Dipôle électrostatique : D_E

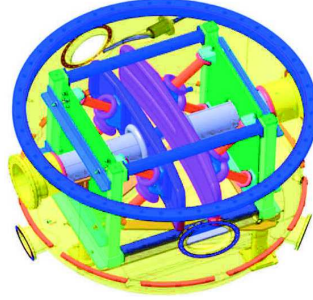


FIGURE 3.2 – Schéma de concept pour les dipôles électriques de S^3 avec la chambre à vide [70] / *Technical design for the S^3 electric dipole inside the vacuum chamber [70]*

Comme nous l'avons vu, le dipôle électrique permet d'effectuer une sélection des ions en fonction de leur $E\rho$, selon un certain angle. Ils sont composés quant à eux de deux plaques incurvées permettant d'appliquer un champ électrique $\vec{E}$ uniforme mais surtout transverse en tout point à la trajectoire de référence (cf. fig. 3.2). Celle-ci correspond à la trajectoire et donc au rayon de courbure optimisé pour un $E\rho$ sélectionné.

— Quadripôles magnétiques : $Q_{h,v}$

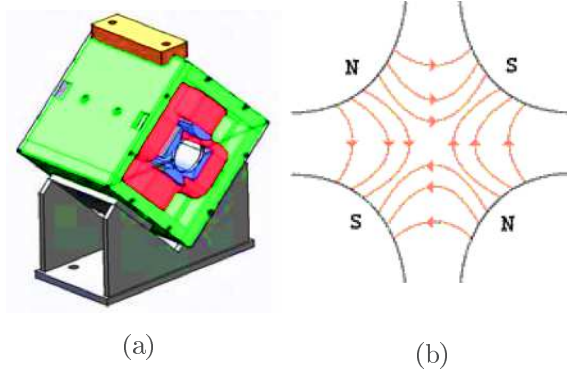


FIGURE 3.3 – (a) Vue informatique d'un quadripôle magnétique [66] : on distingue en rouge les bobinage externes correspondant aux quatre pôles de celui-ci, (b) Ligne de champ générées entre les quatre pôles [66] : les forces focalisent dans une direction (ici en horizontal) et défocalisent dans l'autre (ici en vertical) / *(a) Schematic view of a magnetic quadrupole [66] : in red its four magnetic pole, (b) Field map of the quadrupole [66] : it focalizes the beam along one axis (here horizontal) and diverges it in the other (here vertically)*

Ce composant quant à lui ne sert pas directement à la sélection des ions pour le transport au travers

du séparateur (cf. fig. 3.3a). En effet, il joue un rôle similaire à une lentille électromagnétique sur les particules chargées. Il permet de modifier la focalisation du faisceau d'ions lors du transport de ce dernier, et ce à des endroits stratégiques : à la sortie d'un spectromètre ou encore en entrée de ce dernier.

Cependant, le quadripôle est rarement utilisé seul, mais plutôt en duo ou même en triplet. En effet, il focalise le faisceau dans une direction mais le disperse dans l'autre (cf. fig 3.3b). Il existe donc deux types principaux : ceux focalisant verticalement Q_v et horizontalement Q_h . Ainsi, par une combinaison de quadripôles possédant des axes de focalisation perpendiculaires, on parvient à focaliser le faisceau dans les deux directions.

— Déflecteurs électrostatiques : E_D



FIGURE 3.4 – Photo des plaques du déflecteur électrostatique de SHELS (Dubna) [57] : une grande différence de potentiel entre celles-ci permet de créer le champ électrique dont on a besoin pour effectuer la sélection / *Photography of the electrostatic deflector plates of the SHELS separator in Dubna [57] : a strong potential difference between them creates the electric field needed for the selection*

Ceux-ci sont une version simplifiée des dipôles électrostatiques, à la différence près que les plaques permettant d'appliquer le champ électrique $\vec{E}$ ne sont pas courbes (cf. fig. 3.4) mais planes et parallèles. Ainsi le champ électrique n'est pas en tout point perpendiculaire à la trajectoire de référence. Ils sont le plus souvent utilisés dans les séparateurs catégorisés de "filtre de vitesse" combinés à des dipôles magnétiques comme c'est le cas pour les séparateurs SHIP [56] et SHELS [57].

— Filtre de Wien : (WF)

Cet élément est le seul combinant un champ électrique et un champ magnétique en même temps dans le même espace. En effet, dans un séparateur, il est possible de combiner champ électrique et champ magnétique pour effectuer la sélection. Mais le plus souvent, ces deux derniers sont générés par des éléments distincts du séparateur. Le filtre de Wien [71] est un filtre de vitesse permettant ainsi de combiner les deux champs pour sélectionner une vitesse de passage : v_{passage} . Le concept de ce filtre est une combinaison d'un champ électrique $\vec{E}$ perpendiculaire à un champ magnétique $\vec{B}$, eux-mêmes perpendiculaires au faisceau incident (cf. fig. 3.5).

Ainsi, en compilant la force de Lorentz, nous avons les deux composantes de la force issue des deux

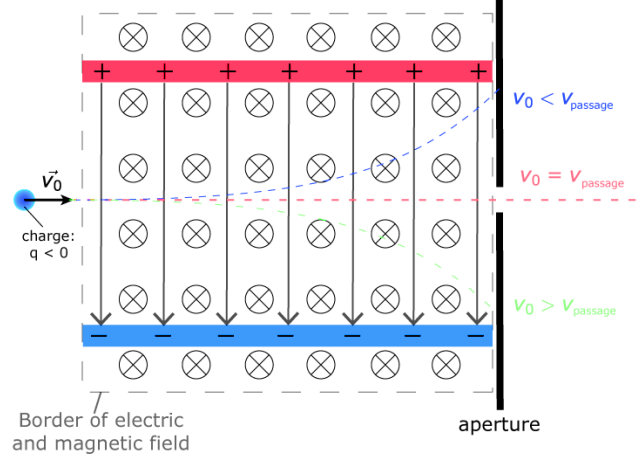


FIGURE 3.5 – Schéma de principe du filtre de Wien [71] : la combinaison des champs électrique et magnétique au sein du même volume permet de sélectionner une vitesse de passage au travers du filtre/ *Working principle of the Wien filter [71] : the combinaison of both electric and magnetic feild allow to selec a velocity through the filter*

champs : $\vec{F}_E = q\vec{E}$ et $\vec{F}_B = q(\vec{v} \wedge \vec{B})$. Comme $\vec{B}$ est toujours perpendiculaire au mouvement de l'ion (cf. fig. 3.5), il va alors induire dans le mouvement des ions une composante circulaire. Ainsi, en sélectionnant le champ électrique correctement, on peut venir compenser cette dernière et de ce fait sélectionner une vitesse de passage au travers du filtre : $v_{\text{passage}} = \frac{E}{B}$ pour laquelle les ions ne ressentiront pas l'effet du filtre de vitesse. Les ions possédant une vitesse plus grande (faible) que la vitesse de passage ressentiront alors plus l'influence du champ électrique $\vec{E}$ (magnétique $\vec{B}$) que celle du champ magnétique $\vec{B}$ (électrique $\vec{E}$) et seront alors arrêtés dans le filtre à l'aide de fente de sélection. Il ne procède seulement qu'à une sélection en vitesse, et n'a aucune sélection en masse ou en charge.

Ce filtre de vitesse peut être aussi réalisé par la combinaison successive de déflecteurs électrostatiques et de dipôles magnétiques, comme cela a pu être réalisé dans les séparateurs SHIP et SHELS (cf. tab. 3.3).

3.2.2 Caractéristiques d'un séparateur : quantités et fonctions propres

Un paramètre très important et commun à l'ensemble des dispositifs expérimentaux est la notion d'acceptance angulaire. En effet, lors de la création des produits de réaction, sous l'effet des interactions avec la cible (ionisation, stripping...), le faisceau en sortie de cible sera émis dans un cône d'émission possédant un certain angle. Or le dispositif de séparation ne pourra récupérer l'ensemble des produits de réaction : il n'acceptera qu'un certain angle solide en provenance de la cible. C'est celui-ci qui correspond à ce que l'on appelle l'acceptance angulaire d'un dispositif et qui limitera donc les performances du séparateur, dans la mesure où une partie des produits de réaction n'entrera pas dans celui-ci.

Pour les expériences menées, on distingue deux types de fonctions propres des séparateurs : fonction de réjection (séparation) et de mesure (spectromètre).

— Fonction de séparateur (réjection)

Les accélérateurs sont capables de fournir des faisceaux comportant jusqu'à $10^{12} - 10^{14}$ ions/s. Cependant, les techniques de détection associées à l'envoi d'un tel faisceau sur une cible solide ne permettent pas de traiter la quantité d'ions parvenant au système de détection. En effet, selon les dynamiques utilisées au cours des expériences, les événements dit "quasi-cible" ("quasi-projectile") seront plus difficiles à rejeter dans le cas d'une cinématique directe (inverse). Pour effectuer les analyses de données, il convient donc d'extraire les événements d'intérêt physique de l'ensemble des interactions entre le faisceau et la cible. Ceux-ci sont le plus souvent largement minoritaires en comparaison du bruit apporté par le faisceau primaire n'ayant pas interagit, ainsi qu'en comparaison aux événements provenant des mécanismes de réaction en compétition. La fonction minimale du séparateur est donc la réjection des ions non désirés en optimisant le passage des ions qui eux nous intéressent, ce qui est primordial pour l'étude des événements très rares.

Si on considère une expérience où l'on a :

- N le nombre de particules incidentes arrivant sur la cible
- N_i le nombre de particules d'intérêt produites = $N\sigma$ (σ section efficace de la réaction)
- n le nombre de particules non désirées collectées sur la détection après le tri par le séparateur
- n_i le nombre de particules désirées collectées sur la détection après le tri par le séparateur
- ϵ l'efficacité de détection

On peut alors définir plusieurs grandeurs caractéristiques d'un séparateur :

- **La transmission** = Nombre de particules collectées / Nombre de particules produites = n_i/N_i
- **La réjection** = Nombre de particules incidentes / nombre de particules collectées après le tri dans le séparateur = $N / (n + n_i)$
- **L'efficacité** = Efficacité de détection * Transmission = $\epsilon n_i / N_i$ (liée à l'acceptance du séparateur)
- **La sélectivité** = Réjection séparateur * Suppression/réjection détecteur = $N / \epsilon n$
- **La sensibilité** = Efficacité / Sélectivité = $(n_i/N_i)/(n/N)$

Celles-ci dépendront du type de séparateur, de sa conception, de ses performances et de celles de la détection associée mais aussi du type de réactions privilégiées (symétrique, asymétrique, très asymétrique, directe, inverse ...) et du type d'ions observés.

- Fonction de spectromètre (mesure)

Pour cette fonction, le spectromètre seul ne suffit pas. Il faut donc le coupler à un système de détection. Ce couple (spectromètre + détection) sera évalué sur la résolution du paramètre qu'il mesure, mais ne mesurera pas en même temps les quantités permettant de remonter au nombre atomique A , au nombre de protons Z , ou à la charge. La plupart du temps, il conviendra de faire des corrélations de plusieurs paramètres pour identifier un ion ou mesurer une caractéristique. De plus, en fonction du type de spectromètre, la quantité mesurée ne sera donc pas la même (car le processus de sélection ne sera pas le même). On distingue ainsi cinq cas différents correspondant à quatre quantités mesurées [66] (cf. tab. 3.1).

En somme, un spectromètre de masse, par sa conception, est un séparateur développé en combinaison avec un dispositif d'analyse et de mesure permettant de remonter à l'information que l'on souhaite mesurer lors de l'expérience. Par la suite, je désignerai donc l'ensemble des dispositifs expérimentaux comme étant

Measured quantity	Spectrometer	Detection
$B\rho$ measurement	Magnetic spectrometer	Position measurement at the focal plan , Energy loss (Z or Q)
$E\rho$ measurement	Electrostatic spectrometer	Position measurement at the focal plan , Energy loss (Z or Q)
Masse over charge ratio measurement (M/q)	Electric and magnetic combined spectrometer	Position measurement at the focal plan , Energy loss (Z or Q)
	Isochron magnetic spectrometer (storage ring)	Relative time measurement , Energy loss (Z or Q)
Speed measurement	Wien filter or electric and magnetic dipole combined spectrometer	Position measurement at the focal plan

TABLE 3.1 – Récapitulatif des quantités mesurables, les types de spectromètres ainsi que le type de détection associées /
Reminder of the measured quantities and the spectrometer as well as the type of detection associated

des séparateurs par simplicité, et préciserai, si besoin est, si l'on parle d'un spectromètre.

3.3 Différents types de séparateurs et d'études

Comme nous avons pu le voir lors de la présentation du transport des particules chargées dans un champ électromagnétique, le mouvement de ces dernières, et donc le rayon de courbure associé en ce qui nous intéresse, est défini pour un état de charge précis (q). Or la réalité des expériences est plus compliquée que cela. En effet, l'état de charge des ions dans le séparateur présente une distribution autour d'une valeur moyenne en sortie de cible (même si rééquilibré à l'aide d'une feuille de carbone en aval de la cible). Nous sommes donc obligés de sélectionner l'état de charge prédominant lors du réglage des composants électromagnétiques du séparateur. Cela engendre ainsi une perte d'efficacité dans la transmission pour un ion sélectionné.

Cette observation est la base de la distinction entre deux types de séparateurs qui possèdent chacun leurs avantages et inconvénients, et que je vais maintenant vous détailler : les séparateurs à vide (dont nous avons implicitement décrit le comportement jusqu'alors) et les séparateurs à gaz.

3.3.1 Séparateur à gaz : principe de fonctionnement et caractéristiques

Les deux types de séparateurs que l'on utilise dans la physique nucléaire contemporaine sont basés sur le même transport de particules chargées. En revanche, la sélection des états de charges n'est pas la même. On peut alors distinguer les séparateurs à vide (vérifiant les principes de base jusqu'alors évoqués) et ceux à gaz à l'aide de cette différence.

Les premières études menées à l'aide de séparateurs à gaz se sont effectuées dans les années 1950 au *Oak Ridge National Laboratory* [58, 59] avec l'étude des distributions de charges de produits de fission. La première application au domaine des ions très lourds fut menée, quant à elle, à Dubna dans l'étude d'isotopes terrestres rares déficients en neutrons [60, 61].

Les séparateurs à gaz sont basés sur l'interaction du faisceau d'ions chargés sortant de la cible avec le

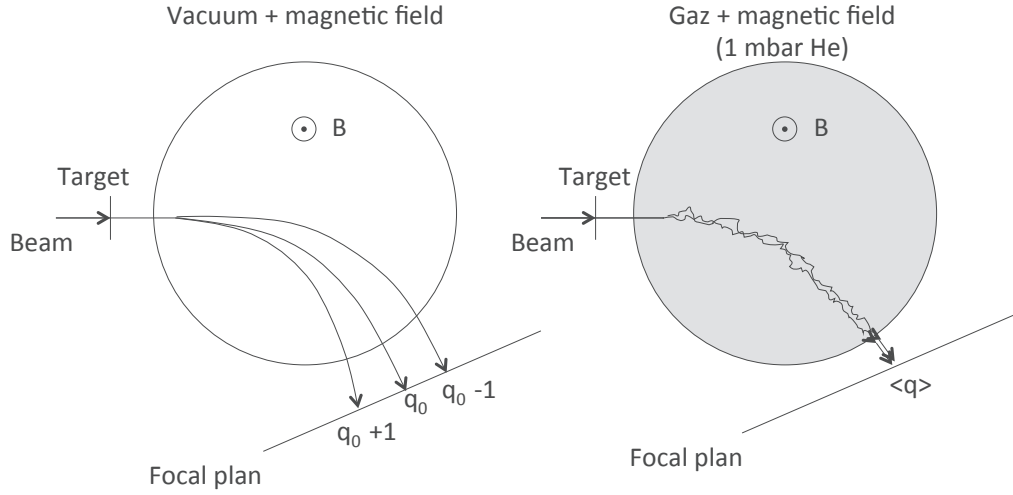


FIGURE 3.6 – Comparaison du transport d’une particule chargée possédant plusieurs états de charge : dans le vide ces derniers prendront donc un chemin différent tandis que dans le gaz ceux-ci seront moyennés $\langle q \rangle$ / Comparison of the trajectory of a charged ions with several charge states : in vacuum separator each charge state has its own path whereas in the gas the charge states are averaged on $\langle q \rangle$

gaz présent dans le séparateur. En effet, les collisions entre les ions, rapides, et les molécules de gaz vont induire un échange (capture ou perte) d’électrons. Lorsque les collisions sont suffisamment nombreuses, on va obtenir un état de charge moyen $\langle q \rangle$ des ions dans le séparateur qui dépendra du gaz utilisé (cf. fig. 3.6). On se retrouve alors avec une expression pour le $B\rho$ sous la forme eq. (3.9) :

$$B\rho = \frac{\gamma m v}{\langle q \rangle} \quad (3.9)$$

De plus, l’état de charge moyen $\langle q \rangle$ ne dépend que du gaz utilisé, de la nature de l’ion (Z) et de sa vitesse v , et peut être exprimé sous la forme eq. (3.10) :

$$\langle q \rangle \approx a \frac{m}{Z^{1/3}}, \quad a \text{ facteur dépendant de la nature du gaz utilisé} \quad (3.10)$$

La pression du gaz, qui n’intervient pas dans cette formule, joue cependant un rôle essentiel dans le transport des résidus d’évaporation et dans la capacité à ne pas perdre les plus lents d’entre eux.

On peut aussi utiliser l’hypothèse de Bohr [72], selon laquelle tous les électrons d’un ion auront une vitesse orbitale plus grande ou égale à celle de ce dernier, combinée au modèle atomique de Thomas-Fermi pour approximer la valeur du $B\rho$ eq. (3.11).

$$B\rho \approx 0.0227 \frac{A}{Z^\alpha} \quad [62] \text{ Avec } (A, Z) \text{ les nombres de masse en protons et neutrons de l’ion et } \alpha = 1/3 \quad (3.11)$$

Cette approximation n’est valable que pour une certaine région de vitesse où $1 < v/v_0 < Z^{2/3}$, avec $v_0 = 2.19 \times 10^6 \text{ m.s}^{-1}$ la vitesse de Bohr. Cependant, la valeur de α surestime l’état de charge moyen pour le faisceau d’ions primaires, mais elle nous permet aussi d’en déduire deux applications des séparateurs à gaz.

- Le terme A/Z^α est suffisamment différent entre les produits de fusion et le faisceau direct ou diffusé, pour que le séparateur puisse extraire les produits de fusion synthétisés.
- Comme $\langle q \rangle$ dépend directement de Z , le séparateur pourra alors être utilisé pour séparer les isobares, si utilisé en spectromètre de masse atomique.

On peut aussi rajouter à cela que les distributions des états de charge pour les ions lourds dans les séparateurs sont décalées vers des valeurs plus faibles comparées à la distribution de ces dernières en sortie de cible. Cela donne donc une application directe pour les séparateurs à gaz dans les réactions asymétriques en cinématique directe.

Cependant, les séparateurs à gaz possèdent aussi quelques inconvénients. En effet, leurs résolutions en masse ne sont pas exceptionnelles au vu de l'optique dégradée par les interactions entre le faisceau et le gaz. De ce fait, il devient difficile de focaliser le faisceau efficacement sur des petites surfaces. Ensuite, pour contenir le gaz dans le séparateur et ne pas l'amener dans le plan focal ou la ligne d'accélérateur, il convient d'isoler les différentes parties du séparateur. Soit par l'utilisation de fenêtres de carbone fixes ou rotatives [63] (en fonction de l'intensité désirée) qui vont alors dégrader encore l'optique par des effets de dispersion du faisceau. Soit par un pompage différentiel entre les différentes zones du dispositif (comme par exemple sur GARIS-II [64] ou bien sur RITU [65]) ce qui rajoute cependant des complexités dans le développement et la réalisation et qui est préférentiellement en amont de la cible au vu de sa conception (succession d'orifice de plus en plus petit). Au final, l'identification précise des ions lourds créés lors de la fusion évaporation, ne peut s'effectuer que par l'identification des décroissances dans les détecteurs du plan focal du séparateur.

De plus, les séparateurs à gaz n'accepteront pas directement de composants électrostatiques (dipôle et déflecteur électrostatique ou filtre de Wien). Au vu des champs électriques mis en jeu dans ces composants, dans une enceinte remplie de gaz, il ne serait pas possible de les faire fonctionner sans créer de claquage entre les plaques générant le champ (tensions pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de la dizaine de kiloVolts appliquées sur ces composants). Ainsi, soit on dispose des feuilles minces permettant de travailler avec ces derniers en dégradant par la même occasion les propriétés optiques du faisceau, soit l'on travaille uniquement avec des dipôles et quadripôles magnétiques.

C'est la deuxième option qui est retenue, et qui conduit donc à une similitude dans la conception des séparateurs à gaz. Ainsi, la structure qui sert de base courante est une succession d'un dipôle magnétique suivie de deux quadripôles : $D_B Q_h Q_v$, où Q_h et Q_v représentent les quadripôles focalisant respectivement horizontalement et verticalement (structure adoptée à Dubna et au LBNL). Cette structure permet de placer l'élément dispersif le plus proche possible de la cible, pour limiter la dispersion finale du faisceau au plan focal.

D'autres séparateurs s'écartent de ce concept, comme RITU à Jyväskylä qui adopte une structure $Q_v D_B Q_h Q_v$ permettant une bonne focalisation verticale du faisceau avant la dispersion. Ou encore GARIS à RIKEN qui lui prend une configuration typique $D_B Q_h Q_v$ et rajoute un dernier élément dispersif à la fin pour séparer encore plus le faisceau : $D_B Q_h Q_v D_B$. L'ensemble des configurations et performances des séparateurs utilisés dans la domaine des lourds et superlourds, est résumé par la suite (cf. tab. 3.3).

Un autre point caractéristique des séparateurs à gaz est l'angle de courbure. En effet, en moyenne, il est compris entre 23° et 30° permettant ainsi une faible dispersion qui limite donc les erreurs d'estimation du $B\rho$ dans le cas de la synthèse des superlourds. Cependant, une faible dispersion pourra amener à une moins bonne identification au plan focal. C'est pourquoi, certains séparateurs (notamment le BGS) ont fait le pari d'avoir des angles de courbures plus grands, ici 70° , permettant ainsi une meilleure dispersion, mais donc un plus grand effet des erreurs sur le $B\rho$ sur la position au plan focal mais aussi peut augmenter sa taille.

Le dernier point caractéristique d'un séparateur est le gaz utilisé. Dans la plupart des dispositifs c'est

l'Helium (He) qui est utilisé. Cependant, à Dubna, sur le DFGRS, c'est du dihydrogène (H_2) qui est utilisé pour ses meilleures qualités de séparation malgré ses moins bonnes résolutions en masse [61].

En conclusion, les séparateurs à gaz permettent d'augmenter la transmission en travaillant avec un état de charge moyen associé aux ions. Cependant, pour des réactions très asymétriques ou toutes autres réactions dont la vitesse des produits de fusion reste très faible, la transmission sera amoindrie, voire trop faible, pour réaliser les expériences. En effet les ions ne posséderont pas assez d'énergie pour survivre aux collisions successives et à la perte d'énergie associée dans le gaz et donc parvenir, avec une efficacité suffisante, au système de détection du plan focal. Cette observation, couplée à l'impossibilité d'utiliser des dipôles électriques, justifie donc encore l'utilisation des séparateurs à vide pour certaines expériences.

3.3.2 Type d'études et séparateurs associés en physique nucléaire

Maintenant que nous avons vu le principe de fonctionnement des séparateurs et les différents modes de fonctionnement de ces derniers, nous allons aborder les domaines d'études pour lesquels ils sont utilisés. Dans le domaine des superlourds, on distingue trois types d'études distinctes : la synthèse, la spectroscopie, et les mesures de quantités physiques (masse, Q_α , ...). Ainsi, en fonction de l'étude menée, les besoins et les attentes liées au séparateur ne seront pas les mêmes [66] (cf. tab. 3.2).

Study	Measurement/Difficulty	Type of facility
Synthesis/Chemistry	- Decay time and energy measurement - Rejection factor must be high for good identification : really rare events	Preferentially gaseous separator : good transmission and geometrical acceptance (GARIS, DGFS, BGS, ...) Exception of SHIP : vacuum separator + velocity filter
Measurement	- Physical measurement : mass, Q_α, ... - Good resolution (1/300 at least for superheavy element) and isobar separation for identification	High geometrical acceptance separator (VAMOS, S^3 + LEB, FMA ...)
Spectroscopy	- Decay time and energy measurement of nuclear states (γ, β detection needed) - Difference in Bρ beam/fusion product not so high - Velocity of the reaction residue can be very low - Beam intensity depend on the type of spectroscopy	Depend on the type of study : asymmetrical, direct cinematic, Gaz filled separator (GARIS, RITU) Vacuum Electromagnetic separator/Velocity filter (SHELS, SHIP, LISE)

TABLE 3.2 – Récapitulatif des types d'études et des séparateurs utilisés lors de ces dernières / *Summary of the different types of studies and the separator associated*

Je vais maintenant présenter l'ensemble des séparateurs principaux utilisés pour l'étude des éléments superlourds, tout d'abord en précisant leurs acronymes ainsi que leurs localisations, puis en résumant les caractéristiques de ces derniers (cf. tab. 3.3).

1. BGS : *Berkley Gaz-filled Separator* situé au LBNL (*Lawrence Berkley National Laboratory*), Berkley (Etats-Unis)
2. FMA : *Fragment Mass Analyzer* situé au ANL (*Argonne National Laboratory*), Argonne (Etats-Unis)
3. DGFS : *Dubna Gaz Filled Separator* situé au JINR (*Joint Institute for Nuclear Research*), Dubna (Russie)
4. GARIS & GARIS-II : *GAz filled Recoil Ion Separator* situé à RIBF (*Radioactive Isotope Beam Factory*), Waiko Saitama (Japon)
5. SHIP : *Separator for Heavy Ion reaction Products* situé au GSI (*Gesellschaft für SchwerIonenforschung*), Darmstadt (Allemagne)
6. TASCA : *TransActinide Separator and Chemistry Apparatus* situé au GSI (*Gesellschaft für SchwerIonenforschung*), Darmstadt (Allemagne)
7. VAMOS : *VARIABLE MODO high acceptance Spectrometer* situé au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), Caen (France)
8. RITU : *Recoil Ion Transport Unit* situé au JYPL (*JYvaskylä Physic Lab*), Jyväskylä (Finlande)
9. LISE : Ligne d'Ions Super Epluchés situé au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), Caen (France)
10. SHELS : *Separator for Heavy Element Spectroscopy* situé au JINR (*Joint Institute for Nuclear Research*), Dubna (Russie)
11. S³ : *Super Separator Spectrometer* situé au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), Caen (France)

La synthèse/chimie

Les études de synthèse et de chimie autour des nouveaux éléments les plus lourds sont assez fortement liées. Lors de la première, malgré les sections efficaces de production très faible et les contraintes de calendrier très fortes en découlant, l'objectif est donc la découverte de nouveaux éléments. Cette découverte passe au travers de l'identification précise des noyaux détectés au plan focal, mais aussi par la caractérisation de leurs décroissances (temps de vie et mode de décroissance). Cette identification, le plus souvent effectuée au travers de longues chaines de décroissance α , n'est donc possible que si au moins un des descendants est connu.

A la suite de la découverte de ces nouveaux éléments, les études de chimie prennent place pour essayer de déterminer les propriétés chimiques les plus basiques de ceux-ci. Il faut cependant garder en tête que l'on effectue ici de la chimie de l'atome dans la mesure où un seul atome est créé à la fois. Ainsi, on peut remonter à la volatilité de l'élément (à l'aide d'un gradient de température au plan focal) mais aussi à sa réactivité chimique en disposant un écoulement de gaz sur le parcours de l'élément dans le plan focal. Au vu des sections efficaces impliquées dans ce type d'études, les performances exigées sur la transmission des séparateurs sont élevées, c'est donc pour cela que l'on retrouve plus de séparateurs à gaz qu'à vide (sauf SHIP et FMA) (cf. tab. 3.2).

La spectroscopie

Les études de spectroscopies, dont je détaillerai le principe dans la section suivante, ont pour objectif de sonder la matière nucléaire plus en profondeur. En effet, le plus souvent elles sont réalisées sur des

Name	Configuration	Study	Transmission	$B\rho_{max}$ (T.m)	Solid angle (msr)	Rejection	Dipole angle	Length (m)	Dispersion (mm/%)
BGS [73, 61]	$Q_v D_B D_B$	spectroscopy synthesis	49 %	2.2	40	3.5×10^{12}	70°	4.7	18
FMA [74, 75]	$Q_h Q_v D_E D_B D_E Q_h Q_v$	spectroscopy synthesis	-	1.1	5	-	$-5^\circ \rightarrow 45^\circ$	8.2	20
DGFS [76, 77]	$D_B Q_v Q_h$	synthesis chemistry	35 %	3.1	10	-	23°	4.3	6.3
GARIS [78, 64]	$D_B Q_h Q_v D_B$	synthesis chemistry	80 %	2.2	12.2	5×10^{11}	55°	5.8	7.8
GARIS-II [64, 79]	$Q_v D_B Q_h Q_v D_B$	synthesis measurement	63 %	2.43	18.5	-	37°	5	19.3
SHIP [56, 80]	$Q_v Q_h Q_v E_D D_B D_B$ $D_B D_B E_D Q_v Q_h Q_v$	spectroscopy synthesis	$\sim 50\%$	1.2	27	$>10^{16}-10^7$	7.5°	12	22
TASCA [81, 33]	$D_B Q_h Q_v$	synthesis chemistry	56 %	2.4	4-13	-	30°	3.5	1-9
VAMOS [82, 83]	$Q_v Q_h (WF) D_B$	spectroscopy transfer measurement	$>60\%$	1.7	70	-	$0-60^\circ$	7.5	18
RITU [84, 85, 65]	$Q_v D_B Q_h Q_v$	spectroscopy	25 %	2.2	10	10^{12-15}	25°	4.8	10
LISE [86, 87]	$Q_v Q_h Q_v (WF)$ $(WF) Q_v Q_h Q_v$	spectroscopy fission fragment	$>37\%$	-	-	$>10^8$	-	-	-
SHELS [57]	$Q_v Q_h Q_v E_D D_B$ $D_B E_D Q_v Q_h Q_v D_B$	spectroscopy	4-40 %	-	-	-	8°	12	-
S ³ [88, 70]	MMMD _B MMM MMMD _E MMM MMMD _B MMM	spectroscopy measurements	10-40 %	1.8	-	$>10^{15}$	$24/36^\circ$	-	-

TABLE 3.3 – Comparatif des séparateurs utilisés dans le domaine des noyaux superlourds au travers des différentes études : en gris clair les séparateurs à gaz et en gris ceux à vide (M réfère ici à des multipôles magnétiques : combinaison de quadripôles, octupôles et sextupôles pour les corrections optiques de plus haut niveau)/ *Comparison of the different separators used in the field of superheavy nuclei through all the studies : in light gray gas filled separator and in grey vacuum one (M refers to magnetic multipole combinaison of : quadrupoles, octupoles and sextupoles for the higher optical correction)*

noyaux plus légers que ceux créés lors des synthèses, et surtout sur des réactions possédant une section efficace plus importante. Celles-ci nous assurent donc une statistique plus importante nous permettant de mesurer plus précisément les transitions internes du résidu d'évaporation émises lors de sa désexcitation (section 2.3.2). Ainsi, en connaissant la nature de ces dernières, les temps de vie associés ainsi que le spin des états, nous obtenons des informations très utiles à comparer avec les modèles théoriques.

Pour réaliser ces études, il nous faut bien entendu un séparateur présentant la meilleure transmission possible, mais aussi un système de détection sensible à tous ces types de particules avec un bruit de fond le plus faible possible. Ainsi, lors de ces études, ce ne sont pas seulement les performances du séparateur que l'on utilise mais aussi celles du système de détection. Ce qui explique que l'on retrouve une grande variété de configurations et de types de séparateurs, chacun ayant été optimisé pour une physique, un type de spectroscopie préférentielle ainsi qu'un système de détection (par exemple SHELS [57] a été conçu pour les réactions en cinématique directe très asymétriques type $\text{Ne} + \text{U}$).

3.4 Différents types de spectroscopie

Maintenant que nous avons présenté les différents types de séparateurs, leurs différentes utilisations et modes de fonctionnement, ainsi que les études qui leurs étaient associées, nous allons nous intéresser plus précisément à la spectroscopie. En effet, mes expériences de thèse ont été effectuées dans l'objectif d'obtenir plus d'informations sur le noyau ^{257}Db . La spectroscopie se divise en deux études similaires, et complémentaires : la spectroscopie prompte et la spectroscopie retardée. C'est le principe des méthodes et les différences et similitudes de ces deux études que je vais maintenant vous présenter.

3.4.1 Principe de la spectroscopie

Lors d'une réaction de fusion évaporation, nous allons créer un noyau dans un état excité. Lors de la désexcitation et la décroissance de ce dernier, des transitions entre les différents niveaux nucléaires mis en jeu vont avoir lieu (section 2.3.2). Celles-ci se caractériseront par une émission d'énergie sous la forme de particule α , de rayonnements γ ou d'électrons de conversions. C'est l'étude de ces transitions et des décroissances du résidu d'évaporation qui nous intéresse lors d'une étude de spectroscopie. On peut alors distinguer deux types de spectroscopie en fonction des particules étudiées : la spectroscopie des décroissances (α , β , SF, dite *Decay Spectroscopy*), la spectroscopie γ et électrons. Ces spectroscopie se répartissent elles-mêmes en deux types d'études : prompte et retardée.

La spectroscopie retardée s'effectuera au plan focal du séparateur (cf. fig. 3.7b). La spectroscopie prompte s'effectue au niveau de la cible par un positionnement de détecteurs autour de celle-ci pour la détection des particules γ et β couplée à l'identification des noyaux au plan focal du séparateur (cf. fig. 3.7a). Nous allons maintenant voir le détail de ces deux techniques ainsi que les informations que chacune d'entre elles peut nous fournir.

3.4.2 La spectroscopie prompte (associé à l'identification d'un noyau de recul)

Le fondement de cette technique est l'identification des particules émises lors du processus de désexcitation du noyau au niveau de la cible durant la réaction de fusion évaporation. En effet, comme nous avons pu le voir précédemment, lors de ce mécanisme de réaction, après l'émission des neutrons ayant conduit au résidu d'évaporation, des rayonnements γ ou des électrons de conversion peuvent être émis lors de transition entre les différents états excités du noyau, et ce jusqu'à l'état fondamental ou un isomère.

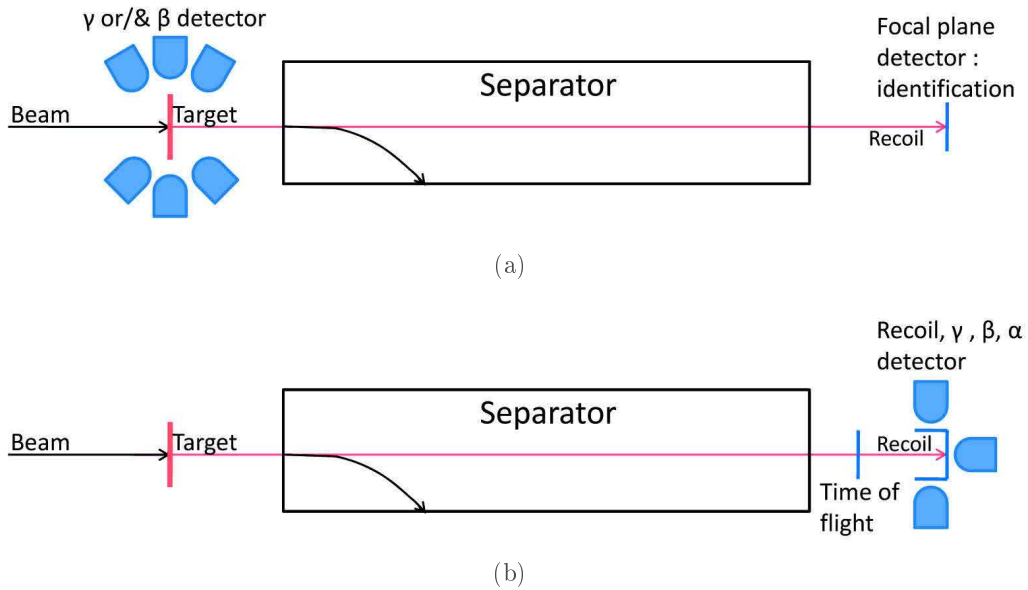


FIGURE 3.7 – (a) Dispositifs expérimentaux mis en place pour la spectroscopie prompte : l'identification au plan focal du séparateur des différents noyaux produits permet d'associer les événements détectés au niveau de la cible (prompts à la création du noyau) à ces derniers, (b) Dispositifs expérimentaux mis en place pour la spectroscopie retardée : l'ensemble de la détection s'effectue au plan focal du séparateur et permet d'étudier les événements de longues durées de vie (retardés après la création du noyau) / (a) *Experimental layout for the prompt spectroscopy : the identification of reaction products at the focal plan of the detector allows us to associate the events detected at the target point to a nuclei*, (b) *Experimental layout for the delay spectroscopy : all the detection are done at the focal plan of the detector and allow us to study delayed event*

C'est l'analyse de ces transitions et les informations que l'on peut en tirer qui vont nous intéresser lors de ces études.

Ainsi, deux types d'événements peuvent être sondés avec cette technique. Premièrement, nous avons les transitions menant à l'état fondamental du noyau ou à un état isomériques, qui nous permettent de comparer l'agencement des états excités correspondant à ceux prédits par les différents modèles théoriques. Ensuite, cette technique nous permet aussi de sonder les isomères de courte durée de vie peuplés par ce mécanisme de réaction. Ainsi, nous allons pouvoir étudier les transitions construites sur ces isomères et déterminer leurs caractéristiques (déformation, spin, ...) (cf. fig. 3.8a).

Cependant, pour pouvoir extraire ces informations, il nous faut, dans un premier temps, attribuer les événements (nombreux) détectés au niveau de la cible à un noyau précis. C'est pour cela que cette technique est couplée à un séparateur et un système de détection plan focal. En effet, cela nous permet de sélectionner les événements d'intérêt physique à l'aide du séparateur et de les identifier au niveau du plan focal. Cette identification s'effectue en deux étapes. Tout d'abord, on détecte les reculs en provenance du séparateur par un dispositif de mesure du temps de vol. Celui-ci, couplé au détecteur d'implantation, permet dans un premier temps, par une sélection temps de vol en fonction de l'énergie d'implantation, de séparer le résidu d'évaporation des événements non voulus. L'identification précise des noyaux implantés s'effectuera, quant à elle, par l'assignation des décroissances de ces noyaux dans le détecteur d'implantation. Ainsi, par une combinaison du temps de vie, du mode de décroissance et de l'énergie de décroissance, nous pouvons assigner précisément chaque événement à un noyau. Cette technique est appelée *Recoil Decay Tagging*, ou RDT, et est utilisée pour toute identification de noyau dans le domaine des superlourds (comme nous le

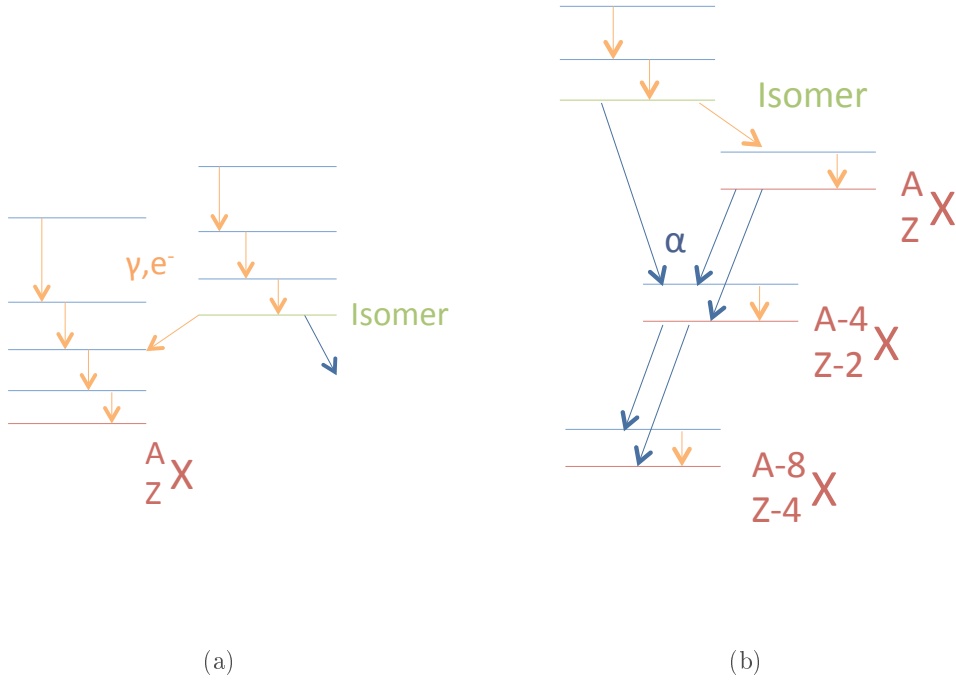


FIGURE 3.8 – Différents types d'événements détectables au cours des spectroscopies : en orange les transitions internes (γ ou électron de conversion), en bleu les décroissances. (a) Différents types d'informations possibles après l'identification du noyau au plan focal du séparateur ($\frac{A}{Z}X$), (b) Différents types d'informations étudiables au plan focal du séparateur après l'identification du noyau père ($\frac{A}{Z}X$) : étude des descendants par la même occasion / *Different types of event measured during spectroscopy studies : in orange the internal transition (γ or conversion electron), in blue the decay (α , fission or β). (a) Information obtained during the prompt spectroscopy after the identification of the recoil nuclei ($\frac{A}{Z}X$), (b) Information obtained during the delayed spectroscopy by the identification of the recoil nuclei ($\frac{A}{Z}X$) and its descendants*

verrons lors de l'analyse des résultats de mon expérience de thèse). Celle-ci a été utilisée pour la première fois en 1986 [68, 69] et a été adoptée par la suite dans les études de physiques nucléaires.

De plus, le temps de vol au travers du séparateur, entre la cible et le plan focal est connu. Donc en attribuant les décroissances à un noyau d'implantation au plan focal, cela nous permet d'établir une fenêtre temporelle pour la recherche d'événements prompts en corrélation avec ce noyau, et ainsi d'obtenir un spectre épuré du bruit de fond inhérent à l'expérience. Les mesures sont alors effectuées par un ensemble de détecteurs silicium et/ou germanium au niveau de la cible (exemple de SAGE cf. fig. 3.9).

Cette technique nous permet ainsi de sonder des états possédant des spins de grandes valeurs ainsi que de grands moments angulaires, et nous donne accès aux structures directement construites sur l'état fondamental du noyau d'intérêt ou sur un isomère. Cependant, malgré ces qualités importantes, elle possède aussi des défauts. En effet, pour ne pas avoir un bruit de fond trop important sur les détecteurs au niveau de la cible, les intensités doivent être limitées à ~ 100 pA au maximum. Cela nous conduit, malgré des expériences de durée non négligeable, à des taux de production des noyaux d'intérêts faibles et amène donc à des spectres ne possédant que peu de statistique.

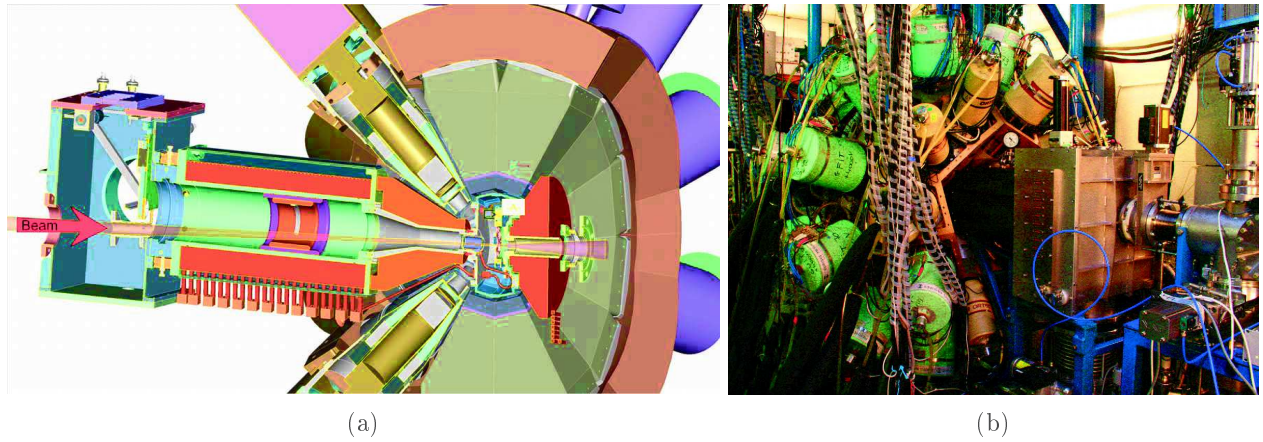


FIGURE 3.9 – (a) Coupe d'une vue trois dimensions du dispositif SAGE [89] : spectroscopie prompt associée à RITU avec la détection d'électrons et de γ , (b) Photo de SAGE [89] : l'ensemble des détecteurs Germanium et Silicium situé au niveau de la cible / (a) Schematic view of SAGE the prompt spectroscopy facilities of the separator RITU [89] : detection of electrons as well as γ -rays, (b) Picture of SAGE [89] : all the Germanium and Silicon detectors around the target

3.4.3 La spectroscopie retardée

La spectroscopie retardée s'effectue au plan focal d'un séparateur. Ainsi, lors de ces études, seuls les états possédant un temps de vie suffisamment long pour effectuer le transport au travers du séparateur mais aussi pour survivre le temps mort de l'électronique pourront être étudiés ($\sim 10 - 20 \mu\text{s}$ actuellement). Cela nous donne donc accès aux isomères de longue durée de vie ou bien à la spectroscopie des descendants du résidu d'évaporation.

Le fondement de cette technique est donc l'identification des événements provenant du séparateur (quasi cible, quasi faisceau, transfert multi-nucléon ou résidu d'évaporation). Cependant le système de détection du plan focal est plus élaboré que celui de la spectroscopie prompt (cf. fig. 3.7b). En effet, ici, on cherche à étudier les émissions de particules γ et β /électron de conversion, mises en jeu dans la désexcitation d'états isométriques de longue durée de vie, ou des états peuplés dans les descendants du noyau père (A_ZX). On peut ainsi remonter aux informations relatives au spin des états fondamentaux/excités des noyaux présents, ainsi qu'aux durées de vie et le mode de décroissance des différents niveaux nucléaires mis en jeu (cf. fig. 3.8b). C'est donc l'ensemble de ces informations que nous souhaitons récolter au plan focal du séparateur lors de ces études.

Pour cela, en plus du détecteur d'implantation "classique", nous disposons de quatre détecteurs dits "Tunnel" situés autour du détecteur d'implantation, formant ainsi une boîte de détecteurs silicium possédant une ouverture en direction du séparateur (cf. fig. 3.10a). Celle-ci, nous permet non seulement d'augmenter l'efficacité de détection des particules α mais aussi d'augmenter notre sensibilité aux électrons de conversion émis lors des processus de désexcitation. Une fois placé dans la chambre à vide, cet ensemble (Tunnel + Implantation) est entouré de détecteurs germanium pour la détection de rayonnements γ au plan focal du séparateur (cf. fig. 3.10b).

Les études débutent par la même identification que la spectroscopie prompt : une identification des événements en provenance du séparateur par RDT à l'aide du détecteur de temps de vol. Ensuite, on effectue l'affiliation des noyaux d'implantations détectés avec leur descendant direct. Ainsi en effectuant les corrélations entre ces noyaux identifiés et les autres types d'événements, on peut accéder aux différentes

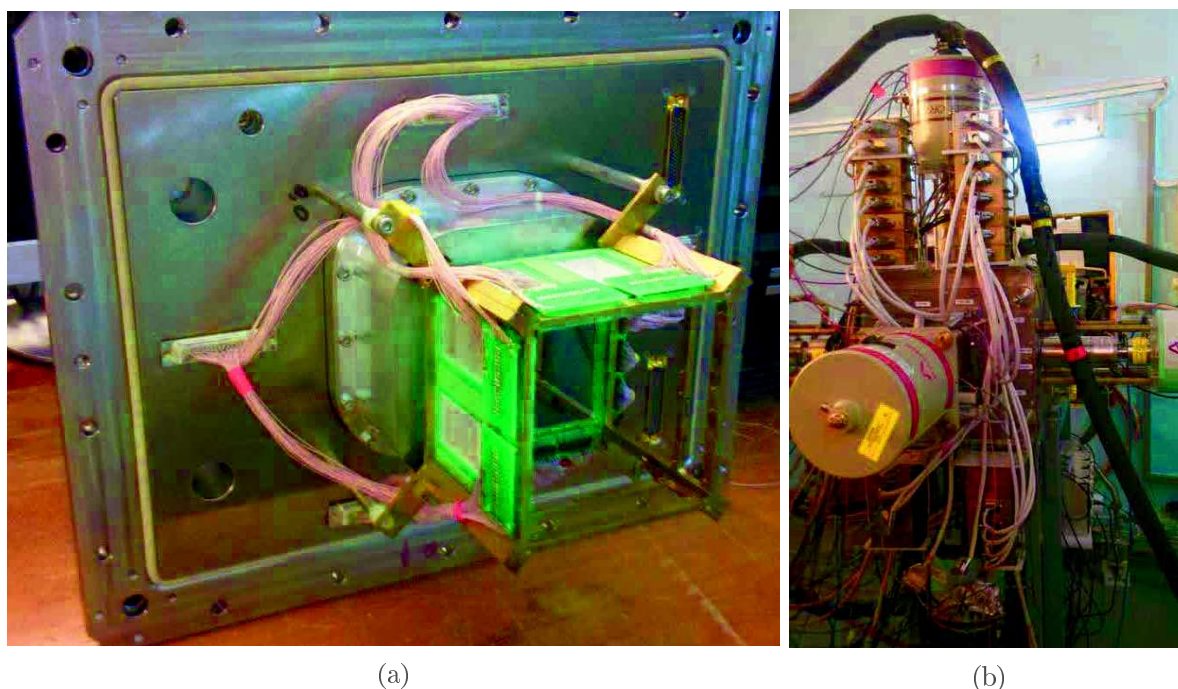


FIGURE 3.10 – (a) Détecteurs d'implantation et Tunnel de GABRIELA montés sur la bride de la chambre à réaction, (b) Détecteur germanium monté sur la chambre de réaction de GABRIELA / (a) Implantation detector of GABRIELA surrounded by the Tunnel detector and mounted on the bride of the reaction chamber, (b) Germanium detector mounted on the reaction chamber of GABRIELA

informations présentes.

Tout comme pour la spectroscopie prompt, cette technique a elle aussi ses qualités et défauts. Ainsi, l'un de ses principaux défauts reste tout de même le peu d'états accessibles. En effet, comme seuls les états isomériques de longues durées de vie sont accessibles, la diversité de moments angulaires est restreinte (en comparaison de ceux accessibles lors des études promptes).

Cependant, cette technique possède plusieurs qualités permettant de contrebalancer son défaut. En effet, elle permet de profiter pleinement du faisceau accessible en ne limitant pas l'intensité utilisable. Cette dernière sera donc déterminée par les capacités de l'accélérateur ou les caractéristiques de la cible. Le séparateur, au travers de sa réjection, nous permet aussi d'obtenir de faibles taux de comptage dans le système de détection, facilitant ainsi les mesures et les corrélations des différents signaux et notamment l'extraction des électrons de conversions. Ensuite, la spectroscopie des décroissances des noyaux est possible (spectroscopie alpha notamment) ainsi que celle des noyaux peuplés après la décroissance. Ce qui nous permet donc d'étudier plusieurs noyaux d'une même chaîne de décroissance en même temps. Enfin, à l'aide des détecteurs Tunnel (aidés par le détecteur d'implantation), la spectroscopie électron est rendue beaucoup plus facile que dans le cas précédent.

Plusieurs dispositifs expérimentaux (SAGE (*Silicon And Germanium* + GREAT sur RITU, GRETINA sur FMA et BGS) ont alors choisi la combinaison de ces deux modes de spectroscopie lors de leur conception. Ainsi, ils profitent de l'ensemble des qualités des deux méthodes avec, comme seule contre-partie, la limitation de l'intensité du faisceau. Ces dispositifs, et notamment SAGE+GREAT (cf. fig. 3.9), ont permis d'effectuer la première spectroscopie d'un élément dit superlourd ($Z \geq 104$), avec le ^{256}Rf réalisé en

2011 lors de la thèse de J. Rubert [90]. Cependant, lors de mon expérience de thèse, nous n'avons utilisé que la spectroscopie retardée sur le séparateur SHELS, couplé au système de détection GABRIELA, que nous détaillerons plus en détails dans le chapitre correspondant à l'analyse de ces dites données sur le ^{257}Db .

Deuxième partie

Spectroscopie du ^{257}Db : expériences et résultats

Chapitre 4

Conditions expérimentales : SHELS et GABRIELA

Contents

4.1	Abstract	85
4.2	Séparateur SHELS	90
4.3	Système de détection GABRIELA	92
4.3.1	Détecteurs plan focal	93
4.3.2	Électronique analogique	96
4.4	Analyse de données : principe et illustrations	97
4.4.1	Principe et méthode de corrélations	98
4.4.2	Illustration : cas des noyaux de ^{216}Th et $^{209,210,211}\text{Ra}$	99

4.1 Abstract

SHELS Separator

The SHELS (Separator for Heavy Element Spectroscopy) separator is located in the JINR laboratory (Dubna, Russia) and is coupled with the U400 cyclotron [91] (cf. fig 4.1 since 1978) which delivers helium to bismuth beams (up to 26 MeV/u) through an ECR (Electron Cyclotron Resonance) source [92].

The SHELS project is an upgrade of the existing VASSILISSA separator previously used [93] (cf. fig. 4.2). It was based only on an electric selection (energy over charge state) and was not optimized for the very asymmetric reactions such as $(^{22}\text{Ne}(^{238}\text{U},\text{xn})^{260-x}\text{No})$, with a transmission of $\sim 1\%$ with uranium oxide). Moreover, it had a low maximum electric rigidity (~ 2 MV) problematic for $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ studies.

The SHELS development was inspired by the SHIP velocity filter [56, 80] with a final configuration : $Q_v Q_h Q_v - E_D - D_B - D_B - E_D - Q_v Q_h Q_v - D_B$ (cf. chapter 3), decomposed in two velocity filters mirrored with a last magnetic deflector for a better rejection of the unwanted nuclei. With this upgrade, the maximum electric rigidity is 10 MV. Moreover the total performance for the reaction mechanism has been increased (cf. tab. 4.1) through the velocity filter technique.

GABRIELA Detection System

The GABRIELA (Gamma Alpha Beta Recoil Investigations with the ELectromagnetic Analyser, cf. fig. 4.3) [94] detection system is dedicated to the delayed spectroscopy of heavy and super heavy nuclei.

Focal Plan Detector :

- Time Of Flight (TOF) detectors : These two detectors are composed of one emissive foil coupled with two micro channel plates (MCPs one before and one after the foil) and are positioned just at the exit of SHELS (cf. fig. 4.4b). The foil is composed of a 30-40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ gold deposit on a 40-50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ polypropylene foil and measures 102 mm by 90 mm.
The passage of a nucleus will create electrons around the emissive foil (cf. fig. 6.3a). They will be accelerated and directed to the two MCPs in order to multiply them and detect in both anodes, creating one of the two TOF signals (time resolution under 500 ns). The time of flight measurement is done using the difference of timestamp of both TOF detectors (placed 240 mm apart and at 335 mm of the focal plan). It also allows us to distinguish between recoil and decay events as only the recoil will have a TOF signal. Moreover, some developments are currently in progress in order to only use one TOF detector (the second signal for the measurement will come from the implantation detector).
- Implantation detector : This detector gathers the incoming nuclei exiting the separator as well as the secondary emission during the desexcitation/decay of the implanted nuclei. This detector is a 10 x 10 cm^2 DSSD (Double Side Strip Detector) composed of 128 x 128 strips for a thickness of $\sim 300 \mu\text{m}$ (cf. fig. 4.5). These characteristics allow us to have an overall spacial resolution under the millimeter through front/back correlations between the strips (better for the RTD technique cf. section 3.4.2).
- Tunnel detectors : These detectors are also DSSD but they are only 5 x 6 cm^2 and 16 x 16 strips. They are positioned in a Tunnel configuration around the implantation detector (two per face, cf. fig. 4.5). Their $\sim 700 \mu\text{m}$ thickness and their close configuration allows us to have a very good efficiency ($\sim 17 \%$, cf. fig. 4.6 [95]) on the [50-500] keV range. The main objective of these detectors is the conversion electron detection as the conversion phenomena is very important in the heavy and superheavy nucleus region.
- Germanium Detectors : The five germanium detectors assure us the detection of γ -rays during the experiment (cf. fig. 4.3). Moreover the BGO shields allow us to reduce the Compton background as well as increase the signal to the background ratio. One brand new clover detector (CLODETTE) is directly positioned behind the implantation detector and four Phase 1 detectors (monocrystal) are placed around the Tunnel detectors. They all have a resolution under 2.8 keV and the very thin entrance windows of the reaction chamber allow to have a threshold around 20 keV (important for the X-rays in the superheavy region) as well as high efficiency (cf. fig. 4.7) [95]

Analog Electronic :

The data acquisition process is quite similar on all the detectors. First, the signal coming from the detector goes through a preamplifier (PA). Then it goes to a spectroscopy amplifier (with two gains (x1 and x10)) before going to an analog to digital converter (ADC) in which the energy is gathered (maximum

amplitude of the signal) and is associated to a timestamp (1 MHz clock).

However, some differences can be spotted. First, the high number of electronic channels needed for the DSSD detectors forced us to multiplex the signals before the spectroscopy amplifiers. Thus, we multiplex 16 even/odd successive strips for the implantation detector or one face of a Tunnel detector. Hence, the ADC gather one additional information, the number of the triggered strips (include in the data format).

Furthermore, the TOF signal was quite noisy during the two acquisition campaigns, thus its reading is gated on a signal in the implantation detector (no TOF signal but implantation one means decay/desexcitation).

The last point concerning the acquisition electronics is its triggering mode. Indeed, GABRIELA is triggerless : all the detectors have an individual trigger. Thus, a complex analysis is needed to extract the wanted information through several correlations.

Data Analysis : Principle and Illustrations

Principle and correlation methods :

First, we need to understand the temporal unfolding of one physically interesting event (cf. fig. 4.8) :

1. Evaporation residue creation : given excitation energy and angular momentum.
2. Transport through SHELS (few microseconds) : noise rejection and selection of interesting events.
3. Time of Flight measurement.
4. Implantation of the recoil nuclei : definition of the implanted pixel.
5. Desexcitation/decay of the implanted nuclei (few microseconds to few seconds or more).

The first step in the analysis is to reconstruct the position of each event in the implantation detector. Through a front/back timing correlation, we define the horizontal position x_{recoil} and the vertical one y_{recoil} as well as the matrix of the energy front in function of the energy back, in order to select the good correlations and check the reconstruction of the pixels.

First, we look for correlated signals between the TOF one and the implantation one. They allow us to construct the first selection matrix (time of flight in function of the implantation energy), to distinguish the several reaction mechanisms involved and finally to select the region of interest for the evaporation residue.

Then, we look for correlations between decay events following the implanted nucleus in the same pixel as the implanted one. It allows us to identify the decays more precisely through their characteristics (decay time and energy). Moreover, we construct the second selection matrix representing the time difference between the implantation and the decay (in $\log_2(\Delta t)$) in function of the decay energy. We can construct the same type of matrix for any desexcitation emission in correlation with either the implantation or the several following decays, and extract their characteristics (decay time and energy).

We can repeat the process through all the α decays until either the chain is broken by the spontaneous fission, or a new implanted nucleus arrives in the same pixel, or the last generation α is too slow and cannot be distinguished from the random correlations (background around 150-200 s in decay time which depends on the counting rate at the focal plan). During this correlation, we establish the last identification matrix : representing the energy of an α decay of the generation n in function of the one of the generation $n - 1$. This last one allows us to identify fine structure in the α decays through genetic correlation, as well as to select them for the correlation with the desexcitation emission.

Illustration : Calibration Experiments ^{216}Th and $^{209,210,211}\text{Ra}$

These two experiments allow us to properly calibrate the silicon detector and check the γ calibration. Indeed, as the nuclei are implanted in the silicon detector, this is the only way to properly calibrate the detectors ((cf. fig. 4.9). Thus, for the α particles, their energies are not degraded by the dead layer (as it is for an external calibration). In contrast, for the electrons detected in the Tunnel, their energies will be degraded by both dead layers (DSSD and Tunnel one).

— ^{216}Th nucleus study

We used the $^{50}\text{Ti}(^{170}\text{Er},4n)^{216}\text{Th}$ reaction, in order to calibrate the α energy using the wide range of emissions of the ^{216}Th decay chain. The large cross section of $40\text{ }\mu\text{b}$ allows us to quickly calibrate all the detectors.

Moreover, in the previous study [96]; isomeric states were highlighted and a level scheme was proposed (cf. fig. 4.10) using prompt and delayed spectroscopy. However, with the GABRIELA setup, we are only sensitive to the last one ($128\text{ }\mu\text{s}$ lifetime) and slightly to the 11^- (655 ns) due to the time of flight (and the electronic dead time). Indeed, using the beam energy measured of $T_{\text{fais}} = 255.5\text{ MeV}$ (mid target $T_{\text{lab}} = 245.5\text{ MeV}$), we can determine the recoil energy and velocity through eq. (4.1) to eq. (4.6) : with a time of flight eq. (4.7).

In order to calibrate the detectors, we need to identify the several radiation in the detectors. We establish the several selection matrices starting with the time difference in function of the decay energy (calibrate matrix cf. fig 4.11). It allows to identify all the radiation clearly through their decay time and energy (^{216}Th but also ^{217}Th and their several daughters) and confirm the presence of the branching ratio ($\sim 3\%$) of the 8^+ isomeric state at 9.921 MeV . Moreover, the decay time estimation is easily done by projection of the selection on the Y-axis and using the eq. (4.8) (cf. annexe D) for the fitting and the extraction of the decay time : $27.08^{+10.3}_{-10.3}\text{ ms}$ for the ground state and $143.46^{+4.1}_{-4.3}\text{ }\mu\text{s}$ for the 8^+ isomeric state (cf. fig. 4.12).

We then perform the second stage of correlation : between the several generations of α decays. We can construct the second selection matrix (cf. fig. 4.13), select the corresponding emission (ground state and isomeric one) and perform the correlation of γ -rays and electrons in coincidence with the ^{216}Th . We construct the corresponding matrix (cf. fig. 4.14a for γ and cf. fig. 4.14b for electrons). We then obtain the spectrum cleaned of most of the background and retrieve the corresponding internal transition (cf. fig. 4.15). In order to establish the correlation between the several desexcitations in coincidence with the ^{216}Th , we construct matrices representing : γ energy in function of γ energy (cf. fig. 4.16a) or γ energy in function of electron energy (cf. fig. 4.16b). Thus, we can reconstruct the structure of the internal transition observers and described in the previous works.

Finally, using the estimated number of internal transitions below the 8^+ isomeric state (cf. fig. 4.17) as well as the estimated number of α decay emitted from the 8^+ isomeric state (both corrected by the efficiency of the detectors involved and the conversion phenomena), we can calculate the α branching ratio of this one (cf. tab. 4.2).

— $^{209,210,211}\text{Ra}$ study

We used the $^{50}\text{Ti}(^{164}\text{Dy},5n)^{209}\text{Ra}$ reaction (1 mb cross section reaction), in order to calibrate the Tunnel detectors using the highly converted (K and L) $\frac{13}{2}^+ \rightarrow \frac{9}{2}^-$ (M2) transition from the $\frac{13}{2}^+$ isomeric state ($128\text{ }\mu\text{s}$ lifetime, cf. fig. 4.18a) [97]. The excitation functions of the 3 and 4n channels

are quite similar to the $5n$, so we expected some $^{210,211}\text{Ra}$ in the several spectrum (given access to two other isomeric states cf. fig. 4.18).

First, we need to identify the several radiation detected. The different correlations are established and we construct the two selection matrices (cf. fig. 4.19 for recoil- α correlation and cf. fig. 4.21 for recoil- $\alpha_1 - \alpha_2$ correlation). These two matrices highlight the problem of this reaction : the proximity of the decay time and energy of the ^{209}Ra and ^{210}Ra (cf. fig. 4.20 for the decay time estimation). Thus, for the desexcitation correlations, we need to work with the selection of both radiation. However, the characteristics of the isomeric states are quite different and can be easily distinguished. Furthermore, we look for the γ -rays and conversion electrons in coincidence with both $^{209,210}\text{Ra}$ and construct the matrices of the lifetime in function of the radiation energy (cf. fig. 4.22a for γ -rays and cf. fig. 4.22b for conversion electrons). We identify all several transitions previously observed, extract the lifetime of all the isomeric states present (cf. fig. 4.23) as well as we establish the three lines used for the Tunnel calibration. Finally, using the γ matrix, we can produce a clean spectrum of all the transitions in the several isotopes (cf. fig. 4.24) with the X-rays of the radium in the low energy part of the spectrum.

Ce chapitre sera consacré à la présentation du dispositif expérimental utilisé au JINR de Dubna (Russie) : le séparateur SHELS et son système de détection au plan focal associé : GABRIELA.

4.2 Séparateur SHELS

Le séparateur SHELS est donc situé au JINR de Dubna, et est relié au cyclotron U400 [91] (cf. fig 4.1), qui délivre les différents faisceaux utilisés au cours des expériences. Ce cyclotron est en opération depuis 1978 et permet de produire des faisceaux allant de l'hélium au bismuth avec une énergie atteignant 26 MeV/u au maximum. Il est couplé à une source d'ions lourds (ECR : *Electron Cyclotron Resonance* [92]) et permet d'atteindre des intensités de 1.4 pA en $^{48}\text{Ca}^{18+}$ sur cible.



FIGURE 4.1 – Cyclotron U400 du JINR à Dubna (en bleu) avec au-dessus le système de source d'ions lourds (ECR) et d'injection axiale [98] / *U400 Cyclotron at JINR in Dubna (blue), and on the top the heavy ion source (ECR) with the axial injection system into the cyclotron [98]*

Le projet SHELS a été financé par une ANR qui avait pour objectif d'apporter des modifications et d'améliorer le séparateur existant (cf. fig. 4.2) : VASSILISSA [93]. Celui-ci a été utilisé pendant les 20 dernières années pour l'étude des résidus d'évaporation et des mécanismes de réaction dans la région des noyaux lourds et superlourds. Couplé au système de détection GABRIELA [94], ce séparateur a permis notamment l'étude des décroissances et désexcitations d'isotopes du fermium, mendelevium, nobélium et lawrencium. Cependant, VASSILISSA était basé sur une sélection purement électrique du fait de sa conception (hormis la dernière réjection qui s'effectue au travers d'un dipôle magnétique cf. fig. 4.2). Celle-ci repose sur le ratio énergie sur état de charge de l'ion sélectionné (cf. eq. (3.8)). Pour les réactions très asymétriques, telles que $^{22}\text{Ne}(^{238}\text{U}, \text{xn})^{260-x}\text{No}$, la transmission du séparateur était très faible ($\approx 1\%$ avec une cible d'oxyde d'uranium) en raison de la grande dispersion en énergie et états de charges des résidus d'évaporation créés. De plus, la rigidité électrique maximum n'était que de 2 MV, qui rendait les études $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ difficiles. C'est dans ce cadre que l'ANR SHELS a été mise en place, avec pour objectif de compenser ces deux problèmes. Le développement s'est donc inspiré du filtre de vitesse SHIP [56, 80] du GSI avec une configuration $Q_v Q_h Q_v - E_D - D_B - D_B - E_D - Q_v Q_h Q_v - D_B$ (cf chapitre 3 pour le détail du fonctionnement des éléments) : Q sont ici des quadripôles magnétiques, E des déflecteurs électrostatiques et D des dipôles magnétiques. Ce nouveau séparateur SHELS (*Separator for Heavy Element Spectroscopy*)

est donc composé de deux filtres de vitesse identiques et symétriques dont les composantes électriques et magnétiques sont physiquement séparées et assurées individuellement par un élément propre. Ils sont suivis d'un dernier dipôle magnétique pour augmenter la réjection des ions non désirés au plan focal.

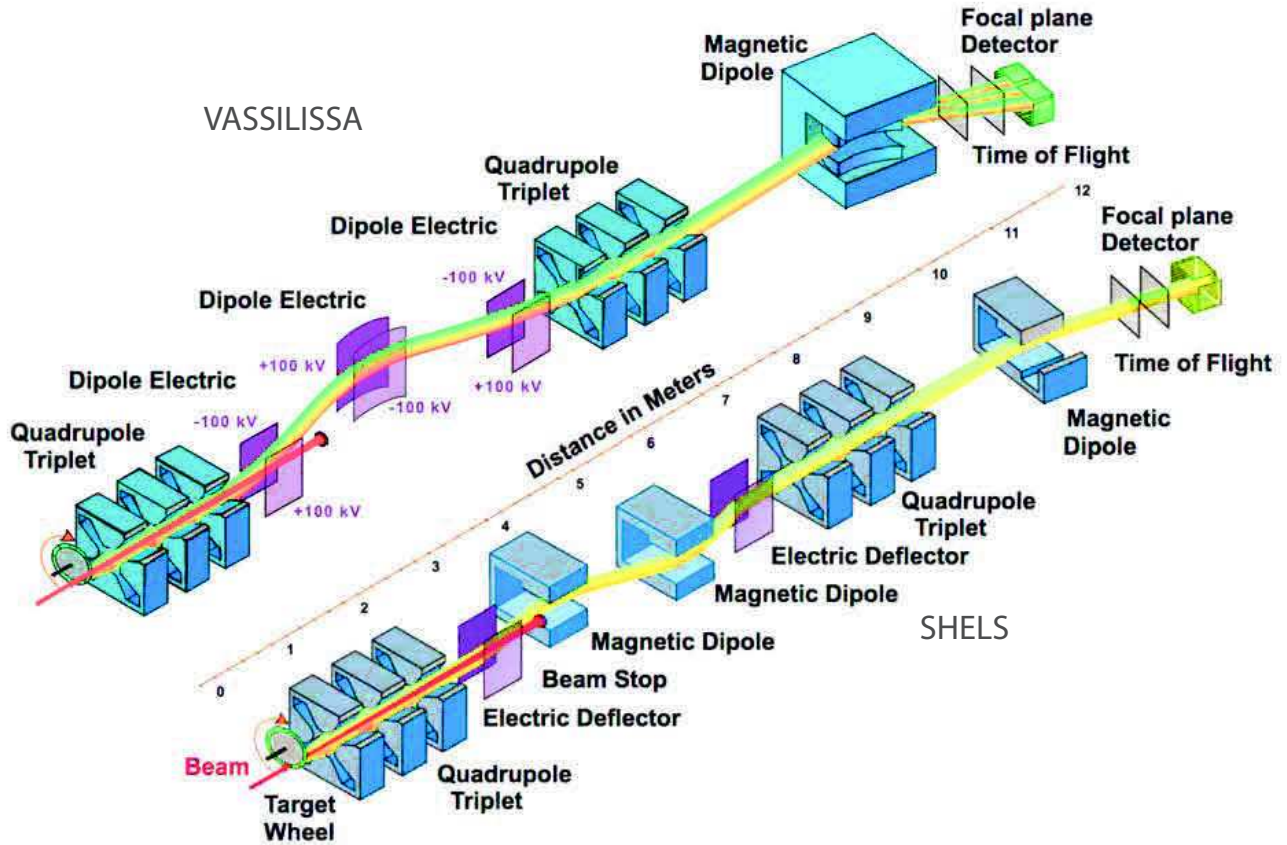


FIGURE 4.2 – Représentation du séparateur SHELS (en bas) et comparaison avec VASSILISSA (en haut) : mise en évidence du changement de configuration des éléments électromagnétiques centraux de VASSILISSA [99, 57]/ Schematic layout of SHELS (bottom view) and comparison with VASSILISSA (top view) : highlight of the upgrade of the central electromagnetic component of VASSILISSA [99, 57]

Ces modifications ont donc permis de résoudre le problème de rigidité électrique maximum dans la mesure où celle-ci est maintenant de 10 MV. De plus, cette configuration en filtre de vitesse résout le problème de sélection des résidus d'évaporation, et permet d'être indépendant de l'état de charge de l'ion transporté pour une séparation plus efficace des produits de fusion mais aussi une meilleure transmission de ces derniers. De plus, si l'on compare les transmissions simulées dans le cas de VASSILISSA et de SHELS (cf. tab. 4.1 et tab. 3.3 pour les caractéristiques de SHELS) on peut observer une nette augmentation pour l'ensemble des dynamiques de réaction utilisables, notamment pour les réactions très asymétriques avec un facteur sept entre les deux dispositifs. De surcroît les premiers tests ont permis de relever une réjection du faisceau primaire supérieure à 10^{15} [57] pour cette nouvelle configuration

Reactions	VASSILISSA Transmission (%)	Expected SHELS Transmission (%)
$^{48}\text{Ca}(^{208}\text{Pb}, 2n)^{254}\text{No}$	25	35
$^{22}\text{Ne}(^{238}\text{U}, 5n)^{255}\text{No}$	2	14
$^{48}\text{Ca}(^{248}\text{Cm}, 3n)^{293}\text{Lv}$	18	40

TABLE 4.1 – Comparaison des performances de VASSILISSA et SHELS au travers de trois réactions types : deux nobélium par des dynamiques différentes et une synthèse d'un élément superlourd, le livermonium / *Performances comparison of VASSILISSA and SHELS through three typical reactions : two nobelium using different dynamic of reaction and one synthesis of superheavy nucleus : livermonium*

4.3 Système de détection GABRIELA

Le système GABRIELA (*Gamma Alpha Beta Recoil Investigations with the ELectromagnetic Analyser*) est dédié à l'étude et la spectroscopie des noyaux lourds et superlourds à l'aide du séparateur SHELS. C'est un système de détection au plan focal qui a pour objectif de réaliser des études de spectroscopie retardée. Il est donc composé de plusieurs types de détecteurs ainsi que de leur électronique dédiée que je vais maintenant détailler (cf. fig. 4.3).

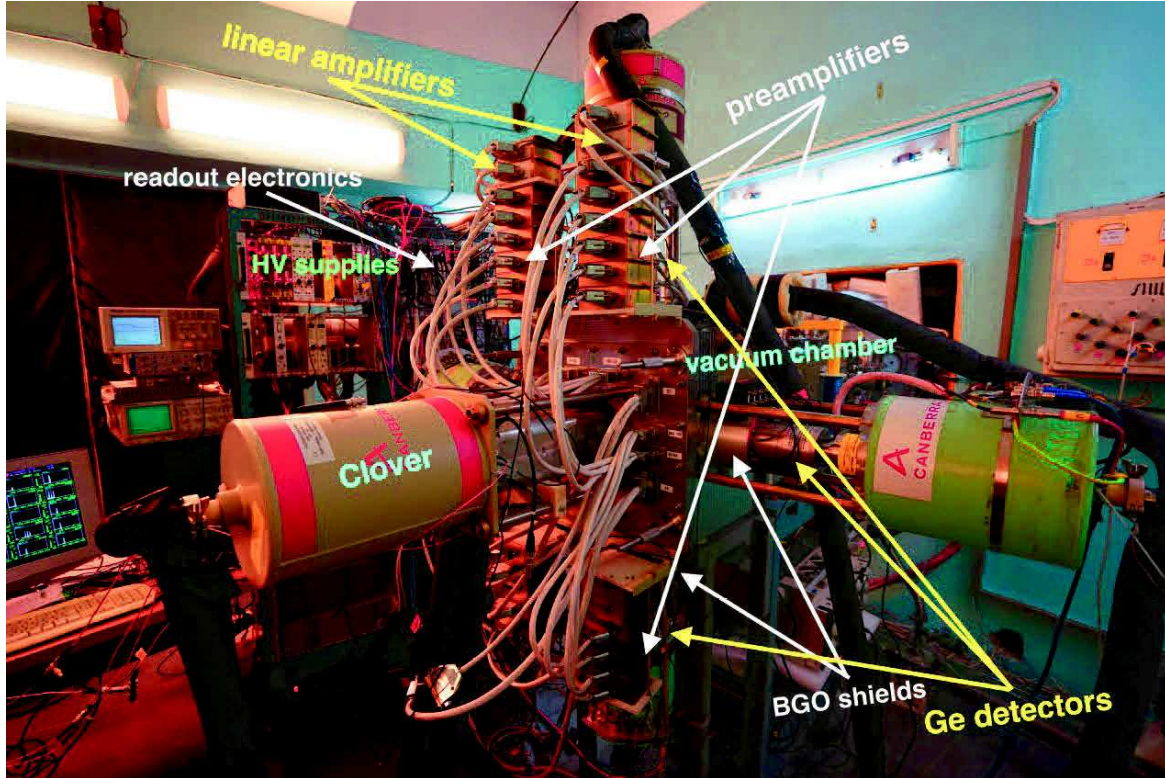


FIGURE 4.3 – Système de détection GABRIELA au plan focal de SHELS [95] : ensemble des détecteurs montés et connectés à l'électronique d'acquisition (ref) / *GABRIELA detection system at the focal plan of SHELS [95] : all the detectors are mounted and connected to the acquisition electronic*

4.3.1 Détecteurs plan focal

Tout d'abord le système de détection se décompose en 4 groupes différents possédant chacun un rôle et des caractéristiques précises, permettant de réaliser aussi bien des spectroscopies α qu'électron ou bien encore γ .

Détecteur de temps de vol :

Ces détecteurs de temps de vol ou TOF (*Time Of Flight*) sont au nombre de deux et sont situés à la sortie du séparateur SHELS (cf. fig. 4.4b), juste après le dipôle magnétique de déflexion. Ils sont composés d'une feuille émettrice ainsi que de deux galettes à micro-canaux (MCP, *Micro Channel Plate*). La feuille émettrice est constituée d'un dépôt d'or de 30-40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ sur du polypropylène de 40-50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur et mesure 102 mm par 90 mm.

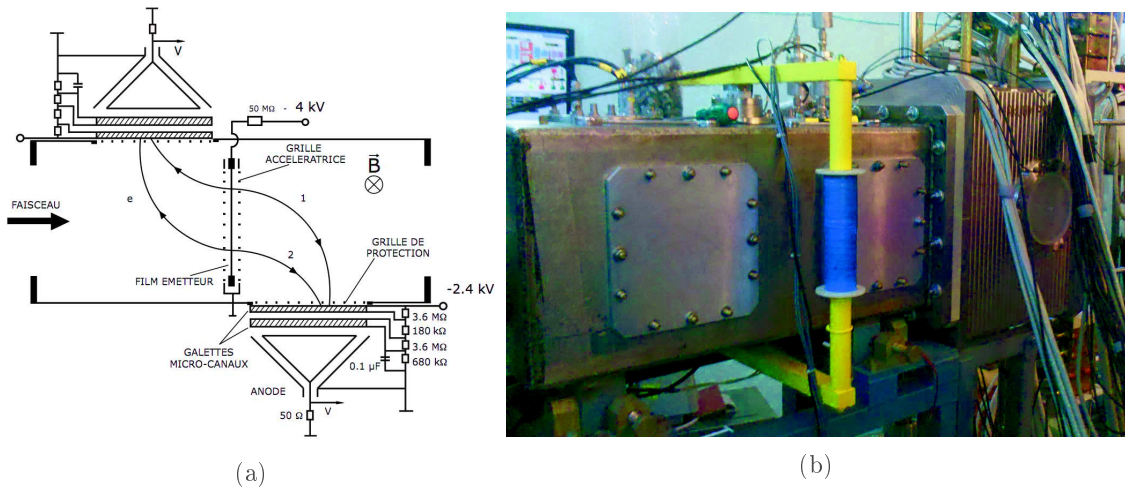


FIGURE 4.4 – (a) Schéma de principe d'un des deux détecteurs de temps de vol [99] : une feuille émettrice au centre et les deux galettes micro-canaux parallèles au faisceau avec leur anode pour la récupération du signal (correspond à un des deux détecteurs de temps de vol) , (b) Caisson des détecteurs de temps de vol sur GABRIELA : les deux plaques vissées correspondent aux emplacements des détecteurs / *Schematic principle of the time of flight detector [99] : One emissive foil at the center of the picture with two MCPs with their anode for the gathering of the signal (this is one of the two TOF detectors) , (b) TOF chamber on GABRIELA : the two plates correspond to the emplacement of the detectors*

Ainsi au passage des ions en provenance du séparateur, une bouffée d'électrons sera émise au niveau de la feuille (en amont et en aval de cette dernière cf. fig. 6.3a). Ces électrons sont accélérés par un champ électrique généré par une grille accélératrice et dirigés, à l'aide d'un champ magnétique, vers les deux MCP situées parallèles au faisceau, en amont et en aval de la feuille émettrice (cf. fig. 6.3a). Ces galettes permettent d'amplifier le nombre d'électrons créés au niveau de la feuille émettrice au travers du phénomène de cascade d'électrons secondaires (principe fondamental des MCPs). Ces électrons sont alors collectés par deux anodes (une pour chaque MCP) créant ainsi le signal pour l'ion ayant interagit avec l'un des deux détecteurs de temps de vol.

Le temps de vol est alors mesuré à l'aide d'une succession de deux détecteurs espacés de 240 mm, le deuxième étant positionnés à 335 mm du plan focal. La différence de temps entre les signaux des ces deux détecteurs (avec une précision de 500 ns) nous donnera donc la mesure du temps de vol. Cette mesure permet aussi la différenciation des événements de reculs et de décroissances dans le détecteur

d'implantation, dans la mesure où seuls les reculs posséderont des signaux dans les détecteurs de temps de vols.

Des développements sont en cours sur GABRIELA avec pour objectif de n'utiliser qu'un seul détecteur TOF, et de réaliser la mesure du temps de vol à l'aide du détecteur d'implantation. Cela permettrait d'augmenter le temps de vol entre les deux signaux, donnant ainsi une plus grande dispersion des mesures pour une meilleure séparation des événements d'intérêt lors des analyses ainsi qu'une diminution de la matière en amont du détecteur d'implantation

Détecteur d'implantation :

Le détecteur d'implantation sert à intercepter le faisceau d'ions sortant du séparateur et est positionné au plan focal de celui-ci. Ainsi, après la mesure du temps de vol et le faisceau traverse un dégradeur (feuille de Mylar positionnée juste en amont du détecteur d'implantation, sur le support en cuivre (cf. fig. 4.5), permettant ainsi de diminuer l'énergie et donc la profondeur d'implantation des noyaux de reculs. Les événements d'intérêt sont collectés dans un détecteur silicium dit DSSD pour *Double Side Strip Detector* : le détecteur d'implantation. En effet, celui-ci est composé de pistes de collection de charges sur ses deux faces, orientées perpendiculairement. Ainsi, par corrélations entre les signaux des faces avant et arrière, on peut constituer des pixels correspondant à l'intersection des deux pistes touchées.

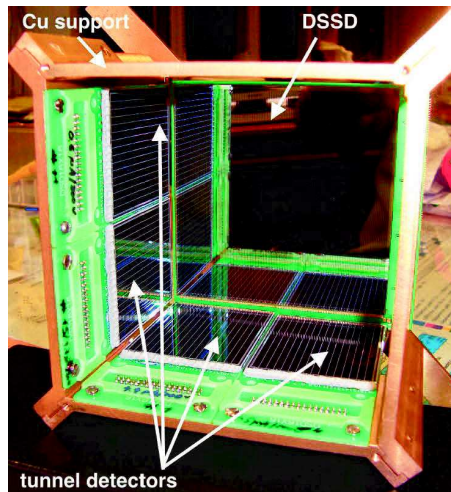


FIGURE 4.5 – Détecteur silicium de GABRIELA au plan focal de SHELS [95] : on peut voir le montage Tunnel de ces détecteurs silicium avec, au fond, de la boîte le détecteur d'implantation (DSSD) entouré des détecteurs Tunnel, le tout sur un support cuivre pour le montage et refroidissement / *Silicon detector of GABRIELA at the focal plan of SHELS [95] : we can see the Tunnel mounting of all the silicon detectors with, in the back, the implantation detector surrounding by the Tunnel detector. The whole system is on a copper frame for the mounting and the cooling*

Le détecteur utilisé sur GABRIELA est un DSSD de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ possédant 128 pistes sur chaque face (cf. fig. 4.5) et d'épaisseur $\sim 300 \text{ }\mu\text{m}$. Cela nous permet d'obtenir une précision spatiale bi-dimensionnelle sub-millimétrique et nous permet donc de réduire la fréquence de détection par pixel au cours des expériences. De plus, sa grande taille nous permet, avec des optimisations de l'optique de SHELS, d'augmenter l'efficacité de détection et donc la transmission de ce dernier.

L'objectif de ce détecteur est de détecter les événements d'implantation ainsi que ceux provenant de la désexcitation ou la décroissance des implantations au travers de la détection des particules α (avec une

efficacité géométrique de 50-60 %), des électrons de conversion ou bien encore de la fission spontanée. La résolution en position de ce détecteur permet aussi de pouvoir corrélérer l'ensemble de ces événements au travers de la méthode RDT (section 3.4.2) permettant l'identification plus précise des noyaux implantés dans le dispositif.

Détecteur Tunnel :

Ces détecteurs sont situés autour du détecteur d'implantation dans une configuration dite "Tunnel" (cf. fig. 4.5) : ils forment une boîte autour de celui-ci. L'objectif de ces détecteurs est de récolter les particules de décroissances s'échappant du détecteur d'implantation. Ainsi, ils détecteront des fragments de fission ou des particules α émises au cours de la décroissance du noyau d'implantation. Cependant leur utilité principale, dans le dispositif actuel, est la détection des électrons de conversion (cf. section 2.5). En effet, ce phénomène très présent dans la région des noyaux lourds et superlourds, nous oblige à être sensibles à ce phénomène.

Ces détecteurs Tunnel sont composés de 8 DSSD (2 par face du Tunnel, cf. fig. 4.5), possédant 16×16 pistes de collections et mesurant $5 \times 6 \text{ cm}^2$. Cette pixélisation permet notamment d'envisager de reconstruire la position des particules α s'échappant du détecteur d'implantation. De plus, leur épaisseur de $700 \text{ }\mu\text{m}$ permet d'obtenir une bonne efficacité pour la détection des électrons de conversion dans la gamme $[50, 500] \text{ keV}$. Nous pouvons observer un plateau situé autour de 17 % (cf. fig. 4.6) [95], permettant d'être vraiment sensible aux faibles transitions très importantes pour les assignations de spin et parité des transitions nucléaires.

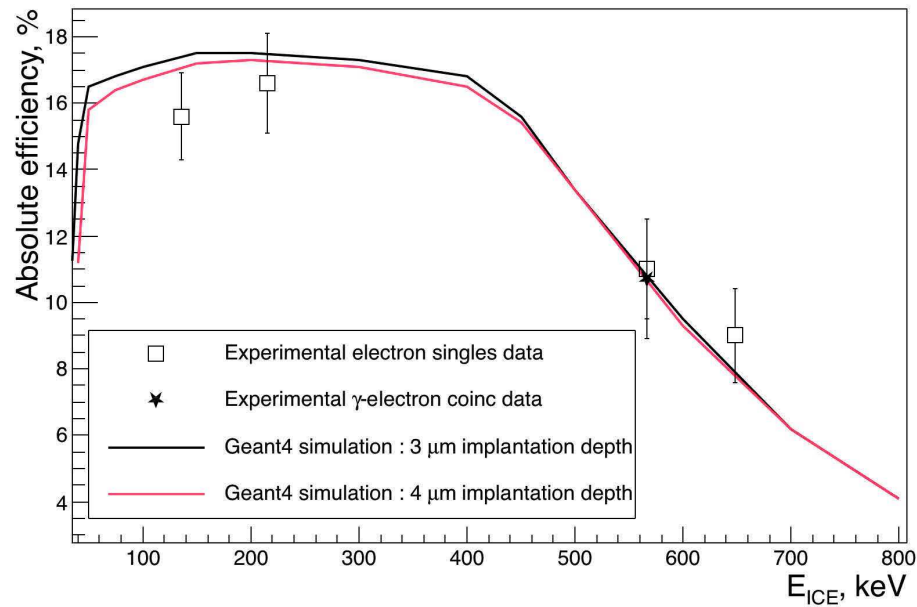


FIGURE 4.6 – Simulation de l'efficacité de détection pour les détecteurs Tunnels de GABRIELA : en ligne pleine les simulations en fonction de la profondeur d'implantation du noyau dans le DSSD combinées avec les mesures expérimentales en faisceau (carrés et étoiles) [95]/ Simulated efficiency for the Tunnel detector of GABRIELA : the line represents the simulation for different implantations depths and the squares and stars are the in-beam experimental data [95]

Détecteur germanium :

Les détecteurs germanium ont pour objectif la détection des rayonnements γ et des rayons X émis au cours des différents processus nucléaires. Ils sont situés autour du plan focal du séparateur et du détecteur d'implantation. Ceux-ci disposent d'enceintes anti-Compton ou BGO (de composition $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) utilisées en anti-coïncidence, permettant de réduire le fond Compton et d'augmenter le rapport signal sur bruit. Ainsi, le taux d'événements n'ayant pas déposé entièrement leur énergie dans le détecteur ou encore ceux ne provenant pas de la chambre à réaction (événement extérieur telle que la radioactivité naturelle), sera donc réduit.

La géométrie actuelle utilisée sur GABRIELA est composée de cinq détecteurs germanium (cf. fig. 4.3) : 1 clover (CLODETTE) et quatre détecteurs monocristaux type Phase 1, tous possédant des résolutions inférieures à 2.3 keV. De plus, le nouveau concept de chambre de réaction GABRIELA [57] permet de réduire le seuil de détection aux alentours de 20 keV à l'aide de fenêtres en aluminium de seulement 1 mm d'épaisseur. Cela permet notamment d'être sensible aux nombreux rayons X dans la région des lourds et superlourds et d'assurer aussi une géométrie ultra-compacte (avec des BGO ne débordant pas en amont des détecteurs) augmentant donc l'efficacité de détection (cf. fig. 4.7) [95].

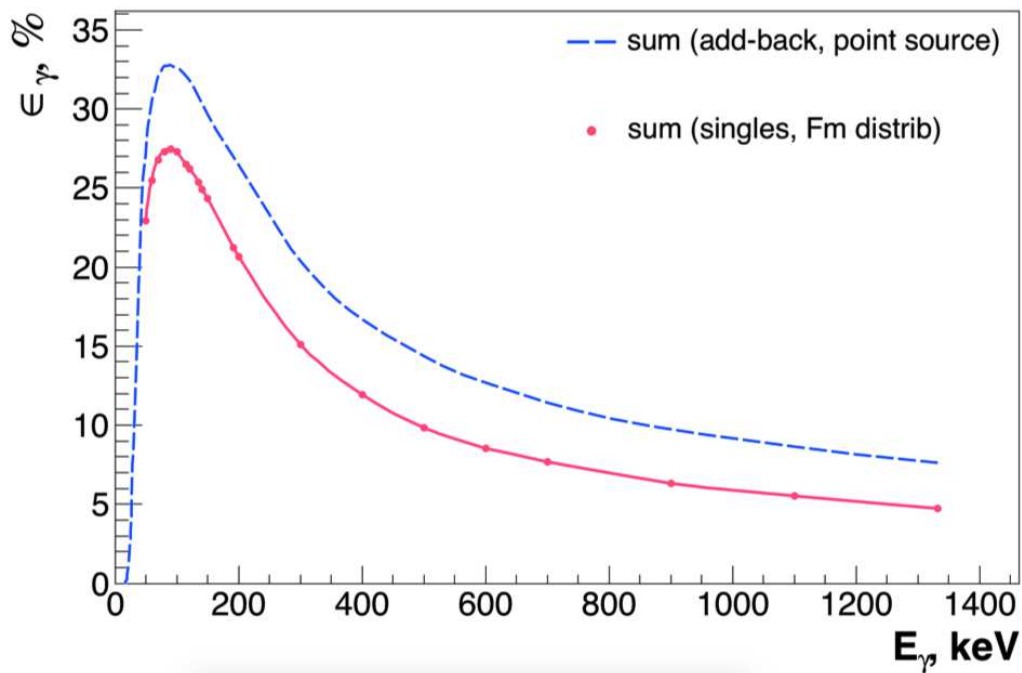


FIGURE 4.7 – Simulation de l'efficacité de détection pour les détecteurs germanium dans la configuration adoptée sur GABRIELA : en rouge les points expérimentaux du ^{251}Fm [95] et en bleu l'efficacité simulée en sources ponctuelles / *Simulated efficiency for the germanium detectors into the configuration adopted on GABRIELA : in red the experimental values for ^{251}Fm [95] and the blue one represents the simulation on point source*

4.3.2 Électronique analogique

Le traitement effectué sur l'ensemble des signaux provenant des divers détecteurs de GABRIELA est similaire. Tout d'abord, ils passent en premier lieu dans un pré-amplificateur (PA) qui est situé le plus

proche possible du détecteur. Ces signaux sont ensuite mis en forme dans un amplificateur de spectroscopie, avant d'être dirigés vers les convertisseurs "analogique vers numérique" (ADC *Analog to Digital Converter*). C'est dans ces derniers que l'énergie de l'événement est mesurée. Celle-ci est prise comme étant le maximum de l'amplitude du signal qu'on associe alors à un temps propre donné par une horloge de fréquence 1 MHz. Ces informations sont ensuite envoyées dans le système d'acquisition de données pour y être enregistrées.

Ce déroulement est donc commun pour tous les détecteurs avec quelques ajouts individuels propres à chacun. Tout d'abord, si l'on considère les détecteurs silicium, le nombre de voies électroniques associé à ces derniers est très grand : 256 pour le détecteur d'implantation et 128 pour les Tunnel. Pour diminuer le nombre d'amplificateurs de spectroscopie, ainsi que d'ADC, on multiplexe un certain nombre de signaux en provenance de ces détecteurs pour les traiter dans le même ADC. Ainsi, pour être capable de mesurer l'énergie dans les pistes voisines dans le détecteur d'implantation, on multiplexe 16 pistes paire/impair successives dans le même ADC. En ce qui concerne les détecteurs Tunnel, on multiplexe aussi les signaux mais par face de détecteurs (2 DSSD 16 x 16 pistes par face de la boîte silicium). Lors des deux prises de données effectuées au cours de ma thèse, les détecteurs Tunnel n'ont pas été branchés de la même façon. Lors de la première, seule les faces avant des détecteurs étaient connectées à l'électronique, les faces arrières étaient mises à la masse. Tandis qu'au cours de la seconde prise de données, les deux faces du détecteur étaient branchées à des voies électroniques (de nouveaux ADC/préamplificateurs étaient disponibles).

Ainsi, en plus des informations classiques, les ADC en reçoivent une supplémentaire correspondant aux numéros de la voie ayant déclenché dans le groupe de 16 pistes du détecteur.

Quant aux détecteurs de temps de vol, en raison d'un fort bruit de fond, ils n'étaient lus qu'en coïncidence avec un événement dans le détecteur d'implantation. De plus, ceux-ci nous permettent de différencier les événements d'implantation et de décroissance dans le DSSD. En effet, si un événement DSSD est en coïncidence avec un signal TOF, il sera considéré comme une implantation (et dans le cas contraire il sera enregistré comme un α).

En ce qui concerne la mesure de l'ensemble de la gamme en énergie présente dans le dispositif ([50 keV - 200 MeV]), cette fonctionnalité est assurée à l'aide des amplificateurs de spectroscopie. En effet, ces derniers possèdent deux gains internes permettant d'effectuer deux mesures distinctes dans deux gammes d'énergie séparées : la gamme α [~ 100 keV , ~ 20 MeV] et la gamme fission [~ 1 MeV , ~ 200 MeV]. Cependant, pour la mesure des électrons de conversion dans les détecteurs Tunnel, cette méthode ne nous donne pas un seuil suffisamment bas (≤ 50 keV). Pour atteindre de telles valeurs, un amplificateur linéaire très rapide est positionné juste après l'étage de pré-amplification. Ainsi, après les amplificateurs de spectroscopie, pour les détecteurs Tunnel, nous aurons deux gammes d'énergie (différentes des précédentes) : la gamme β [~ 50 keV , ~ 1 MeV] et la gamme α .

Le dernier point propre à cette électronique est son mode de déclenchement. En effet, elle est dite *Triggerless*, dans la mesure où chaque détecteur déclenche indépendamment des autres, et ne possède donc pas (sauf pour les événements TOF, comme expliqué précédemment) de corrélation en temps lors de leur écriture sur disque. C'est donc lors de l'analyse des données que ces corrélations seront effectuées pour extraire la physique souhaitée.

4.4 Analyse de données : principe et illustrations

L'objectif des analyses de données est d'extraire de l'ensemble des données un petit nombre d'événements d'intérêt physique. Ces derniers sont plongés dans un fort bruit de fond provenant des mécanismes de réactions concurrents de très grande section efficaces (quasi fission, transfert ... section 2.3.2). Un code d'analyse complexe est donc nécessaire pour extraire les informations liées à la physique étudiée. Ainsi, au

travers de la corrélation des différents types d'événements à disposition et de sélections successives, nous pourrions identifier les noyaux d'intérêt implantés dans le détecteur et donc extraire les informations indispensables pour la physique que nous étudions. C'est donc le principe de la méthode que je vais présenter avant de prendre appui sur des exemples concrets.

4.4.1 Principe et méthode de corrélations

Pour comprendre les méthodes de corrélation, il faut tout d'abord comprendre le déroulement spatio-temporel d'un événement d'intérêt physique (cf. fig. 4.8).

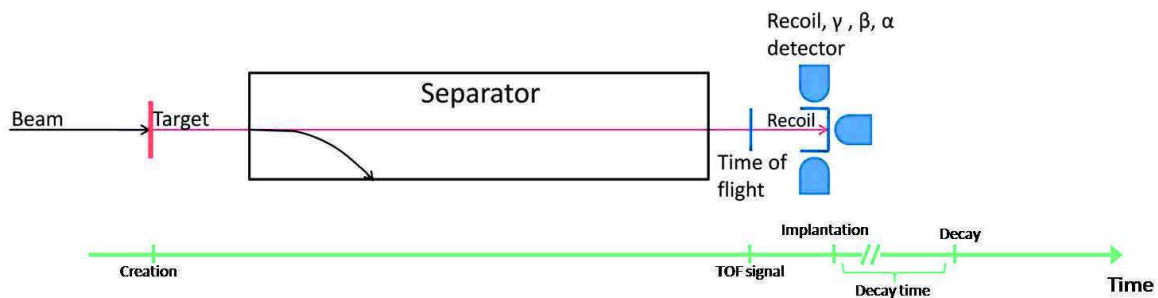


FIGURE 4.8 – Déroulement des événements au travers de SHELS et GABRIELA : transport du résidu d'évaporation de la cible jusqu'à GABRIELA et décroissance dans le détecteur d'implantation (identification des noyaux au plan focal) / Timeline of the event through SHELS and GABRIELA : transport of the evaporation residu to GABRIELA followed by the decay (identification of the nuclei at the focal plane)

1. Création du résidu d'évaporation dans la cible par le mécanisme de fusion évaporation. Il possèdera alors une certaine énergie de recul et un certain moment angulaire.
2. Transport de ce noyau au travers du séparateur : première étape de réjection du bruit de fond et de sélection du noyau d'intérêt.
3. Passage dans les détecteurs de temps de vol : création du signal correspondant et identification de l'arrivée d'un événement de type implantation dans le détecteur.
4. Implantation dans le détecteur à une position précise : on associe donc un x_{recoil} et un y_{recoil} qui seront très importants et utiles pour les corrélations.
5. Après un certain laps de temps un à deux types d'événements peuvent se produire : la désexcitation d'un état isomérique avec l'émission d'électrons de conversion et/ou de γ vers le fondamental (ou un autre état excité) du noyau. Celle-ci sera dans tous les cas suivie par la décroissance (détectée ou non) du noyau implanté que l'on recherchera dans la même position que l'implantation.

La toute première étape de l'analyse des données est la reconstitution de la position dans le détecteur d'implantation. En effet, ce dernier est un DSSD et possède donc deux signaux : un provenant de la face avant nous donnant la position horizontale x_{recoil} et le second provenant de la face arrière nous fournissant la position verticale y_{recoil} , définissant ainsi le pixel d'implantation dans lequel les corrélations seront effectuées. Pour cela, il faut donc réaliser une première coïncidence entre ces deux signaux, et ceci pour chaque événement du DSSD (implantation et α). Ces corrélations nous permettent de construire une matrice représentant l'énergie de la face avant en fonction de l'énergie de la face arrière. Elles nous permettent, non seulement de vérifier le bon fonctionnement de la reconstitution des pixels, mais aussi d'exclure du bruit de

fond et des événements parasites qui pourraient être problématiques lors des analyses de données. Une fois que nous avons lu, étalonné et reconstitué les événements physiques dans les détecteurs, les corrélations physiques peuvent commencer.

Comme nous l'avons précédemment évoqué, la logique de déclenchement utilisée sur GABRIELA n'apporte aucune corrélation entre les différents types de détecteurs. Ils déclenchent donc individuellement et les données sont enregistrées telles quelles. Il nous incombe donc de retrouver, lors de l'analyse, les informations provenant d'un même événement aux travers des différents déclenchements.

La recherche débute tout d'abord par une corrélation temporelle entre le signal des TOF et l'implantation, qui nous permet d'obtenir non seulement une seconde validation de la nature de l'événement dans les DSSD, mais aussi une mesure de temps de vol qui nous est indispensable pour réaliser la première sélection. En effet, c'est lors de cette corrélation que nous construisons la première matrice de sélection représentant le temps de vol en fonction de l'énergie d'implantation. Celle-ci nous permet notamment de définir différentes régions correspondant à différents phénomènes physiques mis en jeu (quasi cible, quasi faisceau, ...). C'est aussi dans cette matrice que la première sélection s'effectuera. Elle nous permet de sélectionner les noyaux d'intérêt tout en rejetant facilement une grande partie du bruit de fond.

Par la suite, on recherche les événements en corrélation avec cette implantation : les décroissances (α , fission) et les désexcitations qui peuvent la précéder. Tout d'abord, la recherche de décroissances, nous permet d'effectuer une identification plus précise des noyaux implantés, non seulement via leur mode, mais aussi via les propriétés (temps de vie et énergie) de décroissances (exemple cf. fig. 4.11). Pour faciliter cette identification, ainsi que la détermination des propriétés de décroissance, une seconde matrice est construite représentant la différence de temps entre l'implantation et la décroissance (en $\log_2(\Delta t)$) en fonction de l'énergie de celle-ci. Entre ces deux événements (implantation/décroissance), nous pouvons aussi rechercher des corrélations entre l'implantation et des désexcitations, tant au niveau de rayonnements γ (dans les germanium) que d'électrons de conversion (dans le DSSD ou les Tunnel). On peut construire le même genre de matrice représentant la différence en temps en fonction de l'énergie de la particule émise. Elle permet de visualiser et déterminer les caractéristiques des transitions, si elles sont observées.

On peut par la suite répéter le processus pour chaque décroissance successive du résidu d'évaporation, effectuant ainsi des corrélations recul- α_1 -...- α_l . Trois phénomènes peuvent cependant arrêter ces corrélations : la fission spontanée qui brise la chaîne α , le temps de décroissance de l' α de dernière génération ou bien l'implantation d'un nouveau noyau. En effet, si le temps de décroissance est trop grand (≥ 150 - 200 s en α), on ne pourra pas distinguer une vraie corrélation du bruit de fond. Cela rend donc l'identification difficile pour l'assignation de la décroissance. Le bruit de fond est lui-même dépendant du taux d'implantation dans un pixel et responsable de l'arrêt des corrélations. En effet, si une implantation survient dans le même pixel que celui utilisé pour effectuer une corrélation, on ne pourra donc pas distinguer les deux chaînes de décroissance et nous serons donc obligés d'interrompre la corrélation en cours. Lors de ces corrélations, nous établissons un troisième type de matrice, celle représentant l'énergie de la particule α de génération n en fonction de celle de la génération $n - 1$. Elle nous permet de nettoyer encore une fois nos données pour la recherche d'événements en corrélation entre ces deux particules α . En effet, il nous est aussi possible de rechercher des désexcitations en corrélation avec l'émission d'une particule α , qui nous donne ainsi des informations potentielles sur la structure des descendants du résidu d'évaporation.

4.4.2 Illustration : cas des noyaux de ^{216}Th et $^{209,210,211}\text{Ra}$

Ces deux éléments ont été créés durant les campagnes de faisceau liées à mon expérience de thèse et correspondent aux prises de données permettant d'étalonner l'ensemble des détecteurs du plan focal. Ce sont donc ces expériences et les caractéristiques des noyaux synthétisés que nous allons décrire.

Dans un premier temps, ces réactions nous ont permis de réaliser la mesure des énergies α en conditions réelles. Seuls les étalonnages effectués en faisceau nous permettent d'obtenir une bonne mesure de l'énergie des particules présentes dans les détecteurs. Les noyaux d'intérêt sont en effet implantés dans le détecteur. L'émission des particules s'effectue à l'intérieur même du DSSD. Pour les particules α , leurs énergies ne sont donc pas dégradées par les zones mortes du détecteur comme cela peut être le cas pour un étalonnage en sources externes (apportant une différence allant jusqu'à 100 keV entre les deux méthodes (externe/faisceau)). À l'inverse, pour les électrons, cette méthode permet d'effectuer un étalonnage précis des détecteurs Tunnel (cf. fig. 4.9), dans la mesure où ils passent au travers des deux zones mortes lors de leur détection par les Tunnel.

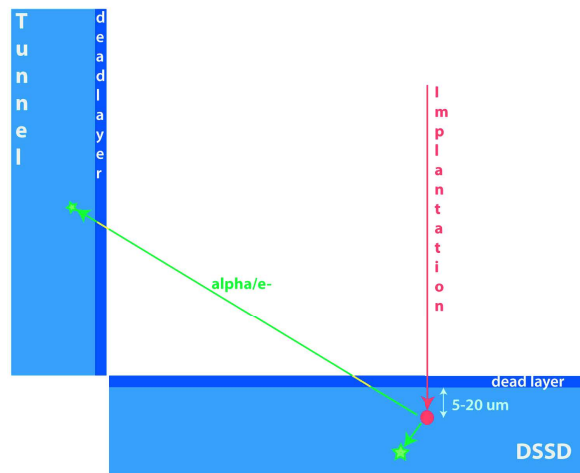


FIGURE 4.9 – Principe de détection des différents types de particules en conditions réelles : zone active du détecteur (bleu), zones mortes (bleu foncé), les pertes d'énergie dues à ces dernières en jaune. / *Schematic principle of the detection of the different types of particles in real conditions : Active volume of the detector (bleu), dead layers (dark blue) and the energy loss through them in yellow*

Étude du noyau ^{216}Th

Cette première réaction nous permet d'étalonner non seulement les particules α , à l'aide d'une grande plage d'énergie, mais aussi de vérifier l'étalonnage des énergies γ ainsi que d'estimer les différents temps de vie au travers des multiples corrélations entre les détecteurs.

Pour cela, nous utilisons la réaction $^{50}\text{Ti}(^{170}\text{Er}, 4n)^{216}\text{Th}$, qui possède une grande section efficace (40 μb) et permet donc de réaliser les mesures et les étalonnages de manière efficace tout en disposant une statistique confortable pour une prise de données rapide. De plus, lors des études précédentes [96], plusieurs états isomériques ont été mis en évidence et ont permis d'établir un schéma de niveau potentiel pour ce noyau (cf. fig. 4.10). Ainsi, le niveau 14^+ avec un temps de vie supérieur à 130 ns, le 11^- avec un temps de vie de 655 ns et la confirmation du 8^+ de 128 μs ont été mis en évidence. Ces études réalisées en spectroscopie prompte mais aussi retardée, ont permis d'émettre un schéma de niveau incluant ces trois isomères, ainsi que leurs interconnexions entre eux, et l'état fondamental ($t_{1/2} = 26.8(3)$ ms).

Cependant, sur le dispositif GABRIELA, nous ne disposons que de spectroscopie retardée. Pour déterminer les isomères présents au plan focal de SHELS, il faut prendre en compte le temps de vol du résidu d'évaporation de celui-ci.

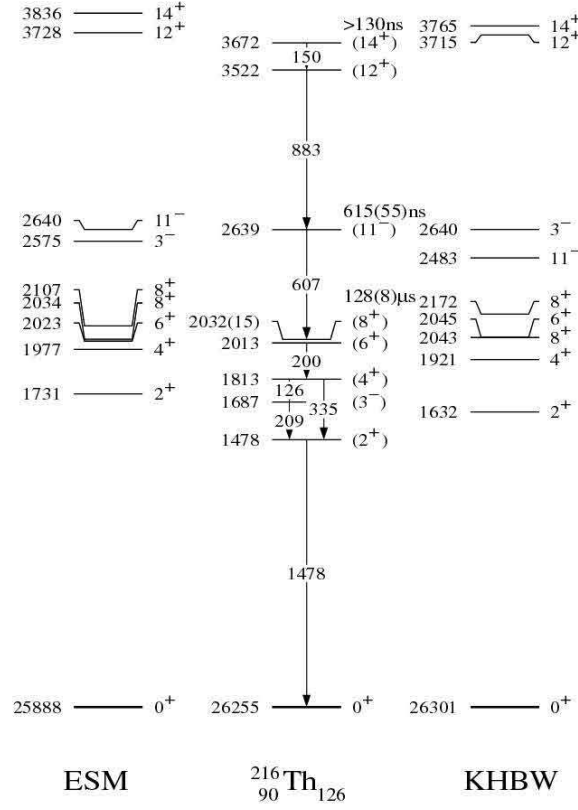


FIGURE 4.10 – Schéma de niveau mesuré pour le ^{216}Th comparé aux prédictions théoriques [96] : On voit l'apparition de trois isomères dans ce noyau. Les deux plus lents et bas en énergie nous sont accessibles dans la mesure où ils peuvent traverser le séparateur pour arriver au système de détection (les mesures précédentes ayant été effectuées en spectroscopie prompte et retardée sur RITU [100]). / *Measured level scheme for the ^{216}Th and the comparison to the theoretical one [96] : Highlight of three isomeric states in this nucleus. Only the last two ones will be accessible as they can survive the transport into SHELS to GABRIELLA (the previous study was done in prompt and delayed spectroscopy on RITU [100])*

Au cours de l'expérience sur le ^{216}Th , l'énergie du faisceau était optimisée pour la voie de réaction choisie (qui est ici la 4n dans la réaction de fusion évaporation) avec une énergie du faisceau $T_{fais} = 255.5$ MeV, ce qui donne $T_{lab} = 245.5$ MeV en milieu de cible (cf. section 2.3.3).

On a donc dans le centre de masse une énergie cinétique totale T , ainsi qu'une énergie cinétique du résidu d'évaporation T_R :

$$T = T_{lab} \cdot \frac{M_{Er}}{M_{Er} + M_{Ti}} = 189.7 \text{ MeV} \quad (4.1)$$

$$T_R = T_{lab} \cdot \frac{M_{Ti}}{M_{Er} + M_{Ti}} = T_{lab} - T = 55.8 \text{ MeV} \quad (4.2)$$

Cette valeur permet, en utilisant le modèle du choc élastique, de remonter à la vitesse du noyau de recul au travers de la formule suivante :

$$T_R = \frac{1}{2} \cdot M_{Th} \cdot v^2 = \frac{1}{2} \cdot M_{Th} \cdot c^2 \cdot \frac{v^2}{c^2} \quad (4.3)$$

$$\Leftrightarrow \frac{v}{c} = \sqrt{\frac{2 \cdot T_R}{M_{Th} \cdot c^2}} \quad (4.4)$$

$$\Leftrightarrow \frac{v}{c} = \beta = 2.3\% \quad (4.5)$$

$$\Leftrightarrow v = 7.032 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1} \quad (4.6)$$

De plus, on connaît la longueur du séparateur SHELS, qui est de $d_{SHELS} = 12$ m. On peut donc estimer le temps de parcours t_{SHELS} du noyau d'intérêt au travers de celui-ci par :

$$t_{SHELS} = \frac{d_{SHELS}}{v} = 1.71 \mu\text{s} \quad (4.7)$$

Nous constatons, que nous serons aveugles (largement) à l'isomère 14^+ , mais que nous pourrions étudier en partie le second 11^- (au vu de son temps de vie). Enfin, nous serons totalement en mesure d'étudier le dernier (8^+) au vu de son temps de vie environ cent fois plus long que celui du transport.

Pour effectuer les étalonnages, il nous faut tout d'abord identifier les noyaux, et notamment les différentes émissions de particules α .

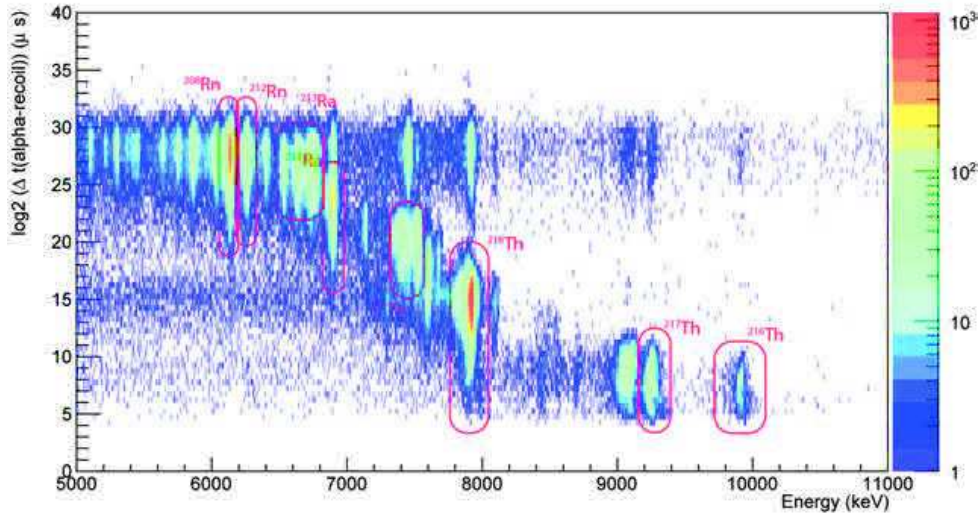


FIGURE 4.11 – Matrice d'identification des noyaux d'intérêt pour le ^{216}Th représentant le temps de vie en fonction de l'énergie de décroissance α émise : on distingue la voie de réaction principale ($4n$ avec le ^{216}Th) ainsi que ses descendants, mais aussi les réactions secondaires telles que les voies 3 et 5 n de la réaction (les autres pics visibles correspondent principalement aux descendants de ces réactions secondaires) / Identification matrix of the nuclei of interest for the ^{216}Th representing the decay time as a function of the α decay energy : we can see the principal reaction channel ($4n$ with the ^{216}Th) and its daughters, but also the other channels 3 and 5 n (the other lines correspond to their several daughters)

Au cours des expériences effectuées, un problème de bruit sur les détecteurs de temps de vol ne nous a pas permis d'utiliser les corrélations entre ces derniers et le détecteur d'implantation. Cette première étape de sélection ne s'est donc effectuée que sur l'énergie d'implantation. Cela nous a quand même permis d'éliminer une partie du bruit de fond pour les corrélations suivantes.

Une fois cette sélection en énergie sur les noyaux de recul effectuée, la matrice de corrélation représentant la différence de temps entre l'implantation et la décroissance en fonction de l'énergie de cette dernière (cf. fig 4.11 : matrice étalonnée), est mise en place pour effectuer une seconde sélection des noyaux d'intérêt. Cette seconde matrice nous permet donc, lors des étalonnages et des études, d'identifier l'ensemble des émissions détectées corrélées à une implantation, tant en énergie qu'en temps de vie. Ainsi, en identifiant les pics principaux et en les associant aux décroissances du ^{216}Th et de ses descendants, cela nous permet d'identifier les autres décroissances et donc d'obtenir plus de points pour effectuer un étalonnage plus précis des rayonnements.

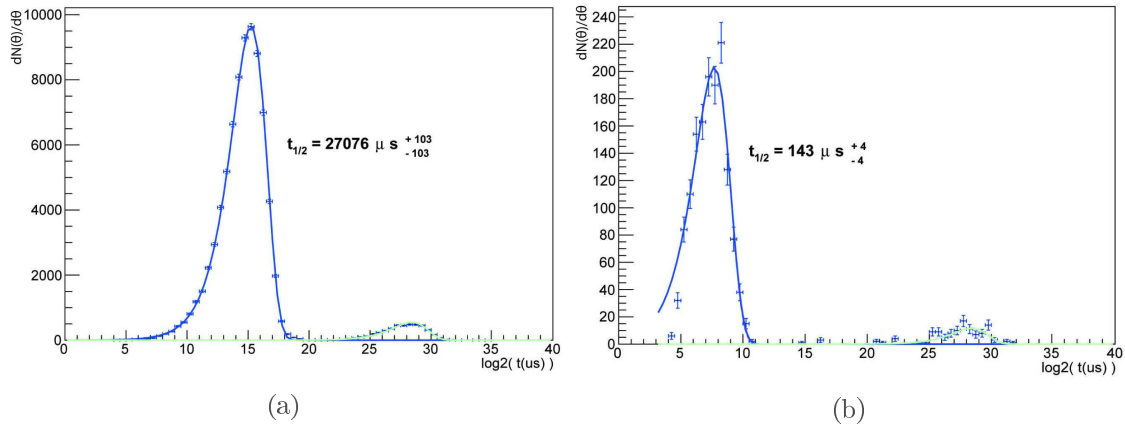


FIGURE 4.12 – Estimation du temps de vie pour le ^{216}Th à l'aide des décroissances α : (a) Temps de vie associé à l'état fondamental du ^{216}Th , la seconde distribution correspond au bruit de fond provenant des corrélations aléatoires dans le détecteur, (b) Temps de vie associé à l'état isomérique le plus lent du ^{216}Th possédant un rapport d'embranchement α / Decay time estimation for the $^{209,210}\text{Ra}$ with the α decay : (a) Decay time associated to the fondamental state of the ^{216}Th , the second distribution comes from the background noise corresponding to the random correlation into the detector, (b) Decay time associated to the $128 \mu\text{s}$ isomeric state of the ^{216}Th with an α braching ratio

Cette matrice nous permet aussi de séparer des émissions proches en énergie mais dont les temps de vie sont relativement différents. De plus, cette représentation permet de retrouver facilement les énergies α mais aussi les temps de vie associés à ces décroissances. Ainsi, en sélectionnant les deux émissions α du ^{216}Th , nous pouvons retrouver les temps de vie de l'état fondamental (cf. fig. 4.12a) ainsi que celui de l'état isomérique (qui possède un rapport d'embranchement de décroissance $\alpha \sim 3\%$) (cf. fig. 4.12b). Pour cela, il nous suffit d'effectuer une projection sur l'axe des ordonnées des deux sélections et ainsi d'obtenir la distribution des différences de temps entre les deux événements (cf. fig. 4.11).

Pour en extraire le temps de vie, il faut prendre en considération que la différence de temps est exprimée en $\log_2(\Delta t)$, ce qui nous donne, après changement de variable [101] (cf. Annexe D pour détails de la méthode), une courbe de tendance dont l'expression est :

$$\frac{dN}{d\theta} = -N_0 \cdot \ln(2) \cdot \lambda \cdot 2^\theta \cdot e^{-2^\theta \cdot \lambda} \quad (4.8)$$

Avec N_0 le nombre de noyaux initiaux, et λ le paramètre relié au temps de vie par : $\lambda = \ln(2)/t_{1/2}$.

Ce changement de variable est notamment nécessaire pour l'étude des faibles statistiques.

Ainsi, en considérant cette équation et les distributions extraites de la matrice, nous pouvons exprimer une estimation des paramètres et donc donner une valeur pour le temps de vie (cf. fig. 4.12).

Après ajustement des courbes de tendance sur les données extraites (à l'aide du logiciel Root et de la méthode d'optimisation Minuit), nous obtenons les temps de vie des deux états : $27.08^{+0.10}_{-0.10}$ ms pour l'état fondamental (cf. fig. 4.12a) et $143.46^{+4.1}_{-4.3}$ μ s pour l'état isomérique 8^+ (cf. fig. 4.12b).

De plus, ces études et ajustements nous permettent aussi d'obtenir les rapports d'embranchement de décroissance α pour l'état isomérique. Pour cela, il faut tout d'abord extraire les transitions γ associées à celui-ci, ce qui implique des corrélations plus avancées.

Pour les effectuer de la manière la plus efficace possible, on considère les corrélations génétiques dans la chaîne de décroissance α (cf. section 4.4.1). Elles nous permettent d'effectuer une sélection plus précise des noyaux d'intérêt.

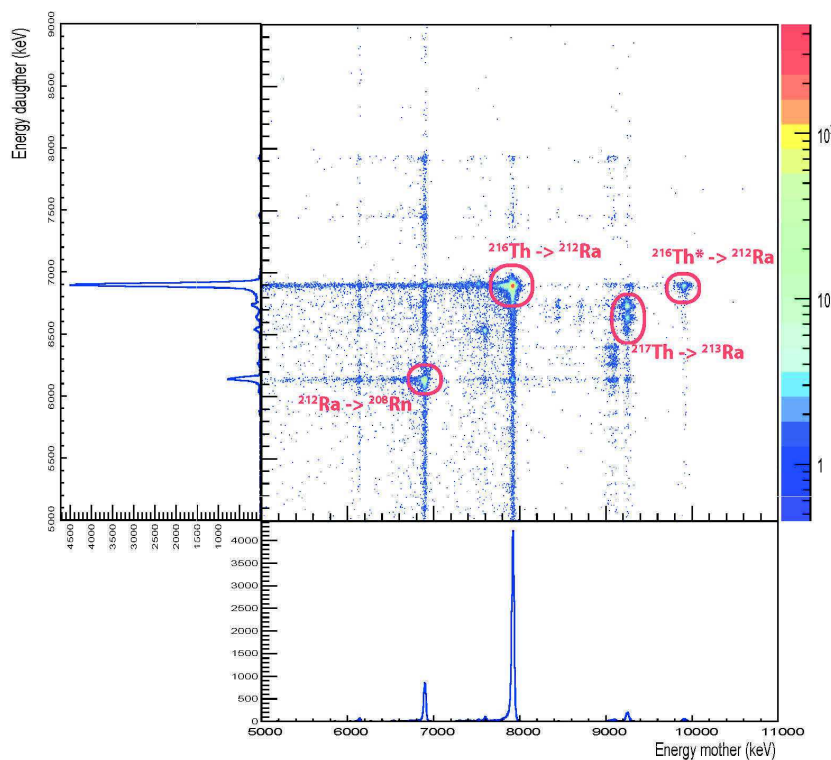


FIGURE 4.13 – Matrice de corrélation entre les différentes générations de décroissance α pour le ^{216}Th représentant l'énergie de la décroissance de génération n en fonction de celle de la génération $n-1$: On voit les différentes chaînes α provenant aussi des autres voies de réactions/ *Correlation matrix between the several generations of decay for the ^{216}Th representing the energy of the α decay of generation n in fonction of the one of the generation $n-1$. We can see the several other α decay chains coming from the other reaction channels*

C'est à ce stade des corrélations que nous mettons en place le second type de matrice nous permettant d'effectuer des sélections : celle représentant l'énergie de la particule α de deuxième (ou plus) génération en fonction de celle de la précédente (cf. fig. 4.13). Cette matrice de corrélation génétique α nous permet non seulement d'affiner notre sélection, mais aussi de distinguer des structures fines dans les chaînes de décroissance (comme nous le verrons lors de l'analyse du ^{257}Db) : nous nous limiterons dans cette thèse à deux générations de décroissance α .

Pour le ^{216}Th la sélection s'effectue donc sur ses deux raies α (les deux contour : décroissance état fondamentale et isomérique cf. fig. 4.13), nous permettant ainsi de sonder les deux états isomériques

présents dans celui-ci et d'en extraire les informations dont nous avons besoin.

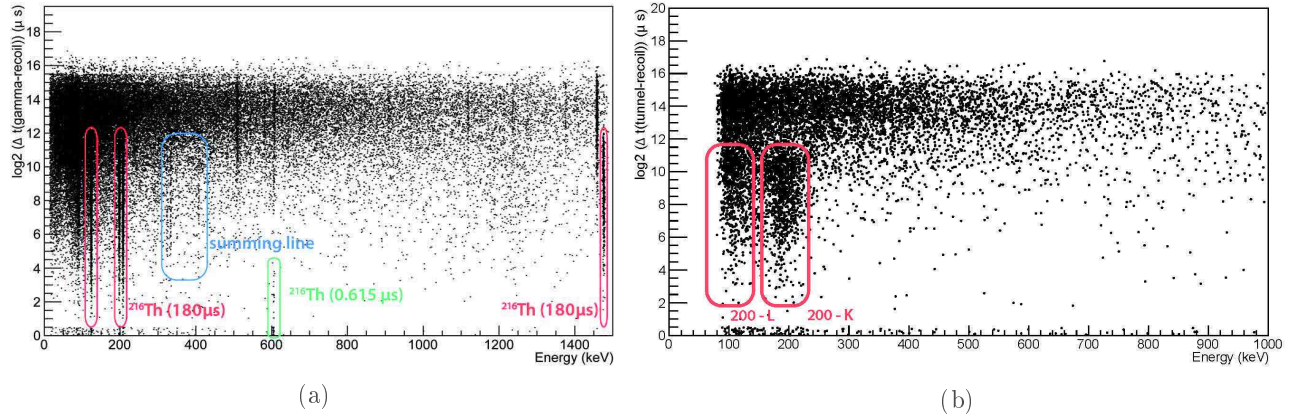


FIGURE 4.14 – Matrice d'identification des rayonnements d'intérêt dans le ^{216}Th : (a) Matrice de corrélation pour les rayonnements γ , on peut ainsi distinguer les deux isomères observables en spectroscopie retardée au travers des différentes transitions qui leurs sont associées. On remarque aussi la différenciation claire des temps de vie de ces deux isomères à l'aide de la matrice : en vert l'isomère le plus rapide (~ 615 ns), en rouge le plus lent (~ 130 μs) et en bleu les lignes de sommation associées au rayonnement de ce dernier (b) Matrice de corrélation pour les électrons de conversion, on distingue deux structures dans la gamme en temps de l'isomère le plus lent. Elles correspondent aux conversions de la transition (E2) de 200 keV (avec une superposition de la conversion de la (E1) de 126 et 206 keV). / *Identification matrix of the emission of interest in the ^{216}Th : (a) Correlation matrix for the γ radiation, we can distinguish the two observable isomeric states in delayed spectroscopy. The decay time can be separate using this matrix with : in green the fastest isomeric state (~ 615 ns), in red the slowest one (~ 130 μs) and in bleu the summing line associated to this one, (b) Correlation matrix for the conversion electron, we can distinguish two structures at low energy corresponding mainly to the conversion of the (E2) 200 keV transition (with a small contribution of the conversion of the two (E1) at 126 and 206 keV)*

En effectuant ces corrélations génétique dans la chaîne de décroissance α , on peut alors construire les matrices de temps de vie des rayonnements, et faire les mêmes études que pour les décroissances. Et ce pour les deux types de rayonnements présents : γ (cf. fig. 4.14a) et électron de conversion (cf. fig. 4.14b).

Ainsi, en sélectionnant les événements de manière temporelle dans ces matrices, on peut non seulement retrouver les différentes transitions observées lors des études précédentes, mais aussi limiter le bruit de fond associé à ces dernières (cf. fig. 4.15).

De plus, lors de cette recherche et de la mise en évidence de ces événements en coïncidence (γ et électron), on peut aussi sonder la corrélation directe entre ces derniers. Nous pouvons alors mettre en place, comme pour la détection des particules α , des matrices représentant l'énergie d'une particule en fonction de celle d'un événement en coïncidence. En fonction des différents types de particules, nous pouvons alors mettre en place deux matrices principales : celle de la corrélation entre un γ et un électron de conversion (cf. fig. 4.16b) et celle entre deux événements γ (cf. fig. 4.16a) dans le ^{216}Th (fondamental et isomérique).

Ces matrices nous permettent de retrouver la structure des transitions observées lors des expériences passées, et donc de retrouver le schéma de niveau établi lors de ces dernières. Ainsi, on peut clairement observer les corrélations entre toutes les transitions au-dessus de la $2^+ \rightarrow 0^+$ de 1478 keV et cette dernière. Ou bien encore entre toutes celles en-dessous de la $6^+ \rightarrow 4^+$ de 200 keV, tant en $\gamma - \gamma$ qu'en γ - électron (ou les électrons sont ceux de la conversion de cette transition).

Une fois l'ensemble de ces corrélations effectué, nous disposons de toutes les informations nécessaires pour reconstituer les temps de vie des différents états mis en jeu (cf. fig. 4.17), ainsi que les rapports

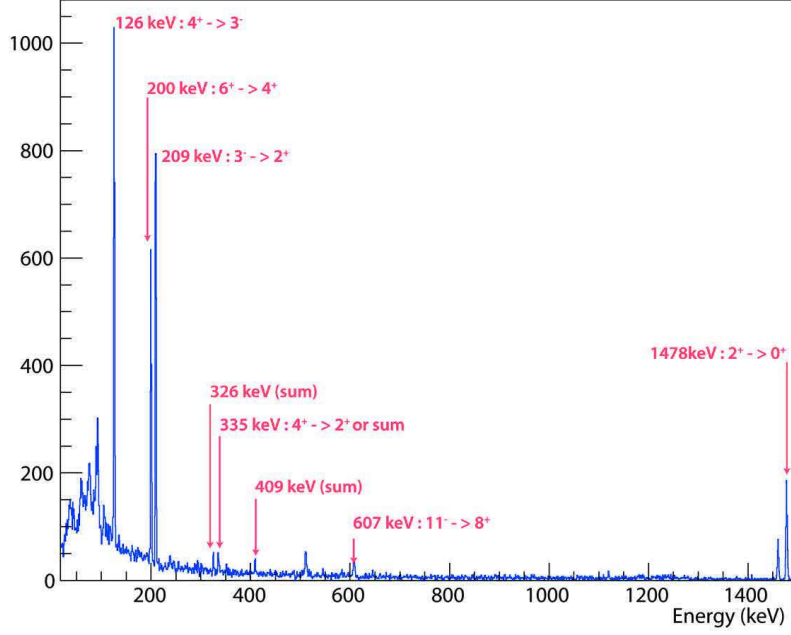


FIGURE 4.15 – Projection des énergies des rayonnements en coïncidence avec une implantation d'un ^{216}Th après sélection temporelle des rayonnements γ ($0 < \log_2(\Delta t) < 12$) : Spectre γ associé à la décroissance d'un ^{216}Th (isomérique ou fondamentale) : identification des différentes énergies mesurées et assignation à la transition correspondante / *Energy projection of the transition in coincidence with a ^{216}Th implantation after timing selections of the γ rays ($0 < \log_2(\Delta t) < 12$) : γ spectrum associated to the decay of a ^{216}Th (isomeric or ground state) : identification of the several measured energies and their transition assignment*

d'embranchement de ces derniers.

Notamment si l'on considère l'isomère 8^+ de $130 \mu\text{s}$, en relevant le nombre de particules α détectées ainsi que le nombre de transitions γ et/ou électron de conversion liées à cet état, nous pouvons déterminer le rapport d'embranchement α de cet état isomérique. Pour cela, en utilisant la mesure du temps de vie de l'isomère par décroissance α , nous pouvons intégrer la courbe de tendance (cf. fig. 4.12b) pour obtenir le nombre de décroissances α détectées en provenance de cet état : le bruit de fond est négligeable au vu des corrélations génétiques en $\alpha - \alpha$, et de leurs corrélations spatio-temporelles.

De plus, si l'on considère le schéma de niveau établi lors des études précédentes, deux choix s'offrent à nous pour l'estimation du nombre de cascades γ émises depuis l'isomère pour atteindre l'état fondamental. On peut tout d'abord considérer la dernière transition $2^+ \rightarrow 0^+$ de 1478 keV (E2) qui collecte l'ensemble des transitions en provenance des isomères. Cependant, la faible efficacité dans cette gamme d'énergie, peut apporter de grandes variations sur le nombre estimé de γ . De plus, la conversion électronique pour cette transition, de haute énergie, n'est pas à prendre en compte car trop faible pour être significativement détectable.

Ensuite, pour profiter pleinement des performances des détecteurs germanium, nous pouvons prendre en compte la transition $6^+ \rightarrow 4^+$ de 200 keV (E2), qui elle aussi récolte 100% des transitions en provenance des isomères. Cependant, la conversion électronique de cette dernière ne peut pas être négligée ($\alpha_{200} = 0.659$ estimée à l'aide du site Bricc [46]). Le calcul total du nombre de transitions sera le résultat de la somme des deux intégrales : en γ et en électron de conversion.

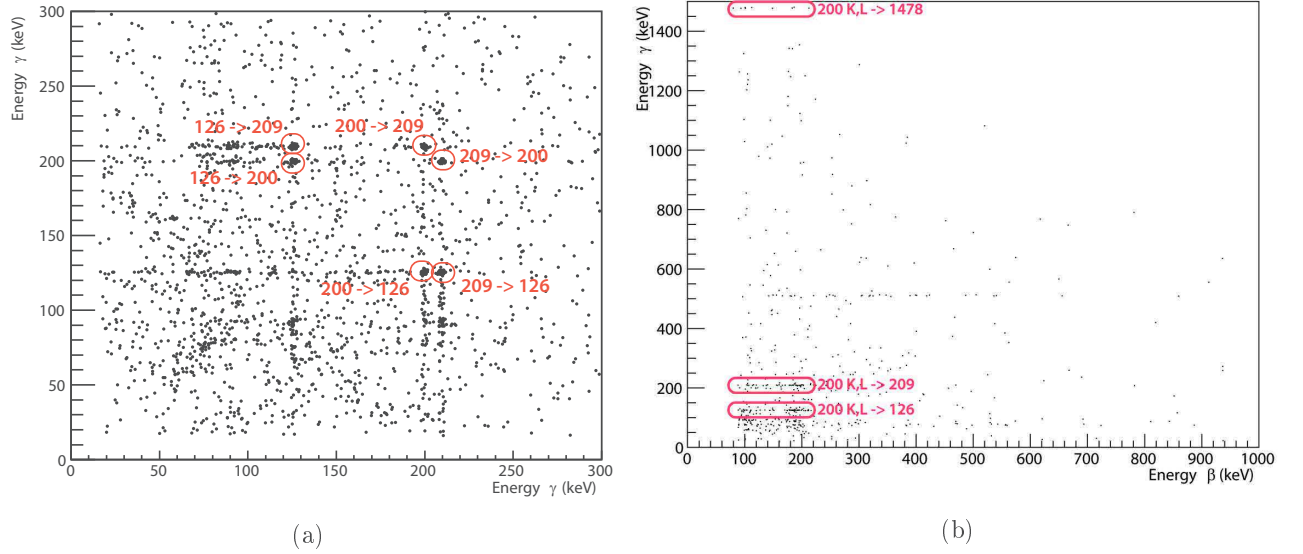


FIGURE 4.16 – Matrice de corrélation des transitions détectées relatives à l'isomère 8^+ du ^{216}Th : (a) Matrice $\gamma - \gamma$ associée à la décroissance d'un ^{216}Th (fondamental) et pour des transitions non converties : identification des corrélations entre les différentes transitions, (b) Matrice électron- γ associée à la décroissance d'un ^{216}Th (fondamental) et pour au moins une transition convertie : identification des corrélations entre les différentes transitions et de la conversion principale de la transition $8^+ \rightarrow 2^+$ de 200 keV / *Correlation matrix of the detected transition relative to the isomeric state 8^+ in the ^{216}Th : (a) $\gamma - \gamma$ matrix associated to a decay of the ground state of the ^{216}Th for the non-converted transitions : identification of the correlation between the several transitions, (b) electron- γ matrix associated to a decay of the ground state of the ^{216}Th with at least one converted transition : identification of the correlation between the several transitions and highlight of the main conversion ; $8^+ \rightarrow 2^+$ of 200 keV*

Ainsi, en calculant le nombre total d'événements associés à cet isomère, on peut donc en déduire le rapport d'embranchement α de celui-ci, simplement en effectuant le ratio du nombre de décroissances α émises par le nombre total d'événements émis associé à cet isomère (cf. tab. 4.2 pour récapitulatif et comparaison des méthodes).

State	Life time	E_α reference [22]	E_α	B_r
$^{216}\text{Th}_{gs}$	$27.1^{+0.1}_{-0.1}$ ms	7922 ± 8 keV	7920 ± 14	$\alpha \sim 100\%$
$^{216}\text{Th}_{8^+}$	$120.36^{+0.22}_{-0.35}$ μs	9921 ± 20	9911 ± 21	$\alpha \sim 5.6\%$ (1478 keV) IT $\sim 94.4\%$ (1478 keV) $\alpha \sim 6.6\%$ (200 keV) IT $\sim 93.4\%$ (200 keV)

TABLE 4.2 – Récapitulatif des quantités mesurées pour le ^{216}Th : énergie, temps de vie et rapports d'embranchements / *Summary of the measured quantities for the ^{216}Th : energy, decay time and branching ratio*

Étude des noyaux $^{209,210,211}\text{Ra}$

Cette seconde réaction d'étalonnage peut paraître redondante dans la mesure où elle nous permet encore de vérifier l'énergie des particules α et celles des rayonnements γ . Cependant, celle-ci nous permet

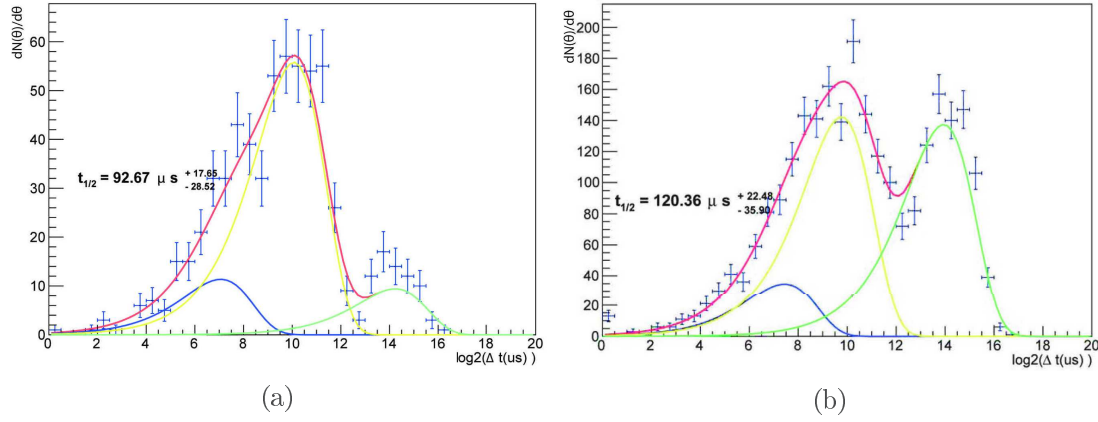


FIGURE 4.17 – Ajustement des distributions de temps de vie pour deux des transitions de l'isomère 8^+ du ^{216}Th récoltant 100% des chaînes depuis l'isomère : (a) $2^+ \rightarrow 0^+$ de 1478 keV et (b) $6^+ \rightarrow 4^+$ de 200 keV / *Fitting of decay time distribution for two transitions of the isomeric state 8^+ in the ^{216}Th gathering all the events coming from the isomer : (a) $2^+ \rightarrow 0^+$ of 1478 keV and (b) $6^+ \rightarrow 4^+$ of 200 keV*

d'étalonner les détecteurs Tunnel du dispositif pour les électrons de conversion.

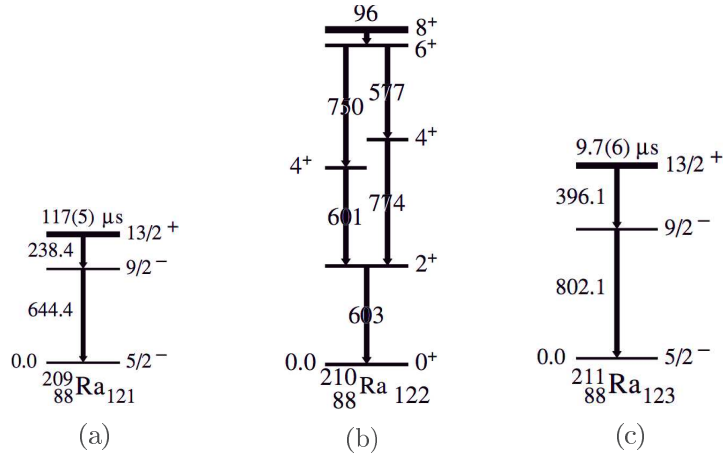


FIGURE 4.18 – Schéma de niveau pour les différents isotopes du radium synthétisés et mise en évidence des isomères dans ces derniers [97, 102, 94] : (a) $\frac{13}{2}^+$ de $\sim 120 \mu\text{s}$ dans le ^{209}Ra , (b) 8^+ de $2.1 \mu\text{s}$ dans le ^{210}Ra , (c) $\frac{13}{2}^+$ de $\sim 9.7 \mu\text{s}$ dans le ^{211}Ra / *Levels schemes for all the synthesized radium isotopes and highlight of the isomeric state [97, 102, 94] : (a) $\frac{13}{2}^+$ of $\sim 120 \mu\text{s}$ in the ^{209}Ra , (b) 8^+ of $2.1 \mu\text{s}$ in the ^{210}Ra , (c) $\frac{13}{2}^+$ of $\sim 9.7 \mu\text{s}$ in the ^{211}Ra*

Pour effectuer cet étalonnage nous utilisons la réaction $^{50}\text{Ti}(^{164}\text{Dy}, 5n)^{209}\text{Ra}$, en profitant de l'état isomérique $\frac{13}{2}^+$ possédant un temps de vie de $128 \mu\text{s}$ [97]. En effet, au cours de la désexcitation de ce dernier, la transition $\frac{13}{2}^+ \rightarrow \frac{9}{2}^-$ (M2) est fortement convertie (cf. fig. 4.18a) et possède deux composantes en énergie (couche K et L pour l'étalonnage). C'est donc cette transition que nous allons utiliser pour étalonner les détecteurs Tunnel.

De plus, durant cette réaction focalisée sur la voie d'évaporation 5 n, nous observons néanmoins les voies 3 et 4 n de la réaction de fusion évaporation ($^{210,211}\text{Ra}$) (cf. fig. 4.18) nous donnant donc accès à

deux autres isomères de plus courte durée de vie. Ils couvrent ainsi une large gamme d'énergie et de temps pour les transitions γ . De plus, cela nous donne aussi accès à une autre transition convertie dans le ^{210}Ra (cf. fig. 4.18b).

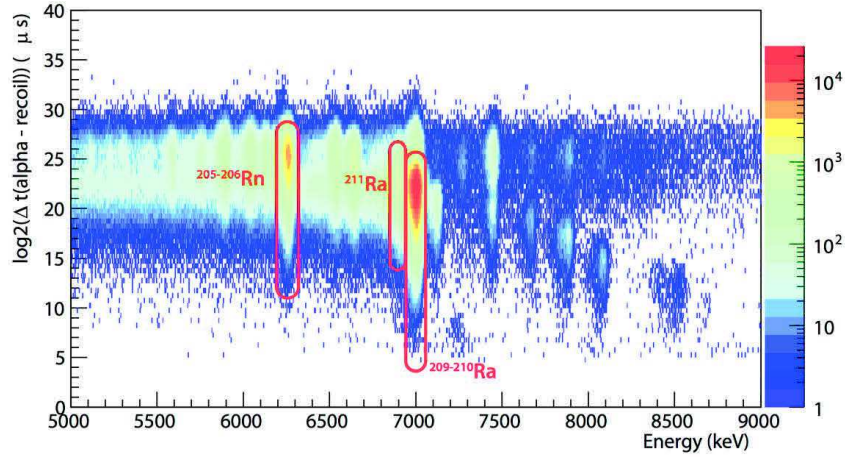


FIGURE 4.19 – Matrice d'identification des noyaux d'intérêt pour les $^{209,210,211}\text{Ra}$ (temps de vie en fonction de l'énergie de décroissance) : mise en évidence des différents isotopes et de la problématique liée au temps de vie et aux énergies proches de ces derniers. / Identification matrix of the nuclei of interest for the $^{209,210,211}\text{Ra}$ (decay time vs energy) : highlight of several created isotopes as well as the problematic around the decay time and energy too close to be distinguished

Dans un premier temps nous identifions les rayonnements détectés au travers de la première matrice de sélection (cf. fig. 4.19). Nous pouvons tout d'abord remarquer que les temps de vie des éléments qui nous intéressent sont très élevés (^{209}Ra : 4.6(2) s et ^{210}Ra : 3.7(2) s) et donc proches du bruit de fond. Nous parvenons tout de même à les sélectionner et à s'affranchir en partie de ce dernier pour nettoyer les données.

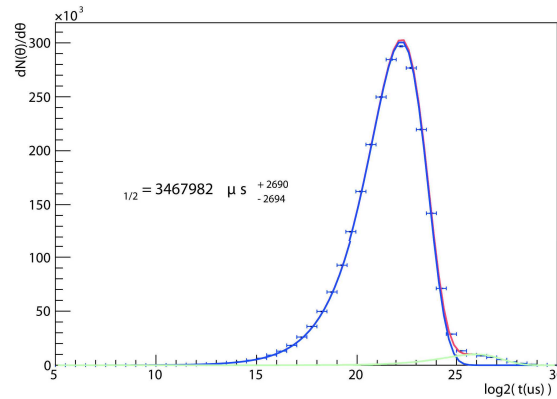


FIGURE 4.20 – Estimation du temps de vie pour le $^{209,210}\text{Ra}$ à l'aide des décroissances α : mise en évidence de la non séparation des temps de vie des deux isotopes / Decay time estimation for the $^{209,210}\text{Ra}$ with the α decays : the non separation of the two decay times of the isotope

La seconde observation concerne les énergies et temps de vie mis en jeu dans ces décroissances. En effet, les différentes voies de réaction possèdent non seulement des énergies très proches (notamment $^{209,210}\text{Ra}$:

7003(10) et 7016(4) keV) mais aussi des temps de vie similaires qui ne nous permettent pas de différencier ces deux isotopes de manière efficace. De plus, les temps de vie seront donc estimés pour la somme des deux composantes (cf. fig. 4.20)

Pour peaufiner cette sélection et essayer de séparer les différentes décroissances, on peut aussi prendre en compte les corrélations entre les différentes générations de décroissance dans le détecteur (cf. fig. 4.21). Cependant, deux problèmes se posent. Tout d'abord, les énergies des décroissances du $^{205,206}\text{Rn}$ (6268(4) et 6259(16) keV) sont encore une fois très similaires en temps de vie et énergie (cf. fig. 4.21), ce qui rend donc l'identification sur cette génération impossible. Le second point concerne les rapports d'embranchement α des générations suivantes qui deviennent très faibles (la décroissance β devenant très majoritaire dans cette région de masse). L'identification par les générations trois et plus est donc impossible. Cependant, le temps de vie et les énergies des transitions dans les états isomériques présents dans ces derniers sont suffisamment différents pour être identifiés clairement (cf. fig. 4.18).

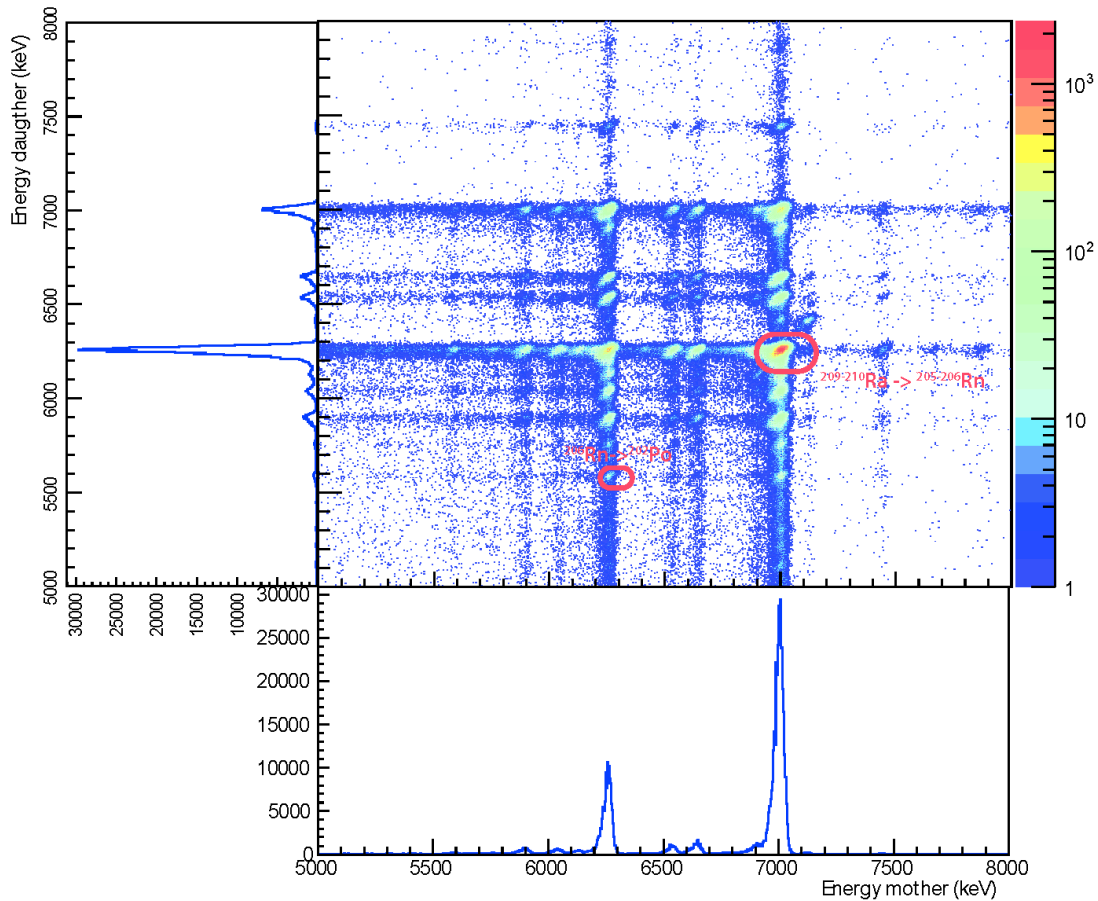


FIGURE 4.21 – Matrice de corrélation entre les différentes générations de décroissance pour les trois isotopes du radium représentant l'énergie de la décroissance de génération n en fonction de celle de la génération $n-1$: On observe encore la proximité des décroissances dans la chaîne de décroissance des $^{210-209}\text{Ra}$ / Correlation matrix between the several generations of decay for the three radium isotopes representing the energy of the decay of generation n in fonction of the one of the generation $n-1$. We can again observed the proximity in between the decay energy in the chain coming from the $^{210-209}\text{Ra}$

Comme nous l'avons précisé, l'objectif principal de cette expérience est l'étude des transitions converties dans le ^{209}Ra (et aussi dans le ^{210}Ra). Pour cela, il faut donc identifier les transitions tant en électrons dans les Tunnels qu'en γ dans les germanium. Nous obtenons ainsi deux matrices : une en γ (cf. fig. 4.22a) et une en électron dans les Tunnels (cf. fig. 4.22b).

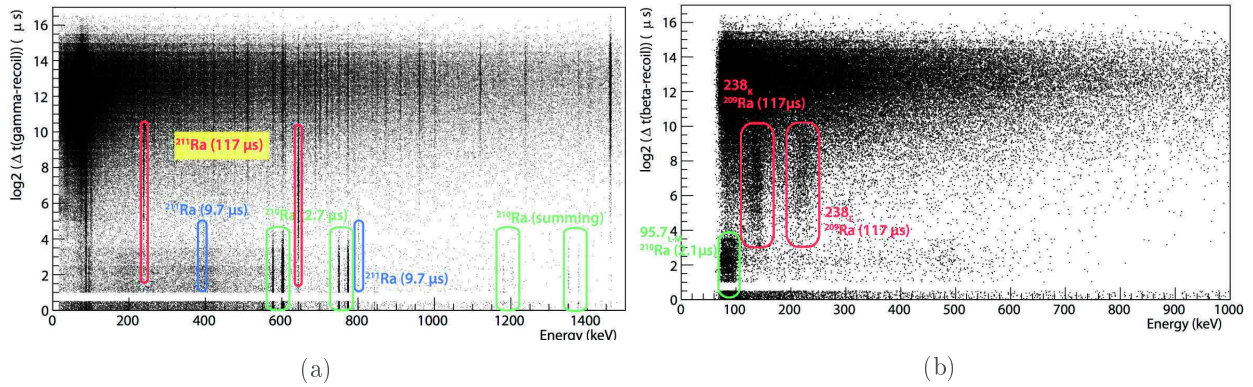


FIGURE 4.22 – Matrice d'identification des rayonnements d'intérêt dans le $^{209,210,211}\text{Ra}$: (a) Matrice de corrélation pour les rayonnements γ , on peut ainsi distinguer les trois isomères provenant des trois isotopes : le $\frac{13}{2}^+$ de $\sim 120 \mu\text{s}$ dans le ^{209}Ra en rouge, le 8^+ de $2.1 \mu\text{s}$ dans le ^{210}Ra en vert, et le $\frac{13}{2}^+$ de $\sim 9.7 \mu\text{s}$ dans le ^{211}Ra en bleu (b) Matrice de corrélation pour les électrons de conversion, on distingue les deux transitions converties avec les participations des différences couches électroniques impliquées dans la conversion. / Identification matrix of the emission of interest in the $^{209,210,211}\text{Ra}$: (a) Correlation matrix for the γ radiation, we can distinguish the three isomeric states coming from the three isotopes : the $\frac{13}{2}^+$ of $\sim 120 \mu\text{s}$ in the ^{209}Ra in red, the 8^+ of $2.1 \mu\text{s}$ in the ^{210}Ra in green, and the $\frac{13}{2}^+$ of $\sim 9.7 \mu\text{s}$ in the ^{211}Ra in blue, (b) Correlation matrix for the conversion electron, we can distinguish two converted transitions with the contribution of all the electronic layers

Elles nous permettent non seulement de localiser en énergie les transitions, mais nous pouvons aussi, à l'aide d'une projection d'une énergie sélectionnée, retrouver les temps de vie des différents isomères. Nous pouvons clairement identifier les différentes structures présentes dans ces deux matrices. Dans la matrice γ la présence des trois isomères : le ^{209}Ra en rouge, le ^{210}Ra en vert, et le ^{211}Ra en bleu. Dans la matrice des électrons Tunnel, on ne retrouve que trois structures dont deux correspondent à la même transition $\frac{13}{2}^+ \rightarrow \frac{9}{2}^-$ de 238.4 keV (M2) dans le ^{209}Ra provenant de différentes couches électroniques lors de la conversion (K,L et M ici). De plus, à basse énergie, on retrouve aussi la conversion de la transition $8^+ \rightarrow 6^+$ de 96 keV (E2) dans le ^{210}Ra provenant des couches L et M. Ce sont donc ces trois pics que nous allons utiliser pour étalonner les détecteurs Tunnel de GABRIELA.

Ainsi en sélectionnant en énergie dans ces deux matrices et en projetant sur l'axe des ordonnées, nous pouvons, là encore, estimer les temps de vie à l'aide d'un ajustement de la courbe de tendance (eq. 4.8). Les résultats obtenus à l'aide des matrices électron donnent de moins bons résultats du fait du fort bruit de fond présent dans ces corrélations (beige cf. fig. 4.23). Cependant, en sélectionnant les transitions adéquates ($\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{5}{2}^-$ de 644 keV dans le ^{209}Ra et la $4^+ \rightarrow 2^+$ de 774 keV dans le ^{210}Ra , et l'ensemble des structures en électron) nous avons pu obtenir une estimation des temps de vie correspondant à ceux déjà relevés dans la littérature (cf. fig. 4.23 pour les ajustements).

De plus, à l'aide d'une sélection temporelle dans ces matrices, nous pouvons aussi obtenir le spectre γ nettoyé d'une grande partie de son bruit de fond. Nous retrouvons donc bien toutes les transitions présentes sous les états isomériques (cf. fig. 4.24) comparables aux schémas de niveaux émis lors des études précédentes (cf. fig. 4.18). Enfin, sur la partie basse énergie de ce spectre, nous pouvons également

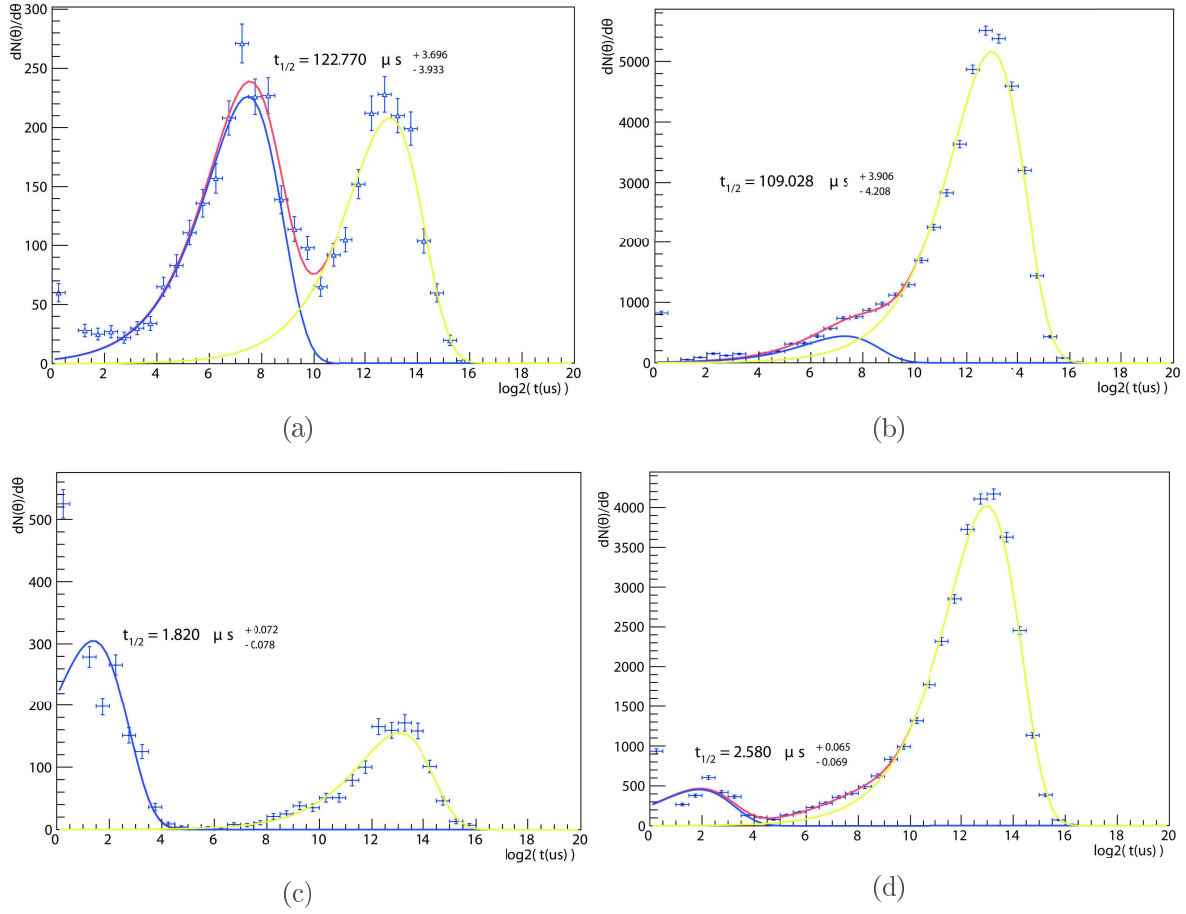


FIGURE 4.23 – Ajustement des distributions de temps de vie pour les différents isotopes du radium (jaune bruit de fond, bleu isomère) : (a) $\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{5}{2}^-$ de 644 keV et (b) $\frac{13}{2}^+ \rightarrow \frac{9}{2}^-$ de 238.4 keV convertie (K,L et M), dans le ^{209}Ra pour l'isomère $\frac{13}{2}^+$ de $\sim 120 \text{ } \mu\text{s}$, (c) $4^+ \rightarrow 2^+$ de 774 keV et (d) $8^+ \rightarrow 6^+$ de 96 keV convertie (L et M), dans le ^{210}Ra pour l'isomère 8^+ de $2.1 \text{ } \mu\text{s}$ / *Fitting of decay time distribution for several radium isotopes : (a) $\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{5}{2}^-$ of 644 keV and (b) $\frac{13}{2}^+ \rightarrow \frac{9}{2}^-$ of 238.4 keV converted (K,L and M), in the ^{209}Ra for the isomeric state $\frac{13}{2}^+$ of $\sim 120 \text{ } \mu\text{s}$, (c) $4^+ \rightarrow 2^+$ of 774 keV and (d) $8^+ \rightarrow 6^+$ of 96 keV converted (L and M), in the ^{210}Ra for the isomeric state of $2.1 \text{ } \mu\text{s}$*

relever la présence des rayons X (dans la gamme [80-100] keV) du radium émis lors du processus de conversion de transition γ .

Enfin, à l'aide de la même sélection en temps de vie sur les électrons de conversion, nous pouvons aussi obtenir le spectre nettoyé du bruit de fond qui nous servira pour étalonner les détecteurs Tunnel ainsi que leur performances durant cette expérience (cf. fig. 4.25). L'étalonnage n'a cependant été possible que sur 68 % des pistes des détecteurs Tunnel, et une résolution de 15 keV a été obtenue à 135 keV sur la conversion de la transition de 238 keV dans le noyau ^{209}Ra .

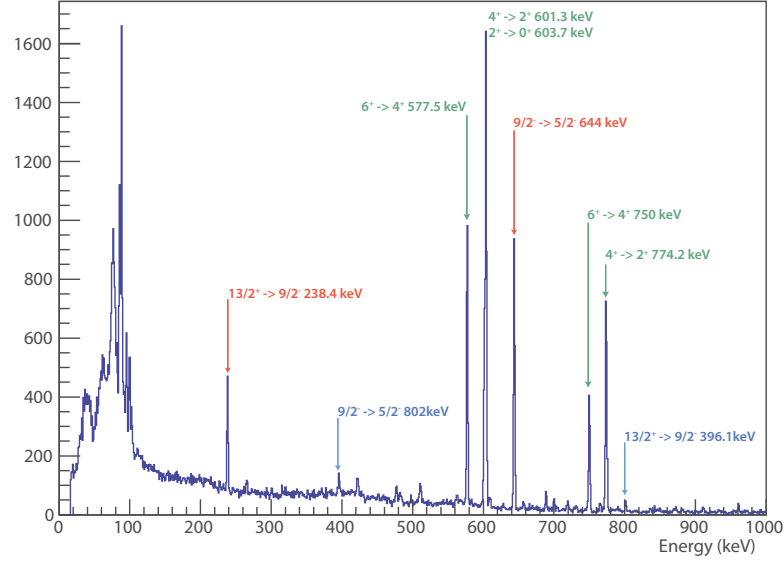


FIGURE 4.24 – Projection des énergies des rayonnements en coïncidence avec une implantation d'un $^{209,210,211}\text{Ra}$ après sélection temporelle : Spectre γ associé à la décroissance d'un $^{209,210,211}\text{Ra}$: identification des différentes énergies mesurées et assignation à la transition correspondante / *Energy projection of the transition in coincidence with a ^{216}Th implantation after timing selection : γ spectrum associated to the decay of a $^{209,210,211}\text{Ra}$: identification of the several measured energies and their transition assignation*

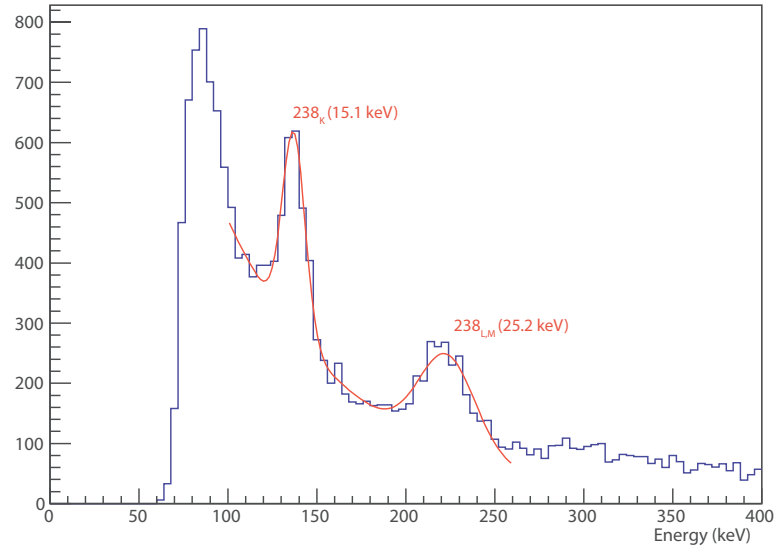


FIGURE 4.25 – Projection des énergies des électrons de conversion en coïncidence avec une implantation d'un $^{209,210}\text{Ra}$ après sélection temporelle : identification des différentes énergies mesurées et résolutions associées / *Energy projection of the conversion electrons in coincidence with a $^{209,210}\text{Ra}$ implantation after timing selection : identification of the several measured energies and their resolutions*

Chapitre 5

Analyses et résultats pour le ^{257}Db

Contents

5.1	Abstract	115
5.2	Découverte et résultats existants	119
5.2.1	Synthèse de l'élément 105	119
5.2.2	Études et résultats existants	119
5.3	Étude préalable et objectif de notre étude	122
5.4	Analyse des décroissances : structure fine et temps de vie	123
5.5	Spectroscopie électron et γ dans les noyaux ^{257}Db et ^{253}Lr	129

5.1 Abstract

Discovery and existing results

Synthesis of the element $Z = 105$

In the 1970s, the race for the discovery and nomination of the $Z = 105$ element took place between two laboratories (JINR Soviet Union and Berkley, United States [103] and included references). The experiment concerning the element $Z = 105$ was published in the JINR internal journal, by G.N. Flerov and his team in 1968, using the $^{22}\text{Ne}(^{243}\text{Am},\text{xn})^{265-x}105$ reaction under the 4 and 5 n channel. However some inconsistencies in the results (especially regarding the daughter known decay properties) could not confirm the discovery of a new element. This work was pursued during two campaigns, one in Dubna using the same reaction (and an oxygen beam to confirm the decay information of the daughter), the other by the Berkley team using a nitrogen beam and a californium target.

The first one gathered information about the new element and its daughter, and thus gave a strong indication for a new element. But its publication in the internal journal of the JINR raised the question about the primacy of the discovery. The second experiments used the $^{15}\text{N}(^{249}\text{Cf},\text{xn})^{264-x}105$ with 3 and 4 n channels. This work highlighted three α lines correlated to the californium target irradiation (not present with the other target) around 9.1 MeV. This result, combined with the comparison with the other results and a lot of verification, certified with few uncertainties, the discovery of a new element.

Then, other experiments (chemistry and X-rays measurement) completed the knowledge about the new element. The credit of the discovery was shared between the two laboratories and the element was officially named in 1997 : dubnium.

Existing studies and results

The synthesis of the isotope chosen is a little more recent : 1985 at the GSI [104] with the discovery of both ^{257}Db and ^{258}Db as well as their daughters ^{253}Lr and ^{254}Lr (~ 10 correlation $\alpha - \alpha$). The reaction used was $^{50}\text{Ti}(^{209}\text{Bi},\text{xn})^{259-x}\text{Db}$, in the 1 and 2 n channels and benefits from the simple magic ^{50}Ti and the quasi-double magic ^{209}Bi nuclei.

Thus, three α decays have been measured in the ^{257}Db and two in its daughter ^{253}Lr . Another study performed in 2001 [105] increased the number of nuclei synthesis, but also refined the decay information of the two nuclei : decay time, α energy as well as the fine structure of the α decay (correlation between the several α energy, cf. fig. 5.1a). For the first time a scheme level was proposed for these nuclei. However, some questions remain especially regarding the excited states (and their transitions to the ground state of the ^{253}Lr , cf. fig. 5.1b) populated through the decay from the ground state of the ^{257}Db .

Two PhDs were also interested in the nuclei : the last one (2015) at the GANIL on LISE3 and another one performed at the GSI in 2006. The first one [106], because of a lack of statistics as well as technical problems during the experiment, did not gather more information regarding the scheme level of these isotopes. The second one by B. Streicher [107], had the most observed $\alpha - \alpha$ correlation number (around 420) and managed to gather more information regarding the α decays from the ^{257}Db to the ^{245}Es (third generation). It helped to refine the level schemes of all these isotopes (cf. 5.2b). However the γ information gathered during this campaign was not sufficient to explain the missing transitions, especially the $9/2^+ \rightarrow 7/2^-$ (E1) in the ^{253}Lr . Indeed, only one event consistent with this transition was observed (~ 102 keV), where we expected at least 17, considering the statistic in the α spectrum.

Aim of this Study/Thesis

As we see the α decay is now quite well known for these nuclei. However, none of the previous studies were sensitive to the conversion electron. these emissions can give us a lot of information regarding the internal transition, especially in the ^{253}Lr . The aim of this thesis was, using the efficiency of GABRIELA, to refine the α information of this isotope as well as to gather information through the conversion electrons detected with the Tunnel configuration.

Before the experiment, we also look for other production reactions, and thus, we had to compare the pair $^{209}\text{Bi}/^{50}\text{Ti}$ and $^{208}\text{Pb}/^{51}\text{V}$. However, as detailed previously (cf. fig. 2.6), the cross section of production is higher with the reaction $^{209}\text{Bi}/^{50}\text{Ti}$ (due to the mass asymmetry). Thus, we choose the same reaction used for all previous experiments : $^{50}\text{Ti}(^{209}\text{Bi},\text{xn})^{257}\text{Db}$ in the 2n channel. Using the estimated and measured cross section for this reaction channel, we also estimated the production rate for the ^{257}Db for the given characteristics of SHELS (cf. tab. 1.2).

The aim of the study was to use the GABRIELA performances in both γ -rays detection with the brand-new clover detector (CLODETTE) as well as the conversion electron with the close Tunnel configuration. Thus, we could perform, in addition to the α spectroscopy, correlations between electrons, γ -rays and the implanted nuclei.

Decay analysis : fine structure and decay time

For the synthesis of the ^{257}Db nuclei, we used the same reaction as the previous work : $^{50}\text{Ti}(^{209}\text{Bi},2\text{n})^{257}\text{Db}$. The beam is produced from a MIVOC compound (Metal Ion from Volatile Compounds) developed at the IPHC [108]. It interacts with the metallic bismuth target deposited on a $3\text{ }\mu\text{m}$ thick aluminum backing. Several targets were used : thickness ranging from $420\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ to $480\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Also a $30\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ carbon layer was deposited on both sides of the target in order to help the heat dissipation and consequently to increase the maximum beam intensity usable on the rotating target (up to 575 pA during the campaigns).

Finally, the data were acquired during two campaigns : one in May 2016 with an irradiation time of 301.4h and an average current of 180 pA, the other in October 2016 with an irradiation time of 227.8h and an average current of 340 pA.

The beam energy was optimized for the 2n reaction channel. However, between the two campaigns, and even within a campaign, the beam energies were slightly different (cf. fig. 5.3) with an average energy of 254.5 MeV in may and 256.5 MeV in October (10 MeV lower at mid target).

If we take the total average energy of 255 MeV, by using eq. (4.1) to eq.(4.5), we can estimate the kinetic energy of the evaporation residue $T_R = 47.7$ MeV as well as its velocity $v = 5.9610^6 m.s^{-1}$ and also its time of flight through SHELS $t_{SHELS} = 2.01 \mu s$. However, the implantation energy will be lower as the nuclei have to pass through the two foils of the TOF detector as well as through a degrador positioned just before the silicon box.

As said before, the TOF-implantation correlation was not usable due to some noise, so we selected the implantation event as a recoil event with an energy between 4 and 20 MeV. Once this selection made, we establish the first matrix : decay time in function of the decay energy (cf. fig. 5.4). This one allowed us to identify the dubnium events as well as all other reaction products with much higher cross section than the ^{257}Db (multi-nucleon transfer cf. tab. 5.2) : mainly 1n,xp reaction as the gap $N = 126$ produces very long lived isotopes well into the random correlation (~ 137 s). This selection can be enough but, regarding the proximity of the random correlation with the interest region as well as the close decay energy (^{257}Db and ^{258}Db), we would rather carry on the $\alpha - \alpha$ correlation.

This second stage of correlation also allowed us to clearly highlight the fine structure in the α decay of the ^{257}Db nuclei (cf. fig. 5.5). This one organizes the three main α rays of the ^{257}Db and the two ones of the ^{253}Lr . Moreover, two separated decay times can be measured and associated to the ground state (cf. fig. 5.6b) and to an isomeric state (cf. fig. 5.6a) feeding the ground state of the ^{253}Lr (cf. fig. Lr2) as well as an excited state (cf. fig. 5.7a). These differentiations are really important for the correlations of secondary emissions (γ -ray and conversion electrons). Moreover, we can extract from these correlations all the α decay information (energy, decay time and branching ratio cf. tab. 5.3) but also the cross section of production.

For the estimation of the cross section we needed several other information. First, the transmission of SHELS T_{SHELS} is extracted from the spatial distribution of the nuclei at the focal plane (8 % in may and 20 % in October) and the beam intensity can be deduced from the data. Thus, using eq. (5.1) as well as the number of nuclei created during the experiment, we can estimate the cross section of production which is summarized in table 5.4.

γ and electron spectroscopy in the ^{257}Db and ^{253}Lr

The main goal of this study is to try to answer questions concerning the excited state in the ^{253}Lr nucleus populated by the ground state decay of the ^{257}Db nucleus (cf. fig. 5.2b).

Focusing on the decay of the ground state of the ^{257}Db nucleus, we can observe some conversion electron in coincidence (cf. fig. 5.8b) as well as some γ -rays coherent in energy with these electrons (cf. fig. 5.8a and tab. 5.5). However, we need more information about the α energy corresponding to these events as only a selection on Db_1 or Db_2 is done (cf. fig. 5.5). Thus, we constructed a new matrix representing the internal transition energy (γ or electron) in function of the decay energy (cf. fig. 5.9) and so separating the several α decay (α_1 , α_2 , α_3 and α_4).

If we look closely at the conversion electron spectrum (cf. fig. 5.10a), we could distinguish two components coherent (within the resolution of 15 keV) with the two γ -rays observed : 112 keV and 146 keV.

The second projection of the matrix 5.9 (cf. fig. 5.10b) also gives us clues concerning the internal transitions. Indeed, the two structures separated by 30-40 keV, could come from the energy superposition inside the DSSD with conversion electrons. Thus, we overestimate the α energy, indicating the presence of an intermediate state after the α_2 decay. Moreover, the α energy associated with the 146 keV transition (in γ and conversion electrons) is below the average α_2 energy (~ 8920 keV compared to the 8961 keV measured). This α energy could indicate a direct transition to the ground state of the ^{253}Lr nucleus.

We also could to extract from the data the transition multipolarity in order to try to assign the spin and parity of the state involved. By taking into account the statistics measured (cf. fig. 5.9), the $\alpha - \alpha$ correlation efficiency and the efficiency of the detectors (6.25 % and 6.75 % for the germanium detectors and 2.58% for Tunnel detectors), we can extract the number of γ -rays and conversion electrons emitted : $4(\pm 2)$ γ -rays and $89(\pm 9)$ conversion electrons for the 146 keV transition and $7(\pm 2)$ γ -rays and $62(\pm 8)$ conversion electrons for the 112 keV one. Thus, we can determine the experimental conversion coefficient of the two transitions : 22 ± 11 for the 146 keV one and 8.9 ± 2.8 for the 112 keV one. By comparison with the calculation of internal conversion coefficient [46], the most likely transitions are an (M2) for the 146 keV ($\alpha_L = 30.9(19)$) and an (M1) for the 112 keV ($\alpha = 10.4(6)$), as resumed on Table 5.6. Moreover, the 6 X-rays measured in the matrix 5.9 are also coherent with the 658 conversion electrons emitted during the several transitions (6-7 expected).

All these information allow us to propose a level scheme for this transition (cf. fig. 5.11). The assignation of the excited state populated through α_2 differs from the $\frac{9}{2}^+$ of the previous work as we assign it to a $\frac{3}{2}^+$ given the multipolarity of the 146 keV transition. Moreover the $\frac{5}{2}^-$ previously assigned to the state populated by the α_3 decay is now used as an intermediate state for the $\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{7}{2}^-$ transition.

However, with these statistics we were enabled to conclude on the α_4 decay as well as the transition inside the ^{257}Db nucleus (preceding the α decays cf. fig. 5.12) using the recoil- $\gamma/e^- - \alpha - \alpha$ correlations.

Furthermore, the calculation made by B. Bounthong [109] using the GCM model, gives us the occupation of the spherical orbital for the proton in the even-even nucleus ^{254}No and ^{256}Rf (cf. tab. 5.7). This calculation allows us, by extension (adding or removing a proton) to explain the origin of the states involved. Thus, the $2f_{\frac{5}{2}}$, $3p_{\frac{3}{2}}$ shells or the degenerance of the $1i_{\frac{13}{2}}$ one could explain the states used in the level scheme.

Finally, some calculation has been performed by L.M. Robredo (Univeristy of Madrid, Department of Theoretical Physics) using the Gogny D1S code (HFB model) in order to extract the bandheads in the ^{257}Db and ^{253}Lr nucleus (cf. fig. 5.13). We find the $\frac{5}{2}^-$ level but we cannot explain the measured spectrum using this calculation.

Ce chapitre est donc consacré à l'analyse de mon expérience de thèse effectuée sur le ^{257}Db . Je présenterai tant les résultats de la spectroscopie α réalisée, au travers d'une comparaison avec les résultats des expériences précédentes, que les résultats obtenus en spectroscopie γ et électron.

5.2 Découverte et résultats existants

5.2.1 Synthèse de l'élément 105

Les études visant à synthétiser l'élément $Z = 105$ ont démarré dans les années 1970 avec une compétition entre deux grands laboratoires pour sa nomination ([103] et les références incluses seront utilisées pour toute cette section) : le JINR (Dubna, Union Soviétique) et Berkeley (États Unis). Le premier rapport faisant part d'une expérience dédiée à l'étude de cet élément fût émis par l'équipe de G.N. Flerov en 1968 avec la recherche de décroissance α dans la réaction $^{243}\text{Am}(^{22}\text{Ne},\text{xn})^{265-x}105$, selon les voies 4 et 5 n. Cependant les résultats et certaines incohérences dans les temps de vie (connus) du lawrencium ($Z = 103$), n'apportaient pas de preuves suffisantes pour valider la découverte, mais ont permis d'ouvrir la voie pour la synthèse de ce nouvel élément.

Ainsi, en 1970, deux expériences consécutives, dans les deux laboratoires en compétition, ont permis de fournir des informations plus détaillées. En effet, une première expérience utilisant la même réaction que précédemment et dont les résultats ont été publiés dans le journal du JINR, a été réalisée à Dubna par l'équipe de G.N. Flerov. De plus, un faisceau d' ^{18}O a aussi été utilisé au cours de l'expérience, sur la même cible d' ^{243}Am . Ces études avaient pour objectif d'étudier les isotopes $^{256,257}\text{Lr}$, descendants directs des isotopes de l'élément 105 synthétisé, et plus précisément leur ratio de fission spontanée. Cette étude n'a pas validé la synthèse d'un nouvel élément, mais a permis d'apporter de fortes indications quant à son existence. De plus, la publication dans un journal interne, et non international, a posé problème quant à la primauté de la découverte entre les laboratoires.

En effet, la seconde expérience a été réalisée à Berkeley en utilisant une autre voie de réaction menant aux mêmes noyaux que ceux synthétisés par les Russes : $^{15}\text{N}(^{249}\text{Cf},\text{xn})^{264-x}105$, selon les voies 3 et 4 n. Cette expérience a permis de mettre en évidence un groupe de trois raies α aux alentours de 9.1 MeV, non présent lors de l'irradiation d'autres cibles au cours de l'expérience (cible de mercure et de plomb). Ainsi, par des vérifications poussées et des études et comparaisons avec les décroissances évoquées lors des précédentes études, elle a permis d'affirmer avec peu d'incertitude l'existence de l'élément $Z = 105$.

Par la suite, d'autres expériences ont permis de confirmer ces résultats, tant en chimie, avec l'étude de la fission spontanée de ces isotopes, que dans l'étude des rayons X émis après la décroissance α (correspondant donc à ceux du $Z = 103$ effectuées à Oak Ridge en 1977). Cela a permis, au vu des informations fournies par les deux laboratoires, d'attribuer le mérite de la découverte partagée entre eux-ci. Ainsi, après concertation entre les deux laboratoires la nomination officielle de cet élément a eu lieu en 1997 : dubnium en lien avec le lieu de la première expérience.

5.2.2 Études et résultats existants

En ce qui concerne l'étude des propriétés spectroscopiques de l'isotope sélectionné lors de ma thèse, sa synthèse et son étude sont quant à elles plus récentes. En effet, la première étude de ce noyau a été effectuée en 1985 au GSI [104] avec la mise en évidence de deux nouveaux isotopes : ^{257}Db et ^{258}Db . Ces isotopes, moins riches en neutrons, ont été synthétisés par une réaction plus symétrique que celles utilisées lors la découverte du dubnium. En effet, ils ont été synthétisés en utilisant un faisceau plus lourd que l'oxygène et l'azote, le ^{50}Ti (qui est tout de même magique en neutrons $N = 28$) et une cible plus légère de ^{209}Bi

(magique elle aussi en neutrons $N = 126$ et quasi magique en protons $Z = 83$) : $^{209}\text{Bi}(^{50}\text{Ti}, xn)^{259-xn}\text{Db}$ selon les voies 1 et 2 n. Cette expérience a donc permis de mettre en évidence deux isotopes du dubnium émetteurs α ainsi que deux nouveaux isotopes du lawrencium ^{254}Lr et ^{253}Lr eux aussi émetteurs α au travers d'une dizaine d'événements dans la corrélation entre les deux séries d'isotopes. Elle a aussi mis en exergue les différents rapports d'embranchement des isotopes mis en jeu dans la chaîne de décroissance (α , fission ou capture électronique).

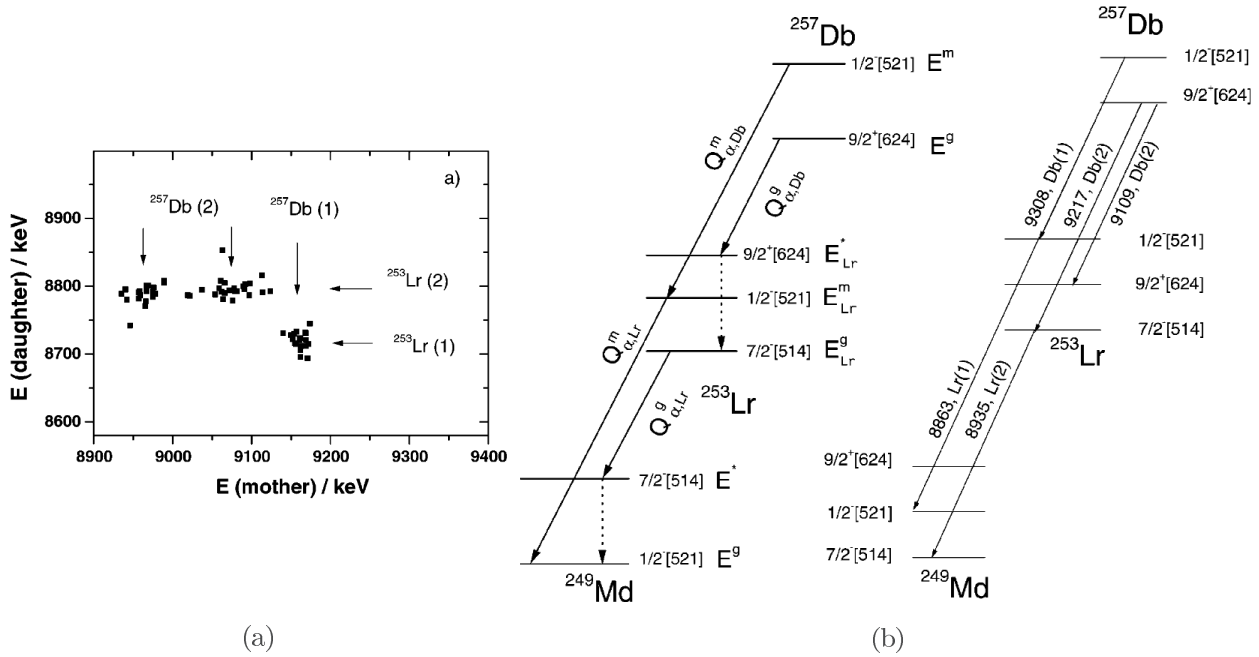


FIGURE 5.1 – (a) Matrice représentant l'énergie α du noyau ^{253}Lr en fonction de celle du noyau ^{257}Db : mise en évidence d'une corrélation entre les trois raies α du ^{257}Db et les deux du ^{253}Lr (indication d'un état excité décroissant par α), (b) Schéma de niveaux proposé au vu des résultats obtenus (exprimé en Q_α) dans [104] avec une comparaison à ceux prédits théoriquement / (a) Matrix of the α energy of the ^{253}Lr as a function of the one of the ^{257}Db : it highlights the correlation between the three α lines of the ^{257}Db and the two of the ^{253}Lr and indicates a possible excited state decaying by α , (b) Level scheme proposed with the data of [104] (expressed in Q_α) and comparison with the theoretical prediction

Trois raies α ont pu être observées dans la décroissance du ^{257}Db ainsi que deux dans celle de son fils le ^{253}Lr . Ces études ont notamment permis d'approfondir les connaissances du gap déformé $N = 152$ (section 1.4). Ces études de synthèse n'ont été complétées que bien plus tard, en 2001 au GSI [105] avec une étude spectroscopique des décroissances plus détaillée. Celle-ci a révélé deux temps de vie distincts pour le noyau père ainsi que deux pour le noyau fils, pouvant provenir de la décroissance depuis un état excité des deux noyaux. Ceci a été rendu possible grâce à une statistique dix fois plus importante (120 décroissances $\alpha - \alpha$ relevées). C'est aussi lors de cette expérience que la relation entre les différentes raies α du ^{257}Db et du ^{253}Lr (cf. fig. 5.1a) a été mise en évidence. Ces études ont aussi été l'occasion pour la première fois, avec l'aide des prédictions théoriques, d'émettre un schéma de décroissance crédible en se basant sur les chaleurs de réactions impliquées entre les différentes raies α (cf. fig. 5.1b). Plusieurs points restaient cependant à confirmer et certaines zones d'ombre demeuraient, notamment lors de la décroissance α du noyau ^{257}Db vers un état excité ($\frac{9}{2}^+$) du noyau ^{253}Lr , la désexcitation de ce dernier vers l'état fondamental n'a jamais été observée (cf. fig. 5.1b).

A partir de cette étude, plusieurs autres ont pu être menées sur ce noyau pour essayer d’approfondir les connaissances autour de celui-ci. Tout d’abord, une étude indirecte via le noyau père, le ^{261}Bh , a été réalisée en 2010 [110] au GSI ajoutant un peu plus de statistique sans pour autant apporter plus d’informations sur les schémas de décroissance. Enfin, deux thèses se sont aussi intéressées à ce noyau pour en étudier les propriétés et essayer d’en effectuer une spectroscopie plus précise. La dernière en date [106], a été réalisée au GANIL (Caen France) sur le filtre de vitesse LISE3 (section 3.3.2) en 2015, expérience à laquelle j’ai participé, et avait pour objectif d’effectuer une spectroscopie α et γ . Cependant, le manque de statistique, ainsi que divers problèmes rencontrés durant l’expérience, n’ont pas permis de conclure sur les schémas de niveaux du ^{257}Db . Cette étude a permis néanmoins d’ajouter encore un peu plus de statistique dans les décroissances α renforçant ainsi notre connaissance de cet isotope tant sur les énergies des décroissances α que les temps de vie.

Isotope	E_α (keV)	Intensity (%)	$T_{1/2}$ (s)	HF	b_{EC}	b_{SF}
^{257}Db	8874	4	$3.43^{+2.34}_{-0.99}$	88	<0.03	≤ 0.11
	8965	40	2.32 ± 0.16	10		≤ 0.05
	9066	37	2.32 ± 0.16	23		
	9155	19	0.67 ± 0.07	25		≤ 0.12
^{253}Lr	8620	5	$1.08^{+0.86}_{-0.33}$	16	<0.02	
	8719	28	1.32 ± 0.14	8		0.12 ± 0.03
	8786	67	0.67 ± 0.06	3		0.01 ± 0.006

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des données présentées dans [107] pour le ^{257}Db ainsi que pour le ^{253}Lr : sont listés ici les énergies α , les intensités, les temps de vie mesurés ainsi que les facteurs d’empêchement et les rapports d’embranchements fission et capture électronique / *Overview table of the results on the ^{257}Db and ^{253}Lr isotopes [107] : here are listed the α energies, the intensities of each decay branch, the measured decay times as well as the hindrance factor and the branching ratios in electronic capture and fission*

L’expérience réalisée au GSI en 2006 dans le cadre de la thèse de B. Streicher [107], est celle possédant à l’heure actuelle la plus grande statistique de décroissance α sur le ^{257}Db avec 420 décroissances α observées sous la corrélation *recoil*– α – α . Cette étude a non seulement permis de confirmer les observations effectuées jusqu’alors, mais elle a aussi mis évidence d’autres phénomènes.

Tout d’abord, elle a mis en exergue deux nouvelles raies α , une dans le ^{257}Db et une dans le ^{253}Lr , d’intensité faible (cf. tab. 5.1). De plus, de nouvelles corrélations dans les matrices α – α ont été mesurées. Ces études ont affiné le schéma de niveaux et de décroissances du ^{257}Db jusqu’à l’ ^{245}Es à l’aide de corrélations *recoil*– α – α – α (cf. 5.2b). Cependant, les études des différentes transitions et des quelques événements γ en corrélation avec le ^{257}Db n’ont pas permis d’expliquer les spectres obtenus.

Notamment, la plus grande question sans réponse reste la mesure de la transition entre les niveaux excités peuplés dans le ^{253}Lr depuis l’état fondamental du ^{257}Db et le fondamental du ^{253}Lr . En effet, pour le moment, et avec les informations à disposition [107], cette dernière serait une transition électrique E1 (transition prédite entre un $9/2^+$ et un $7/2^-$ dans le ^{253}Lr cf. fig. 5.2). Or, les mesures réalisées dans [107], ne montrent qu’un seul événement cohérent d’une énergie de 102 keV (pour une transition estimée à 101 keV) alors qu’au vu de la statistique relevée et de l’efficacité de détection des γ lors de cette expérience, 17 de ces événements auraient dû être observés (si l’on suppose une E1). C’est donc un des points importants qu’il reste à éclaircir pour cette décroissance, avec notamment l’assignation en spin/parité de cet état excité. De plus, aucune des expériences réalisées jusqu’alors n’était sensible aux électrons de conversion. Ceux-ci pourraient donner plus d’informations sur cette transition, notamment dans la mesure des taux de conversion qui permettrait de valider la multipolarité de la transition attendue. Enfin les nouvelles

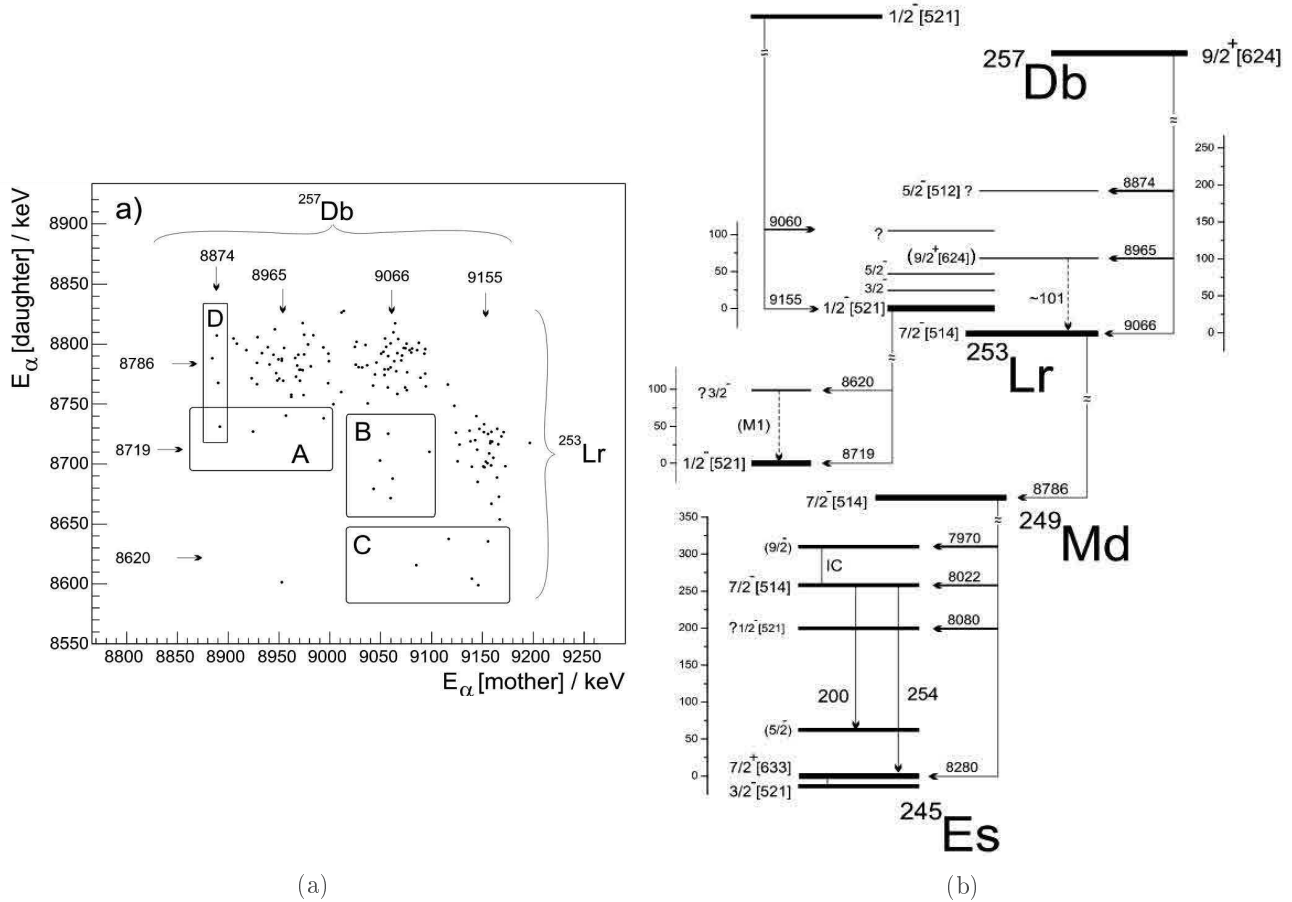


FIGURE 5.2 – (a) Matrice de corrélation génétique représentant l'énergie α du ^{253}Lr en fonction de celle du ^{257}Db permettant la mise en évidence de nouvelles raies α ainsi que de nouvelles corrélations, (b) Schéma de niveaux proposé mis à jour au vu des résultats obtenus dans [107] / (a) Matrix of the α energy of the ^{253}Lr as a function of the one of the ^{257}Db : it highlights the new correlation as well as the new α line of the ^{257}Db and the ^{253}Lr , (b) Refined level scheme proposed with the data of [107]

corrélations $\alpha - \alpha$ mesurées restent encore à valider et sont encore sujet à interprétation.

5.3 Étude préalable et objectif de notre étude

En amont de la mise en place de l'expérience, nous avons étudié les différentes voies de réactions qu'il nous était donné d'utiliser pour synthétiser ce noyau. Pour cela, nous avons considéré deux couples faisceau-cible principaux : $^{209}\text{Bi}/^{50}\text{Ti}$ et $^{208}\text{Pb}/^{51}\text{V}$. Cependant, comme nous avons déjà pu le mettre en évidence dans section 2.3.3 relatant des fusions chaudes et froides, l'utilisation du noyau doublement magique de ^{208}Pb ne permet pas d'apporter suffisamment d'énergie de liaison au système pour favoriser la réaction en comparaison de celle utilisant le couple $^{209}\text{Bi}/^{50}\text{Ti}$ (cf. fig. 2.6), l'explication passant par la différence dans les asymétrie de masses.

Ainsi pour cette expérience, nous nous sommes conformés au mécanisme de réaction utilisé jusqu'alors dans les études de cet isotope : $^{209}\text{Bi}(^{50}\text{Ti}, \text{xn})^{259-x}\text{Db}$ en voie 2n. Cela nous a notamment permis, au vu

des sections efficaces relevées et des performances du dispositif SHELS + GABRIELA, d'estimer le taux de production de ^{257}Db (cf. tab. 1.2) à 220 noyaux implantés dans le silicium par jour (auquel il faut rajouter les efficacités de détection des différents modes de décroissances).

C'est donc à partir de ces résultats et de ces différentes interprétations que le choix de mon expérience de thèse s'est effectué, dans l'espoir d'apporter des réponses aux différents points restés non expliqués, notamment, par l'apport des électrons de conversion lors l'expérience. En effet, le dispositif de détection GABRIELA du JINR, permet une bonne efficacité γ ainsi qu'une bonne efficacité en électrons à l'aide de son montage Tunnel et de ses quatre détecteurs silicium dédiés aux électrons. L'objectif est donc d'utiliser l'ensemble de ces performances pour effectuer des corrélations entre les différentes émission/décroissance : γ - α , γ - γ , électron- γ , ... C'est donc le détail de ce dispositif et des résultats de mon expérience de thèse que nous allons détailler dans la partie suivante.

5.4 Analyse des décroissances : structure fine et temps de vie

Le faisceau de ^{50}Ti est extrait d'un composé MIVOC (*Metal Ions from Volatile Compounds*) développé à l'IPHC [108]. Celui est envoyé sur une cible de bismuth métallique déposé sur un support d'aluminium de $3\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. Plusieurs cibles ont été utilisées au cours des prises de données avec des épaisseurs variant de $420\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ à $480\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$. De plus, un dépôt de carbone de $30\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ a été rajouté sur les deux faces de la cible rotative pour aider à la dissipation de la chaleur créée lors de l'interaction avec le faisceau, permettant ainsi d'accroître l'intensité maximum que pouvait supporter la cible (avec une valeur maximum de 575 pA mesurés durant les expériences). Enfin, la prise de données s'est effectuée au cours de deux campagnes séparées : l'une en mai 2016 avec intensité moyenne de 180 pA sur cible et un temps d'irradiation de 301.4 h et l'autre en octobre de la même année avec une intensité moyenne de 340 pA sur cible avec un temps d'irradiation de 224.8 h .

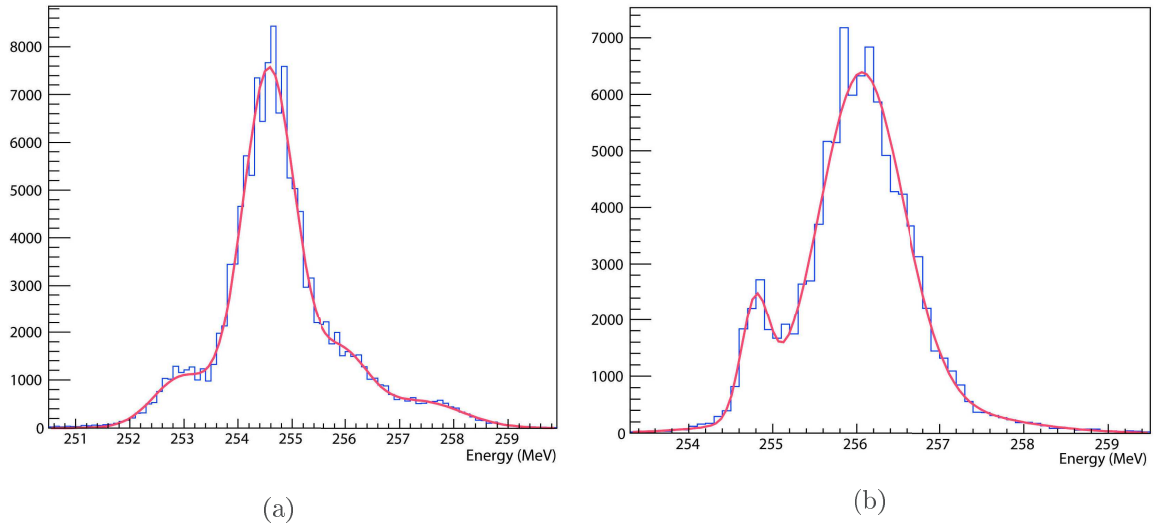


FIGURE 5.3 – Énergie faisceau moyenne mesurée : (a) prise de données de mai 2016 avec une énergie moyenne de 254.5 MeV , (b) prise de données d'octobre 2016 avec une énergie moyenne de 256.5 MeV / *Average beam energy during : (a) may 2016 campaign with an average energy of 254.5 MeV , (b) October 2016 campaign with an average energy of 256.5 MeV*

L'énergie du faisceau a été optimisée pour maximiser la section efficace de production pour la voies $2n$ de

la fusion évaporation. Cependant, entre les deux prises de données celle-ci fût légèrement différente restant tout de même aux alentours du maximum de la fonction d'excitation pour la voie $2n$ de la réaction de fusion évaporation. De plus, on observe que l'énergie mesurée (en moyenne) au sein même d'une campagne de données n'est pas non plus exactement la même avec une variation pouvant aller jusqu'à 2 MeV. Ainsi, au cours de la première campagne de mesures nous avons une énergie moyenne en entrée de cible de 254.5 MeV (~ 245.5 MeV en milieu de cible, cf. fig. 5.3a) et de 256.5 MeV sur la seconde (~ 246.5 MeV en milieu de cible, cf. fig. 5.3b).

En prenant une énergie moyenne de 255.5 MeV sur les deux campagnes, nous pouvons calculer l'énergie ainsi que le temps de vol des noyaux de ^{257}Db au travers des SHELS. En utilisant l'équation eq. (4.1), avec une énergie dans le référentiel du centre de masse et en milieu de cible, de 245.5 MeV, et en l'adaptant pour le couple faisceau-cible $^{209}\text{Bi}/^{50}\text{Ti}$, nous obtenons une énergie cinétique $T = 198.1$ MeV. Ainsi, le noyau de recul emportera donc une énergie cinétique $T_R = 47.7$ MeV (eq. (4.2)). L'équation eq. (4.3) appliquée au ^{257}Db , nous permet de déterminer la vitesse des noyaux d'intérêt, au travers d'un $\beta = 2\%$ (eq. (4.5)), de $v = 5.9610^6 m.s^{-1}$ ainsi que le temps de vol associé au travers de SHELS : $t_{\text{SHELS}} = 2.01 \mu s$.

L'énergie d'implantation dans le détecteur sera cependant plus faible que celle en sortie de séparateur. En effet, les noyaux traversent non seulement les deux détecteurs TOF, mais aussi un dégradeur de 4-5 μm de mylar monté en amont du détecteur permettant non seulement de réduire leur énergie mais aussi leur profondeur d'implantation.

Maintenant que nous avons détaillé les conditions expérimentales liées aux prises de mesures, nous pouvons étudier les matrices de corrélations et les résultats qu'elles nous apportent.

Comme nous l'avons précisé lors de la présentation des analyses relatives aux mesures d'étalonnage du dispositif, la corrélation entre le TOF et le détecteur d'implantation n'est pas utilisable. Pour cela nous avons mis en place une simple sélection sur l'énergie des noyaux de reculs dans le détecteur d'implantation (entre 4 MeV et 20 MeV), nous permettant ainsi de limiter le bruit de fond lors des corrélations suivantes.

Par la suite, nous avons donc mis en place la matrice de corrélation entre les implantations et les décroissances dans le détecteur. Celle-ci nous permet non seulement d'identifier les décroissances du ^{257}Db , mais aussi les différents produits de transferts multi-nucléons (cf. fig. 5.4 et tab. 5.2), qui ici possèdent une plus grande section efficace que la réaction d'intérêt (contrairement aux expériences d'étalonnage). Ces produits de réaction correspondent donc au transfert de 1 neutron et plusieurs protons du projectile à la cible (ici l'influence du gap magique sphérique $N = 126$ donnant des temps de vie trop longs pour être distingués du bruit de fond).

Cette matrice nous permet aussi de mettre en évidence la proximité des signaux d'intérêt avec le bruit de fond associé aux corrélations fortuites venant du taux de comptage dans les pixels du détecteur. Celui-ci est cependant relativement faible vu que le temps associé à ces corrélations correspond à un temps de vie supérieur à 33 s.

α Energy (keV)	Estimated $T_{1/2}$ (ms)	Transfer product
[8545 - 8428]	[5.8 - 8.2]	^{214}Fr
8096	28.5	^{213}Rn
[7896-7675]	[185.3 - 524.2]	^{212}At
7456	741.4	^{211}Po

TABLE 5.2 – Identification de produit de transfert multi-nucléon : les voies $1n, xp$ sont visibles, les voies $0n, xp$ possédant des temps de vie trop longs pour être distingués du bruit de fond (gap sphérique $N = 126$) / *Mutli-nucleon transfer product identification : the channels $1n, xp$ are visible but the channels $0n, xp$ cannot be distinguished from the background (spherical gap $N = 126$)*

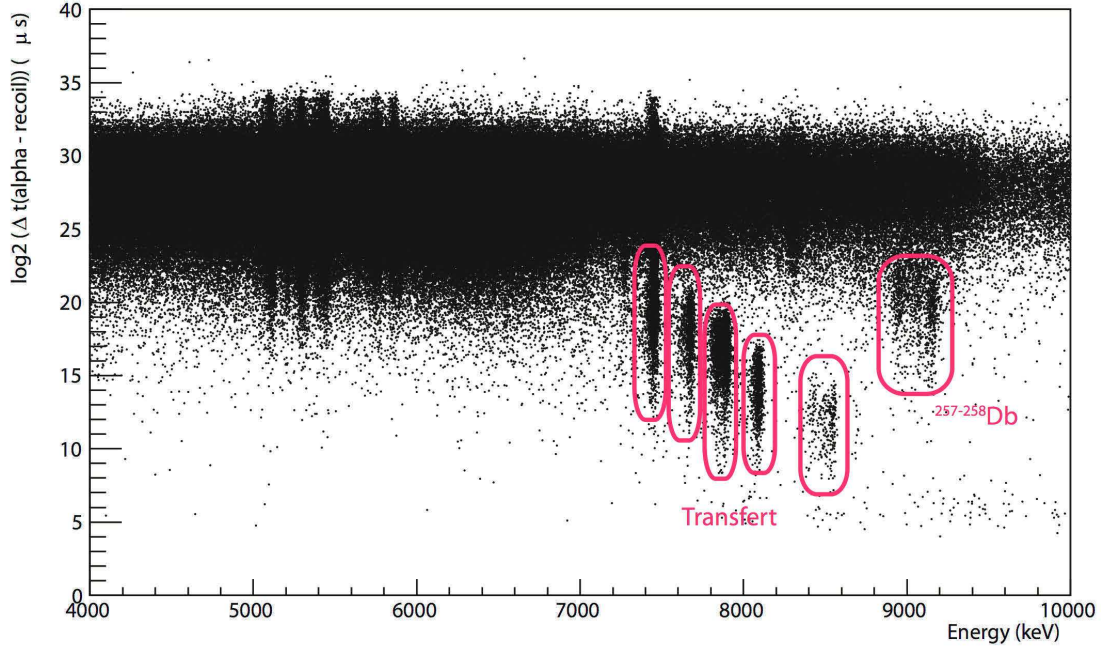


FIGURE 5.4 – Matrice d'identification des noyaux d'intérêt pour le ^{257}Db (temps de vie en fonction de l'énergie de décroissance) : mise en évidence des différentes voies/mécanismes de réaction (transfert multi-nucléon et fusion évaporation) et de la région d'étude ainsi que de sa proximité avec les corrélations fortuites. / Identification matrix of the nuclei of interest for the ^{257}Db (decay time vs energy) : highlight of the several reaction channels/mechanisms (multi-nucleons transfert and fusion evaporation) and of the study region as well as its proximity with random correlations

Cette matrice nous permet tout de même de distinguer notre signal (cf. fig. 5.4) et pourrait être suffisante pour les corrélations suivantes. Cependant, pour pouvoir effectuer des corrélations plus propres et moins influencées par le bruit de fond, il convient d'effectuer une seconde corrélation dans la chaîne de décroissance α . De plus, la proximité des énergies et des temps de vie des autres voies de réaction (^{258}Db) perturberait les corrélations génétiques suivantes.

Nous pouvons donc construire la seconde matrice de sélection qui représente l'énergie d'une décroissance α de génération n en fonction de celle de la génération précédente (cf. fig. 5.5) après l'identification de la première décroissance ($\log_2(\Delta t) < 25$ et $E_\alpha > 4$ MeV). Cette matrice nous permet non seulement de nettoyer les données, mais aussi de distinguer la structure fine de décroissance α du ^{257}Db et du ^{253}Lr (au travers des corrélations génétiques cf. fig. 5.5) ainsi que de séparer les signaux de ces dernières des autres décroissances proches en énergie (^{258}Db). Cette matrice nous donne aussi accès aux régions d'intérêt pour les décroissances suivantes : les noyaux ^{249}Md et ^{245}Es qu'il sera possible d'étudier par la suite.

Cette structure fine se caractérise non seulement au travers de temps de vie différents entre les émissions des particules α dans les noyaux ^{257}Db et le ^{253}Lr , mais aussi par une différenciation claire des émissions entre les trois raies α du noyau ^{257}Db et deux du noyau ^{253}Lr . Cela nous permet notamment d'effectuer une sélection claire entre les états émetteurs tant dans le noyau père que dans le noyau fils qui nous seront très utiles par la suite lors de l'identification des rayonnements secondaires émis. Nous distinguerons les émissions α provenant de l'état fondamental du ^{257}Db , suivies de celles de l'état fondamental du noyau ^{253}Lr comme Db_2 et Lr_2 par opposition à celles provenant des états excités de ces deux mêmes noyaux Db_1 et Lr_1 (dénomination définie lors des études précédentes [105, 106, 107]).

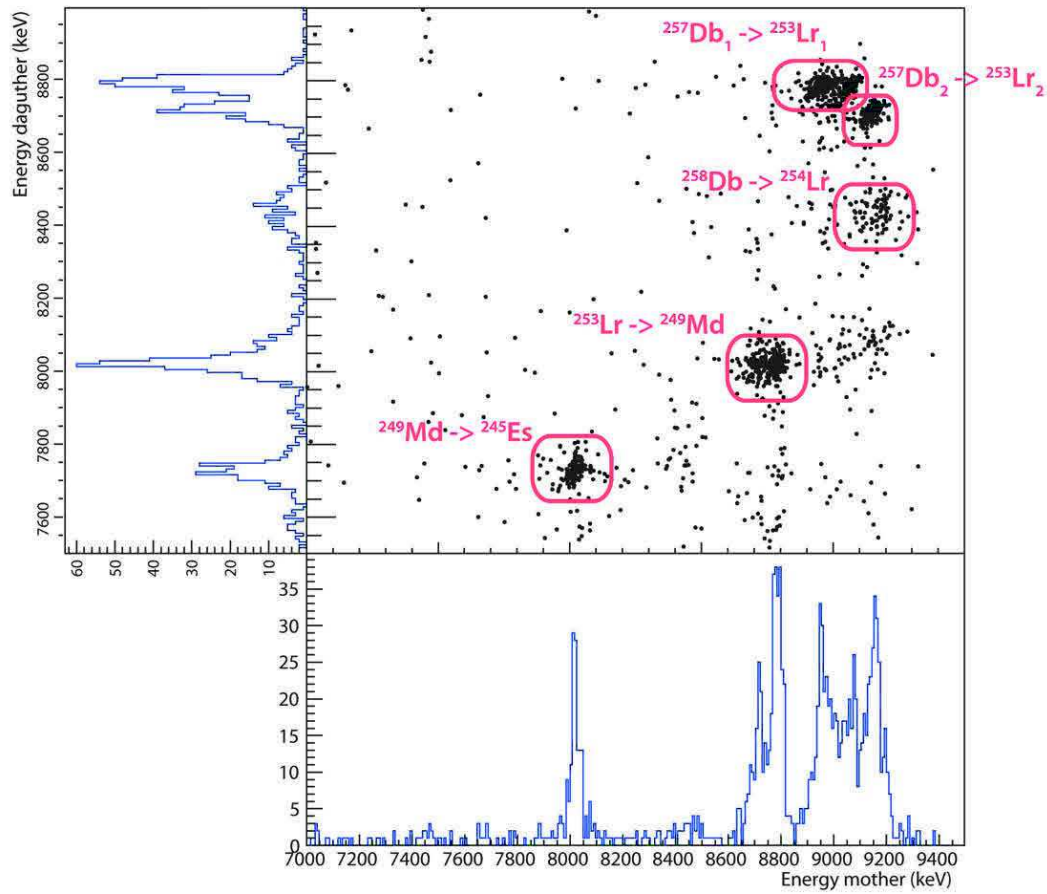


FIGURE 5.5 – Matrice de corrélation entre les différentes générations de décroissance pour le ^{257}Db représentant l'énergie de la décroissance de génération n en fonction de celle de la génération $n-1$: On distingue non seulement la séparation des deux voies de réactions ($1n$ et $2n$: ^{258}Db et ^{257}Db), mais aussi les générations 2, 3 et 4 du ^{257}Db (au travers du ^{253}Lr , ^{249}Md et du ^{245}Es) et enfin la structure fine de la décroissance ^{257}Db et ^{253}Lr / *Correlation matrix between the several generations of decay for the ^{257}Db representing the energy of the decay of generation n in function of the one of the generation $n-1$. We can see the separation of the two channels of the fusion evaporation reaction ($1n$ and $2n$: ^{258}Db and ^{257}Db), but also the 2nd, 3rd and 4th decay generation (through the ^{253}Lr , ^{249}Md and the ^{245}Es) and finally the fine structure in the decay of the ^{257}Db and ^{253}Lr*

Ces corrélations nous permettent donc de sélectionner les événements que nous voulons étudier et ainsi mettre en place les corrélations avec les rayonnements γ ou les électrons de conversion. Cependant, un bon nombre d'informations peuvent déjà être extraites de ces corrélations au travers de la spectroscopie α . Ainsi, nous pouvons extraire les temps de vie des différentes décroissances/états présents dans les décroissances successives en provenance du noyau ^{257}Db (cf. fig. 5.6 et 5.7), mais aussi les énergies (cf. fig. 5.6 et 5.7), les rapports d'embranchement de ces derniers (cf. tab. 5.3) et les intensités relatives des différentes décroissances observées (sélection effectué dans la fig. 5.5). Nous avons ainsi pu relever quatre raies α dans les noyaux ^{257}Db cohérentes avec celles mesurées lors des études précédentes.

De plus, ces corrélations nous permettent d'identifier exactement combien de noyaux de ^{257}Db ont été créés au cours des différentes prises de données. Grâce à celles-ci nous pouvons extraire la section efficace de production à l'énergie utilisée lors des expériences. De plus, les distributions spatiales des noyaux de

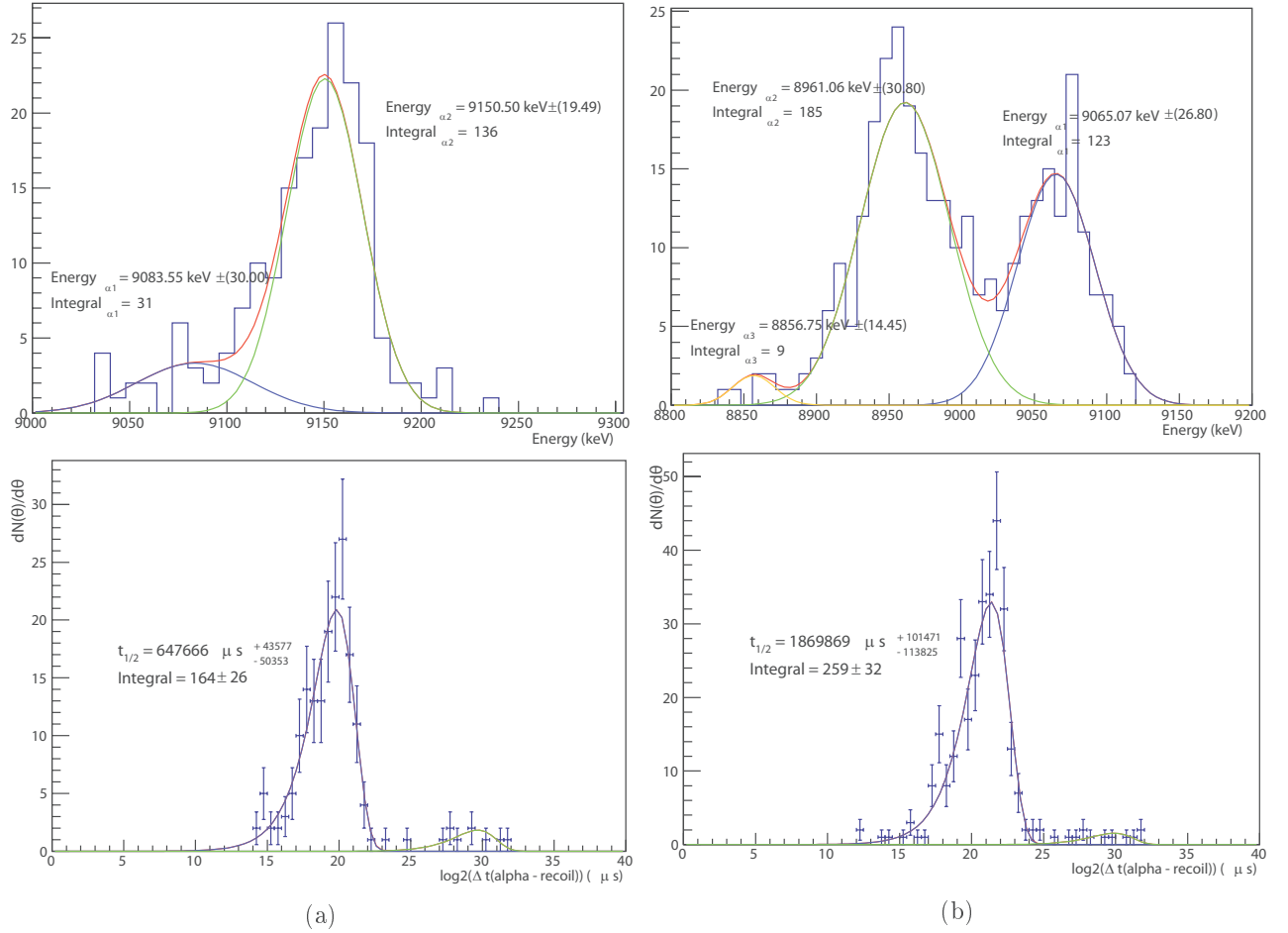


FIGURE 5.6 – Estimation des énergies et temps de décroissance pour le noyau ^{257}Db : mise en évidence des différentes énergies (haut) et temps de vie (bas : bleu ^{257}Db , vert corrélation aléatoire) mis en jeu lors de la décroissance en chaîne de ces deux éléments : (a) État excité du noyau $^{257}\text{Db}_1$: temps de vie de 0.64 s et énergie de 9150 keV, (b) État fondamental du noyau $^{257}\text{Db}_2$: temps de vie de 1.81 s et énergie de 9065 keV et 8961 keV / Decay time (bottom : blue ^{257}Db , green random correlation) and energy (top) estimation of the ^{257}Db nucleus : (a) Excited state of the $^{257}\text{Db}_1$ nucleus : decay time of 0.64 s and energy of 9150 keV, (b) Ground state of the $^{257}\text{Db}_2$ nucleus : decay time of 1.81 s and energy of 9065 keV and 8961 keV

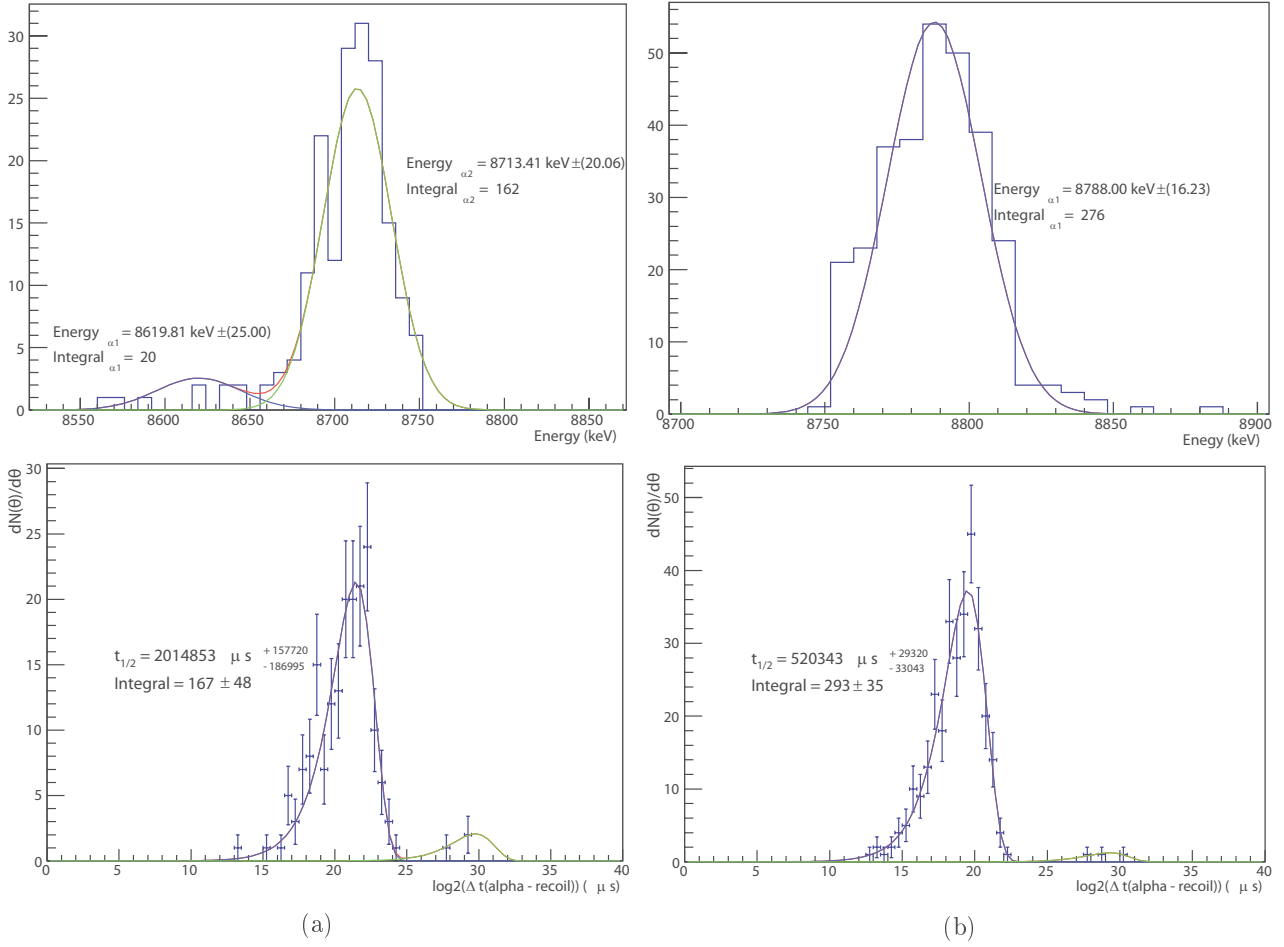


FIGURE 5.7 – Estimation des énergies et temps de décroissance pour le noyau ^{253}Lr : mise en évidence des énergies (haut) et temps de vie (bas : bleu ^{257}Db , vert corrélation aléatoire) mis en jeu lors de la décroissance en chaîne de ces deux éléments : (a) État excité du $^{253}\text{Lr}_1$: temps de vie de 2.01 s et énergie de 8713 keV, (b) État fondamental du $^{253}\text{Lr}_2$: temps de vie de 0.52 s et énergie de 8788 keV / Decay time (bottom : blue ^{257}Db , green random correlation) and energy (top) estimation of the ^{253}Lr nucleus : (a) Excited state of the $^{253}\text{Lr}_1$: decay time of 2.01 s and energy of 8713 keV, (b) Ground state of the $^{253}\text{Lr}_2$: decay time of 0.52 s and energy of 8788 keV

Isotope	α Energy (keV)	Intensity (%)	$T_{1/2}$	b_{SF}
$^{257}\text{Db}_2$	α_1 9065 ± 27	23.8 ± 3	1.81^{+10}_{-11} s	
	α_2 8961 ± 31	35.4 ± 5		
	α_3 8856 ± 24	1.7 ± 0.2		
$^{257}\text{Db}_1$	α_4 9150 ± 20	39 ± 7	0.65^{+4}_{-5} s	
$^{253}\text{Lr}_2$	$\alpha\alpha_1$ 8788 ± 16	61 ± 4	0.52^{+29}_{-32} s	0.03 ± 0.01
$^{253}\text{Lr}_1$	$\alpha\alpha_2$ 8713 ± 20	39 ± 3	2.0^{+16}_{-19} s	0.06 ± 0.025

TABLE 5.3 – Récapitulatif des données relevées sur les noyaux ^{257}Db et ^{253}Lr : énergie α , intensité des décroissances, temps de vie et rapport d'embranchement fission spontanée / *Measured quantities on the ^{257}Db and ^{253}Lr nuclei : α energies, decay intensity, decay time and branching ratio to the spontaneous fission*

Cyclotron beam energy (MeV)	^{257}Db - ^{253}Lr emitted	Mean beam intensity (pA)	Irradiation time (s)	Cross section (nb)
1 st campaign 254.5	412 ± 20	179.5 ± 45.7	1085161	3.26 ± 0.87
2 nd campaign 256.5	1444 ± 38	338.1 ± 106.6	809524	3.25 ± 1.05

TABLE 5.4 – Sections efficaces calculées pour le noyau ^{257}Db : utilisation des valeurs mesurées expérimentalement pour le calcul ainsi que les erreurs associées au nombre de décroissances et à l'intensité faisceau / *Calculated cross sections for the ^{257}Db nucleus : uses of the experimental values for the calculation with the error associated with the number of decay and the beam intensity*

reculs dans le détecteur d'implantation nous permettent d'extraire les transmissions du séparateur pour chacune des campagnes : 8 % au cours de celle de mai et 20 % pour celles d'octobre. Utilisant ces données, ainsi que le nombre de noyaux d'intérêt créés au cours de chacune des campagnes nous pouvons remonter à la section efficace. En effet, le taux de production par seconde R_{ER} pour le noyau d'intérêt est exprimé par eq. (5.1) :

$$R_{ER} = \frac{T_{SHELS} \cdot \sigma \cdot \mathcal{N}_A \cdot I \cdot \rho}{A \cdot e} \quad (5.1)$$

Avec T_{SHELS} , la transmission du séparateur, σ la section efficace de production considérée, $\mathcal{N}_A$ le nombre d'Avogadro, I l'intensité du faisceau, ρ la densité de la cible ($\mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$), A la masse atomique de la cible et e la charge de l'électron.

Ainsi, en estimant la transmission du séparateur au travers de la distribution d'implantation au plan focal, l'intensité moyenne du faisceau et la densité moyenne de la cible ($450 \pm 30 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$) nous pouvons donc remonter, à une énergie donnée, à la section efficace de production pour le ^{257}Db , résumée dans le tableau 5.4.

5.5 Spectroscopie électron et γ dans les noyaux ^{257}Db et ^{253}Lr

Une fois l'identification des différentes raies α dans le noyau ^{257}Db réalisée, nous pouvons nous intéresser au rayonnement émis en coïncidence avec l'implantation ou la décroissance vers le noyau fils ^{253}Lr . Les résultats les plus concluants sont obtenus lorsque l'on considère les transitions dans le noyau ^{253}Lr , et

notamment dans les états excités situés au-dessus de l'état fondamental peuplé par la décroissance depuis l'état fondamental ($9/2^+$) du noyau ^{257}Db (cf. fig. 5.2b).

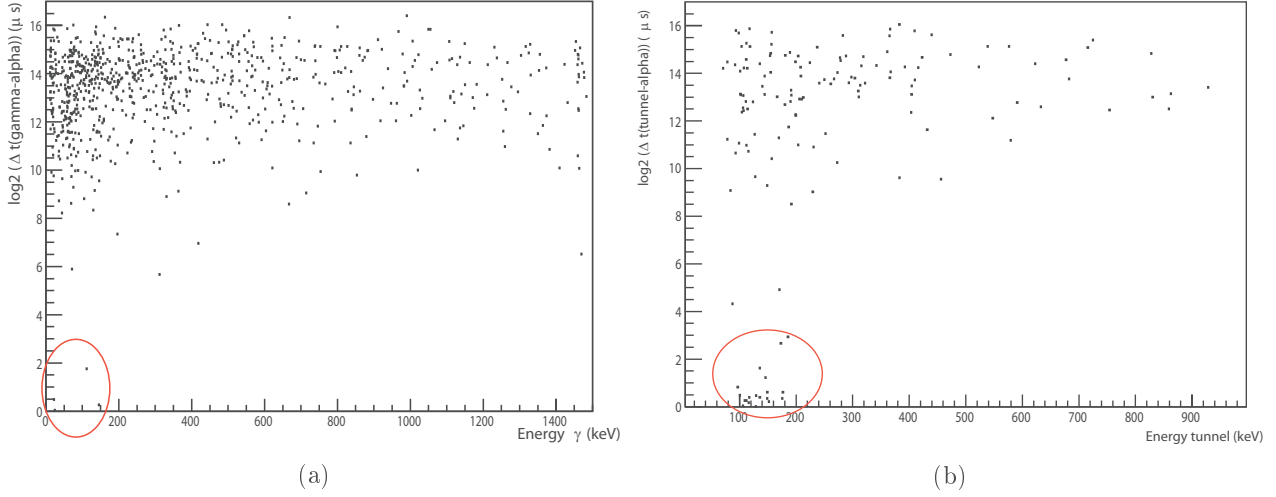


FIGURE 5.8 – (a) Matrice représentant la différence de temps entre une décroissance et l'émission d'un rayonnement γ en corrélation avec le noyau de ^{253}Lr en fonction de l'énergie de ce dernier, (b) Matrice représentant la différence de temps entre une décroissance et l'émission d'un électron de conversion en corrélation avec le noyau de ^{253}Lr en fonction de l'énergie de ce dernier / (a) Time difference between γ -ray and ^{253}Lr decay as function of the energy emission, (b) Time difference between conversion electron and ^{253}Lr decay as function of the energy emission

Si l'on considère les rayonnements en coïncidence avec les différentes raies α provenant de l'état fondamental du noyau ^{257}Db on observe effectivement des électrons prompts à ces décroissances (cf. fig. 5.8b). De plus des rayonnements γ peuvent aussi être mis en évidence avec une énergie cohérente avec celle des électrons des différentes couches atomiques tabulée (cf. fig. 5.8a et tab. 5.5).

Shell	K	L1	L2	L3
$B_i(\text{keV})$	142.3	27.91	23.93	17.32

TABLE 5.5 – Liste des énergies de liaison B_i tabulées des électrons des couches internes (K, L), pour le Lawrencium ($Z = 103$) [111]/ Tabulated binding energies B_i of the internes atomic (K, L) layers for the Dubnium ($Z=105$)[111]

Cependant, ces deux matrices ne nous donnent pas plus d'information quant aux énergies α correspondantes à ces émissions ne permettant pas de distinguer les différentes raies α du Db_2 . En effet, ces deux matrices ont été construites avec une sélection en énergie dans la matrice de corrélation génétique (cf. fig. 5.5) avec la décroissance $\text{Db}_2 \rightarrow \text{Lr}_2$.

Par la suite une distinction plus précise a été effectuée notamment entre α_1 et $\alpha_{2,3}$ avec une séparation à 9020 keV (cf. fig. 5.6b). Cependant, pour étudier plus précisément les émissions secondaires, nous avons mis en place une nouvelle matrice représentant l'énergie de la transition (rayonnement γ ou électron de conversion) en fonction de l'énergie de la particule α la précédant (cf. fig. 5.9), avec en noir tout les rayonnements γ en conincidences.

De plus, en regardant plus précisément le spectre en énergie des électrons de conversion (cf. fig. 5.10a), nous pouvons mettre en évidence deux centroïdes correspondant à deux rayonnements γ , à la résolution des détecteurs Tunnel près (15 keV) : 112 keV et 146 keV.

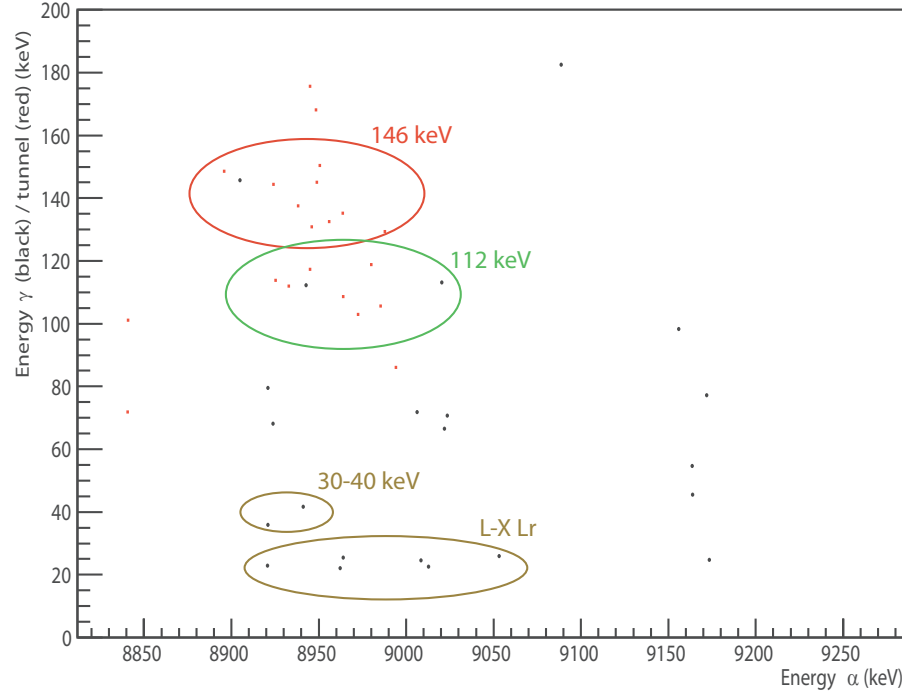


FIGURE 5.9 – Matrice des énergies des émissions secondaires suivant une décroissance du noyau ^{257}Db en fonction de l'énergie de la particule α : mise en évidence des sous-structures tant en énergie des transitions qu'en énergie des particules α / *Matrix of the energies of the secondary emissions following a decay of the ^{257}Db nucleus as a function of the α energy : highlight of the substructure in the internal transition energy as well as in α energy*

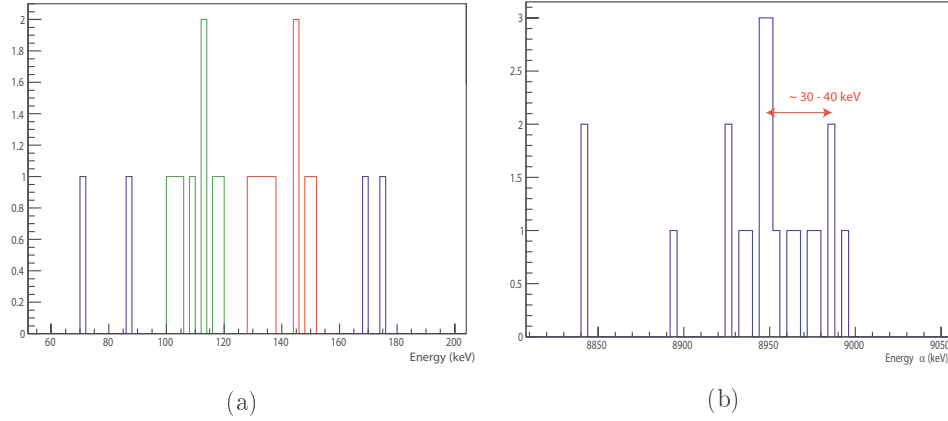


FIGURE 5.10 – (a) Spectre des électrons de conversion en coïncidence avec une décroissance depuis l'état fondamental du noyau ^{257}Db : mise en évidence de la sous-structure en énergie présente, (b) Spectre des énergies α pour les électrons de conversion en coïncidence avec une décroissance depuis l'état fondamental du noyau ^{257}Db : mise en évidence de la différence d'énergie α / (a) *Conversion electron spectrum in coincidence with a decay from the ground state of the ^{257}Db nucleus : highlight of the energy substructure in the spectrum*, (b) *α energy spectrum for the conversion electron in coincidence with a decay from the ground state of the ^{257}Db nucleus : highlight of the energy substructure in the α spectrum*

La matrice 5.9 nous permet non seulement de visualiser le lien entre les rayonnements γ et les électrons de conversion, mais aussi d'obtenir le spectre en énergie α associé à ceux-ci (cf. fig. 5.10b). La forme de ce spectre nous permet aussi d'émettre une première hypothèse quant au schéma de niveaux. En effet, la structure de celui-ci présenterait une sous-structure avec une différence en énergie d'environ 30 à 40 keV. Cette différence pourrait venir d'une surestimation de l'énergie α par l'émission dans le DSSD d'un électron de conversion directement après la décroissance (superposition des énergies dans le DSSD) et nous indique la présence d'un état intermédiaire après la décroissance α_2 .

De plus, le positionnement du rayonnement γ de 146 keV nous donne aussi une autre information quant à l'énergie de la décroissance. En effet, celui-ci, ainsi que les électrons de conversion d'énergie cohérente, se situent à une énergie plus basse que la moyenne mesurée de l'énergie α_2 : ~ 8920 keV comparés aux 8961 keV mesurés. Ceci peut nous indiquer donc que la transition de 146 keV pourrait s'effectuer directement vers l'état fondamental du noyau ^{253}Lr et que l'énergie mesurée dans le DSSD serait donc surestimée par la superposition du dépôt d'énergie de l'électron de conversion et de la décroissance α .

Pour finaliser cette étude, il nous reste encore, avec les spectres obtenus, à déterminer les spins et parités potentiels des états impliqués dans ces transitions. Pour cela, en considérant la faible statistique obtenue (cf. fig. 5.9), et en utilisant les efficacités des différents détecteurs, nous pouvons estimer les multipolarités des transitions mesurées.

Dans la gamme en énergie pour les électrons de conversion ($\sim 100 - 150$ keV), nous avons une efficacité de détection d'environ 16.5 % (cf. fig. 4.6). Ainsi, en considérant la proportion de détecteurs Tunnel étalonnés (68 %), nous obtenons une efficacité totale de 11.2 % pour les électrons. En ce qui concerne les rayonnements γ , l'efficacité respective des détecteurs germanium est de 27 % pour le 112 keV et 25 % pour le 146 keV (cf. fig. 4.7).

Il est important de noter que cette analyse est réalisée avec une statistique extrêmement faible en γ et en électron, implicite à la région de masse considérée, les multipolarités calculées par la suite restent donc sujet à discussion.

Transition Energy (keV)	Number of particle emitted	Experimental conversion coefficient	Tabulated theoretical conver- sion coefficient [46]
146 ± 2	γ rays : 4 ± 2 conversion e^- : 89 ± 9	22 ± 11	E2 : $\alpha_L = 4.4 \pm 0.3$ M2 : $\alpha_L = 30.9 \pm 0.19$ E3 : $\alpha_L = 71 \pm 6$
112 ± 2	γ rays : 7 ± 2 conversion e^- : 62 ± 8	8.9 ± 2.8	E1 : $\alpha_L = 0.127 \pm 0.007$ M1 : $\alpha_L = 10.4 \pm 0.6$ E2 : $\alpha_L = 20.7 \pm 0.18$

TABLE 5.6 – Calcul des coefficients de conversions expérimentaux et comparaisons aux calculs théoriques pour les deux transitions mesurées / *Experimental conversion coefficients and comparison to the theoretical ones for both measured transitions*

En considérant l'ensemble des rayonnement détectés, nous pouvons ainsi proposer des multipolarité pour les différentes transitions observées (cf. tab. 5.6). En prenant tout d'abord en compte le γ de 146 keV accompagné de 10 électrons de conversion, corrigé des efficacités, nous obtenons $4(\pm 2)$ rayonnements γ ainsi que $89(\pm 9)$ électrons de conversion émis. Le coefficient de conversion de cette transition serait donc de 22 ± 11 . De même, avec les deux rayonnements γ de 112 keV et les sept électrons de conversion, nous obtenons $7(\pm 2)$ rayonnements γ émis avec $62(\pm 8)$ électrons pour un coefficient de conversion qui serait donc de 8.9 ± 2.8 .

En comparant avec les coefficients de conversion calculés à l'aide de BrIcc [46] (avec une erreur de 2 keV prise sur les énergies γ), les multipolarités possibles pour ces deux transitions serait donc une M2 pour le 146 keV ($\alpha_L = 30.9(19)$) et une M1 pour le 112 keV ($\alpha = 10.4(6)$).

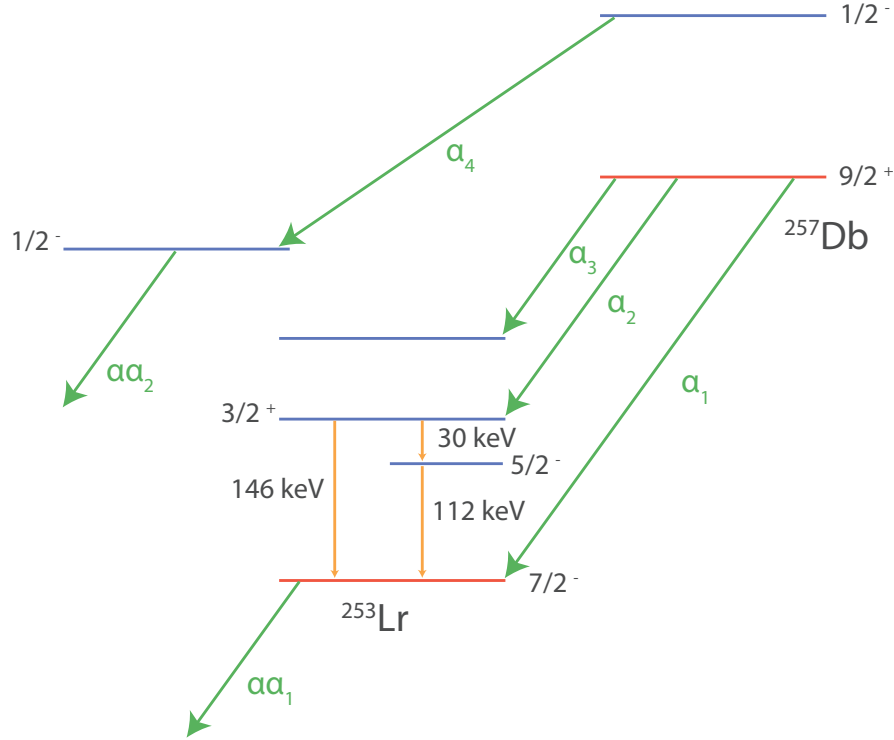


FIGURE 5.11 – Schéma de niveau proposé pour le ^{257}Db et le ^{253}Lr basé sur les relevés expérimentaux et construits depuis l'état fondamental calculé pour le 253 : en rouge les états fondamentaux, en bleu les états excités, en vert les décroissances α et en orange les transitions internes mesurées / α energy spectrum for the conversion electron in coincidence with a decay from the ground state of the ^{257}Db : highlight of the energy substructure in the α spectrum : in red the ground states, in bleu the excited ones, in green the α decays and in orange the measured internal transitions

En considérant 658 électrons de conversion émis, et avec une efficacité de détection de 4% dans la gamme en énergie des rayons X du noyau ^{253}Lr (cf. fig. 4.7), nous nous attendons à avoir 6-7 rayons X émis au total. Or, nous en mesurerons 6 lors des corrélations (cf. fig. 5.9).

L'interprétation qui découle de l'ensemble de ces informations nous d'émettre un possible schéma de niveaux pour la décroissance $\text{Db}_2 \rightarrow \text{Lr}_2$ (cf. fig. 5.11). Ainsi, au vu des multipolarités postulées, l'assignation de l'état excité alimenté par la décroissance α_2 diffère de celle des études précédentes. En effet, d'un état $9/2^+$ nous proposons un état $3/2^+$ (pour respecter la multipolarité postulée de la transition de 146 keV (M2)). De plus, l'état $5/2^-$ assigné au préalable [107] à la décroissance α_3 est utilisé comme état intermédiaire dans la transition $3/2^+ \rightarrow 7/2^-$. Cependant, concernant la dernière décroissance α_4 le manque de statistique ne nous permet pas de conclure efficacement quant au schéma de niveau total pour le noyau ^{253}Lr . De plus, les corrélations recoil- γ /e $^-$ - α - α ont aussi été mises en place (cf. fig. 5.12), mais par manque de statistique aucun résultat probant n'a pu être extrait des données à disposition.

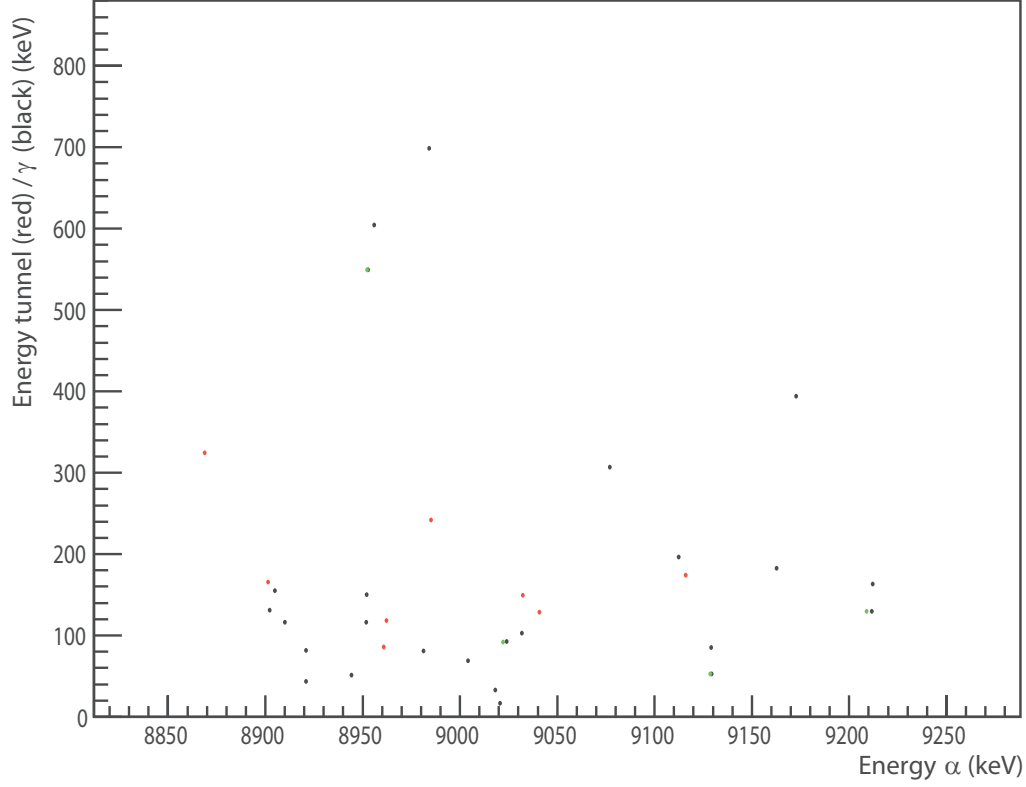


FIGURE 5.12 – Matrice des énergies des émissions secondaires précédant une décroissance du noyau ^{257}Db en fonction de l'énergie de la particule α / *Matrix of the energies of the secondary emissions preceding a decay of the ^{257}Db nuclei as a function of the α energy*

Les calculs effectués au cours de la thèse de B. Bounthong [109] dans le cadre du modèle GCM, nous donne les taux d'occupation des orbitales sphériques protons pour le noyau pair-pair ^{254}No ainsi que pour le ^{256}Rf (cf. tab. 5.7). Ces calculs nous permettent, par extension (un proton de plus ou de moins), d'expliquer la provenance des niveaux mis en jeu dans les transitions observées. Ainsi, les couches $2f_{5/2}$, pourraient expliquer la transition $\frac{5}{2}^-$ et un couplage de la $i_{13/2}$ avec un coeur de ^{254}No pourrait expliquer la transition $\frac{3}{2}^+$ postulée.

Orbital	$1h_{9/2}$	$2f_{7/2}$	$1i_{13/2}$	$2f_{5/2}$	$3p_{3/2}$	$3p_{1/2}$
Occupation (^{256}Rf)	7.61	3.46	8	1.59	0.77	0.56
Occupation (^{254}No)	5.65	3.42	8	1.6	0.78	0.56

TABLE 5.7 – Taux d'occupation des orbitales sphériques protons pour les noyaux de ^{256}Rf et ^{254}No / *Occupation of the spherical orbits in protons for the ^{256}Rf and ^{254}No nuclei*

Enfin, des calculs ont été aussi réalisés par L.M. Robledo (Université de Madrid, Département de Physique Théorique) en utilisant le code Gogny D1S (force de Gogny : HFB), fournissant les têtes de bande pour les noyaux ^{257}Db et ^{253}Lr (cf. fig. 5.13). Nous retrouvons ainsi la couche $\frac{5}{2}^-$, cependant, ce

calcul ne nous permet pas de reproduire les transitions ainsi que les multipolarités mesurées au cours de l'expérience.

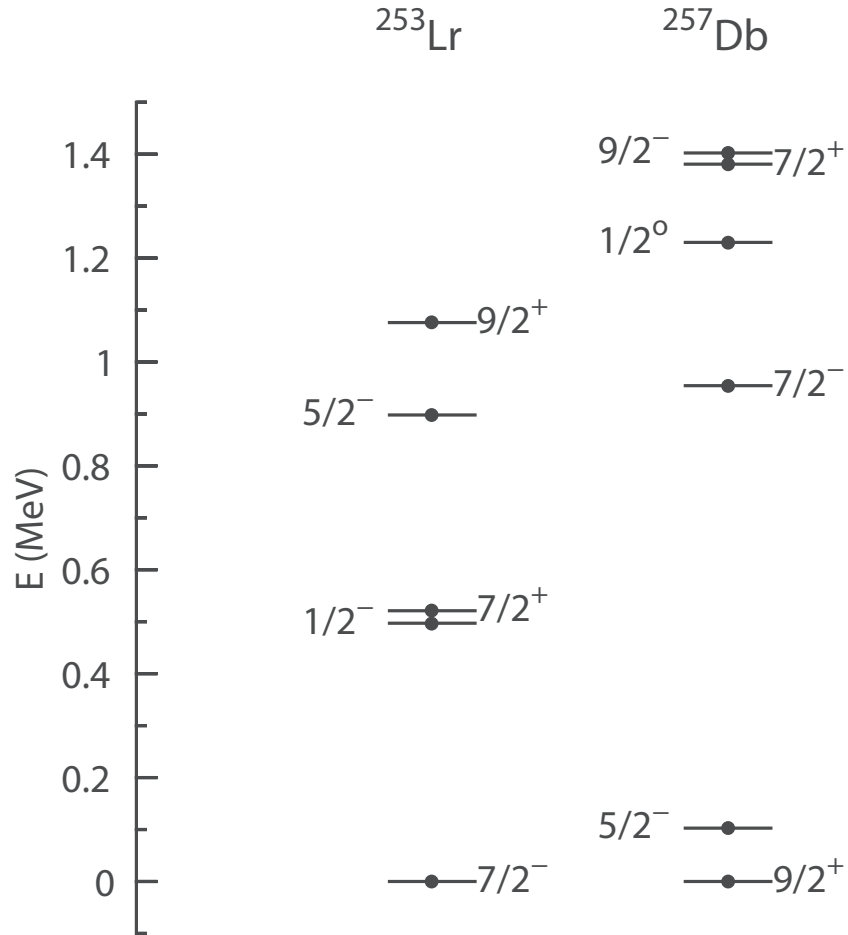


FIGURE 5.13 – Schéma de niveau proposé pour le ^{257}Db et le ^{253}Lr basé sur les relevés expérimentaux et construits depuis l'état fondamental calculé pour le ^{253}Lr / α energy spectrum for the conversion electron in coincidence with a decay from the ground state of the ^{257}Db : highlight of the energy substructure in the α spectrum

Troisième partie

Caractérisation d'un détecteur nouvelle génération pour la collaboration S³/SIRIUS

Chapitre 6

Introduction du projet S^3 /SIRIUS

Contents

6.1	Abstract	139
6.2	Présentation de SPIRAL2 et S^3	143
6.2.1	SPIRAL2	144
6.2.2	Le Super Séparateur Spectromètre : S^3	144
6.3	Système de détection plan focal : SIRIUS	146
6.4	Les objectifs de l'étude	149

6.1 Abstract

SPIRAL2 and S^3 project presentation

- SPIRAL2 project

The SPIRAL2 project is focused on the production of very intense radioactive beams since it benefits from a state-of-the-art concerning beam intensity (10 pμA on target) as well as an innovative experimental setup (separator and detection system). This project is based on a superconducting linear accelerator (LINAC for LINear ACelerator cf. fig. 6.1). It will be able to produce beams from helium to uranium with an intensity up to 10^{14} ion/s and an energy up to 14.5 MeV/u [112]. Two types of sources will be available for the production of such beams. First a deuteron source can be used for producing neutrons or, if sending on the uranium carbide target before the LINAC, secondary fission fragments can be accelerated. The second type of source is an upgrade of the typical heavy ion sources (ECR for Electronic Cyclotron Resonance) [92] for the widely used beam of ^{48}Ca and ^{50}Ti in the super heavy field [108].

This accelerator will supply different experimental halls : Neutron for Science or NFS [113] (cf. fig. (2) 6.1) with high intensity neutron beams and the S^3 experimental hall (Super Separator Spectrometer cf. fig. (2) 6.1). Later on, the DESIR [114] experimental hall (Decay, Excitation and Storage of Radioactive Ions cf. fig. (4) 6.1) will be beams selected by S^3 or the existing GANIL. The DESIR [114] project is based on the use of low energy radioactive beams in order to perform decay or laser spectroscopy, mass measurement or study based on ion traps.

- **S^3 project** The S^3 project is dedicated to the study and synthesis of very rare isotopes (super heavy nuclei, $N = Z$ region, far from the stability ...) with very small fusion-evaporation cross section.

This experimental setup is a combination of the two aspects relative to the selection of ions : separator as well as spectrometer (cf. chapter 3).

The great diversity of beams produced by SPIRAL2 allows us to scout a wide panel of unexplored regions of the nuclei chart : for example the transition between the region induced by the reaction using ^{48}Ca and the one induced using lead or bismuth targets (cf. fig. 2.1). The region around the ^{100}Sn is also reachable using S^3 and with it the single particles excitation as well as the deformation and collective excitation of such nuclei.

All these studies require an excellent rejection factor since we have to extract from an enormous background only a small amount of interesting events. The Letter Of Intents (LOIs [115, 116]) of S^3 offers several experiments, in the $N = 152$ region or around the Darmstadtium ($Z = 110$), and gives us great constraints on the performance of the separator. This defined three core reactions in order to optimize and simulate the behavior of the separator : $^{48}\text{Ti} (^{58}\text{Ni}, 4n)^{100}\text{Sn}$, $^{48}\text{Ca} (^{208}\text{Pb}, 2n)^{254}\text{No}$ and $^{238}\text{U} (^{22}\text{Ne}, 5n)^{255}\text{No}$. These three reactions cover all the dynamic range that will be used on S^3 from symmetric, to very asymmetric reactions. The simulation of this separator was done by F. Déchéry during his PhD and postdoc [36, 112]. He optimized all the parameters of the different reactions in order to meet the characteristics desired by the collaboration [117] :

- charge states acceptance of $\pm 10\%$
- momentum acceptance of $\pm 10\%$ for each charge state
- a wide angular acceptance of ± 50 mrad in both directions
- very high suppression of primary beam at 0 C : 10^{13} in almost every scenario
- maximum magnetic rigidity of $B_{\rho\max} = 1.8$ T.m
- maximum electric rigidity of $E_{\rho\max} = 12$ MV
- mass resolution at the final focal plan of $\frac{1}{300}$

In its conception, S^3 is divided in two stages (cf. fig. 6.2). The first one is a momentum achromat, for the momentum selection as well as the rejection of the primary beam. The second one is a mass separator for the mass selection of the reaction products. In between, there is a focal plan in which several physic programs have been proposed (PARIS [118], FISIC [119], AGATA [118] or EXOGAM2 [120]). During the simulation three different operating modes have emerged :

- The high-resolution mode (HR mode) : it allows us to have a great mass resolution with the help of the focal plane detection and it was developed for the $N = Z$ region
- The high transmission mode (HT mode) : the transmission of the separator is optimized but the mass resolution is lowered down as well as the divergence $\frac{m}{q}$ at the focal plane
- The convergent mode (CM) : it optimizes the beam at the exit of the separator on the implantation detector or the gas cell of the Low Energy Branch, in order to maximize the number of nuclei detected/usable but without mass resolution.

Focal plan experimental setup : SIRIUS

SIRIUS (Spectroscopy and Identification of Rare Isotopes Using S^3) is one of the detection systems designed for the focal plan of S^3 and it is quite similar to the detection system GABRIELA (section 4.3). It was optimized to study the super heavy nuclei. SIRIUS is composed of two distinct parts : the time of flight detectors (cf. fig. 6.3a) and the decay station (cf. fig. 6.3b).

Time of flight detectors (TOF) : These two detectors(cf. fig. 6.3a) perform the measurement of the time of flight of the ions passing through, but also the trajectory measurement. They are based on the Secondary Electron technology (or SeD [121, 122]) composed of emissive foils in order to produce the secondary electrons. These electrons will be collected by an electric field into gas chamber in order to produce the signal as well as to reconstruct the XY positions in the detector. These foils will be placed at a 45-degree angle and will be $15 \times 10 \text{ cm}^2$ in dimensions for a thickness of $0.6 \text{ }\mu\text{m}$. For the needs of physics and the project, the TOF detectors must have a timing resolution under the nanosecond and a spatial one under the millimeter (FWHM).

The time of flight signal is generated by the time difference between the two detectors. The trajectory is reconstructed by using the position in each detector. In some physic cases, the TOF detector can be used with only one detector, the stop signal in this case will be the implantation one. This configuration reduces the straggling and increases the transmission of the beam and it will be useful for the super heavy nuclei study.

Decay station : It is made of four distinct groups of detectors designed to fulfill a specific task and to respect some specifications.

Implantation detector : This detector is positioned directly in the exit axe of S^3 after the TOF detector. It will collect the selected beam of nuclei coming out of the separator. Moreover, this detector is also sensitive to the secondary radiation (fission, α , β or conversion electrons) emitted during the nuclear process (decay or desexcitation of the nuclei) 6.4b. This detector is a DSSD with 128 strips on each side, measuring $10 \times 10 \text{ cm}^2$ for a thickness of $300 \text{ }\mu\text{m}$ (cf. fig. 6.4b), and with very small dead layers (under 50 nm section 7.2 for more details on semiconductor detectors). It detects all the nuclear process with an energy range of $[50 \text{ keV} - 200 \text{ MeV}]$ and good resolution : a submillimeter position resolution and under 20 keV for an $8 \text{ MeV } \alpha$ particle or 5 keV for a 1 MeV electron.

Tunnel detectors : These silicon detectors are not stripped but have 64 pixels on one side and are mounted around the implantation detector (cf. fig. 6.4a). The characteristics of these detectors will be described more deeply in the section 7.3, but the specifications around the energy resolution is the same as the one imposed on the DSSD. The aim of these detectors is to improve the efficiency regarding the emission of the secondary radiation as the Tunnel configuration can intercept some escaping particles coming from the DSSD. This detector and its characterization are under the responsibility of the IPHC.

Veto detector : This detector is the same size as the DSSD and is positioned directly behind it. Its aim is to clean part of the data registered during this experiment. Indeed, some light ions can pass through the TOF detectors without creating a signal. They will then depose part of their energy inside the implantation detector. The deposit will be categorized as a α signal and hence create background events. This veto detector, by anti-coincidence (under 10 ns), will clean the data by putting a veto on these background events as they also deposited some energy.

Germanium detectors : These detectors are dedicated to the detection of γ rays emitted during the nuclear process. The configuration adopted (ref) for the project is composed of five clover detectors in order to maximize the efficiency [117] : five EXOGAM detectors around the Tunnel detectors, and a one directly behind the DSSD ($\sim 2\text{mm}$).

Study Objectives

Thus, the choice, study and characterization of the Tunnel detector for SIRIUS, are under the responsibility of the IPHC. This work started during the PhD of H. Faure [117]. The mechanical constrain of the ultra-compact mounting leads to choose a detector with pixels, which allows us to locate the connector on one side and one face of the frame (see [117] for more details). We work with MICRON semiconductor Ltd. [123] in order to develop a new prototype of detector fitting our specifications (the details of these detectors will be discussed in the 7.3). Once the prototyping finished, the production started and we received the first detector in Strasbourg at the beginning of my PhD. After the validation of the first prototype, we began the tests and characterizations of the several detectors received over the three years. All this work will be presented in the next two chapters 7 and 8.

Ce chapitre est consacré au développement réalisé dans le cadre du projet SIRIUS/ S^3 . Dans un premier temps, je vais détailler les projets S^3 et SIRIUS, ainsi que le contexte du programme de physique s'y afférant. Je présenterai par la suite en détail les différents détecteurs présents dans SIRIUS, pour finir par les objectifs des études réalisées à l'IPHC au cours de ma thèse.

6.2 Présentation de SPIRAL2 et S^3

Dans un premier temps, je vais présenter le cadre du projet SIRIUS au travers de celui de SPIRAL2 avec une attention particulière sur S^3 dans lequel SIRIUS est directement engagé. Ces projets sont supportés par un grand nombre d'instituts et sont tous deux mis en place au GANIL à Caen (France).

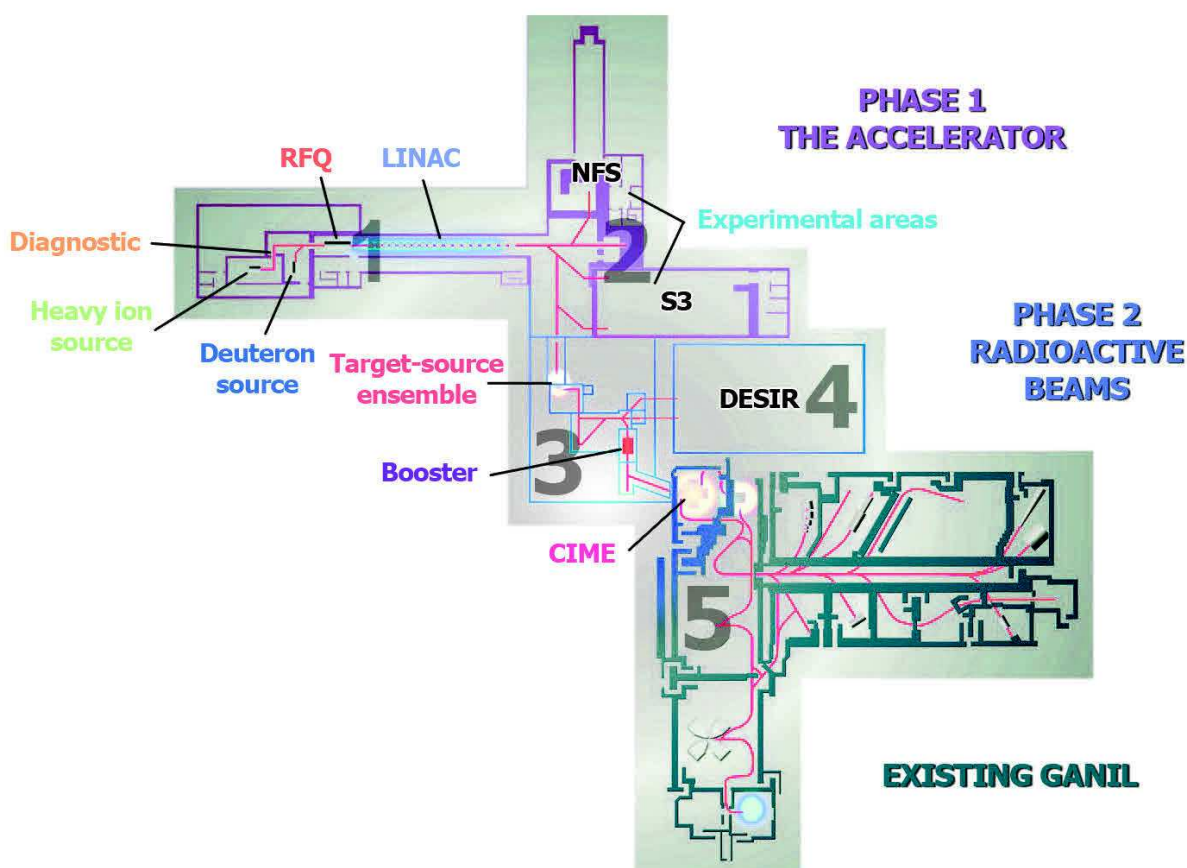


FIGURE 6.1 – Plan de l'installation SPIRAL2 telle qu'elle est projetée auprès du GANIL existant [112] : (1) sources et accélérateur linéaire LINAC, (2) halls expérimentaux de la phase 1 du projet S^3 et NFS, (3) liaison avec le GANIL existant et les autres halls expérimentaux, (4) Hall DESIR en phase 1+ du projet, (5) Différents halls expérimentaux du GANIL existant / *SPIRAL2 layout* [112] : (1) sources and linear accelerator LINAC, (2) experimental hall for the phase1 of the project NFS and S^3 , (3) liaison to the existing GANIL and the other experimental hall, (4) DESIR experimental hall (phase 1+ of the project), (5) Existing GANIL with all the experimental hall

6.2.1 SPIRAL2

Le projet SPIRAL2 [124] a pour objectif la mise en place de faisceaux radioactifs intenses. Celui-ci s'accompagne de dispositifs de dernière génération tant au niveau de la production de faisceaux (avec des intensités allant jusqu'au 10 μA sur cible [112]) que de l'instrumentation (séparateur S^3 , systèmes de détection, production de faisceau de neutrons, ...). Ce projet est centré autour d'un accélérateur linéaire supraconducteur, le LINAG (*LINEar Accelerator at GANIL* cf. fig. 6.1 (1)) équipé de deux sources d'ions différentes, permettant d'approvisionner les dispositifs avec l'ensemble des faisceaux sélectionnés au cours des différentes phases du projet SPIRAL2 : 1, $1++$ et 2.

Tout d'abord, dans le cadre de la continuité avec le projet SPIRAL1 et le GANIL existant, des faisceaux radioactifs pourront être produits à l'aide de la source de deutons. Ce faisceau de deutons sera envoyé sur une cible de carbure d'uranium (cf. fig. 6.1 (3)) créant un faisceau secondaire composé des fragments de fission qui pourront alors être utilisés pour alimenter le GANIL existant ou le futur hall expérimental DESIR.

De plus, des faisceaux stables, tels que le ^{48}Ca ou le ^{50}Ti [108] (qui font partie des faisceaux typiquement utilisés au cours des expériences dans le domaine des éléments superlourds) de grande intensité pourront être fournis à l'aide d'une source ERC (*Electronic Cyclotron Resonance*) [92] d'ions lourds de dernière génération.

L'objectif de ce dispositif (source + accélérateur) est donc d'obtenir une grande variété d'ions (de l'hélium à l'uranium) avec une énergie pouvant aller jusqu'à 14.5 MeV/u et des intensités allant jusqu'à 10^{14} ions/s [112] pour certains faisceaux. Cet accélérateur alimente deux halls d'expérience principaux dans le cadre de la phase 1 de SPIRAL2 : NFS (*Neutron For Science* cf. fig. 6.1 (2) [113]) et S^3 (*Super Separator Spectrometer* cf. fig. 6.1 (2)). Le hall NFS permettra d'effectuer des études basées sur un faisceau de neutrons très intense créé à l'aide du faisceau de deutons provenant du LINAG [113].

Par la suite, la salle DESIR (*Decay, Excitation and Storage of Radioactive Ions* cf. fig. 6.1 (4) [114]) ainsi que le GANIL existant (cf. fig. 6.1 (3,5)) seront alimentés par le LINAG au travers de nouvelles lignes. Le hall DESIR permettra, quant à lui, à l'aide des faisceaux radioactifs de faible énergie, de réaliser des expériences de spectroscopie de décroissance, laser, mais aussi de réaliser des études basées sur l'utilisation de pièges à ions, comme par exemple des mesures de masses [114].

6.2.2 Le Super Séparateur Spectromètre : S^3

S^3 est un Super Séparateur Spectromètre. Il combine ainsi les deux aspects de la sélection d'ions d'intérêt physique que nous avons présentés dans le chapitre 3. Il a été conçu dans le cadre des études des sections efficaces faibles et très faibles (pouvant atteindre le picobarn pour les études de synthèse, et allant jusqu'au milibarn pour les plus élevées en spectroscopie), donnant ainsi accès à des événements très rares.

Il permet, entre autres, d'étudier les noyaux superlourds tant au niveau de la synthèse que de la spectroscopie ou bien encore l'étude des mécanismes de réaction. De plus, au vu de la grande diversité de faisceaux proposés à l'entrée de ce séparateur, il sera donc possible d'accéder à des régions encore inexplorées de la carte des noyaux, notamment la liaison des régions entre les noyaux superlourds induits sur les cibles de plomb et bismuth et ceux induits à l'aide d'un faisceau de ^{48}Ca (cf fig 2.1) sur des cibles transactinides.

Un autre domaine de la physique nucléaire qui sera accessible à l'aide de S^3 est l'étude des *drip-line* proton et notamment la région $N = Z$ autour de ^{100}Sn , avec l'étude des excitations de particules individuelles et des déformations de ces noyaux. Enfin, les réactions de transfert multi-nucléons seraient aussi possibles à l'aide de ce dispositif.

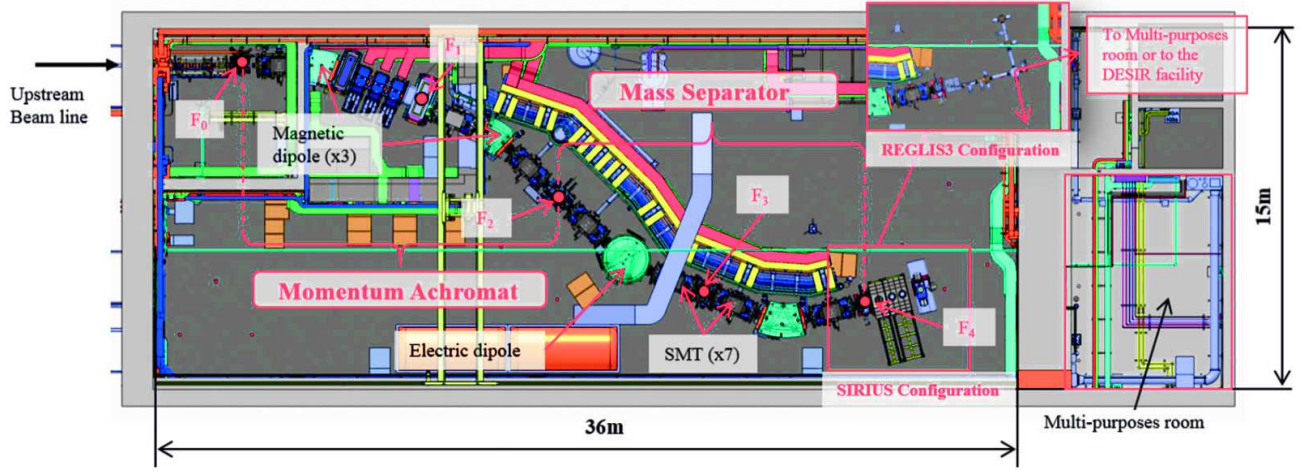


FIGURE 6.2 – Représentation du séparateur S^3 : on distingue les différents points focaux du séparateur, l'élément servant à récupérer le faisceau primaire, les différents composants électromagnétiques (chapitre 3) ainsi que le montage des deux dispositifs de détection principaux au plan focal final : SIRIUS et REGLIS3 [112]/ *Schematic layout of the S^3 separator : we can see the several focal plans of the separator, as well as the beam dumper, the several electromagnetic components (chapter 3) and the two main detection systems at the final focal plan : SIRIUS and REGLIS3 [112]*

Le point commun de l'ensemble de ces expériences est qu'elles demandent un très grand facteur de réjection et de très bonnes performances de la part du séparateur. Il faut en effet extraire d'un très grand bruit de fond une quantité d'événements très rares et physiquement intéressants. De plus, au travers des différentes propositions d'expériences explicitées dans les LOIs (*Letter Of Intent* [115, 116]), l'étude de noyaux tel que le Darmstadtium ($Z = 110$) et des isomères dans la région du gap déformé $N = 152$, demande aussi de très bonnes performances, ainsi qu'une résolution en masse performante ($\frac{1}{300}$) pour faciliter l'identification des noyaux implantés dans le système de détection. L'ensemble de ces contraintes et propositions d'expériences a donc permis de poser les bases pour la conception du séparateur.

S^3 a été optimisé pour les réactions de fusion évaporation, autour de trois noyaux types : $^{46}\text{Ti}(^{58}\text{Ni},4n)^{100}\text{Sn}$, $^{48}\text{Ca}(^{208}\text{Pb},2n)^{254}\text{No}$ et $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne},5n)^{255}\text{No}$ [112]. Ces trois expériences couvrent non seulement la majorité des domaines explorables par S^3 , mais elles parcourent aussi l'ensemble des dynamiques accessibles (symétrique, asymétrique et très asymétrique). Les simulations réalisées par F. Déchéry [36, 112] ont permis d'optimiser les performances du séparateur pour ces différents cas de figure lors de la phase de mise en place et de conception du projet. Pour pouvoir être en mesure d'effectuer l'ensemble de la physique souhaitée, S^3 a donc des contraintes assez élevées permettant d'assurer ses performances vis-à-vis des expériences types [117].

- une acceptance en états de charge de $\pm 10\%$
- une acceptance en moment de $\pm 10\%$ pour chaque état de charge
- une acceptance angulaire large (bidimensionnelle) de $\pm 50\text{ mrad}$
- une suppression du faisceau primaire (à 0°) très importante : 10^{13} dans la plupart des cas
- une rigidité magnétique maximum de $B_{\rho\text{max}} = 1.8\text{ T.m}$
- une rigidité électrique maximum de $E_{\rho\text{max}} = 12\text{ MV}$
- une résolution en masse au plan focal final de $\frac{1}{300}$

Afin de remplir tous ces critères, S^3 est une combinaison d'un spectromètre et d'un séparateur (cf.

tab. 3.3 pour le récapitulatif de sa structure et performance). Il possède donc la capacité de mesure et une bonne sélectivité des noyaux d'intérêts (cf. chapitre 3). Il se décompose en deux étages distincts dans sa conception (cf. fig. 6.2) : un étage de sélection en moment jouant le rôle de séparateur (c'est également ici que le faisceau primaire est éliminé) suivi d'un étage de sélection en masse qui joue le rôle de spectromètre de masse.

De plus, des simulations ont aussi permis de mettre en place différents modes de fonctionnement du séparateur. Ainsi, trois différents modes ont pu être établis et simulés [112] :

- Le mode Haute Résolution (HR) : Ce mode offre, en combinaison avec le système de détection plan focal, une grande résolution en masse (pouvoir de résolution en masse : $R_M = 382$ [112]) et a notamment été développé pour l'étude de la région $N = Z$.
- Le mode Haute Transmission (HT) : Ce mode permet, quant à lui, d'optimiser la transmission du séparateur tout en abaissant la résolution en masse et la divergence en $\frac{m}{q}$ au plan focal.
- Le Mode Convergent (CM) : Ce dernier mode permet, quant à lui, de focaliser le faisceau sur le DSSD du système de détection ou sur la cellule de gaz de la ligne basse énergie (LBE) utilisant le dispositif de mesure REGLIS3, augmentant ainsi le nombre de noyaux détectés/utilisables. C'est principalement ce dernier qui sera utilisé pour les études des éléments superlourds.

On peut aussi remarquer l'apparition d'un plan focal intermédiaire après l'étage de séparation en moment. C'est à cet endroit que d'autres programmes de physique ont été envisagés tels que FISIC [119], PARIS ou bien AGATA [118] ou encore EXOGAM2 [120]. L'ajout des triplets magnétiques (cf. chapitre 3) permet de corriger les aberrations des dipôles ainsi que la dispersion induite par ces derniers lors du transport des ions dans le séparateur.

6.3 Système de détection plan focal : SIRIUS

SIRIUS (*Spectroscopy and Identification of Rare Isotopes Using S^3*) est un des systèmes pouvant être installé au plan focal de S^3 . C'est un système de spectroscopie retardée telle que nous avons pu les décrire dans la section 3.4 ou tel que peut l'être GABRIELA précédemment détaillé (section 4.3). SIRIUS a été développé pour l'étude la plus détaillée possible ainsi que la synthèse des éléments lourds et superlourds.

Ce dispositif de détection peut se décomposer en deux blocs distincts : le détecteur de temps de vol (cf. fig. 6.3a) et la station de décroissance (cf. fig. 6.3b) permettant de faire l'étude des décroissances et désexcitations successives des noyaux implantés après leur identification.

Détecteur de temps de vol :

Le détecteur de temps de vol ou TOF, permet non seulement de faire une mesure du temps de vol du faisceau d'ions en sortie du séparateur, mais aussi de faire une mesure de sa trajectoire. Ces détecteurs sont basés sur le principe de feuilles émissives d'électrons secondaires ou SeD (*Secondary electron Detector* [121, 122]). Ainsi, au passage des ions dans les détecteurs, des électrons seront émis puis guidés à l'aide d'une combinaison d'un champ électrique et magnétique vers un détecteur sensible à la position permettant de reconstituer la position de l'interaction. Le temps de vol et la trajectoire sont déterminés par combinaisons des signaux provenant des deux détecteurs (cf. fig. 6.3a). Dans le cas de SIRIUS, ces feuilles émissives sont positionnées à 45° par rapport au faisceau et mesurent $15 \times 10 \text{ cm}^2$, pour une épaisseur de

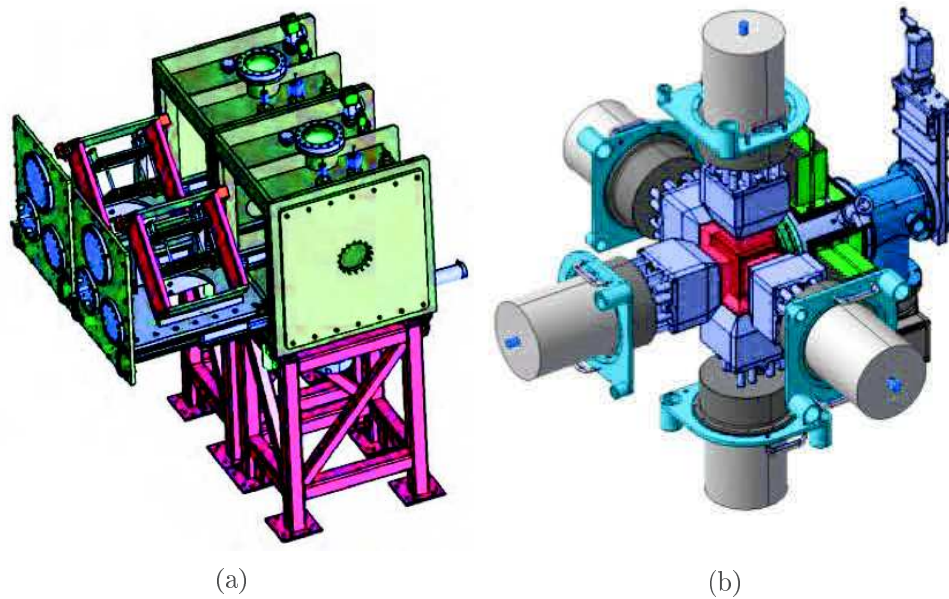


FIGURE 6.3 – Système de détection SIRIUS situé au plan focal final de S^3 : (a) Détecteur TOF à électrons secondaires [121, 122], dans leurs caissons, pour la mesure du temps de vol et de la trajectoire des ions en sortie du séparateur, (b) Station de décroissance permettant la mesure et l'identification des ions en provenance du séparateur ainsi que la détection des rayonnements secondaires émis au cours des décroissances/désexcitations des noyaux implantés [112]/ *SIRIUS detection system at the final focal plane of S^3 : (a) Secondary electrons TOF detectors inside their chamber, for the time of flight and trajectory measurement of the ions exiting the separator [121, 122], (b) Decay station allowing us to detect and identify the ions coming from the separator as well as to detect the radiation emitted during the decays and desexcitations of the implanted nuclei [112]*

$0.6 \mu\text{m}$ à 0° . Les détecteurs permettent d'obtenir une résolution temporelle inférieure à la nanoseconde et une résolution spatiale de l'ordre du millimètre. Dans certaines applications, le système peut fonctionner avec un seul détecteur, la mesure du temps de vol s'effectuant alors avec l'aide de l'association du TOF et du détecteur d'implantation. Ce mode de fonctionnement permet notamment d'induire moins de diffusion sur le faisceau d'ions sélectionné, augmentant la transmission pour la réaction, mais sacrifiant ainsi la précision de la mesure de la trajectoire et de masse en diminuant l'efficacité des anti-coïncidence.

Station de décroissance :

La station de décroissance de SIRIUS est composée de quatre ensembles de détecteurs ayant chacun un rôle et des caractéristiques précises dans le système de détection :

- Détecteur d'implantation : Il sert non seulement à détecter les noyaux en provenance du séparateur, mais aussi les rayonnements secondaires émis au cours de la décroissance/désexcitation des noyaux implantés : particule α , β , fragment de fission ou bien encore électrons de conversion. Il est donc positionné directement face à la sortie des détecteurs TOF et dans l'alignement direct du séparateur. Ce détecteur mesure $10 \times 10 \text{ cm}^2$ pour une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ (cf. fig. 6.4b). Il bénéficie du même niveau de technologie que le détecteur Tunnel et a donc des zones mortes très fortement réduites (typiquement inférieures à 50 nm (cf. section 7.2 pour le détail de fonctionnement d'un

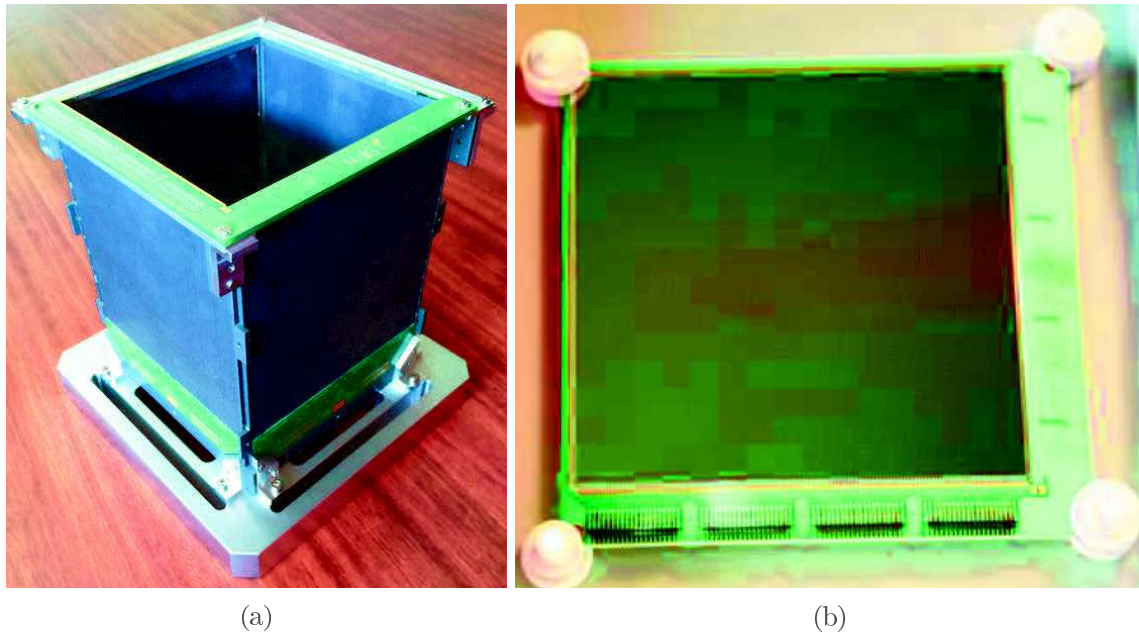


FIGURE 6.4 – Détecteur silicium de SIRIUS : (a) montage en mode Tunnel de SIRIUS, les détecteurs Tunnel ont été remplacés par des plaques de carbone pour simuler la rigidité du silicium, et seulement le support du détecteur d'implantation a été utilisé (sur le dessus), (b) détecteur MUSET [117, 125] ayant servi de base pour l'amélioration aboutissant sur le détecteur d'implantation de SIRIUS / *SIRIUS silicon detector* : (a) *Tunnel mounting of SIRIUS, the Tunnel detectors is replaced by carbon frame in order to simulated the silicon rigidity, and only the frame of the implantation detector is used (on the top)*, (b) *MUSET detector [117, 125] on which the final detector of SIRIUS is based as an updated of the concept*

détecteur semi-conducteur). Ce détecteur est un détecteur dit DSSD (*Double Side Stripped Detector*) et a 128 pistes sur chacune des faces, pour une résolution en position inférieure au millimètre. L'inter-piste est réduit à $30\ \mu\text{m}$. Il permet donc la détection de l'implantation des noyaux de recul en provenance du séparateur (couvrant une gamme en énergie de $[15-500]\ \text{MeV}$), ainsi que la fission spontanée (dont l'énergie peut s'élever à $200\ \text{MeV}$) et les décroissances α de plus faible énergie ($\leq 20\ \text{MeV}$). Il servira aussi pour la détection des électrons de conversion dans la gamme $[50-500]\ \text{keV}$. Le cahier des charges impose des résolutions inférieures à $20\ \text{keV}$ pour des α de $8\ \text{MeV}$ et meilleures que $5\ \text{keV}$ pour les électrons de $1\ \text{MeV}$.

- Détecteurs Tunnel : Ces détecteurs silicium de dernière génération sont pixelisés ("*Strippy-Pad*") et positionnés en "boîte" autour du détecteur d'implantation (les caractéristiques de ces détecteurs seront détaillées dans la section 7.3). En terme de cahier des charges, les attentes pour ceux-ci relatives aux résolutions énergétiques sont les mêmes que celles imposées pour le détecteur d'implantation ($\leq 20\ \text{keV}$ pour des particules α de $8\ \text{MeV}$ et $\leq 5\ \text{keV}$ pour des électrons de $1\ \text{MeV}$). Ces détecteurs ont pour objectif d'augmenter l'efficacité de détection de notre système pour les particules α mais aussi pour les électrons. En effet, du fait de leur montage Tunnel (cf. fig. 6.4a), ceux-ci récupéreront une partie des particules s'échappant du détecteur d'implantation et émises de façon opposée au faisceau. L'IPHC a la responsabilité de la conception et de la caractérisation de ces détecteurs Tunnel.

- Détecteur véto : Ce détecteur silicium est utilisé pour "nettoyer" les données présentes dans le DSSD. En effet, certaines particules légères (protons, ou ions légers) peuvent ne pas laisser de signaux dans les TOF et traverser le DSSD en y déposant une partie de leur énergie. Celles-ci pourraient alors être confondues avec des énergies α faussant ainsi les données et, lors de l'analyse, les corrélations génétiques. Ce détecteur donnant, lui aussi, un signal pour ces particules légères, nous permet de poser un véto (par anti-coïncidence) sur les événements de ce type de mesure dans le DSSD. Il est donc de la même taille que le celui-ci, et est placé directement derrière ce dernier. Il doit respecter une résolution temporelle de 10 ns pour effectuer les anti-coïncidences.
- Détecteurs germanium : Les détecteurs germanium sont dédiés à la mesure des rayonnements γ émis durant les processus de désexcitation des noyaux implantés. Après différentes simulations et configurations envisagées au cours du projet (les configurations et nombres de détecteurs simulés sont explicités dans [117]), la collaboration s'est tournée vers un choix de cinq détecteurs situés autour de la boîte formée par les détecteurs Silicium. Ainsi, cinq clover EXOGAM seront positionnés en croix autour des détecteurs Tunnel, et le cinquième clover sera disposé directement derrière le DSSD, au plus près possible de ce dernier (~ 2 mm).

6.4 Les objectifs de l'étude

Les études réalisées à l'IPHC devaient assurer la conception et la validation des détecteurs Tunnel de SIRIUS, ainsi que de les caractériser pour la collaboration.

L'IPHC a la responsabilité du choix, l'étude et la caractérisation des détecteurs Tunnel de SIRIUS. Ces études ont commencé avant le début de ma thèse, durant celle de H. Faure [117], par la sélection du type de détecteur utilisé dans SIRIUS. Plusieurs solutions ont été envisagées (DSSD, pixels, ...), cependant, au vu des contraintes mécaniques imposées par le montage ultra-compact de SIRIUS, la connectique associée au détecteur devait se trouver sur une seule des faces du support et sur un seul côté de celui-ci, le choix s'est donc porté sur un détecteur à pixels.

Suite à l'appel d'offre remporté par le constructeur MICRON Semi-conductor Ltd. [123] nous avons lancé les discussions pour établir le nouveau concept de détecteur qui répondrait à l'ensemble de nos contraintes. C'est de ces discussions que le prototype du détecteur a vu le jour : le détecteur "Strippy-Pad", dont les caractéristiques seront détaillées dans la section 7.3. Une fois la preuve de concept validée, nous avons réceptionné les premiers détecteurs et avons pu commencer leurs caractérisations pour vérifier leurs performances vis-à-vis du cahier des charges (détaillé lors de la présentation des détecteurs). C'est lors de cette phase que ma thèse a débuté. H. Faure et moi-même avons donc conjointement la responsabilité de ces caractérisations.

L'ensemble de ces études et des caractérisations réalisées sur les différents détecteurs seront présentées dans les chapitres 7 et 8.

Chapitre 7

Détecteur : concept, caractéristiques, conditions d'études

Contents

7.1	Abstract	151
7.2	Fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur	156
7.3	Le concept "<i>Strippy-Pad</i>" : concept et caractéristiques	157
7.3.1	Le détecteur de type "Strippy-Pad"	157
7.3.2	Les caractéristiques du détecteur	159
7.3.3	Les supports	160
7.4	Le banc de test	161
7.4.1	La mécanique	161
7.4.2	La chaîne d'acquisition	166
7.5	Protocole de caractérisation	170
7.6	Regroupement de pixels : mise en place	172

7.1 Abstract

Semiconductor detector functioning principle

The working principle of semiconductor detectors is based on the PN junction. This junction creates a volume called depletion zone or space charge zone (cf. fig. 7.1a). This volume will depend on the doping of each zone (P and N) at the thermodynamic equilibrium and will form an internal electric field. $\vec{\epsilon}_i$ This depletion zone can be used in two different modes for two distinct applications. First, by polarizing the junction in order to reduce this depletion, we will let the current pass through it and will create a diode (the external electric field compensates the internal one in this case ($E_{ext} = -\vec{\epsilon}_i$)). This mode is called forward biased PN junction and will not be used in the case of semiconductor detectors (cf. fig. 7.1b). Indeed, in order to detect the particle, we need the depletion zone to be at its maximum inside the detector. We will then polarize the junction in the reversed biased mode (cf. fig. 7.1c) and the external field will add up with the internal one.

In reality, in order to optimize the depletion zone, the junction is built up on a slightly doped wafer (N or P) on which we create the junction by irradiating on each side, creating a PIN junction (I stand for

intrinsic). There are two types of semiconductor wafers used in the production process : based on silicon P type or N type. These will change the polarization of the detector. In the detector chosen for the project, N type, the positive polarization will be on the ohmic side of the detector and the negative on the junction side (with the P type, this polarization is inverted).

The principle of semiconductor detectors is based on the depletion zone. In fact, all the mobile charges (charge careers) will follow the electric field inside the semiconductor ($\vec{E}_{int} = \vec{E}_{ext} + \vec{\epsilon}_i$) depending on their signs. So, when a particle enters the detector, it interacts with the matter and creates charge careers pairs all along the way until its stop. The pairs created inside the depletion zone (or active zone of the detector) will then move toward the surface of the detector. It is the movement of the charge that creates the physical signal at the output of the detector. With this, we start to see the importance of the dead layer of the detector, or the non-depleted zone, where some charges are lost during the interaction process and thus will not be gathered during the detection.

"Strippy-Pad" Detector : Concept and Characteristics

The concept of this new detector is quite well summarized in its denomination : Strippy-Pad. Indeed, on the ohmic side (N+ deposit), it is composed of 64 pixels (pads) arranged in 8 rows of 8 pixels each (cf. fig. 7.2a). Between two rows of pixels, the metallic collection strip allows us to get the signal of each pixel, as well as to define four identical blocks on the detector : two rows of pixels plus the strip between them. The isolation of the strip is assured by an oxide below it, between the silicon and the metallic deposit. This metallic deposit also extends around the pixel in order to apply the polarization on each pixel.

The other side of the detector (P+ deposit) is only composed of one large area pixel. It is covered with a metallic mesh on 3% of the surface for a better polarization (cf. fig. 7.2b). Moreover, as this large pixel gathers all the capacity of the detector, it will not respond to the specifications of the collaboration in terms of resolution and will only be used for the polarization of the detector.

Surrounding the active area of the detector, more metallic deposits can be found (cf. fig. 7.3). They correspond to two different functions. First, we have the bounding pad that allows us to extract the signal coming from the detector (cf. fig. 7.3a for the pixels and 7.3b for the large area pixel). Secondly, there is the field plate and the guard rings, surrounding the whole detector. These deposits allow to have a better control of the internal electric field on the edge of the detector and to avoid any charge collection problems (cf. fig. 7.3c and 7.3d).

The characteristics of the detectors are also specific to the design and respond to some specifications. First, this detector has a large area of detection ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) to match the size of the implantation detector. Its thickness of $650\text{-}700 \text{ }\mu\text{m}$ is optimized for the detection of electrons within the range $[0\text{-}1]\text{MeV}$ as the mean free path of the electron in this range is around 1 mm/MeV [126]. The high resistivity of the silicon (between 20 and $50 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$) provides us with a low leak current and the thickness of the detector allows us to have a depletion voltage quite low (between 25 V and 56 V for the worst detector). The last characteristic really important is the dead layer of the detector. Indeed, it is designed to detect the conversion electrons as well as the escape α coming from the implantation detector. If the dead layer or/and the escape angle is too important, the performance of the Tunnel detector will be degraded, as the particles have to pass through all the dead layers of both detectors (cf. fig. 7.4). So the α particle energy could overlap the energy spectrum of the conversion electrons if the energy is too degraded. In order to avoid this, the dead layer of the detector has been lower down under 50 nm (typically 30 nm) by the manufacturer and it is considered as windowless.

Finally, the last important part of the detector is the frame on which it is mounted. The compact final montage into SIRIUS is quite important for the efficiency of the setup. So the frame as to be designed as

small as possible. Two generations of the frame were tested during my PhD. The first one was designed to test the frame material (ceramic) and did not respond to the characteristics for the 3D mounting into SIRIUS (cf. fig. 8.1). Two of the three detectors characterized during my PhD were mounted on this generation of frames. Ceramic is a good thermal conductor and a good electric isolator, but was judged too fragile after some tests performed on the final design of the frame. Thus, we developed another solution for the frame. This final generation is a hybrid between aluminum frame, which is a good thermal conductor and a good electrical isolator when passivated, and a Printed Circuit Board (or PCB) double sided for the collection of the signal coming from the detector (cf. fig. 7.5b). The combination of these two materials gives us the solidity for the mounting and good electric isolation which responds to the specifications. For more details of the evolution and the conception of both frames, see the PhD of H. Faure. [117]

Test Bench

This test bench was specially developed for the characterization of the Tunnel detector with the help of C. Mathieu and the mechanical department of the IPHC (cf. fig. 7.6). It permits us to control the experimental conditions applied to the detector : external conditions such as temperature, pressure ... but also acquisition conditions through the preamplifier and the electronic card.

The vacuum is controlled via two types of pumps and reaches pressure under 10^{-6} mbar. The vacuum is quite important as the detector is cool down and thus can behave as a cryogenic trap lowering its performances. The cooling is assured by a LAUDA system (cf. fig. 7.7a). The unit allows us to regulate the temperature of the detector on its copper frame (cf. fig. 7.7b) within the range $[-40, 40]^{\circ}\text{C}$.

In order to perform the characterization, we needed several radioactive sources as well as a system to control their positions inside the chamber under vacuum. This function is assured by two piezoelectric translation systems combined with a third rotational piezoelectric system in order to select the source used in the characterization through a collimator (cf. fig. 7.8a). During the characterization, we used four different types of radioactive source : two electron sources (^{207}Bi and ^{133}Ba) and two alpha sources : (^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm) and ^{212}Po also called Thoron sources (descends from the ^{232}Th cf. fig. 7.8b) deposited on a gold foil using the gaseous state of the ^{220}Rn) for a large range of radiation (cf. tab. 7.1).

During the characterization of the test bench, we have also done some optimization regarding the electromagnetic compatibility (or EMC). We isolated the preamplifier, as well as the vacuum passthrough, using a Faraday box (cf. fig. 7.9b). We also grounded the whole setup and also shielded the Lemo cable with ground straps to reduce as much as possible the electronic noise on the signal (< 5 mV on the base line after the preamplifier).

The acquisition part of the setup is divided into two sub-groups : the preamplifier for the shaping of the signal and the electronic card for the acquisition. The preamplifier used during the characterization is manufactured by CREMAT [127] and was chosen in the custom CR-110 range (cf. annexes A for the technical details). Indeed, we chose the biggest gain available (173 mV/MeV) and a fast-rising time ($0.17\text{Cd} + 3$ ns where Cd is the capacity of the pixel) and a decay time of $30\text{ }\mu\text{s}$. We also develop a 26 channels board using the mono-channel card design delivered with the preamplifier. Once the signal is shaped, it is sent to the six TNT2 [128] cards (cf. fig. 7.10b). These digital cards developed at the IPHC, have two Fields Programmable Gate Array (or FPGA) for a total of 4 channels with a sampling frequency of 100 MHz (cf. fig. 7.10a). Two different acquisition modes are available on this card : the oscilloscope mode and the energy mode. The first one only gathers the full signal shape of each channel and saves them in a binary file. The second acquisition mode uses the Jordanov Algorithm [129] to measure the energy of the signal and save its energy into a binary file.

The Jordanov Algorithm is recursive and transforms the signal coming from the preamplifier $v(n)$ into a trapezoidal signal $s(n)$ (cf. fig. 7.11) through the equation (7.1) to (7.6). The k and l are the parameters of the algorithm, and M is determined by (7.7) where τ is the decay time of the signal (preamplifier) and T_{clk} is the sampling period. The trapezoid signal is characterized by the values of k and l : the rising time is defined by the minimum value $\min(k, l)$ and the length of the plateau is defined by the absolute difference between the two parameters. $\text{abs}(k - l)$. This algorithm is linear, so the height of the trapeze is proportional to the energy deposit in the detector. Moreover, it acts on the signal as a low-pass filter allowing us to be less sensitive to parasite noises on the signal.

Characterization protocol

This protocol allows us to have reproducible results on several generations of detectors we had to characterize on this test bench and it consists of four steps.

- Clean room : After reception of the detector, we take it to a clean room for several tests. First, a visual inspection allows us to validate the transport to the manufacturer as well as to establish a picture database of the initial state of the detector (surface, track, metallic deposit...). The second part is to establish the characteristics of the detector and compare them to the data given by the manufacturer. We construct the voltage/current graph ($I(V)$) as well as the voltage/capacity graph ($C(V)$) for each pixel (cf. fig. 7.12). These graphs also give us the depletion voltage of the detector by noticing the change in behaviors (plateau in currents or capacity).
- Voltage/Temperature matrix : The first optimization passes through the temperature and the voltage applied to the detector. We take the resolution of the best pike of the alpha source (5.4 MeV in the ^{241}Am) and we study its evolution as a function of the temperature and the voltage. We also keep in mind the leak current and try to find an optimum between the resolution and the leak current in the detector.
- Optimization of the Jordanov parameters : The second optimization is the one regarding the Jordanov parameters. We use the oscilloscope mode of the TNT2 card in order to work off-line directly on the signal from the detector. We build a matrix of the resolution as a function of the parameters. Then, we just have to find the minimum and implement the corresponding parameters into the TNT2 card for the next data acquisition. These parameters often depend on the detector, and the working point determined for each detector.
- Resolution reference : This last step allows us to test each pixel of the detector and validate the performance of each one of them regarding the specifications of the collaboration. From this point, we can also launch more advanced studies in order to increase our knowledge on these detectors.

Reduced Pixels : Preliminary Studies

In order to meet the specifications of the collaboration, the number of pixels per detector had to be lowered. Two options were studied. The first one was based on a modification of the design of the detector regarding the mapping of the pixel on the detector : we choose a configuration and modify the mask during the fabrication process. This solution was not satisfying as the number of pixels would be fixed in the case

of an upgrade of the setup with more electronic channels. Moreover, the configuration cannot be tested before and can only be simulated.

The second option does not modify the existing detector as a PCB board is inserted between the connector and the flex (cf. fig. 7.13a). The board will group the signal coming from several pixels. The advantage of the method is that we can first simulate the configuration that we want to test (cf. fig. 7.14) and then make the PCB board for each simulated configuration and select the one that gives us the best performances.

Reducing the number of pixel is done within the elementary block of the detector : two rows of pixels and the tracking associated. For the need of the collaboration, we tested several configurations as well as several numbers of reduced pixels (24, 20 and 16 plus the large area pixel).

A first criterion of selection was applied on these configurations : the pixelization around the DSSD (top). Indeed, the Tunnel detectors are designed to detect α particles and reconstruct their energies. Thus, we need to know, as precisely as possible, the escape angle in order to take into account the dead layer effect, which is more important near the DSSD.

Moreover, during the first study around the reduced macro-pixels, a maximum in the capacity was highlighted (120 pF rule), and gave us a second criterion of selection for the final configuration.

In the chapter 8 the study and results of the selection of the reduced configuration will be presented.

Ce chapitre est dédié au détecteur Tunnel sélectionné et développé dans le cadre du projet SIRIUS. Le concept, les caractéristiques techniques propres au détecteur seront détaillés. Je présenterai ensuite le banc de test utilisé pour réaliser ces études, ainsi que le protocole mis en place pour les réaliser.

7.2 Fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur

Le principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur est basé sur celui d'une jonction PN. Lors de la mise en contact des deux zones de dopage, une zone de charge d'espace (zone de déplétion) est créée. Celle-ci est générée par le déplacement des porteurs libres respectifs des zones P et N dans la région voisine (cf. fig. 7.1a). Il en résulte donc deux zones où la neutralité locale du silicium n'est pas respectée bien que la neutralité globale de ce dernier l'est. Cela veut dire qu'à l'équilibre thermodynamique, les volumes respectifs des zones de charges d'espace dans les régions P et N seront liés aux densités respectives des dopant dans chaque régions, vu que seules les charges fixes (issues du dopage) sont présentes dans la zone de charge d'espace. Cette zone de charges d'espace, va donc créer dans le semi-conducteur un champ électrique interne ($\vec{\epsilon}_i$) que nous allons utiliser pour les différents modes de polarisations de la jonction.

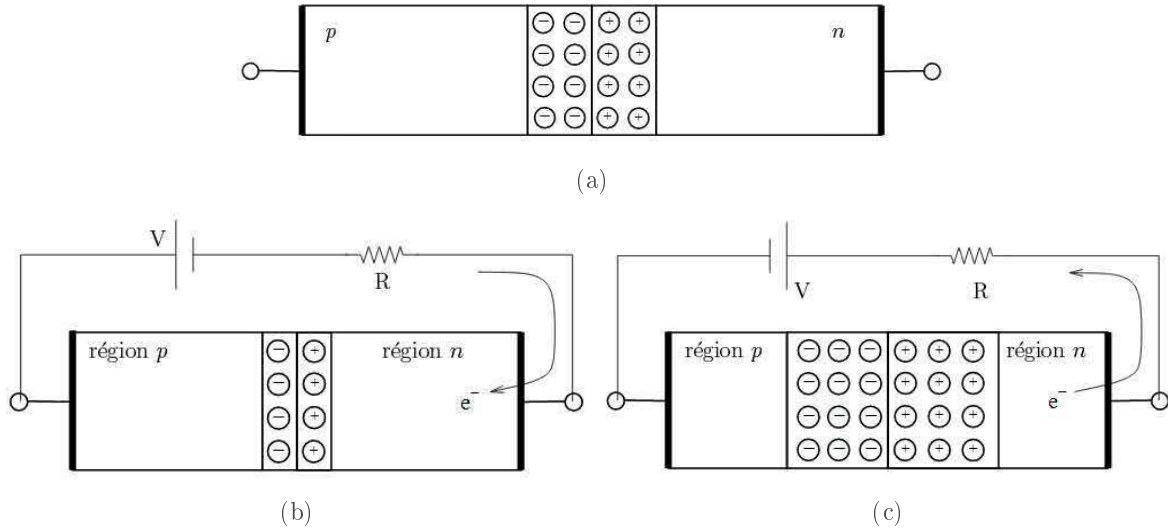


FIGURE 7.1 – Fonctionnement d'une jonction PN et différents modes de polarisations : (a) Jonction PN au repos à l'équilibre thermodynamique : mise en évidence du champ électrique interne $\vec{\epsilon}_{int}$, (b) Jonction PN polarisée en direct : compensation du champ électrique interne par un champ externe pour laisser passer un courant , (c) Jonction PN polarisée en inverse : augmentation de la zone de charge d'espace par un champ électrique externe / *PN junction principle and different operating modes : (a) PN junction at rest and at the thermodynamic equilibrium : the internal electric field $\vec{\epsilon}_{int}$ is highlighted , (b) Forward biased PN junction : the internal electric field is compensate by an external one in order to let a current pass through , (c) Reverse biased PN junction : the space charge region is increased by an external electric field*

Cette zone de déplétion peut être utilisée de deux manières. La première méthode est basé sur la compensation de cette zone de charge d'espace pour laisser passer un courant : c'est le fonctionnement de la diode (cf. fig. 7.1b). On dit alors qu'on polarise la jonction en direct, fournissant des charges au système pour compenser la déplétion de la jonction. A partir d'une certaine tension (tension caractéristique des diodes qui correspond à l'annulation du champ électrique interne $\vec{E}_{ext} = -\vec{\epsilon}_i$) la zone de déplétion sera compensée et les charges pourront alors passer librement d'un coté à l'autre de la jonction. La seconde

méthode tend à augmenter cette zone de charges d'espace avec une polarisation dite "inverse". Ainsi, en polarisant cette jonction en "inverse", on va augmenter cette zone de déplétion au maximum à l'aide d'un champ électrique (cf. fig. 7.1c) qui s'additionne au champ électrique interne de la jonction basique. Cela va nous permettre d'augmenter la taille de la zone de charges d'espace qui correspond au volume actif du détecteur.

Il existe deux types de détecteurs semi-conducteurs : ceux fabriqués à partir d'un matériaux semi-conducteur initial de type P ou de type N. Ces différences de dopage initial vont influencer le sens de polarisation appliquée sur le détecteur. Dans notre cas (type N de base) le côté jonction du détecteur correspond à la polarité négative et le côté ohmique à la polarité positive (tandis que pour une base P les deux seront intervertis).

Le principe d'un détecteur semi-conducteur est donc basé sur cette zone de charge d'espace. Jusqu'alors nous avons schématisé le principe de fonctionnement de ces détecteurs par la jonction PN simple. Or, pour optimiser la création de la zone de charges d'espace et donc l'efficacité de détection de celle-ci, les détecteurs semi-conducteurs profitent d'une zone faiblement dopé (presque intrinsèque I : N ou P en fonction du type de détecteur). Ainsi en implantant une forte densité de dopant P et N de part et d'autre de cette zone, nous créerons une jonction PN dont le volume actif pour la détection s'étendra sur la quasi totalité de l'épaisseur du détecteur, créant ainsi une jonction que l'on appelle PIN.

En effet, les charges mobiles (électrons et trous) qui se retrouvent dans la zone de charge d'espace, et donc dans le champ électrique interne ($\vec{E}_{int} = \vec{E}_{ext} + \vec{\epsilon}_{int}$) vont migrer vers l'une ou l'autre face du détecteur (les électrons dans la direction opposé au champ interne et les trous suivant celui-ci). Lors de la détection d'une particule, cette dernière va interagir avec le silicium, créant donc des paires électrons/trous tout au long de son parcours. Les paires électrons/trous créées dans la partie "active" du détecteur (zone de charges d'espace) vont alors suivre le champ électrique interne. C'est ce mouvement des charges dans le détecteur qui va induire le signal associé à la détection de cette particule. On voit ainsi l'importance d'avoir des "zones mortes" (ou zones non déplétées) les plus faibles possible dans le détecteur. En effet, les paires électrons/trous créées dans la zone morte seront alors perdues pour la détection, dans la mesure où le champ électrique interne n'est pas présent dans cette région du silicium. Ainsi les paires se recombineront, ne participant donc pas au signal.

7.3 Le concept "*Strippy-Pad*" : concept et caractéristiques

7.3.1 Le détecteur de type "*Strippy-Pad*"

Le terme "*Strippy-Pad*" résume assez bien le concept de ce détecteur. La face ohmique du détecteur (dépôt N+) est composé de 64 pixels (ou "pads") arrangés en 8 colonnes de 8 pixels (cf. fig. 7.2a). Chacun de ces pixels est couplé à une piste de collection métallique (ou "strip"). Ces pistes sont localisées entre deux colonnes de pixels, ce qui nous permet de diviser le détecteur en 4 blocs identiques de 2 colonnes de pixels et les pistes de collections associées au milieu. Ainsi, la surface de détection varie donc de $1.2 \times 1.2 \text{ cm}^2$ pour les pixels possédant le plus de piste (en haut du détecteur) à $1.2 \times 1.13 \text{ cm}^2$ pour ceux ne possédant pas de piste (en bas du détecteur) (cf. fig. 7.2a).

Pour assurer l'isolation des pistes vis-à-vis de la surface active du détecteur et ainsi éviter tout couplage entre ces deux éléments, une couche d'oxyde est déposée sous le métal de la piste mais au dessus du silicium. Les pixels, quant à eux, sont entourés par un dépôt métallique permettant la polarisation du pixel ainsi que la collecte des charges créées dans ce dernier. Ce contour métallique est relié aux pistes qui se dirigent alors vers le bas de la colonne où se situe le pad à bonder.

L'autre face du détecteur (dopé P+) n'est constituée que d'un seul grand pixel (cf. fig. 7.2b). Il est

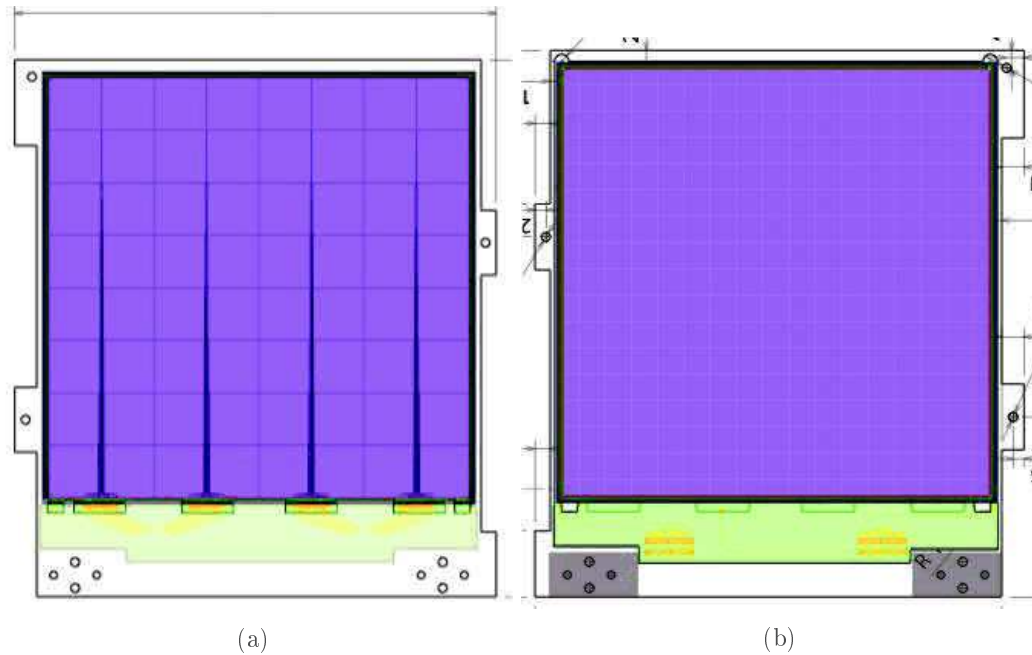


FIGURE 7.2 – Schéma de concept du détecteur "Strippy-Pad" : (a) Concept de la face ohmique du détecteur composé de 64 pixels et des pistes de collections de charge associées , (b) Concept de la face jonction du détecteur composé d'un unique pixel recouvert d'une grille métallique recouvrant 3 % de la surface / *Schematic layout of the Strippy-Pad detector : (a) Ohmic side concept of the detector composed of 64 pixels and the tracking associated , (b) Junction side concept of the detector composed of only one pixel with a 3% metallic grid*

recouvert d'une grille métallique recouvrant 3% de sa surface, et facilitant ainsi la polarisation de ce dernier. Ce grand pixel, au vu de sa capacité importante, ne peut répondre au cahier des charges au niveau des résolutions. C'est pour cela que nous ne l'utilisons pas à l'heure actuelle en tant que pixel de détection, mais seulement pour appliquer la tension sur le détecteur qui est relié à la masse dans ce mode de polarisation.

La polarisation du détecteur (et ainsi de la jonction qui compose le détecteur) est donc appliquée d'un côté sur l'ensemble des pixels et de l'autre par la grille. De plus, sur les deux faces du détecteur, des dépôts métalliques sur les contours du silicium ont aussi été placés : les anneaux de garde ou *guard ring* (cf. fig. 7.3d) et les plaques à effet de champ ou *field plate* (cf. fig. 7.3c). Ces derniers nous permettent non seulement d'appliquer une polarisation plus globale sur le détecteur, mais aussi de contrôler les lignes de champ sur les bords du silicium et ainsi éviter les éventuels problèmes qui pourraient en découler.

De plus, sont associés à chacun de ces éléments du détecteur (pixel, *guard ring* et *field plate*) ce que l'on appelle des "pads à bonder". Ceux-ci se situent aux extrémités des dépôts métalliques associés aux différents éléments du détecteur. Ce sont en fait des surfaces sur lesquelles le détecteur est relié à la connectique du support (cf. fig. 7.3a et fig. 7.3b) à l'aide de câbles micrométriques liant les deux connecteurs : les bondings.

Ce concept de détecteur fût développé dans le cadre du cahier des charges de la collaboration. Ainsi, il nous permet de localiser les connecteurs non seulement sur une seule face du détecteur, mais aussi sur un seul côté de ce dernier. Ceci nous assure un montage ultra compact des détecteurs Tunnel dans SIRIUS, et fixe la géométrie pour le concept et le développement des cadres finaux.

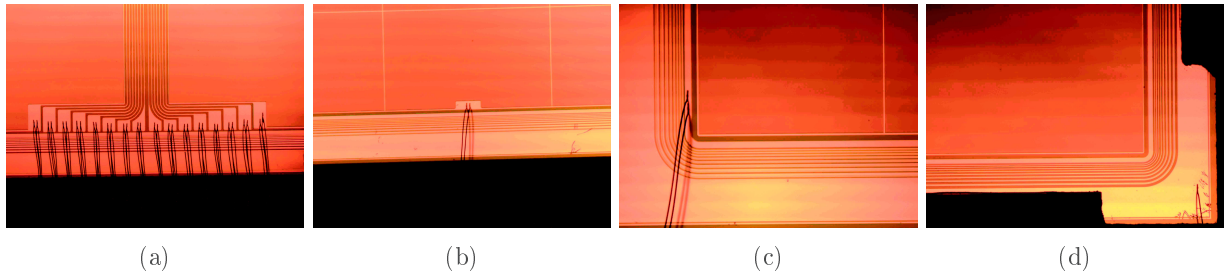


FIGURE 7.3 – Vue microscopique du silicium et des différents dépôts métallique du détecteur. En gris le silicium, en vert l'oxyde d'isolation inter-piste, en blanc le dépôt métallique et en noir le cadre ainsi que les fils microscopiques (bondings) nous servant à effectuer la connection cadre/silicium. De gauche à droite : (a) piste et pad à bonder associé à une des quatre double colonne de pixel, (b) pad à bonder associé au grand pixel du détecteur, (c) anneaux de garde et à effet de champ autour du grand pixel, (d) anneaux de garde et à effet de champ autour des pixels / *Microscopique view of the silicon and the several metallic deposits on the detector. In grey the silicon, in green the oxide for the isolation of the metallic deposit (in white) and in black the frame and the bond that connect the frame and the detector. From left to right : (a) the bounding pad of two row of strips, (b) the large area pixel on the junction side with its bond, (c) the field plate and the guard ring on the large area pixel, (d) the field plate and the guard ring around the pixel side*

7.3.2 Les caractéristiques du détecteur

Lors des discussions avec le fabricant (MICRON Semiconductor Ltd. [123]) et de la conception du détecteur, plusieurs caractéristiques techniques, importantes pour le projet, ont été discutées et mises en place. Tout d'abord, ce détecteur possède une très grande surface de détection. En effet, le détecteur mesure 10 cm x 10 cm, surface que seul MICRON produit à l'heure actuelle, et qui correspond à la même surface de détection par détecteur Tunnel que le détecteur d'implantation.

Ensuite, le choix de la collaboration s'est tourné vers une épaisseur de $\sim 650\text{-}700\text{ }\mu\text{m}$, et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord, au vu des études de spectroscopies retardée en électrons prévues à l'aide du dispositif final, ces détecteurs devaient donc être le plus performant possibles dans la gamme d'énergie envisagée correspondant aux électrons de conversion (0 - 1 MeV). Pour cela, en connaissant le parcours moyen d'un électron dans le silicium (environ 1mm/MeV [126]), la collaboration s'est donc tournée vers cette épaisseur pour les détecteurs. De plus, pour minimiser le courant de fuite du détecteur, et ainsi améliorer ses performances, nous avons choisi des silicium hautes résistivité (entre 20 et 50 $\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$). Celles-ci, combiné aux épaisseurs du silicium, nous permettent donc d'obtenir de faible tension de déplétion sur les détecteurs (entre 25 V pour le meilleur détecteur et 56 V pour le moins performant).

La dernière caractéristique qui nous intéressait au plus haut point était l'épaisseur de la zone morte (ou de la fenêtre d'entrée) du détecteur. Les détecteurs étant positionnés en configuration Tunnel autour du DSSD, ils ont pour objectif la détection des électrons d'une part mais aussi celle des particules alpha qui s'échapperaient du détecteur d'implantation. L'énergie de ces dernières serait alors d'autant plus dégradée que les zones mortes des détecteurs et/ou l'angle d'échappement (par rapport à la normal à la surface du détecteur) seraient importantes (cf. fig. 7.4). En effet, lors de la sortie du détecteur d'implantation et la détection de la particule par les détecteurs Tunnel, les zones mortes des deux détecteurs seront traversés. Ainsi, comme nous l'avons vu, les paires électrons/trous créées dans ces zones mortes sont perdues pour le signal, l'énergie de la particule détectée est alors dégradé. C'est donc pourquoi, lors de la conception, il fut convenu de disposer de fenêtres d'entrées réduites le plus possible pour minimiser leurs effets sur les performances en conditions réelles. Cette caractéristique a pu être optimisée à un tel point que le détecteur est caractérisé par le fabricant comme "*windowless*". Ce dernier nous assure donc d'une zone

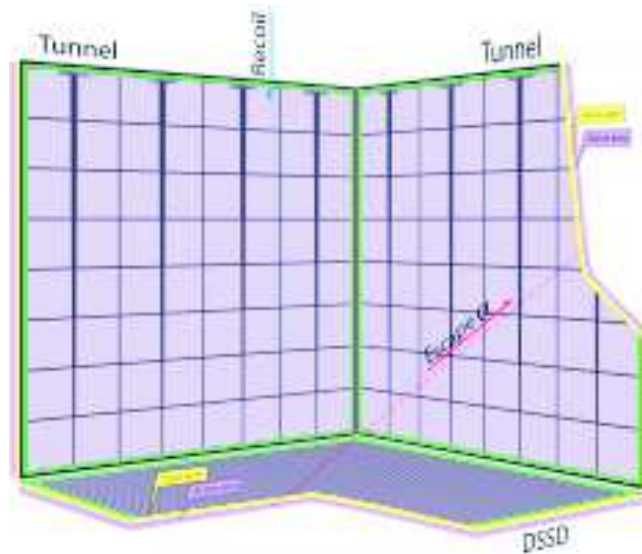


FIGURE 7.4 – Schéma du principe de montage et de détection des particules dans le montage final de SIRIUS : Influence de l'angle d'échappement de la particule et ainsi des zones mortes des deux types de détecteur sur les performances des détecteurs Tunnel (perte d'énergie associée au passage dans ces dernières) / *Scheme of principle for the final mounting of the detector inside SIRIUS as well as the detection of escaping particle : influence of the escaping angle and thus of the dead layer of each detector (energy loss inside those) on the performances of the Tunnel detectors*

morte strictement inférieure à 50 nm, avec une valeur typique de 30 nm annoncée sur les deux faces du détecteur.

7.3.3 Les supports

Au cours de ma thèse et du projet, plusieurs générations de cadres/détecteurs ont été testées sur le banc de test. Les premiers détecteurs "prototype" MICRON reçus étaient montés sur la première génération de cadre (cf. fig. 7.5a). Ceux-ci étaient fabriqués à partir de céramique. Ces cadres sont considérés comme des cadres de "tests" dans la mesure où ils n'ont été développés que dans l'optique des études sur le banc de test. En effet, ils ne possédaient pas les éléments nécessaires pour le montage final en Tunnel (dit montage "3D") dans SIRIUS, mais nous ont permis de tester la céramique en tant que support pour la suite.

La céramique est un très bon isolant électrique et un bon conducteur thermique, mais après des séries de tests pour réaliser le montage compact avec des cadres fins possédant le bon design, fut rejetée car jugée trop fragile. Néanmoins, nous avons donc testé deux des trois détecteurs étudiés au cours de ma thèse, montés sur ces supports céramiques simplifiés (dits "2D" par la suite). Le circuit est assuré par une lithographie sur les deux faces du détecteur. Cette lithographie, à base d'encre à l'or, nous permet ainsi de positionner le circuit de connexion comme bon nous semble entre le détecteur et les connecteurs. Les signaux provenant de la face opposée au connecteur étaient passés au travers de la céramique à l'aide de passage (via) concentrant ainsi les signaux sur une seule face. Les connecteurs sont quant à eux collés à l'aide d'une colle à base d'argent sur cette lithographie.

Après la mise à l'écart des cadres céramiques, des simulations et tests ont été effectués pour sélectionner le support final pour les détecteurs. Au final, des cadres hybrides ont été développés à l'IPHC (cf. fig. 7.5b). Ceux-ci combinent un support en aluminium passivé pour le refroidissement des détecteurs avec un

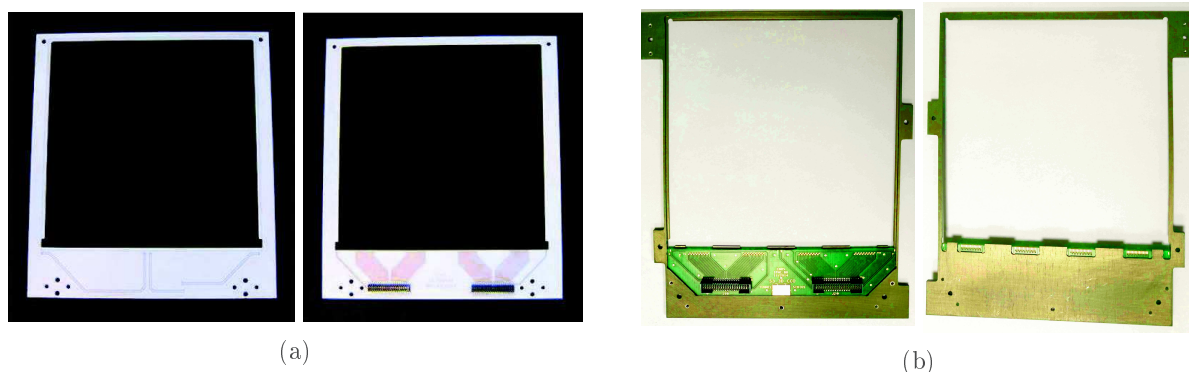


FIGURE 7.5 – Différentes générations de cadres développés durant le projet : (a) Cadre céramique "2D" de test. La lithographie est à base d'encre à l'or permettant la récupération des signaux provenant du détecteur , (b) Cadre hybride "3D" composé du cadre aluminium pour le refroidissement et du PCB pour la connectique / *Different generation of frame developped during the project : (a) "2D" ceramic test frame with the gold ink lithography for the gathering of the signal, (b) "3D" hybrid frame for the Tunnel mounting into SIRIUS, composed of the aluminium frame for cooling and the PCB for the connectic*

circuit imprimé (*Printed Circuit Board* ou PCB) double face pour la connectique et les circuits. Le cadre en aluminium nous permet de mettre en place le détecteur (en le collant à l'aide d'une colle epoxy pour application spatiale), ainsi que de le refroidir à l'aide de la très bonne conductivité thermique qu'offre ce matériau. La carte électronique, quant à elle, réalise la même fonction que la lithographie sur les supports céramiques : faire le lien entre les connecteurs et le détecteur via les pads à bonder. Les deux éléments (PCB et cadre) sont collés à l'aide, là encore, d'une colle argent sur une surface non passivée de l'aluminium, nous assurant ainsi une bonne continuité des masses entre le détecteur et le PCB. Pour plus de détails sur les simulations, le cheminement jusqu'à la sélection des différents supports, ainsi que les caractéristiques des cadres finaux, je vous invite à consulter la thèse de Hugo Faure [117].

7.4 Le banc de test

Pour nous permettre de réaliser la caractérisation de ces détecteurs Tunnel, nous avons donc mis en place un banc de test. Ce dernier (cf. fig. 7.6) a été développé avec l'aide de Cédric Mathieu, et l'atelier mécanique de l'IPHC. Ce banc de test nous donne la possibilité de réaliser l'étude des détecteurs dans des conditions similaires à celles du dispositif final. Ainsi nous pouvons polariser le détecteur, le refroidir, mais aussi positionner avec grande précision plusieurs types de sources, collimatées ou non sur l'ensemble de la surface active du détecteur.

Ainsi, l'étude et la caractérisation des détecteurs sont rendues possibles, tout en testant et contrôlant les paramètres de mesures, tant au niveau des paramètres de tests (vide, température, ...), qu'au niveau des réglages électroniques (tension, pré-amplification, ...).

7.4.1 La mécanique

Par cette appellation, je désigne l'ensemble des composants du banc de test, nous permettant d'imposer les contraintes mécaniques (positionnement, support, ...) ainsi que les contraintes physiques (température, vide, sources, ...) que l'on serait amené à modifier lors de la caractérisation des détecteurs. Chacune de ces contraintes est cruciale pour le bon fonctionnement de l'ensemble du banc de test. Et nous avons dû,



FIGURE 7.6 – Banc de test mis en place à l'IPHC pour les caractérisations des détecteurs / *Test Bench developed at the IPHC for the detector characterization*

durant la mise en place et la caractérisation de ce dernier, les optimiser et les ajuster un à un pour obtenir des conditions de mesures optimales.

— La chambre à vide :

Elle permet non seulement d'appliquer les conditions de vide souhaitées pour les études, mais elle sert aussi de support mécanique pour tout autre pièce que l'on serait amené à installer pour les tests. Nous obtenons ainsi de très bonnes conditions de vide ($<10^{-6}$ mbar). Celles-ci nous garantissent ainsi de ne pas dégrader les performances des mesures lors de la caractérisation du détecteur. Ce vide est obtenu par la combinaison de pompes primaires sèches, ainsi que d'une pompe turbo pour le vide secondaire ($<10^{-3}$ mbar). Entre outre, ce vide est d'autant plus important que le détecteur est amené à être refroidi pour les besoins des études. Avec un vide insuffisant, le détecteur pourrait alors jouer le rôle de piège cryogénique, dégradant ainsi les performances du détecteur par adsorption d'impuretés.

De plus, dans cette chambre, nous pouvons aussi fixer les différents éléments dont nous avons besoin pour les études comme : la fixation des supports pour le détecteur, mais aussi celui des sources, ainsi que les divers passages à vide dont nous avons besoin pour extraire la totalité des signaux provenant des mesures (température, froid, signaux détecteurs).

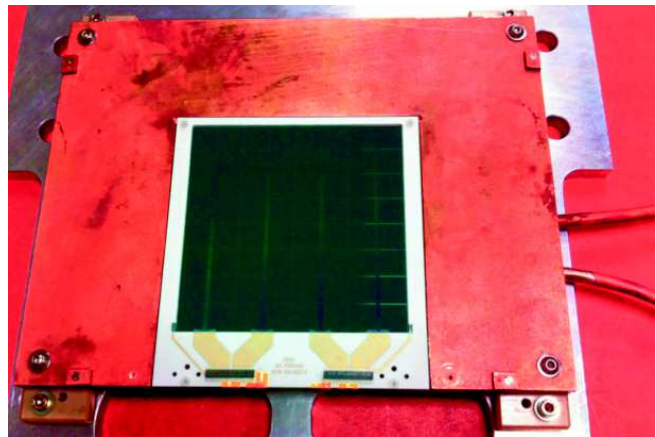
— La température :

Pour pouvoir étudier le détecteur correctement, et notamment l'influence de la température sur les performances de celui-ci, il nous faut le refroidir. Un dispositif de régulation de température de la marque LAUDA (cf. fig. 7.7a), a été mis en place. Le modèle sélectionné pour les études possède une plage de variation pouvant aller de -40°C à $+40^{\circ}\text{C}$.

Le circuit de refroidissement, une fois connecté à la chambre par le biais d'un passage à vide, est branché au support de détecteur en cuivre (cf. fig. 7.7b). Ainsi, le liquide de refroidissement (ici de l'éthanol) vient refroidir le détecteur nous permettant d'obtenir une température très proche (avec une précision $< 1^\circ\text{C}$) de la consigne appliquée sur le LAUDA, grâce à la bonne conductivité thermique des supports de détecteur en cuivre. Ce support est donc composé de deux plaque cuivre, l'une (mère) nous permet de faire les échanges thermiques avec le fluide tandis que la deuxième (fille) nous permet de positionner facilement le détecteur.



(a)



(b)

FIGURE 7.7 – Différents composants du système froid du banc de test : (a) Système de régulation de la température (LAUDA) utilisant de l'éthanol , (b) Support cuivre servant au refroidissement du détecteur, qui est ici monté, et dans lequel le liquide de refroidissement circule / *Different part of the cooling system on the test bench : (a) Regulation system of the temperature (LAUDA) using ethanol as a coolant , (b) Copper frame used to cool and mount the detector and connected to the flow of coolant*

— Le positionnement des sources :

Pour les besoins de l'étude, le positionnement des sources de référence avec une grande précision est fondamental. De plus, il nous est demandé de caractériser le détecteur à l'aide de plusieurs types de sources. C'est donc pourquoi nous avons mis en place un système de positionnement et de sélection/collimation des sources à l'intérieur de la chambre de test. Pour cela, nous avons choisi une combinaison de systèmes piézo-électriques et de collimateur.

Tout d'abord, le positionnement est réalisé par une "table XY" composée de deux systèmes piézo-électriques de translation de grande précision (cf. fig. 7.8a). Ils nous permettent ainsi de nous positionner où bon nous semble devant le détecteur. Cette table a été installée sur la paroi faisant face au détecteur dans la chambre à vide. Pour rapprocher les sources du détecteur, un système d'entretoise a été monté sur cette table "XY", réduisant ainsi la distance source/détecteur de 25 cm à quelques centimètres seulement. Sur ces dernières, le système de sélection/collimation des sources,

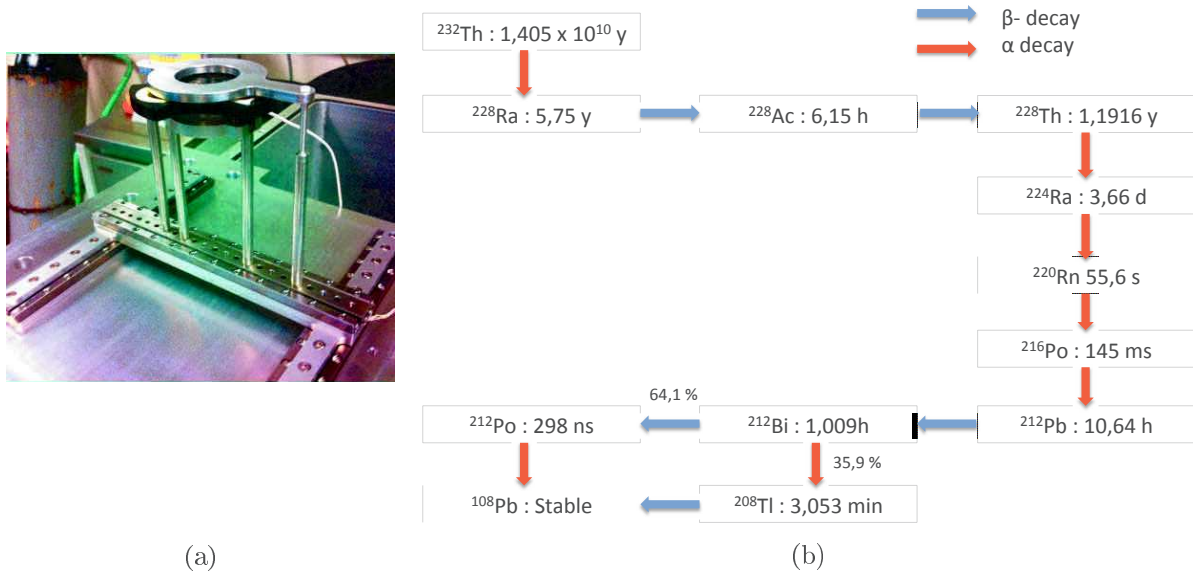


FIGURE 7.8 – (a) Table "XY" de positionnement de sources utilisant deux modules piezo-électriques de translation et un de rotation, (b) Chaîne de décroissance du ^{232}Th : mise en place d'une source de ^{212}Pb , aussi appelée source de Thoron, en utilisant l'état gazeux du ^{220}Rn pour constituer un dépôt fin sur une feuille d'or / (a) XY positionnement table for the radioactive sources using two translation piezo-electric modules and a rotational one, (b) Decay chain of ^{232}Th : give us a thin source of ^{212}Pb , also called Thoron source, by using the gaseous state of the ^{220}Rn

a été installé. Il est composé d'un piézo-électrique de rotation nous permettant ainsi de positionner jusqu'à trois sources (à l'aide d'un support développé à l'IPHC possédant trois cavités). Ainsi, il ne nous restait qu'à positionner un collimateur annulaire devant les sources pour sélectionner et collimater la source choisie. Nous pouvions alors sélectionner la source à l'aide d'un trou situé en haut de l'anneau. Le reste du collimateur sert, quant à lui, à obstruer les deux autres sources à l'aide de plusieurs millimètres d'aluminium. Ainsi, pour choisir une nouvelle source, il nous suffit de faire pivoter le support de sources de 120° . De plus, pour les besoins de l'étude, nous avons réalisé tout un jeu de collimateurs de diamètre variable (de 0.5 mm jusqu'à 8 mm de diamètre).

— Les sources :

Lors des études, nous avons été amenés à utiliser quatre sources au total : deux sources alpha et deux sources d'électrons. Trois de ces quatre sources pouvaient être directement insérées dans le système de rotation de la table "XY". La dernière est arrivée durant les études et possède un processus de fabrication particulier. Elle vient donc directement se monter sur les entretoises de la table "XY" sans possibilité de collimation.

La première source alpha à disposition est une source standard tri-alpha composée d'un mélange isotopique de ^{239}Pu , ^{241}Am et de ^{244}Cm (raies d'émissions listées dans le tab. 7.1). Pour les deux sources électrons, là encore, ce sont des sources standard constituées de ^{207}Bi pour la première et ^{132}Ba pour la seconde (raies d'émissions listées dans le tab. 7.1).

Enfin, la dernière source à disposition est une source dite de "Thoron". C'est une source ouverte mince étant basée sur les descendants du ^{232}Th . En effet, dans sa chaîne de décroissance, (cf fig.

Isotopes	Decay mode	Energy (keV)	Intensity (%)
^{239}Pu	α : 100%	5156,6	73,4
		5144,3	15,1
		5105,5	11,5
^{241}Am	α : 100%	5485,9	85,2
		5442,8	12,8
		5388	1,4
^{244}Cm	α : 100%	5804,8	76,7
		5762,6	23,3
^{133}Ba	ϵ : 100%	276,4	
		302,85	
		356,01	
		385,85	
^{207}Bi	ϵ : 100%	481,69	13,2
		554,4	5,28
		973,13	100
		1047,6	26,13
^{212}Bi	α : 35,94%	6050,8	25,13
	β^- : 64,06%	6089,9	9,75
^{212}Po	α : 100%	8784,9	100

TABLE 7.1 – Liste des sources et des énergies associées à disposition sur le banc de test / *Listing of the α and electron line of each sources at our disposal on the test bench*

7.8b) un isotope du radon est créé, le ^{220}Rn . Or le radon est dans un état gazeux à pression et température ambiantes. On utilise alors cette caractéristique pour réaliser une source mince par dépôt sur une feuille d'or. Pour y parvenir, on dispose la feuille d'Or en face de la source de ^{228}Th , et lors de la décroissance alpha de ^{220}Rn , on profite de l'énergie de recul due à l'émission de la particule alpha pour récupérer le ^{216}Po sur la feuille d'or. Cette récupération n'est bien sûr possible que lorsque l'émission de la particule alpha se fait de façon opposée à la feuille d'or. Cet isotope du polonium étant de très courte durée de vie, c'est donc une source de ^{212}Pb que l'on récupère, qui possède une large bande d'émission alpha dans sa chaîne de décroissance (de 6 MeV à 9 MeV) ainsi que des décroissances β^- (énergies et isotopes en jeu listées dans le tab. 7.1). Au bout de trois jours d'accumulation auprès de la source de thorium, la source est donc prête à être utilisée pour la même durée environ.

— La Compatibilité Electro-Magnétique (CEM) :

L'un des plus gros problèmes rencontrés lors de la mise en place et la caractérisation du banc de test était lié au bruit électronique du dispositif. En effet, entre la production du signal, les préamplificateurs et la chaîne d'acquisition, 2 à 3 m de câbles et de connecteurs sont nécessaires. Les signaux, pourraient alors être facilement détériorés et ainsi les mesures ne seraient plus exploitables pour la caractérisation des détecteurs. Pour y remédier, nous avons chassé les sources de bruit et optimisé la compatibilité électromagnétique du banc de test.

Premièrement, la chambre à vide joue naturellement le rôle d'une cage de Faraday sur le détecteur

(cf fig. 7.6). De plus, nous avons mis en place un boîtier externe au niveau des préamplificateurs. Ce dernier nous sert non seulement à prolonger cette cage autour des préamplificateurs, mais assure aussi la continuité des masses entre la carte préamplificateur et le reste du système (cf. fig. 7.9b). De plus, à l'aide de gaines de masses, nous avons aussi pu protéger les câbles (Lemo) entre la sortie de l'étage de préamplification et les cartes électroniques. L'ensemble de ces dispositifs, plus un travail sur la continuité des masses au travers de l'intégralité du système, nous ont permis d'obtenir des niveaux de bruit significativement meilleurs sur les signaux. Cela nous a ainsi permis de garantir une bonne reproductibilité des mesures sur la durée totale des caractérisations : avec un bruit < 5 mV sur la ligne de base du signal après amplification.

7.4.2 La chaîne d'acquisition

La chaîne d'acquisition nous permet principalement : la mise en forme des signaux physiques à l'aide des préamplificateurs et la mesure de l'énergie associée à ces signaux à l'aide des cartes électroniques.

— Les préamplificateurs :

Une fois que la particule a interagi avec le silicium et que les charges déposées ont été collectées et le signal formé, il nous reste encore à mettre en forme ce dernier. En sortie de détecteur, ce signal ne possède qu'une très faible amplitude (quelques mV) et n'est pas adapté, tant pour le transport que pour le traitement par les cartes électroniques. Le rôle des préamplificateurs est donc de le rendre lisible et utilisable pour ces dernières, mais aussi d'intervenir au plus près possible du détecteur pour conserver les caractéristiques du signal et ne pas le noyer dans le bruit.

L'objectif de ces derniers est non seulement d'amplifier le signal à l'aide d'un gain constant, mais aussi de mettre en forme ce dernier en rajoutant une décroissance exponentielle au signal physique. Ainsi, le front de montée du signal correspondra au signal physique (si le préamplificateur possède un temps de montée assez rapide) et la décroissance sera une caractéristique du préamplificateur.

Pour les études, nous nous sommes tournés vers le fabricant américain CREMAT [127], avec sa gamme de préamplificateurs CR 110 (cf. fiche technique en annexe A). Dans son catalogue CREMAT présente une gamme de préamplificateurs personnalisés, nous avons donc pu choisir les caractéristiques des préamplificateurs et ainsi faire des comparaisons entre les différents modèles à disposition. Pour les études, nous avons retenu les caractéristiques les plus performantes. Premièrement, le temps de montée lié au préamplificateur a été choisi très rapide ($0.17Cd + 3ns$, Cd capacité du pixel considéré) pour ne pas dégrader le signal physique avec une constante de temps plus faible. Le gain retenu de ces tests correspondait au plus élevé disponible dans cette gamme : 173 mV/MeV. Enfin, nous avons choisi de prendre un temps de décroissance exponentielle dans le milieu de la gamme à disposition (de 10 à 50 μs) : soit 30 μs (cf. thèse de H. Faure [117] pour plus de détails sur ces choix).

Ces préamplificateurs étaient livrés par le fabricant avec des boîtiers de test mono-voies. Ces derniers nous ont permis de prendre en main les préamplificateurs et de tester les différents modèles mis à disposition. Mais pour la suite des études, nous avions besoin d'un plus grand nombre de voies préamplificateurs. Pour cela, C. Mathieu a développé une carte préamplificateur 26 voies (cf. fig. 7.9a). Nous avons ainsi pu optimiser la chaîne d'acquisition, dans la mesure où nous ne possédions que 24 voies d'électronique, et donc disposer de suffisamment de voies préamplificateur pour tester l'ensemble des configurations de regroupements de pixels souhaitées par la collaboration. Ces voies

préamplificatrices étaient ensuite reliées à 6 cartes d'acquisition TNT2 [128] pour la mesure de l'énergie associée aux signaux physiques (cf. fig. 7.10b).

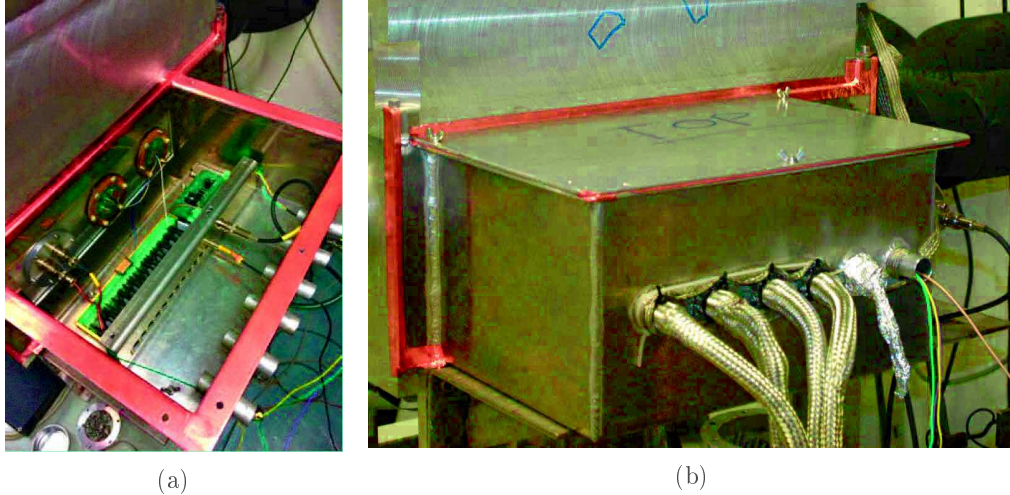


FIGURE 7.9 – (a) Carte 24 voies avec des préamplificateurs personnalisés CREMAT , (b) Boîte extérieure isolant la carte préamplificateur et jouant le rôle de cage de Faraday / (a) *Mother board for the 24 CREMAT preamplifier channel* , (b) *External box in which the preamplifier mother board is installed to prevent electronic noise acting as a Faraday box*

— Les cartes TNT2 [128] :

Les cartes utilisées dans la chaîne d'acquisition sont des cartes numériques développées par L'IPHC. Ces dernières possèdent deux circuits logiques programmables (*Field Programmable Gate Array* ou FPGA) pour un total de 4 voies d'acquisition et une fréquence d'échantillonnage de 100 MHz (cf. fig. 7.10a). Elles possèdent plusieurs modes d'acquisition, de déclenchement et de gestion.

Le premier mode d'acquisition que nous avons majoritairement utilisé lors des études était le mode "énergie". Ce dernier nous permet de construire un spectre en énergie d'une source. Il utilise, en temps réel, l'algorithme Jordanov (qui sera détaillé par la suite) qui nous permet de mesurer l'énergie déposée dans le détecteur. Il possède plusieurs paramètres, qu'il est important d'optimiser pour réaliser les mesures dans des conditions optimales. Le second mode d'acquisition (mode trace) enregistre dans un format binaire l'ensemble des traces produites par le détecteur (au-dessus d'un certain niveau de déclenchement) comme pourrait le faire un oscilloscope. On peut régler le nombre de points totaux ainsi que le nombre de points avant le déclenchement. Cela nous permet donc de travailler directement sur ces traces lors des analyses *off-line* pour ainsi faire du traitement du signal : optimisation des paramètres de l'algorithme Jordanov ou bien analyse de forme d'impulsion d'ondes (*Pulse Shape Analysis* ou PSA par la suite).

De plus, lors de l'utilisation des 24 voies préamplificateurs, une fonctionnalité de ces cartes TNT2 synchronise temporellement les 6 cartes utilisées. Cette synchronisation est d'autant plus importante que, sur la fin des caractérisations, nous avons été amenés à effectuer des corrélations spatio-temporelles entre les différentes voies/pixels. Études qui n'auraient pas été possibles autrement que carte par carte sans cette synchronisation.

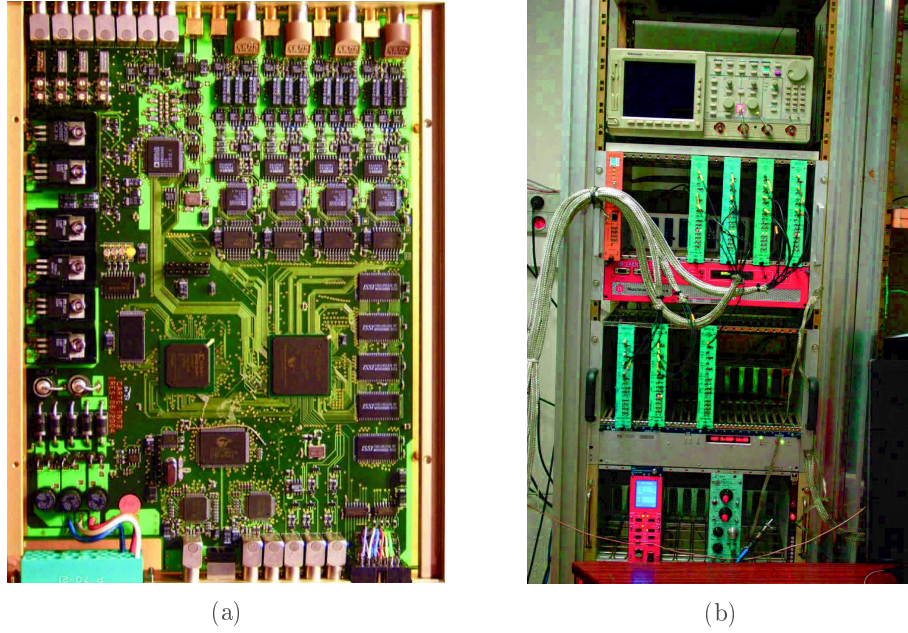


FIGURE 7.10 – (a) Vue détaillée des cartes électroniques 4 voies digital TNT2 [117] , (b) Châssis NIM avec les 6 cartes TNT2 / (a) General view of the 4 channels digital card TNT2 , (b) NIM Crate with the 6 TNT2 cards plugged

— Traitement de données : Algorithme Jordanov [129]

L'algorithme Jordanov permet de transformer un signal issu des préamplificateurs en un signal trapézoïdal (cf. fig. 7.11). Le signal provenant du préamplificateur est numérisé par la carte TNT2, et sert de base pour cette transformation. Cet algorithme récursif, quasi temps-réel, est décomposé en plusieurs étapes qui vont modifier le signal exponentiel digitalisé ($v(n)$ dans les équations) en un signal trapézoïdal symétrique ($s(n)$ en sortie d'équation) :

$$d^{k,l}(n) = v(n) - v(n-k) - v(n-l) + v(n+k+l) \quad (7.1)$$

$$p(n) = p(n-1) + d^{k,l}(n), n \geq 0 \quad (7.2)$$

$$r(n) = p(n) + M \times d^{k,l}(n) \quad (7.3)$$

$$s(n) = s(n-1) + r(n), n \geq 0 \quad (7.4)$$

Où $v(n)$, $p(n)$ et $s(n)$ sont nuls pour $n < 0$.

De plus, nous pouvons simplifier l'équation 7.1 en écrivant :

$$d^k(n) = v(n) - v(n-k) \quad (7.5)$$

$$d^{k,l}(n) = d^k(n) - d^k(n-l) \quad (7.6)$$

Le paramètre M dépend uniquement du temps de décroissance du signal exponentiel τ et de la période d'échantillonnage du numériseur T_{clk} et est donné par :

$$M = \frac{1}{e^{\frac{T_{clk}}{\tau}} - 1} \quad (7.7)$$

Pour des valeurs de $\tau/T_{clk} > 5$ on peut approximer le paramètre $M \approx \tau/T_{clk} - 0.5$.

Nous pouvons remarquer qu'il y a 2 paramètres dont dépend cet algorithme et qui ne sont pas spécifiés dans ce jeu d'équations : k et l . Ces paramètres servent à définir la forme du trapèze : le temps de montée et la largeur du plateau. En effet, à partir de ces équations on extrait le temps de montée du trapèze qui correspond au paramètre de plus petite valeur : $\min(k, l)$. Tandis que le plateau du trapèze est déterminé par la valeur absolue de la différence entre k et l : $\text{abs}(k-l)$.

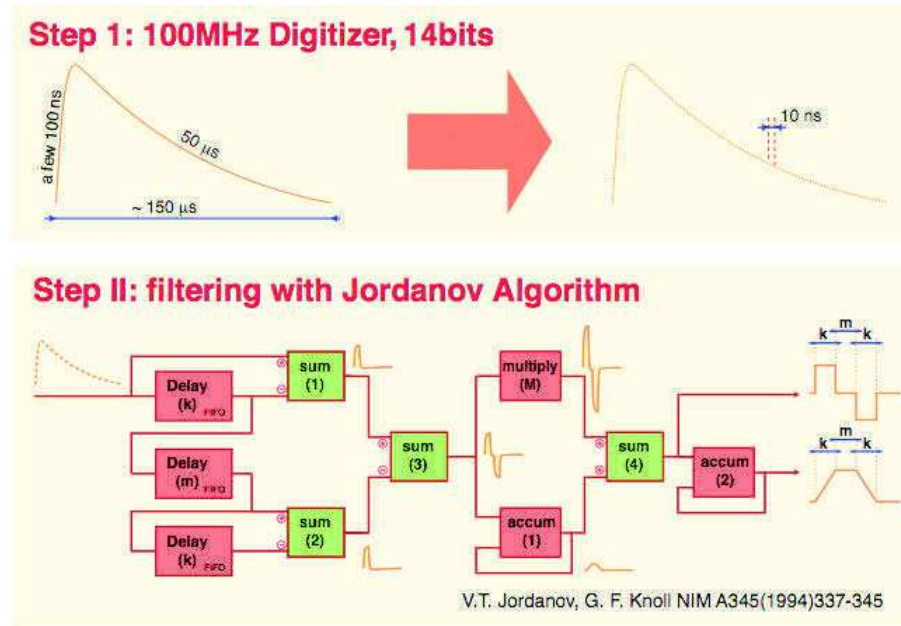


FIGURE 7.11 – Mise en oeuvre de l'algorithme Jordanov dans les cartes TNT2 / Digitization of the signal and implementation of the Jordanov algorithm inside the TNT2 board

Ces paramètres sont définis par l'utilisateur lors de la prise de données, directement sur l'interface TNT, ou en tant que paramètre d'entrée lors des analyses *offline* lors des prises de données en mode trace. Pour un fonctionnement optimal du détecteur, il convient donc d'optimiser ces paramètres. En effet, comme nous le verrons par la suite, ces derniers influencent la mesure de l'énergie et donc les performances du détecteur. De plus, l'algorithme de Jordanov est une succession d'opérations linéaires, ainsi l'amplitude du trapèze est proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur. De surcroît, cet algorithme agit comme un filtre passe-bas sur le signal. Il nous permet ainsi de minimiser les effets des hautes fréquences parasites sur ce dernier, qui pourraient détériorer la mesure de l'énergie. Pour réaliser une mesure de l'énergie dans le détecteur, il nous suffit alors de mesurer l'amplitude du trapèze. Ce point de mesure est souvent pris en fin de plateau. Cela nous permet de nous affranchir de plusieurs effets qui pourraient perturber la mesure de l'énergie. Tout d'abord, les défauts balistiques en début de plateau qui sont issus des défauts de collection de charges dans le détecteur. Ensuite, sur la fin du plateau, les défauts liés au retour à la ligne de base (réglage du pôle zéro) pourraient là encore perturber la mesure.

7.5 Protocole de caractérisation

Le protocole de caractérisation pour les détecteurs s'est mis en place petit à petit. En effet, après la réception du premier détecteur, nous avons dû prendre en main le banc de test et le détecteur. Une période d'apprentissages a suivi, et nous a permis de poser les bases d'un protocole de caractérisation. Nous avons donc testé ce protocole sur le premier détecteur avant de le valider et de l'appliquer lors de la réception des détecteurs suivants. Cela nous a permis d'obtenir des mesures et des résultats comparables et reproductibles tout au long des caractérisations et au travers des différentes générations de détecteurs. Ce protocole se découpe en plusieurs étapes que je vais maintenant détailler.

- Caractérisation en salle blanche : photo de réception, courant/tension $I(V)$ et capacité/tension $C(V)$

Cette première étape en salle blanche, réalisée par C. MATHIEU, nous fournit plusieurs informations. Tout d'abord une inspection visuelle du détecteur, qui nous permet de faire un état des lieux de départ. En effet, nous allons alors établir une base de données de photos du détecteur. Celle-ci porte autant sur l'aspect général du détecteur que sur l'état de surface du silicium (défaut, pistes cassées ...). Cette base de données est réalisée à l'aide d'une loupe binoculaire nous permettant ainsi d'avoir le grossissement et la résolution nécessaires.

La deuxième partie des tests en salle blanche vise quant à elle à valider le fonctionnement du détecteur. Ces tests nous donnent la possibilité, avant la mise en place sur le banc de test, de valider les caractéristiques fournies par le constructeur. En effet, on effectue alors des mesures de courant de fuite, de tension de déplétion et de capacité des pixels individuels (et regroupés). Les mesures sont obtenues à l'aide d'un pico-ampèremètre et capacimètre très précis permettant une mesure optimale pour la détermination des caractéristiques des détecteurs. Cela nous permet donc d'établir les courbes courant en fonction de la tension (ou $I(V)$) ainsi que capacité en fonction de la tension (ou $C(V)$). Ce sont de ces dernières notamment que l'on obtient la tension de déplétion du détecteur, mais aussi la validation du fonctionnement des pixels individuels. Ces caractéristiques sont déterminées graphiquement, par l'étude du comportement du courant et/ou de la capacité. En effet, une fois totalement déplété, notre détecteur nous offre un plateau en courant (échelle logarithmique en courant) et un plateau/évolution linéaire en capacité. Ainsi, en relevant ce changement de comportement dans nos courbes nous pouvons déterminer notre tension de déplétion et donc l'adapter pour les études.

On peut alors comparer ces données avec celles fournies par le constructeur et valider la réception du détecteur. Chaque courbe caractéristique de chacun des trois détecteurs seront présentées dans l'annexe C.

Une fois les caractéristiques du détecteur mises en évidence et validées à température ambiante (salle blanche), nous pouvons mettre en place le détecteur sur le banc de test pour commencer la détermination du point de fonctionnement de ce dernier en conditions réelles.

- Matrice tension/température :

Une fois le détecteur installé sur le banc de test et configuré avec les paramètres initiaux : température ambiante et tension de déplétion déterminée par les tests en salle blanche, nous pouvons alors commencer l'étude de l'influence de ces deux paramètres sur le détecteur à l'aide de la source tri-alpha sur un pixel de référence.

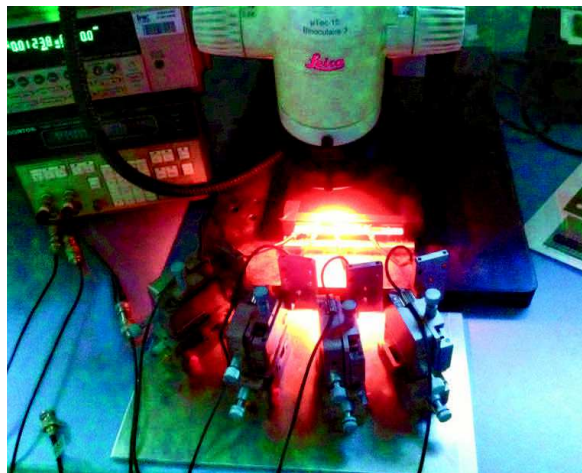


FIGURE 7.12 – Dispositif de mesure en salle blanche pour les caractérisations $I(V)/C(V)$ lors de la réception des détecteurs
 / Setup for the current tension and capacitance tension characterization in clean room at the reception of the detectors

Pour étudier l'influence de ces paramètres, nous réalisons une série de mesures ayant pour objectif de construire une matrice des résolutions (largeur à mi-hauteur *Full Width at Half Maximum* ou FWHM prise pour l'énergie de l'Am de la source tri-alpha) en fonction de la tension et de la température. Cette matrice nous permet alors de déterminer le point de fonctionnement optimal du détecteur. Celui-ci est choisi de telle manière à avoir le meilleur compromis entre les valeurs de tension/température et celles de courants de fuite. Ce point de fonctionnement nous assurera non seulement des performances optimales mais aussi une bonne reproductibilité dans les mesures futures. Des exemples de ces dites matrices seront données dans le chapitre 8 lors du détails de la caractérisation de chacun des détecteurs.

— Optimisation des paramètres Jordanov :

Une fois le point de fonctionnement tension/température déterminé, il nous reste encore à optimiser les paramètres d'acquisition de l'électronique : les paramètres Jordanov k et l . En effet, lors de la détermination du point de fonctionnement, nous avons rentrés des paramètres "classiques" pour k et l (valeurs typiques pour les détecteurs silicium). Il convient donc de refaire une prise de donnée à l'aide du mode trace des cartes TNT2, et ainsi optimiser les paramètres de l'algorithme *off-line*. J'ai donc développé un code nous permettant, à l'aide d'un fichier de traces prises au point de fonctionnement, d'optimiser ces paramètres.

Pour ce faire, le code procède à la lecture de ce fichier de référence un certain nombre de fois (en fonction du nombre d'itérations pour k et l choisis) appliquant de nouveaux paramètres à chaque itération. Les valeurs de résolution du pic de l'Am sont alors stockées dans une matrice, qui nous servira *a posteriori* à déterminer les paramètres optimaux pour le point de fonctionnement : paramètres optimaux déterminés simplement par une recherche de minima dans la matrice. Des exemples de ces dites matrices seront donnés dans le chapitre 8 lors du détail de la caractérisations de chacun des détecteurs.

Ces paramètres sont le plus souvent propres au détecteur, au point de fonctionnement mais aussi à l'orientation du détecteur. Les paramètres obtenus sont ensuite retranscrits dans les cartes TNT2,

et utilisés dans les prises de mesures suivantes. Ceci nous permet ainsi de travailler en mode énergie sur les cartes TNT2, et donc de limiter l'espace disque occupé lors des prises de données.

Le seul point que nous ne pouvons pas régler au préalable à l'aide de ces codes, est le réglage du pôle zéro (le paramètre M dans l'algorithme Jordanov). Ce dernier étant lié au préamplificateur et à son temps de décroissance réelle, cela reste à régler lors de la prise des données, mais pour le mode énergie seulement.

— Mapping de résolution :

Une fois l'ensemble des paramètres influant sur le détecteur maîtrisé et optimisé, on peut alors faire une étude plus globale de ce dernier. C'est à ce moment là que l'on va étudier, pixel par pixel, le détecteur et ainsi valider son fonctionnement et ses performances vis-à-vis du cahier des charges de la collaboration. C'est aussi l'occasion de caractériser le détecteur à l'aide des autres sources à disposition et ainsi valider ses performances sur l'ensemble de la gamme accessible en énergie sur le banc de test.

Une fois ce mapping réalisé, le détecteur est alors caractérisé du point de vue du cahier des charges de la collaboration, et cela nous permet ensuite de lancer les tests plus poussés que l'on serait amené à effectuer pour approfondir notre connaissance du détecteur et de son comportement.

7.6 Regroupement de pixels : mise en place

Pour répondre au cahier des charges de la collaboration, le nombre total de voies électroniques par détecteur devait être réduit pour des questions d'ordre budgétaire. Pour y parvenir, deux options s'offraient à nous. Premièrement, avec les premiers résultats des détecteurs "prototype" fournis par MICRON, nous aurions pu envisager de modifier directement le l'arrangement des pixels sur le détecteur. Ainsi, en modifiant les masques utilisés pour définir les pixels nous aurions pu en réduire le nombre. Cependant nous aurions aussi fixé définitivement la géométrie des pixels sur les détecteurs. De ce fait, nous n'aurions pas pu tester directement l'efficacité de cette géométrie en conditions réelles et aurions donc dû baser l'efficacité de ceux uniquement à l'aide des simulations réalisées par H. Faure [117]. De surcroît, dans la possibilité d'une amélioration du dispositif expérimental et donc d'une augmentation possible du nombres de voies d'électronique, nous aurions figé le nombre de voies associées aux Tunnels.

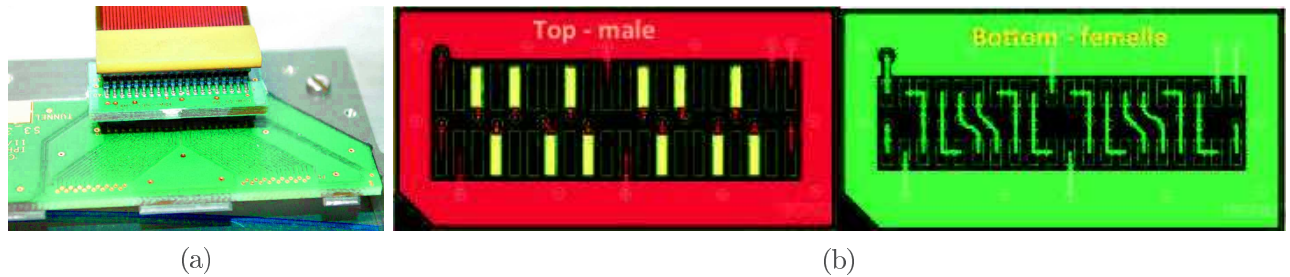


FIGURE 7.13 – (a) Carte PCB de regroupement montée sur un cadre "3D" de test entre les connecteurs et le câble de collection des données, (b) Capture d'écran de la Conception Assisté par Ordinateur (CAO) des plaquettes de regroupements de pixels : en vert connecteur femelle (64 pixels), rouge connecteur mâle (ici 12 x 2 pixels) et en jaune les signaux de sortie / (a) *Reduced pixel board mounted on a 3D test frame*, (b) *Screenshot of the Computer Aided Design (CAD) software for the reduced pixel board* : in green femelle connector (64 pixels), in red male connector (here 2 x 12 pixels) and in yellow the output signal

Pour remédier à cet inconvénient, nous avons donc opté pour la seconde possibilité. Celle-ci repose sur un regroupement physique des pixels au niveau des connecteurs. Ainsi, en gardant le même concept de détecteur et en économisant ainsi un nouveau développement de masques, nous pouvions réduire le nombre de voies d'électronique par détecteur, tout en gardant la possibilité de revenir au schéma de base avec les 64 pixels. Donc, nous avons développé à l'IPHC, ces "cartes de regroupement". Ces dernières viennent directement s'intercaler entre le connecteur et le câble reliant le détecteur aux préamplificateurs (cf. fig. 7.13a). Ces cartes de regroupements sont des circuits imprimés conçus pour regrouper directement les signaux provenant du détecteur. Ainsi, 64 signaux entrent dans les connecteurs femelles des cartes mais seulement $X + 1$ sorte sur les connecteurs mâles (cf. fig. 7.13b), X étant le nombre de pixels regroupés souhaité.

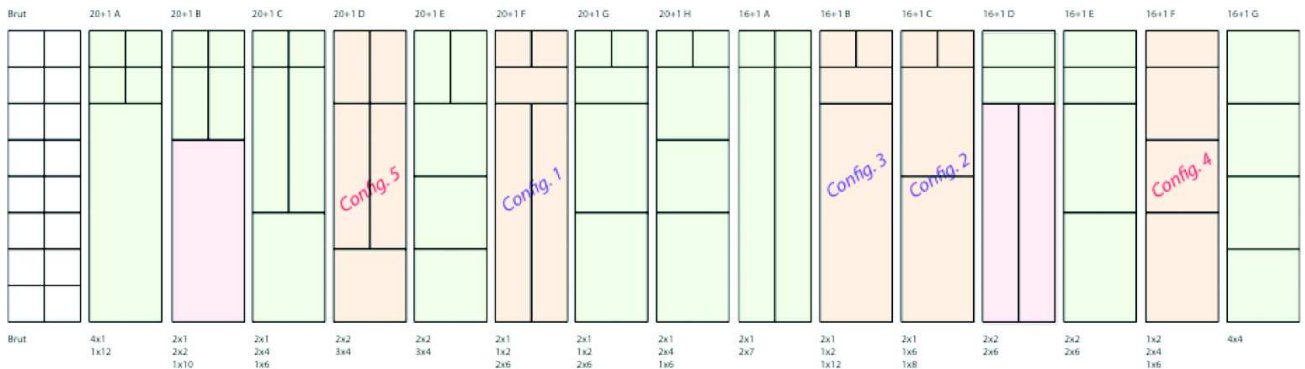


FIGURE 7.14 – Regroupements simulés dans le cadre de la thèse de H. Faure, le premier à gauche représente le bloc élémentaire de deux colonnes de pixels, les colonnes suivant représentent les différentes possibilités de regroupements envisagés [117]/ *Reduce pixel configuration simulated during H. Faure thesis, the first left corresponding to the non reduce pixel elementary bloc composed of two row of pixels*

Le concept derrière la philosophie des regroupements vient directement de celui du "Strippy-Pad". En effet, comme nous l'avons vu précédemment, le détecteur peut être divisé en 4 blocs élémentaires identiques composé de 2 colonnes de 8 pixels chacune, le tout séparés par les pistes de collection de charges associées à ces 16 pixels (premier bloc à gauche dans la fig. 7.14). Ainsi, nous nous sommes orientés vers un regroupement de pixels au sein même de ces blocs, deux colonnes par deux colonnes, nous permettant

ainsi d'avoir un schéma de regroupement identique sur le détecteur : composé de 4 fois le regroupement considéré dans le bloc élémentaire.

Le critère de sélection principale pour la mise en place des configurations de pixels vient du double rôle des détecteurs Tunnel. En effet pour être capable de reconstituer l'énergie des particules α s'échappant du DSSD et détectées par le Tunnel nous avons besoin de connaître le plus précisément son angle d'échappement. Ainsi, pour les pixels proche du détecteur, là où l'influence des zones mortes est la plus importante, nous avons besoin de garder la meilleure pixélisation possible pour avoir la meilleure mesure de l'angle possible lors des corrélations entre le DSSD et le Tunnel et donc la meilleure reconstitution de l'énergie possible (corrigé par les zones mortes).

En amont de la production de ces plaquettes de regroupement, une étude fût menée dans le cadre de la thèse de H. Faure [117] pour simuler ces regroupements, ainsi que les différentes configurations possibles (cf. figure 7.14). Le nombre de pixels par détecteur fût débattu au sein de la collaboration et trois nombre ont été retenus : 16+1, 20+1 et 24+1. Le premier nombre correspond au nombre de pixels sur le côté ohmique et le +1 correspond à la voie électronique du grand pixel côté jonction.

Lors des études préliminaire réalisé autour des capacités des regroupements de pixels, une règle limitant la capacité maximum d'un regroupement a été mise en évidence (cf. annexe B : règle des 120 pF). Celle-ci nous a non seulement permis de rajouter un critères de sélection supplémentaire sur les configurations, mais aussi d'en mettre en évidence de nouvelles non simulées.

Nous verrons dans le chapitre 8 consacré aux résultats, les performances obtenues ainsi que les schémas de regroupement retenus pour étude dans le cadre du projet SIRIUS.

Chapitre 8

Caractérisations et Résultats

Contents

8.1	Abstract	175
8.2	Détecteur 2987-12 : prototype "mécanique"	182
8.3	Détecteur 2987-5	185
8.4	Détecteur 2987-17	189
8.5	Regroupement de pixels : caractérisation	191
8.6	Étude des formes d'impulsions d'ondes : <i>Pulse Shape Analysis</i>	192
8.6.1	Principe de base et variables associées	192
8.6.2	Études préliminaires et résultats des analyses de formes d'impulsions d'ondes . . .	196
8.7	Évènement parasite : "junk"	198
8.7.1	Mise en évidence du phénomène	198
8.7.2	Détermination de l'origine des événements perturbateurs	198
8.7.3	Mise en place de corrélations et résultats	200

8.1 Abstract

Detector n° 2987-12 : "mechanical" prototype

This detector is the first one delivered by the constructor, MICRON Semiconductor Ltd [123], and is mounted on the ceramic 2D test frame (cf. fig. 8.1). However this detector was just a proof of concept and mounting as the quality of the silicon did not suit to the manufacturer standards. It was considered as "mechanical". Moreover, the first batch of frames sent to MICRON Semiconductor Ltd. had a problem with the connectors (glue too fragile). This detector was delivered without characteristic documentation (depletion voltage, leak current ...).

C. Mathieu tested it in the clean room and revealed that 6 of the 64 pixels were working. Thus, this detector was used to characterize the test bench, determine the working conditions and establish the full characterization protocol for the next detectors.

The clean room characterization gives the graphics for the current and capacity, in function of the voltage of individual pixels (cf. fig. C.1). We extract from these ones a depletion voltage of ~ 35 V and a leak current at room temperature of $3 \mu\text{A}$. We then optimize these values on the test bench to extract the best performances of the detector. As the protocol was still under elaboration, we performed tests at

fixed voltage (temperature) with adjustable temperatures (voltages) in order to determine the best values regarding the resolution (cf. fig. 8.2). We then optimize the acquisition parameters through the Jordanov parameters, with the writing of an off-line code based on the oscilloscope mode of the TNT2 card.

The results obtained on this detector, despite the quality of the silicon and the only six working pixels, are quite good and (before the characterization of the pre-series detector) are considered as a reference among the detectors. The pixel 57 is used as a test one and a reference over the other detectors. The reason is that this corner pixel was one of the few working pixels and was surrounded by three other working pixels. On this one we obtained for the α source a resolution of 17 keV at 5.4 MeV (which already meets the SIRIUS specifications cf. fig. 8.3) and 14.1 keV at 481 keV for the ^{207}Bi electrons (cf. fig. 8.4) which is not good (quality of the silicon, or entrance window of the ^{207}Bi).

Detector n° 2987-05 :

This second detector is also mounted on the ceramic test frame, and was delivered as a proof of concept for the "Strippy-Pad" technique, as the number of working pixels is almost perfect (57 of 64) but the quality of the silicon did not suit the MICRON Semiconductor Ltd. [123] standard for the second time. Moreover, the disposition of the working pixels allowed us to begin the reducing pixel test as a double column of working pixels was available.

When we received this detector, we applied the characterization protocol established. C. Mathieu characterized the detector in the clean room and confirmed the number of working pixels as well as he provided us with the capacity and current characteristics of the detector (cf. fig. C.2b). We extracted the depletion voltage ~ 45 V, as well as a leak current problem at room temperature with more than $5 \mu\text{A}$ from them.

In order to study and fix this problem, we put the detector on the test bench and performed the optimization of the parameters : temperature, voltage and Jordanov parameters. We established the resolution matrix in function of the temperature and voltage (cf. fig. 8.5a) as well as the current in function of these two (cf. fig. 8.5b) : which goes under $1 \mu\text{A}$ at -10°C . In order to optimize the Jordanov parameters, we built the resolution matrix obtained with a range of parameters (cf. fig. 8.6) and took the minimum as the optimum parameters to implement into the TNT2 card.

After this optimization, we performed the referencing of the resolution on the pixel 57, and obtained 17.6 keV at 5.4 MeV (cf. fig. 8.7) for the α source and 15.5 keV at 481 keV for the ^{207}Bi electrons (cf. fig. 8.8). Confident in these results, we then characterized all the working pixels of the detectors (57 of them) and obtained an average resolution of 17 keV through the detector (cf. fig. 8.9).

This detector also allowed us to begin the studies around the pixel reducing, starting with the evolution of the resolution in function of the capacity of the reduced pixel (cf. fig. 8.10). This was also done in order to determine the maximum capacity that we can gather in the final reduced configuration per pixel (~ 120 pF see annex B). This detector also allowed us to fix some uncertainty about the orientation of the detector (junction or ohmic side inside the silicon box) on the final setup.

Detector n° 2987-17 : Pre-Series

This third detector is the last one delivered by MICRON Semiconductor Ltd. [123], and it is the first one fully functional and mounted on the last generation of hybrid frame (cf. fig. 8.11a). During the production of the frame sent to MICRON Semiconductor Ltd., we also produced extra frames for future detectors, as well as some for the testing of the 3D mounting of the focal plan configuration : replacing silicon with carbon frame (cf. fig. 8.11b).

As specified in the characterization protocol, we performed the test in the clean room in order to determine the characteristics of the detector and also to compare them to the ones provided by the constructor (cf. fig. C.3) : depletion voltage of ~ 26 V and a leak current below 200 nA at room temperature. These values were confirmed by our characterization : ~ 30 V for the depletion voltage (cf. fig. C.4b) and an overall current of 650 nA at room temperature for all 64 pixels together (cf. fig. C.4a) and below 30 nA cooled at -35 °C.

Then, we applied the characterization protocol with the optimization of the acquisition parameters. First, by studying the evolution of the resolution in function of the temperature and voltage, we find a range of values as working point for the detector (cf. fig. 8.12a) : $[35, 50]$ V and $[-15, -5]$ °C (top value for the voltage and bottom one for the temperature corresponds to the limit of the values tested). We decided to set the working point of the detector in the most realistic conditions as possible. We took 45 V and -5 °C for the characterization of this detector. Then, at this working point, we optimized the acquisition parameters through the off-line program (cf. fig. 8.12b).

We started by testing some pixels of the detector with the α source as close as possible to the detector in order to valid its functioning, before making the reference of the resolution, pixel by pixel (cf. fig. 8.13) : average resolution of 16 keV at 5.4 MeV on the entire detector.

Reduced pixel : characterization

Once the pre-study done by H. Faure [117] in his PhD, several configurations of pixels were designed by the IPHC in order to respond to the two criteria of selection.

We tested the configurations showing the most potential. Thus, we end up characterizing six configurations (cf. fig. 8.14) : 2 at 20 +1 and 4 at 24 +1 total pixels (cf. section 7.6 for the recap of the conception of the reduced pixel) and ended up with good resolution on each one of them : all under 18 keV at 5.4 MeV of the ^{241}Am .

Pulse Shape Analysis (PSA)

Basic principle and associated variables

During the development phase of SIRIUS, a door was left open for the Pulse Shape Analysis studies. The question was : can we discriminate the signal of an electron from the one of an α badly deteriorated by a big escape angle ? Indeed, these two signals could have the same amplitude inside the Tunnel detector. The energy discrimination is not sufficient to distinguish the two signals during the analysis. This is where PSA can be taken into account.

To understand the principle of the PSA, we need to look a little further into the formation of the signal inside a silicon detector. As we said earlier, the signal comes from the movement of the charges created along the interaction between the silicon and the incoming particle. Depending on the particle, the maximal depth of the interaction will not be the same : an α will lose around 1 MeV/ μm (for the range ~ 10 MeV cf. fig. 8.15a) where a 1 MeV electron will lose all its energy in 1 mm of silicon (cf. fig. 8.15b). This implantation depth will play an important part in the discrimination.

Thus, the charge carrier distribution inside the silicon will be quite different for an α . Also, the mobility of the two charges carriers is not the same inside the silicon (cf. fig. 8.16). The signal coming from an α will be driven mainly by one type of charge carrier, the other will be gathered instantaneously. The signal coming from an electron will be a composition of the contribution of both electrons and holes as they are deposited in all the depth of the detector. Consequently, these differences could give us a rise time of the signal different between the two types of particles.

Moreover, an α implanted on the ohmic side of the detector should give us a slower signal compared to the one of an implantation on the junction side. Indeed the holes, slower than the electrons, must go through the entire detector (cf. fig. 8.17). The signals of electrons on both sides should be spread, depending on their energy, between the two signals coming from the α particle. The main objective of the PSA is to discriminate the two signals in the case of very low energy electrons, where the electron pulses are similar to the α ones. Thus, the selection of the PSA variables was made regarding the behavior involved in the creation of the signal, in order to search for any differences and correlation between them and the type of particles detected. A large range of variables was selected and studied during the preliminary study performed by F. Dechery (cf. fig. 8.18) : the information relative to 10% and 90% of the maximum amplitude of the signal, and these relative to the maximum current induced by the signal.

Preliminary Study and First Result on the PSA

The first aim of these preliminary tests was to determine the orientation of the detector inside the silicon box of SIRIUS. Indeed, as said before, the implantation side in the detector will modify the creation and the characteristics of the pulse shape. These studies were performed on the second detector (n° 2987-5 ceramic 2D frame) in order to finalize the development of the final frame used for the last detector (n° 2987-17 hybrid 3D frame).

The first test performed was quite simple and consisted of the direct comparison of signals taken from an α particle and several electron signals of the ^{207}Bi successively acquired, on the ohmic side, then on the junction side of the detector (cf. fig. 8.19).

First, we confirmed the rise time of an α signal implanted on the two sides of the detector. By using the mobility of electrons and holes at -20°C and 45V ($1.5 \cdot 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ and $3 \cdot 10^5 \text{ cm.s}^{-1}$), we should observe 40 ns (~ 150 ns measured : limited by the response of the preamplifier) for junction side and 220 ns (coherent with the measured one) for the ohmic one. Thus, for the discrimination, it is better to use the slowest signal : the ohmic side.

The second takeaway from these studies was the behavior of the electron signal compared to the α one. On the ohmic side these signals present a larger rising time dispersion (cf. fig. 8.19a) and for the very low energy electron, the signal is further from the α one.

These results were confirmed by the study made by F. Déchéry during his work at the IPHC, and confirmed us the orientation of the detector (ohmic side inside the silicon box) and so the development of the final frame of SIRIUS.

Strange events : the "junk"

Discovery of the phenomena

First, let me summarize the results gathered on the last detector. The resolution in α sources are well into the specifications of the project, even with the high performance and energy of the Thoron source (cf. fig. 8.20a) with 15.7 keV at 9 MeV and reduced pixels. Moreover, all the electronic noise had been removed leading to very good conditions (< 5 mV on the base line of the signal).

However, this excellent performance is coupled with low energy signal which did not correspond to any expected radiation of the α sources. These events forced us to think about the origin. Thus, we established tests in order to see if any correlation could be found based on these events.

Determination of the Origin of the Junk Events

After the highlighting of the spurious events, we decided to re-characterize the whole test bench in order to find the source of these events. We worked from the furthest component to the closest one from the

detector. First, we looked for the spurious events at the output of the detector, through another electronic and an oscilloscope. Both gave us the same result. We decided then to test only one PA channel outside and inside the vacuum chamber, again with the same result. In parallel, the custom PA was also tested on other silicon detectors and allowed us to exclude them for the generation of the signal. The last point tested on the IPHC test bench concerned the two generations of detectors tested. Between the second and third detector, the design used by MICRON Semiconductor Ltd. slightly changed (on the isolation technique). Unfortunately, the same result was obtained on the two generations. Finally, we tested one detector on another test bench (our collaborator at the CSNSM (Orsay)) to see if the one at the IPHC was responsible for the generation of spurious events : it was not, the generation comes from the detector itself.

Before discussing these results with the manufacturer, we decided to perform more advanced tests to increase our understanding of these events and see if any correlation between the several types of events observed exists. Thus, spatial and temporal correlation, coupled with PSA analysis, was established.

Correlations and results

All the tests were performed with the three- α source as it gives us theoretically no background at low energy (compared to the β background in the Thoron source) and with the reduced configurations 16 and 17 (in a first time cf. fig. 8.21).

During the establishment of the correlation, we worked in two phases. First we used the event mode of the TNT2 card as the merge of the data was already implemented for the event, but not yet for the oscilloscope. The logic behind the merged of the event data is the use of an external signal. It is then distributed on all the cards in order to measure the timestamp difference between the master and the slave cards. This synchronization event possesses its own identification in the TNT2 card and can be written in the event data easily. On the contrary, the oscilloscope mode only writes the four channels corresponding to the input signal, so this synchronization signal cannot be written/used for the merge. A technical solution was found rapidly and implemented in the TNT2 off-line merged program later on.

— Event mode correlation :

Thus, for the first time, we searched for the correlation using the event mode. In this mode, each channel is individually triggered and written. Using the 24 reduced pixels, we searched for correlations, without PSA, between the good α signal ($E > 4$ MeV) and the spurious event. In order to probe the correlation, we built several spectra/matrixes : spurious and α spectrum, time difference between two events, correlated event spectrum and initiating event spectrum which gave us the possibility to build the 2D pattern of the correlation.

During these studies, we considered two types of correlation : spurious/ α and spurious/spurious events. The first one allowed us to construct the time difference within 200 μ s, associated with the two spectra and the 2D pattern of the correlation (cf. fig. 8.22). No correlation, spatial or temporal, really stood up between the α events and the spurious events. Thus, we searched for a correlation between spurious events themselves. We built the same spectrum and matrix, with, in addition, the spectrum of the correlated event and the one initialing the correlation (cf. fig. 8.23). This study gave us more conclusive results as a time and a space correlation are visible. However, the time correlation does not give us more information regarding the energy of the spurious event, but creates, in the pattern, a structure coherent with a spatial correlation around the strip on the detector (cf. fig. 8.23d) more precisely around the pixels with long tracking (cf. fig. 8.21) with no distinction between the correlated spectrum and the one initialing the correlation (cf. fig. 8.24).

— Oscilloscope mode correlation :

After these first results, the merge of the oscilloscope files was ready, thus the study using the PSA could begin. This study identified more efficiently the several types of events in the detector and gave us a better selection for the α signal. We then constructed the PSA matrix associated : representing the $T_{90\%} - T_{10\%}$ in function of the energy (calculated using the Jordanov algorithm, cf. fig. 8.25). We can clearly distinguish the α signal in the cut n° 1 (cf. fig. 8.25). Moreover, the spurious events present a wide range of types of signals : several rise times and energies available (cf. fig. 8.25) (for example, signals in the cut n° 6 with amplitudes 8 to 10 times slower than the α coherent with the structure at low energy observed). For the next study we considered a good event as an α signal in the cut n° 1 and a spurious event as everything outside.

First, we have to consider the difference (in the triggering process) between the oscilloscope and event mode. The first one possesses a global trigger per card : for one hit in one channel, all four channels will be written in the output file. Thus, in order to reconstruct the time of potential events appearing in the other three channels in coincidence, a trigger is generated off-line allowing us to determine if and when an event appears on these other channels.

With all the events timestamped and ordered in the data, we started the correlation between the two types of events as we did before. Again, we began with the search for a correlation between α signal and spurious events. We built the same set of spectrum and matrix (cf. fig. 8.26).

In addition to the diminution of events involved in the correlation, we see time and space correlations appeared even with the α -spurious study. Several observations can be made on these results compared to the one previously measured (event mode). First, a centered peak (at zero) appears in the time correlation, creating a spatial correlation into the pattern coherent with the observations of the previous results. Moreover, the correlated spectrum (spurious event) corresponding to this time distribution (cf. fig. 8.26b), presents no structure (peaks) at low energy but is more coherent with a background noise type of spectrum.

We then moved on to the search for correlations between spurious events themselves. Using the same analysis, we built all the spectrum and matrix needed for this study (cf. fig. 8.27). In addition to the number of events much higher (161587 » 6726), the space and time correlations are definitely present between the spurious events themselves. Moreover, if we look more closely to the spectrum initiating the correlation and the one of the correlated events (cf. fig. 8.28) we see a shift in energy between these two types of events (which was not present in the event mode) and that can indicate a threshold effect on the spurious phenomena.

With all these results, and more precisely the 2D pattern, we can draw some conclusions around the localization of the spurious events. Indeed, all the long tracking pixels present the space/time correlation. However, these correlations only appeared between pixels that share tracking. If we look for correlations between the same types of pixel (long tracking) with the one next to them without tracking in between, no correlation stood up : the oxide layer for the isolation of the track may be the origin of the spurious events. Between the P side of the detector and the tracks, an oxide layer is deposited in order to isolate the tracking from the silicon (cf. fig. 8.29). So, during the irradiation, some charges can be trapped under the oxide and released after a certain accumulation, creating the structure at low energy that we observed.

All the information, results and hypotheses, around the generation of these spurious events were given to MICRON Semiconductor Ltd. [123], in order to discuss with them about a solution. After a meeting in Strasbourg, a new concept for the detector was discussed and proposed. It consisted of removing this oxide layer, and replacing it and the tracking part by an active detection zone of

the detector : the pixel will then consist in the previous pixel and the previous tracking area. This new concept will be delivered in the 2017 summer and tested as soon as possible for its validation (or not).

Après avoir détaillé le protocole de façon formelle, nous allons maintenant voir ses applications pratiques ainsi que les résultats sur les différentes générations de détecteurs silicium fournis par l'entreprise MICRON Semiconductor Ltd. [123]. Ce chapitre synthétise tant les résultats obtenus, que les différences de caractéristiques entre les détecteurs. Il nous permet aussi de présenter les tests et analyses plus avancés que nous avons été amenés à effectuer pour mieux appréhender et comprendre les détecteurs.

8.2 Détecteur 2987-12 : prototype "mécanique"

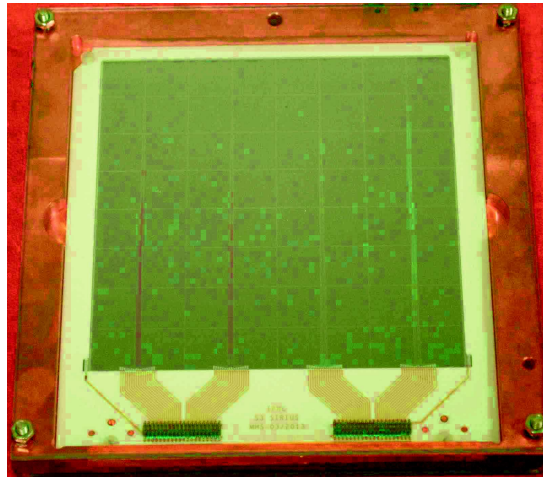


FIGURE 8.1 – Détecteur 2987-12 monté sur le support cuivre prêt au rangement/montage dans la chambre à vide / *Detector 2987-12 mounted on the copper frame ready to be stored or put into the chamber*

Le détecteur portant la référence "2987-12", est le premier détecteur livré par l'entreprise MICRON Ltd. [123] dans le cadre du développement des détecteurs Tunnel de SIRIUS. Il fût ainsi le premier que l'entreprise MICRON Ltd. [123] produisit et parvint à coller sur un support céramique (cf. fig. 8.1). Néanmoins, la qualité du semi-conducteur et du détecteur final ne convenant pas à l'entreprise MICRON Ltd. [123], il fût caractérisé par ces derniers comme "mécanique". Ainsi, la livraison de ce détecteur n'avait qu'un seul but : la constatation du montage et collage du détecteur sur le support céramique, permettant ainsi de valider le processus pour les détecteurs suivants, ainsi que la possibilité de manipulation sur le banc de test.

De plus, au vu des caractéristiques du détecteur et de la fragilité du collage des connecteurs sur ce premier cadre céramique, le constructeur n'a pas voulu prendre le risque de caractériser ce détecteur avant de l'envoyer. Nous n'avons ainsi aucune donnée constructeur si ce n'est l'épaisseur de $673\ \mu\text{m}$ et le type de la zone morte : 9G ce qui équivaut à une zone morte garantie $< 100\ \text{nm}$ sur les deux faces du détecteur.

Néanmoins, il s'est avéré, après les tests en salle blanche réalisés par C. Mathieu, que 6 des 64 pixels du détecteur fonctionnaient et étaient utilisables. Grâce à celui-ci nous avons pu commencer à prendre en main ainsi que valider et caractériser le banc de test pour la réception des futurs détecteurs. C'est aussi à l'aide de ce détecteur que nous avons pu définir les conditions optimales (bruit, vide, et position des préamplificateurs) sur le banc de test. De surcroît, grâce à ce détecteur, nous avons pu élaborer les bases du protocole de caractérisation.

En somme, il nous a non seulement permis de prendre totalement en main le banc de test mais aussi d'initier les études que l'on serait amené à mettre en place lors de la caractérisation des futurs détecteurs.

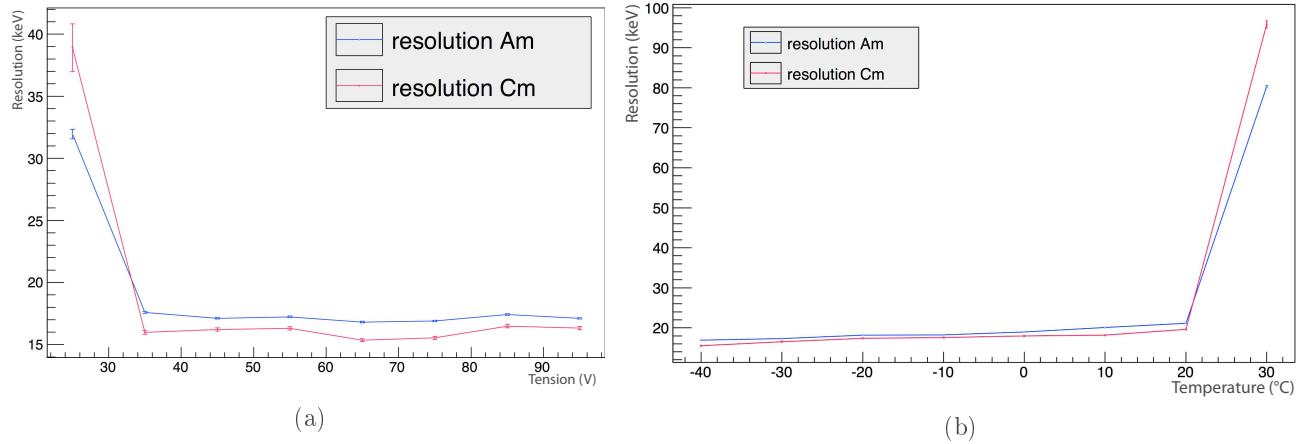


FIGURE 8.2 – (a) Etude du point de fonctionnement en fonction de la tension à température fixe ($-10\text{ }^{\circ}\text{C}$), (b) Etude du point de fonctionnement en fonction de la température à tension fixe (45 V) / (a) Study of the working point regarding to the voltage apply on the detector at constant temperature ($-10\text{ }^{\circ}\text{C}$), (b) Study of the working point regarding to the temperature applied on the detector at constant voltage (45 V)

Le passage en salle blanche nous a révélé que certains pixels de ce détecteur étaient fonctionnels et que nous avons donc caractérisés. Nous en avons donc profité pour réaliser les courbes courant de fuite $I(V)$ ainsi que la capacité des pixels individuelle $C(V)$ en fonction de la tension appliquée (cf. fig. C.1 de l'annexe C). Nous avons donc tiré, de ces courbes, une tension de déplétion $\sim 35\text{ V}$. A cette tension, on obtient un courant de fuite de $3\text{ }\mu\text{A}$ à température ambiante.

Nous avons alors mis en application l'étude en fonction de la température et de la tension. Avec ce détecteur, le protocole n'étant pas encore totalement mis au point, nous avons donc fait une étude en fonction de la tension à température constante et inversement (cf. fig. 8.2). Cela nous a permis de déterminer un point de fonctionnement utilisable ($45\text{ V}, -10^{\circ}\text{C}$) pour les études ainsi que d'estimer correctement les performances du détecteur.

Une fois ce point de fonctionnement déterminé, nous avons optimisé les paramètres d'acquisition : les paramètres Jordanov. C'est lors de cette optimisation que j'ai eu l'occasion de mettre en place un code d'analyse permettant l'automatisation *off-line* de ces paramètres à l'aide des traces des événements récoltées lors de la prise de mesure.

Les résultats obtenus avec ce premier détecteur ont servi de référence pendant la majeure partie de ma thèse (jusqu'à la caractérisation du pré-série). En effet, c'est sur ce détecteur que nous avons optimisé le banc de test, mais aussi effectué les premières études poussées (capacité, regroupement ...) qui nous ont servi de base pour la suite des études. De plus, malgré le fait que le détecteur ne soit qu'en partie fonctionnel, les résultats obtenus sur ce dernier restent des plus corrects. Ce détecteur nous a donc fourni des spectres de référence en source alpha mais aussi en électrons (avec la source de ^{207}Bi uniquement). Nous avons donc pu lancer une série de tests sur les quelques pixels fonctionnels pour établir un point de référence avec une attention particulière sur le pixel 57 qui restera longtemps une référence entre les différentes générations de détecteurs. En effet, ce dernier, est situé sur un coin du détecteur et possède quatre voisins actifs, nous permettant d'assurer une bonne polarisation de ce dernier. Ainsi nous avons pu obtenir des résolutions en source alpha de 17 keV à 5,4 MeV (cf. fig. 8.3), pour un détecteur considéré comme défectueux par le fabricant, en accord avec le cahier des charges de la collaboration.

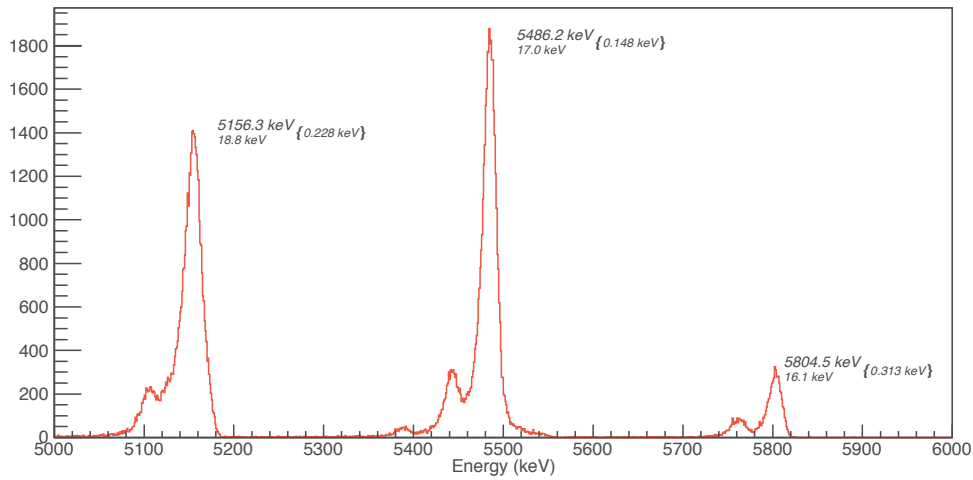


FIGURE 8.3 – Spectre de référence avec la source tri-alpha sur le détecteur 2987-12 : énergies étalonnées et résolutions associées à chacun des isotopes de la source / *Reference spectrum of the tri-alpha source on the detector 2987-12 with calibrated energies and resolutions of each isotope of the source*

Dans les mêmes conditions, nous avons obtenu un spectre de référence en électrons (cf. fig. 8.4), et mesuré une résolution de 14,1 keV à 481 keV à l'aide de la source de ^{207}Bi . Cette résolution, n'est pas satisfaisante tant dans le cahier des charges de la collaboration, qu'au niveau des performances d'un détecteur silicium. La principale raison de cette valeur de résolution est la fenêtre d'encapsulation de notre source qui serait trop épaisse dégradant donc la résolution en énergie. Nous n'excluons cependant pas une contribution du détecteur pour expliquer cette mauvaise performance.

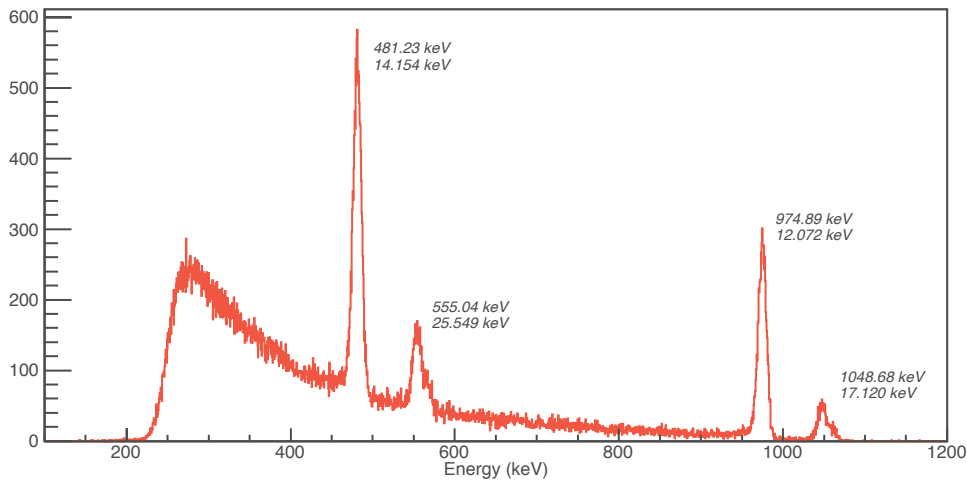


FIGURE 8.4 – Spectre de référence avec la source électron de ^{207}Bi sur le détecteur "2987-12" : énergies étalonnées et résolutions associées à chacune des conversions électroniques / *Reference spectrum of the ^{207}Bi source on the detector "2987-12" : energies and resolutions of every conversion electron transitions*

8.3 Détecteur 2987-5

Ce détecteur est le second fourni par l'entreprise MICRON Ltd. [123], et est, lui aussi monté sur un support céramique 2D. l'entreprise MICRON Ltd. [123] encore une fois ne fût pas satisfait de la qualité de ce dernier mais nous l'a fait parvenir pour validation de concept, dans la mesure où le nombre de pixels valides était significativement meilleur. En effet, il fût déterminé par le fabriquant, et confirmé par les tests en salle blanche, que 57 des 64 pixels totaux étaient fonctionnels sur celui-ci. Ce détecteur nous a donc permis de mettre en place des études de plus grande envergure ainsi que de valider le concept du "Stripy-Pad".

De surcroît, au vu de la disposition des pixels valides sur le détecteur, une étude préliminaire des regroupements de pixels a été rendue possible, et nous a ainsi permis de faire une pré-sélection de configurations pour les tests des détecteurs suivants.

C'est aussi lors de la réception de ce deuxième détecteur que nous avons testé et validé le protocole expérimental et ainsi vérifié ses performances pour la détermination des paramètres relatifs au point de fonctionnement des détecteurs.

C. Mathieu a donc effectué les tests en salle blanche pour valider les caractéristiques techniques fournies par le constructeur : nombre de pixels valides, tension de déplétion ainsi que courant de fuite. Comme auparavant, nous avons donc extrait les informations dont nous avons besoin : une tension de déplétion estimée à 45V (cf. fig. C.2b) ainsi qu'un courant de fuite relativement élevé $> 5\mu\text{A}$ (à comparer au 1 à 2 μA obtenu sur les autres détecteurs). De plus, ces tests nous ont aussi permis de valider le nombre de pixels valides fournis par le constructeur lors de l'envoi du détecteur.

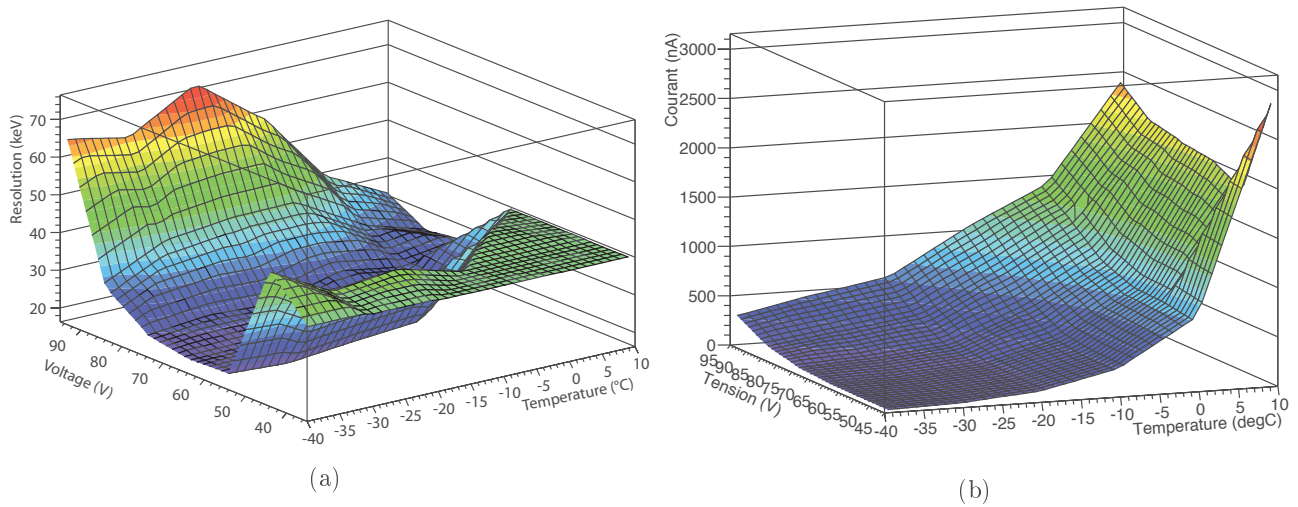


FIGURE 8.5 – Détermination du point de fonctionnement Tension/Température/Courant du détecteur "2987-5" : (a) Détermination du point de fonctionnement du point de vue résolution, en fonction de la tension et de la température, (b) Etude du courant de fuite en fonction de la tension et de la température : minimisation du courant de fuite sur le banc de test / *Determination of the working point regarding tension and temperature for the detector "2987-5" : (a) Determination of the working point based on the resolution depending on the voltage and temperature, (b) Study of the leak current depending on the voltage and the temperature for its minimization on the test bench*

Une fois ces premiers tests achevés, nous avons alors mis en place les études autour du point de fonctionnement. Ainsi, dans un premier temps, nous avons établi la matrice des résolutions en fonction de la tension et de la température (cf. fig. 8.5a). On remarque que pour de fortes tensions ($> 80\text{ V}$) mais

aussi pour des valeurs trop faibles ($< 55V$) les résolutions ne respectent pas le cahier des charges de la collaboration.

De surcroît, grâce au module de haute tension utilisé sur le banc de test, nous avons aussi la possibilité de mesurer le courant de fuite total du détecteur (dans la mesure où nous polarisons aussi les anneaux de gardes du détecteur). Nous avons ainsi établi, par la même occasion, la matrice représentant l'évolution du courant de fuite en fonction de la tension et de la température. D'une part, cela nous a confirmé le haut courant de fuite du détecteur à température ambiante. D'autre part, cette matrice nous a permis d'établir que la valeur du courant de fuite total devenait acceptable ($\leq 1 \mu A$) pour des températures inférieures à $-10^\circ C$ (cf. fig. 8.5b). De plus, on remarque qu'une augmentation trop fort de la tension de déplétion ré augmente le courant de fuit (même refroidis). Ainsi, 60V et $-10^\circ C$ ont été retenus comme point de fonctionnement pour ce détecteur. En conclusion, l'établissement du point de fonctionnement, pour ce détecteur, s'est donc fait non seulement sur le critère de la résolution, mais aussi sur celui du courant de fuite du détecteur.

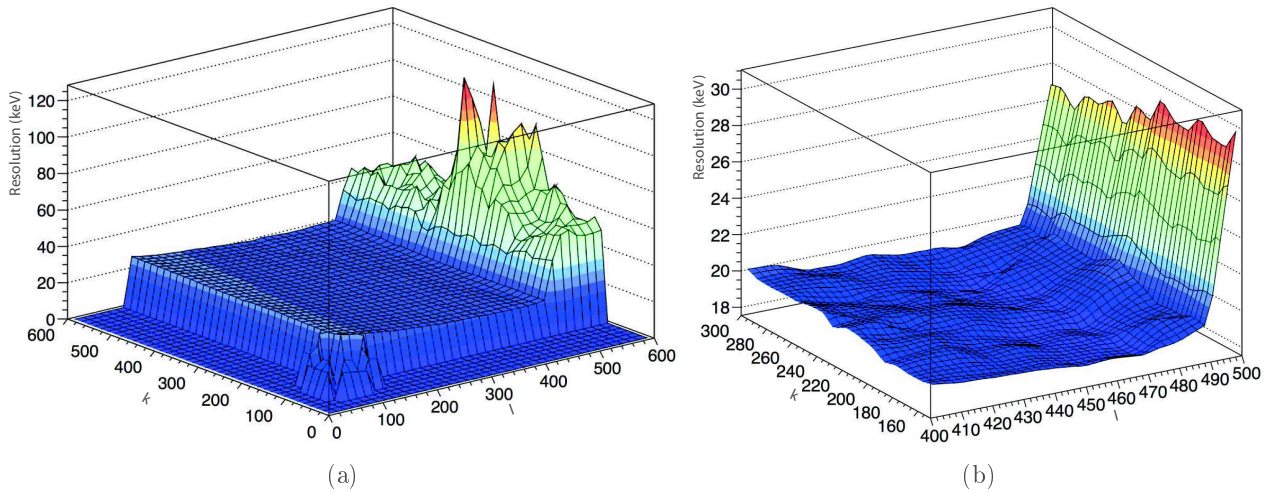


FIGURE 8.6 – Optimisation des paramètres Jordanov pour le détecteur "2987-5" : (a) Etude de l'évolution de la résolution en fonction des paramètres Jordanov sur une grande plage de variation, (b) Recentrage de la plage d'étude sur le plateau d'intérêt de la matrice précédente pour une détermination plus fine des paramètres optimaux / *Optimization of the Jordanov parameters on the detector "2987-5" : (a) Study of the resolution evolution regarding the Jordanov parameters inside a wide variation range , (b) Focus on the plateau of interest for a better determination of the optimal parameters for the working point*

Par la suite, nous avons optimisé les paramètres d'acquisition pour l'algorithme Jordanov. Ce détecteur nous a en effet permis de valider le code d'optimisation dans la mesure où c'est le premier sur lequel il fût testé. Nous avons ainsi pu établir la matrice des résolutions en fonction des paramètres de l'algorithme (cf. fig. 8.6a). Dans un premier temps, nous avons sélectionné une large plage de variation de paramètres avec un pas assez grossier pour les études. Nous avons par la suite restreint les paramètres et le pas d'incrément dans la plage de variation du plateau d'intérêt qui s'était formé (cf. fig. 8.6b). Ainsi, nous avons pu étudier plus précisément l'influence de ces paramètres sur la résolution, et donc sélectionner ceux qui nous donnaient les meilleurs résultats au point de fonctionnement tension/température. Les changements rapides correspondent à des artefacts lors de la mise en oeuvre de l'algorithme Jordanov et de la correction de l'amplitude de ce dernier pour des valeurs de k et l importantes.

Une fois ce point de fonctionnement mis en exergue, nous l'avons utilisé pour les prises de données suivantes. Cela nous a notamment permis d'obtenir les spectres de référence en alpha et en électrons pour un des pixels de référence (pixel 57). En ce qui concerne les tests effectués en source alpha, nous mesurons une résolution de 17,6 keV sur le pic à 5,4 MeV de l' ^{241}Am (cf. fig. 8.7) de la source tri- α .

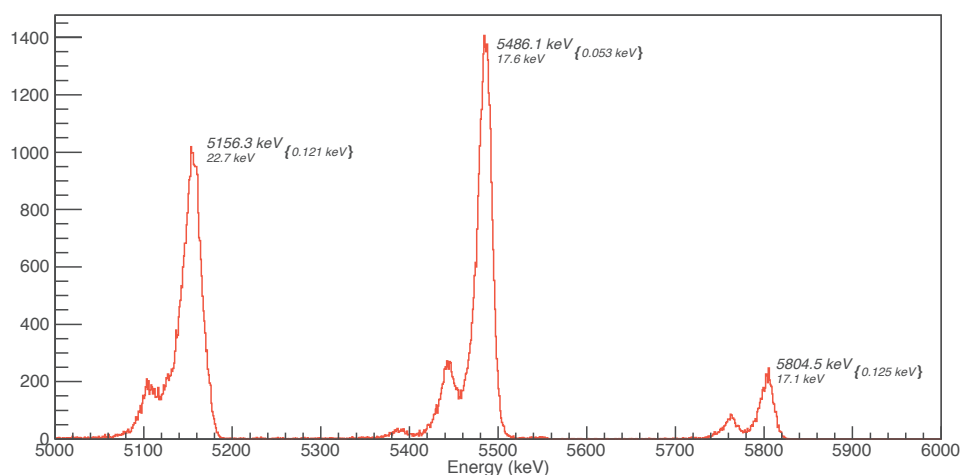


FIGURE 8.7 – Spectre de référence avec la source tri-alpha sur le détecteur "2987-5" : énergies étalonnées et résolutions associées à chacun des isotopes de la source / *Reference spectrum of the tri-alpha source on the detector "2987-5" with calibrated energies and resolutions of each isotope of the source*

Nous avons fait de même avec les électrons et avons mesuré une résolution de 15,5 keV à 481 keV (cf. fig. 8.8) à l'aide de la source de ^{207}Bi .

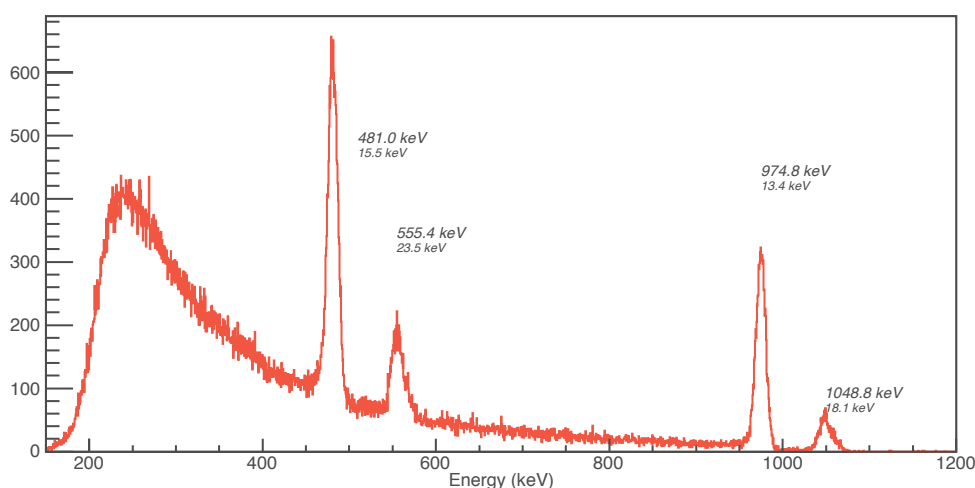


FIGURE 8.8 – Spectre de référence avec la source électron de ^{207}Bi sur le détecteur "2987-5" : énergies étalonnées et résolutions associées à chacune des conversions électroniques / *Reference spectrum of the ^{207}Bi source on the detector "2987-5" : energies and resolutions of every conversion electron transitions*

Une fois ces études terminées, nous avons ainsi pu commencer la référence des résolutions de l'ensemble des pixels valides du détecteur. Nous avons obtenu, en moyenne, une résolution moyenne de 17 keV pour

l'ensemble des pixels valides de ce détecteur (cf. fig. 8.9). Cette référence a servi de point d'ancrage pour les études plus poussées effectuées par la suite, notamment au travers de la tentative de mise en évidence d'un effet capacitif sur la résolution des pixels (ligne en pointillés illustrant la variation de capacité des pixels du détecteur).

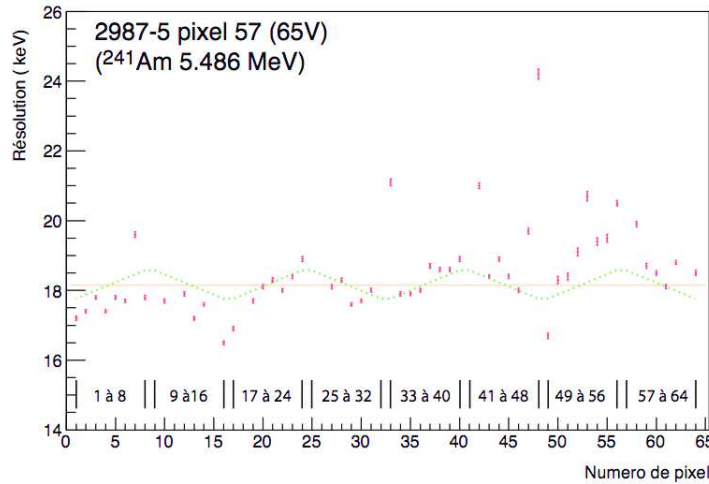


FIGURE 8.9 – Référence des résolutions en source tri-alpha, pixels par pixels pour le détecteur "2987-5" / *Resolution reference pixel per pixel with the tri-alpha source on the detector "2987-5"*

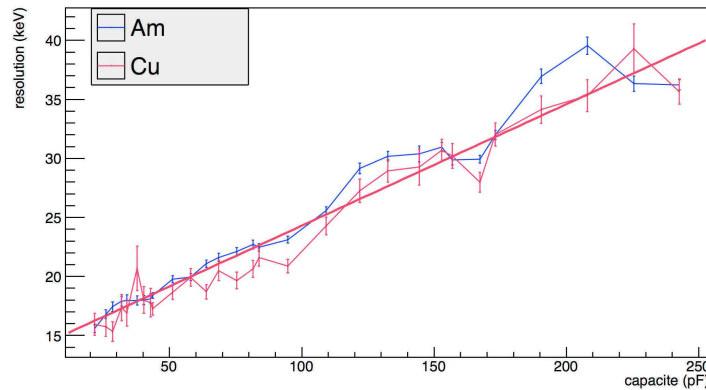


FIGURE 8.10 – Étude de l'influence de la capacité d'un pixel (ici regroupement de pixels) sur la résolution de celui-ci en source tri-alpha sur le détecteur "2987-5" / *Capacitance influence study on the resolution of regrouped pixel configuration in α source on the detector "2987-5"*

Nous avons donc commencé par étudier l'influence de la capacité des pixels sur les performances du détecteur. Dans un premier temps, cette dernière a été effectuée manuellement, en regroupant les signaux physiques avant les préamplificateurs (cf. fig. 8.10). Ces études, couplées avec des raisonnements sur le bruit capacitif induit par les préamplificateurs, nous ont permis de déterminer une capacité limite pour les regroupements de pixels : la règle de 120 pF par pixel (cf. Annexe B) qui nous a permis de finaliser le développement des cartes de regroupement de pixels ainsi que les configurations associées.

8.4 Détecteur 2987-17

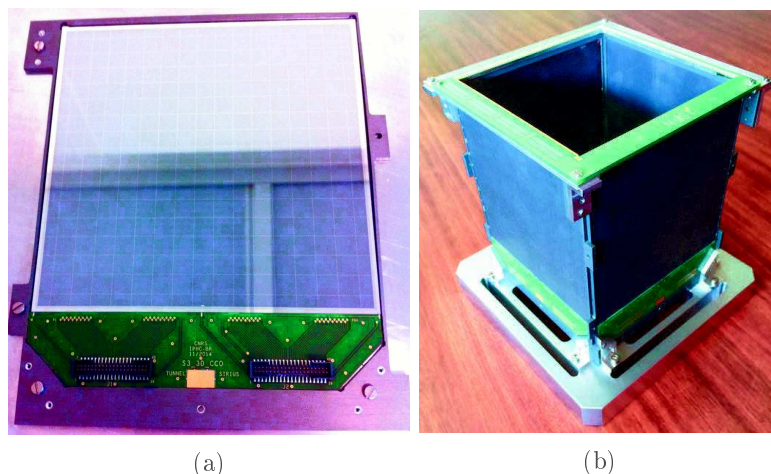


FIGURE 8.11 – (a) Détecteur "pré-série" 2987-17 monté sur le support de refroidissement avant le montage dans la chambre à vide, (b) Test de montage des cadres hybrides en configuration Tunnel avec des plaques de carbone remplaçant le silicium / (a) "Pre-series" detector 2987-17 mounted on the cooling copper frame before installation inside the vacuum chamber, (b) Assembly test of the hybrid frame in a Tunnel configuration, the silicon is replaced with some carbon frame for the rigidity of the frame

Ce détecteur est donc le troisième fourni par l'entreprise MICRON Ltd. [123] au cours de ma thèse. Ce dernier, dit "pré-série", est aussi le premier entièrement fonctionnel que nous avons pu caractériser sur le banc de test. De surcroît, c'est aussi le premier qui soit monté sur les cadres développés pour le montage final dans SIRIUS : les cadres hybrides 3D (cf. fig. 8.11a et section 7.3.3). Il nous a donc permis de valider plusieurs points clés pour la collaboration. Tout d'abord, il nous a enfin permis de caractériser un détecteur fonctionnel et ainsi de vérifier ses performances vis-à-vis du cahier des charges. De plus, il nous a permis de valider les nouveaux cadres et ainsi que le montage final des détecteurs dans la configuration Tunnel du dispositif final. Enfin, il a permis, à nouveau, à l'entreprise MICRON Ltd. [123] de valider le collage et le montage du silicium sur cette nouvelle génération de cadre.

De plus, lors de la production du cadre pour le montage de ce dernier chez l'entreprise MICRON Ltd. [123], nous en avons profité pour faire usiner une série d'une quinzaine de cadres, pour les détecteurs futurs d'une part, mais aussi d'autre part, pour nous permettre de tester le montage de ces derniers en configuration finale : configuration Tunnel ou 3D (cf. fig. 8.11b). Pour cela, nous avons donc remplacé les détecteurs par des plaques de carbone (pour simuler la rigidité du silicium dans les cadres), et ainsi réaliser le montage en 3D des détecteurs Tunnel avec le cadre du détecteur d'implantation (sur le dessus) ainsi que la base de la bride froid du dispositif final (à la base du montage).

Enfin, en plus de vérifier ses performances dans le cahier des charges, ce détecteur nous a aussi permis de finaliser les derniers tests restés en suspens, notamment ceux relatifs à la mise en place des regroupements de pixels et aux différentes configurations possibles.

Comme spécifié dans le protocole, nous avons effectué les tests en salle blanche pour valider les caractéristiques fournies par le constructeur. En effet, lors de la production, le constructeur a pu nous fournir des documents de caractérisation du détecteur (cf. fig. C.3). Ceux-ci nous ont donc permis d'avoir un point d'ancrage et de comparaison pour les mesures que nous effectuons en salle blanche. Dans ces documents,

le constructeur indique une tension de déplétion (V_d) d'environ 26 V avec un courant de fuite total à température ambiante de 200 nA (à V_d) et <100 nA pour des tensions de polarisations supérieures.

Nous avons déterminé une tension de déplétion un peu plus élevée que celle fournie par le fabricant avec une valeur $V_d \sim 30$ V (cf. fig. C.4b). De plus, le courant de fuite pour le regroupement des 64 pixels, à température ambiante, a pu être mesuré à 650 nA (cf. fig. C.4a).

Une étude en fonction de la température a été effectuée. Nous avons pu observer l'évolution du courant de fuite total en fonction de la température et ainsi estimer du point de fonctionnement pour les études préliminaires sur le banc de test. Ainsi, en descendant jusqu'à -35°C , le courant de fuite a été mesuré à moins de 30 nA pour l'intégralité du détecteur (cf. fig. C.4a).

Une fois ces études préliminaires effectuées, nous avons continué le protocole expérimental de caractérisation. Cela nous a notamment permis d'établir le point de fonctionnement du détecteur tant au niveau de la température que des paramètres d'acquisition. Comme auparavant, nous avons donc pu construire (à paramètres Jordanov constants) une matrice des résolutions pour ce détecteur (cf. fig. 8.12a) en fonction de paramètres extérieurs appliqués.

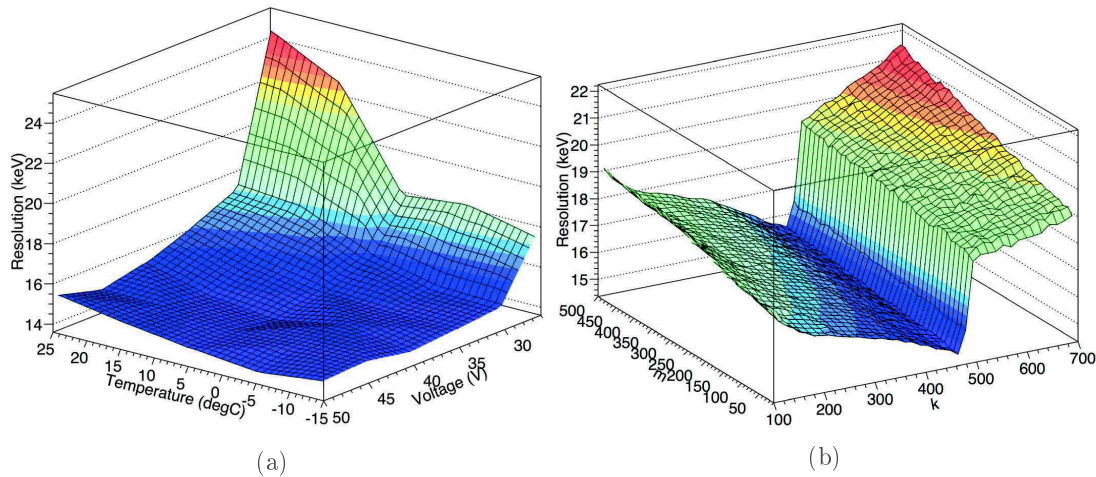


FIGURE 8.12 – (a) Recherche du point de fonctionnement en tension et température pour le détecteur "2987-17" (à paramètres Jordanov fixes), (b) Optimisation des paramètres Jordanov pour le point de fonctionnement en tension et température du détecteur "2987-17" / (a) Search of the working point regarding the voltage and temperature of the detector "2987-17" (at fixed Jordanov parameters), (b) Optimisation of the Jordanov parameters at the working point of the detector "2987-17"

Il résulte de ces tests qu'il existe non plus un point de fonctionnement mais bien une plage de fonctionnement accessible pour ce détecteur (cf. fig. 8.12a). En effet, dans la plage de données $[-15;5]^\circ\text{C}$ et $[35;50]\text{V}$ le détecteur ne montre pas de baisse de performance significative (les deux limites basses étant les limites choisies pour cette étude). De plus, la tension de déplétion mesurée est de 30V pour ce détecteur, nous avons donc choisi de nous placer à 45V pour les études. En effet, une règle empirique conseille de travailler à au moins $1.5 \times V_d$ pour s'affranchir des problèmes de non-déplétion totale du détecteur. En ce qui concerne la température, nous avons décidé de travailler dans des conditions expérimentales réalistes et ainsi nous placer à -5°C .

Une fois le point de fonctionnement déterminé en termes de tension et de température, nous avons pu débuter l'étude en fonction des paramètres Jordanov. Comme auparavant, nous avons utilisé les codes d'analyse *offline* pour optimiser les paramètres de prise de mesures. Nous avons alors obtenu la matrice correspondante qui nous a donné les paramètres optimaux pour les études (cf. fig 8.12b).

Une fois le point de fonctionnement obtenu et optimisé, nous avons pu finaliser le protocole de caractérisation avec la mise en place d'une référence pixel par pixel des performances du détecteur. Pour cela, nous avons procédé en deux temps. Premièrement, nous avons sélectionné une dizaine de pixels typiques, et avons réalisé une référence en source tri- α proche (avec les entretoises montées sur la table XY) s'affranchissant des effets d'angle lors de la détection. Ces mesures nous donnant des résultats cohérents sur la sélection de pixels, nous avons alors retiré les entretoises pour effectuer une caractérisation globale du détecteur. Ainsi, une mesure de référence sur chacun des pixels a pu être effectuée (cf. fig. 8.13). Nous obtenons une résolution moyenne sur l'ensemble du détecteur de 16,5 keV pour le pic à 5,4 MeV de l' ^{241}Am de la source tri- α (ligne en pointillés illustrant la variation de capacité des pixels du détecteur).

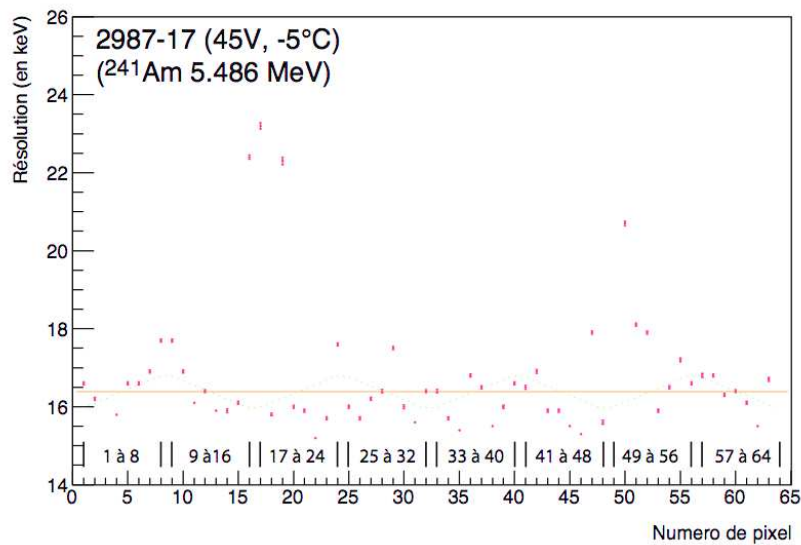


FIGURE 8.13 – Référence des résolutions pixel par pixel sur le détecteur "pré-série" "2987-17" avec la source tri-alpha lointaine (irradiation totale du détecteur) / Resolution references pixel by pixel for the detector pre-serie "2987-17" with the tri-alpha source far away (full detector irradiation)

8.5 Regroupement de pixels : caractérisation

Comme nous avons pu le voir dans la section 7.6, les regroupements de pixels ont été initiés lors de la thèse de H. Faure [117] au travers de simulations, et ont débouché sur le développement des cartes de regroupements ainsi que sur l'ensemble des configurations retenues (simulées et sélectionnées selon la règle des 120 pF). Nous avons donc pu tester les configurations répondant à l'ensemble des critères de sélection (6 au total) pour les caractériser sur le banc de test (cf. fig. 8.14).

Deux regroupements $20 + 1$ ont été sélectionnés et testés, ainsi que quatre regroupements $24 + 1$. Nous avons obtenu sur l'ensemble de ces pixels regroupés des résolutions respectant le cahier des charges de la collaboration (< 20 keV pour un α de 8 MeV). On remarque aussi que la plupart de ces configurations offre même des résolutions en dessous de 18 keV (pic de 5.4 MeV de l' ^{241}Am) pour la plupart des pixels regroupés. De plus, ces mesures correspondent à une résolution moyenne obtenue à l'aide des deux mesures par regroupement, dans la mesure où, de par leur conception, les plaquettes de regroupement nous offrent deux blocs élémentaires.

18	17,5								
18,05		17,65	18,15	16,5	17,2	17,4	16,2	17,9	18
19,6	18,7					17,5		16,4	16,8
		17,2	18,2	16,7	16,7	15,7	16,2	17,3	16,7
		17,95		18,15	17,2	18,3		17,2	
								16,3	17,1
								17	17,3

FIGURE 8.14 – Référence des résolutions (exprimées en keV) des regroupements de pixels sélectionnés pour les études sur le détecteur "2987-17" (deux regroupements $20 + 1$ et quatre $24 + 1$) : résolutions moyennées sur les deux valeurs disponibles par pixels de regroupements / *Resolutions reference (in keV) of selected reduced pixels configuration tested on the detector "2987-27" (two reduce schemes at $20 + 1$ pixel and four at $24 + 1$) : mean resolution on the two values available per pixel per reduce schemes*

Les résultats des différents regroupements $24 + 1$ étant similaires, il fut décidé par la collaboration que le regroupement n°17 (le dernier à droite sur la figure 8.14) serait mis en place sur le dispositif final. Cependant, de par son développement cette méthode nous permet, *a posteriori*, de pouvoir changer de regroupement si les performances en conditions réelles de celui-ci ne nous conviennent pas.

8.6 Étude des formes d'impulsions d'ondes : *Pulse Shape Analysis*

8.6.1 Principe de base et variables associées

Lors de la mise en place du cahier des charges de la collaboration pour les détecteurs Tunnel de SIRIUS, une porte fût laissée ouverte pour les études liées aux analyses de formes d'impulsions d'ondes (*Pulse Shape Analysis* ou PSA par la suite). Cependant un problème se pose : même si l'on n'utilise pas les événements α pour augmenter l'efficacité de détection, l'amplitude des signaux issus des particules α échappées et électrons de conversion, dans les détecteurs Tunnel, peuvent être du même ordre de grandeur. La question se pose alors quant à la discrimination de ces deux types de signaux dans les détecteurs Tunnels lors des expériences. Il est en effet problématique de confondre deux phénomènes physiques différents lors de l'interprétation des résultats pouvant aboutir sur de fausses corrélations.

Néanmoins, malgré la similitude des amplitudes des signaux dans le détecteur, nous pouvons essayer de les discriminer en s'aidant de l'électronique digitale disponible. En effet, dans S³/SIRIUS l'électronique associée à l'ensemble du projet sera une électronique digitale. Celle-ci nous donne donc la possibilité de travailler directement sur les signaux et donc les formes d'impulsions numérisées lors de la détection d'une particule. Ainsi, en se basant sur le phénomène physique de détection et celui de la collection des charges dans un détecteur semi-conducteur, nous pouvons établir les bases qui nous serviront à construire le PSA ainsi que les variables utilisées pour effectuer ce dernier.

Reprenons donc le principe de détection dans un détecteur semi-conducteur. Comme nous l'avons vu, seule la zone déplétée du détecteur est active pour la détection des particules (les charges déposées dans les zones mortes n'étant pas collectées). Lors de l'interaction entre la particule incidente et le semi-conducteur, des paires électron/trou vont être créées tout au long de son trajet, jusqu'à l'arrêt total de cette dernière dans le semi-conducteur. La distance entre l'entrée du détecteur et l'arrêt du rayonnement dans ce dernier est appelée "profondeur d'implantation" et est caractéristique du rayonnement incident. En effet, pour une particule α on compte environ 1 MeV perdu par micromètre de silicium parcouru (dans la gamme d'énergie d'une particule $\alpha \sim 10$ MeV cf. fig. 8.15a), tandis qu'un électron perdra plutôt 1 MeV par millimètre de silicium parcouru (pour un électron ~ 1 -2 MeV cf. fig. 8.15b).

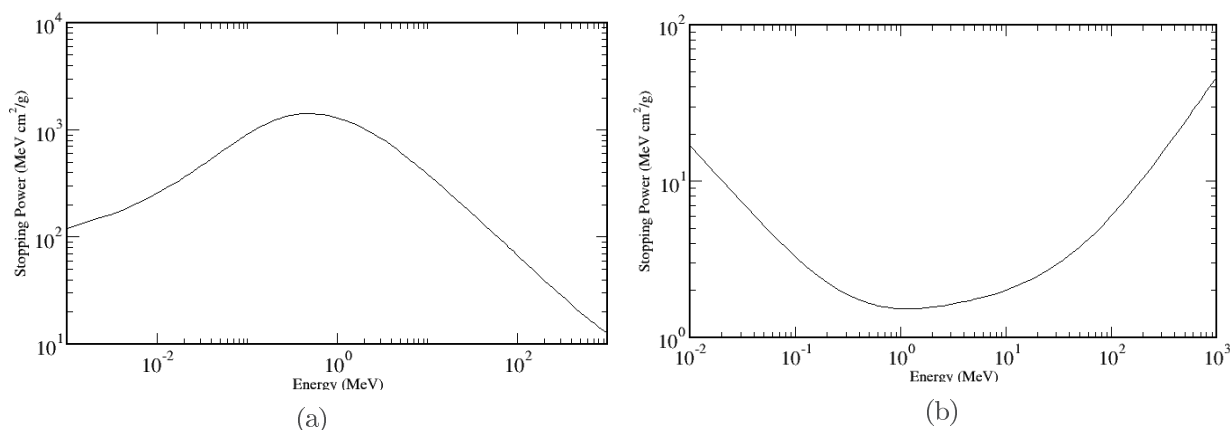


FIGURE 8.15 – La perte d'énergie par centimètre de silicium parcouru est obtenue en multipliant le pouvoir d'arrêt par la densité volumique du silicium : (a) Pouvoir d'arrêt du silicium pour des particules α en fonction de l'énergie incidente de ces dernières [130], (b) Pouvoir d'arrêt du silicium pour des électrons en fonction de l'énergie incidente de ces derniers [131] / The energy loss per cm is obtained by multiplying the total stopping power by the density volume of the silicon : (a) Total stopping power of Silicon for α particles depending on their initial energy [130], (b) Total stopping power of Silicon for electrons depending on their initial energy [131]

Ainsi, une particule α sera arrêtée dans les premiers micromètres du détecteur, tandis qu'un électron quant à lui, pourra traverser entièrement le détecteur (pour les plus énergétiques) et ainsi déposer des porteurs de charges plus profondément dans le détecteur.

Cette différence va être importante pour la forme finale du signal. En effet, le signal provient directement de la collecte des charges créées par l'interaction entre la particule et la matière. Il est généré par le mouvement des paires électron/trou créées au travers du détecteur. Ainsi la profondeur d'implantation va jouer un rôle important dans la forme du front de montée du signal, dans la mesure où la mobilité des électrons et des trous dans le silicium est sensiblement différente (cf. fig. 8.16) et que leurs contributions respectives seront différentes en fonction de la profondeur d'implantation. Le trajet que doivent parcourir

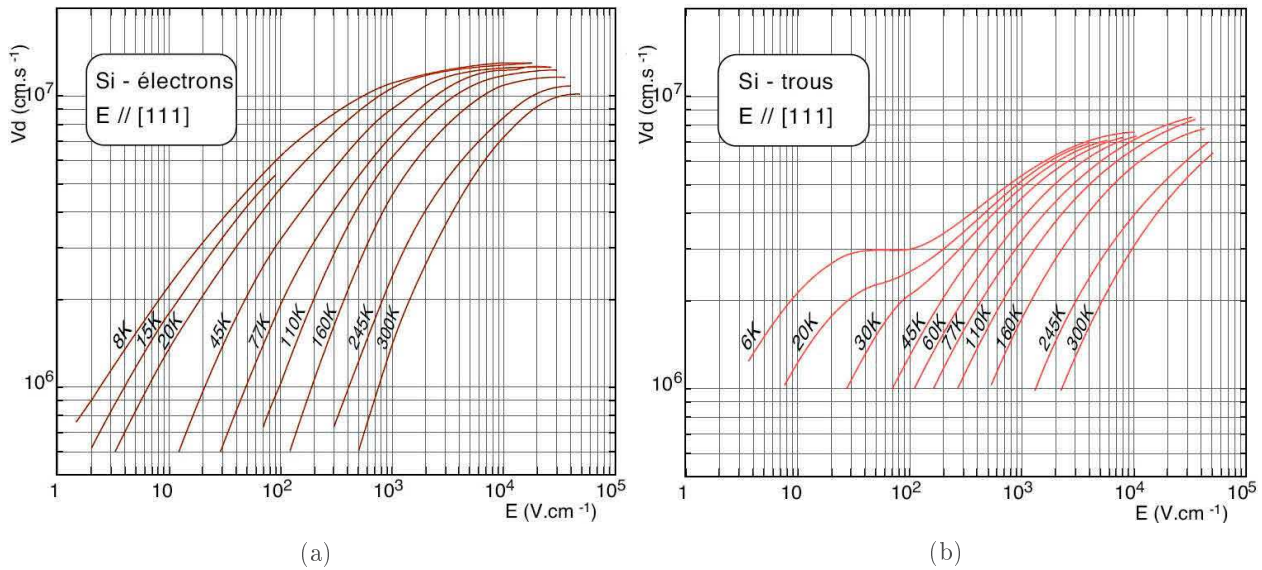


FIGURE 8.16 – (a) Mobilité des électrons dans le silicium en fonction de la tension appliquée et de la température [126], (b) Mobilité des trous dans le silicium en fonction de la tension appliquée et de la température [126] / *Electron mobility inside the silicon depending on the voltage and temperature [126], (b) Hole mobility inside the silicon depending on the voltage and temperature [126]*

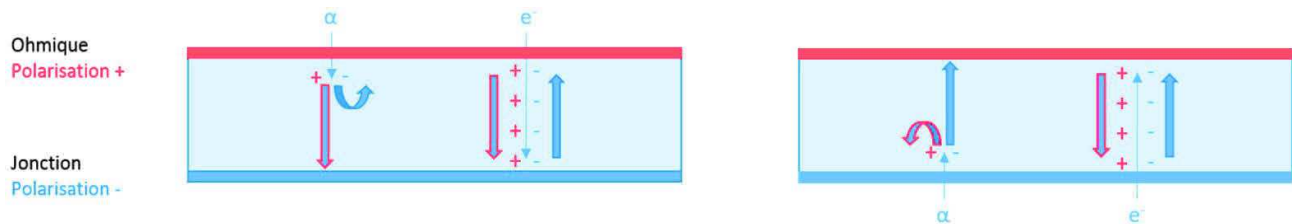


FIGURE 8.17 – Schéma de principe des mouvements de paires électron/trou en fonction de l'orientation du détecteur (ohmique ou jonction) [132] / *General principle of the movements of the charge carriers inside the detector depending on the orientation of the detection side [132]*

les électrons/trou est défini entre leur lieu de création (le long de la trajectoire de la particule ionisante) et la surface sur-laquelle ils sont collectés (cf. fig. 8.17). Les trous étant plus lents dans le silicium (cf. fig. 8.16b) que les électrons (cf. fig. 8.16a), les signaux pour lesquels les trous ont le plus grand trajet à effectuer donneront ainsi un front de montée plus lent que ceux pour lesquels les électrons auraient la même distance à parcourir. Typiquement, une particule α s'implantant du côté ohmique du détecteur (polarité + HV) devrait donner un signal plus lent qu'une même particule s'implantant du côté jonction du détecteur (polarité 0 pour le détecteur). En effet, dans le premier cas, les trous devront parcourir la totalité de l'épaisseur du détecteur (cf. fig. 8.17) générant donc un signal plus lent.

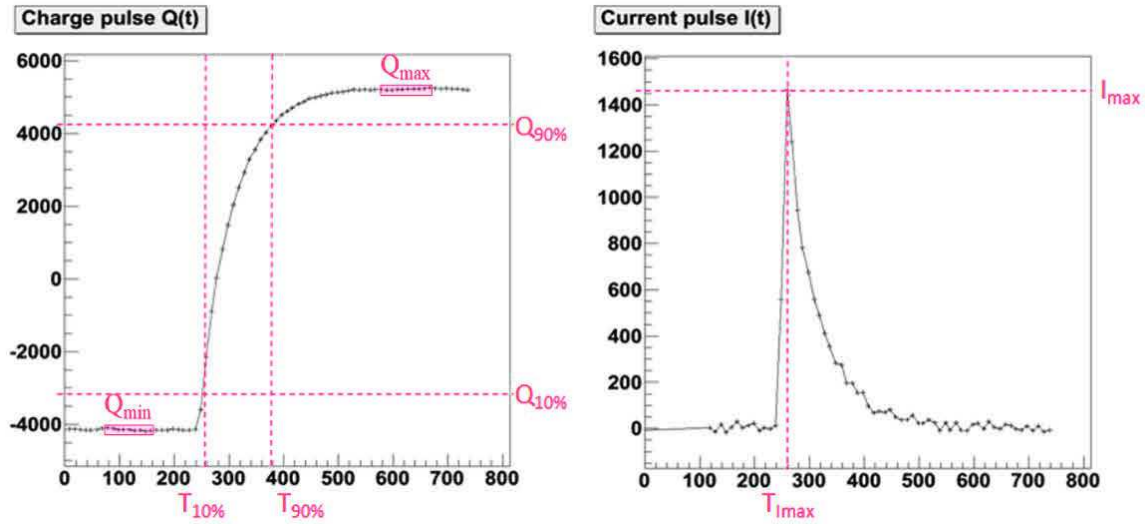


FIGURE 8.18 – Représentation graphique des différentes variables PSA sélectionnées pour les études [132] / Graphical representation of the PSA variables selected for the PSA studies [132]

Pour une particule α s'implantant en surface du détecteur (typiquement de l'ordre de la dizaine de micromètres), la création des paires électron/trou sera localisée en surface. Ainsi, un seul des deux porteurs de charges, devra parcourir la quasi totalité de l'épaisseur du détecteur tandis que l'autre sera collecté quasi instantanément. En somme, la majorité du signal d'une particule α sera dû au mouvement d'un seul type de porteur. Pour les électrons, cet aspect est amoindri, dans la mesure où leur profondeur d'implantation est plus importante. Ainsi, en fonction de l'énergie de l'électron incident, les paires électron/trou seront réparties plus profondément dans le détecteur. Le signal créé sera donc une superposition de la contribution des électrons et des trous (cf. fig. 8.17). Le vrai défi vient donc pour des électrons de très faible énergie, dont les signaux se rapprochent de ceux générés par les particules α . C'est donc dans ce cas-là que le PSA est le plus important et difficile. C'est pour cela que la sélection des variables pour le réaliser est très importante.

Pour cette sélection, nous nous sommes basés sur des critères physiques et cohérents avec les comportements que nous voulions étudier. Ainsi, nous avons sélectionné les grandeurs typiques associées aux signaux recueillis dans le détecteur : niveau de la ligne de base, mais aussi le temps et amplitude associée au maximum ainsi que le temps de décroissance de ce signal. De surcroît, nous avons aussi sélectionné les informations (temps et amplitude) relatives à 10% et 90% de l'amplitude maximum du signal, ainsi que celles relatives au courant maximum induit dans le signal (cf. fig. 8.18). Ces dernières sont cohérentes avec les comportements évoqués lors de la formation du signal, et devraient donc nous donner les informations nécessaires pour effectuer des études de PSA efficaces. Ainsi, en étudiant ces variables et leurs évolutions les unes par rapport aux autres, l'objectif sera donc de discerner des tendances dans les différences entre les signaux d'électrons et ceux des particules α . Maintenant que nous avons introduit les problématiques et les variables utilisées pour effectuer le PSA, nous allons présenter plus en détails les résultats obtenus sur les détecteurs Tunnels.

8.6.2 Études préliminaires et résultats des analyses de formes d'impulsions d'ondes

Tout d'abord, nous avons effectué des études préliminaires pour déterminer la meilleure orientation des détecteurs dans la configuration Tunnel de SIRIUS à l'aide des cadres céramique 2D. En effet, avant le développement des cadres hybrides 3D finaux pour SIRIUS, nous avons étudié l'influence de l'orientation du détecteur sur les signaux formés. Pour cela, nous avons prélevé les signaux provenant des électrons et des particules α lors d'une irradiation successive des côtés ohmique et jonction du détecteur. En normalisant ces dernières en amplitude, nous avons donc pu étudier l'évolution du comportement des signaux d'électrons en comparaison de ceux des particules α prélevées sur une même face du détecteur.

Ainsi, en regroupant l'ensemble des données obtenues, nous avons donc pu générer des courbes mettant en évidence les différences entre ces deux types de signaux (cf. fig. 8.19).

Ces études préliminaires nous ont permis de mettre en évidence deux points. Tout d'abord, cela nous a confirmé la différence dans la formation des signaux pour une particule α . En effet, si l'on considère les mobilités des porteurs de charges aux conditions de travail (-20°C et 45V), nous pouvons relever des valeurs de 3.10^5 cm.s^{-1} pour les trous et des $1.5.10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ pour les électrons. Ainsi, en considérant l'épaisseur maximum du détecteur, on peut estimer le temps de montée pour une particule α implantée sur le côté ohmique du détecteur à 220 ns, et à 40 ns pour une implantation coté jonction. Le premier est cohérent avec la valeur mesurée (cf. fig. 8.19a) tant que le second est sur-estimé aux environs de 150 ns. Pour celui-ci le temps de réponse du préamplificateur peut être ralentir le signal.

Au final, pour les études de PSA, il est donc plus favorable d'utiliser la face nous donnant les signaux les plus lents pour les particules α . Nous pouvons alors profiter d'une meilleure séparation entre les signaux provenant des électrons et ceux provenant des particules α . Ces résultats nous ont donné un premier argument en faveur de l'orientation du détecteur dans la configuration Tunnel : face ohmique à l'intérieur (du coté des rayonnements incidents).

Le deuxième argument que nous avons tiré de ces études est directement relié à la comparaison des signaux provenant des électrons et des particules α dans le détecteur. En effet, si l'on observe le comportement des signaux d'électrons en comparaison de ceux des particules α sur la même face, on peut noter une différence. Dans le premier cas (irradiation sur le côté ohmique du détecteur : cf. fig. 8.19a), les signaux provenant des électrons de la source de ^{207}Bi montrent une grande dispersion dans leur temps de montée. De plus, le signal provenant de l'énergie sélectionnée la plus basse ($\sim 200\text{keV}$) est plus éloigné de celui d'une particule α implanté sur la même face, que celui d'un électron de même énergie implanté sur le coté jonction du détecteur (cf. fig. 8.19b). De plus, dans ce cas-ci la dispersion en temps de montée est plus faible que le cas précédent.

Ainsi, cela nous donne confirmation pour le positionnement de la face ohmique du détecteur à l'intérieur de la configuration Tunnel. Ces études ont bien entendu été confirmées avec des études PSA plus approfondies et un comparatif des performances PSA des deux faces du détecteur (le détail des études et performance PSA est résumé dans la thèse de Hugo Faure sur la base des travaux de F. Dechery). Une fois les données et résultats obtenus, nous avons donc pu lancer la conception des cadres hybrides 3D avec l'orientation du côté ohmique du détecteur optimisée pour les études souhaitées par la collaboration.

Les études des performances de PSA ayant été effectuées, pour la suite de ce travail, nous nous sommes basés seulement sur les matrices les plus simples pour comprendre et étudier le comportement du détecteur : à savoir la matrice représentant le temps de montée, défini par la différence $T_{90\%} - T_{10\%}$, en fonction de l'énergie déposée. C'est aussi grâce à cette matrice que nous avons mis en évidence certains comportements fallacieux présents dans le détecteur, phénomènes que je vais maintenant expliciter.

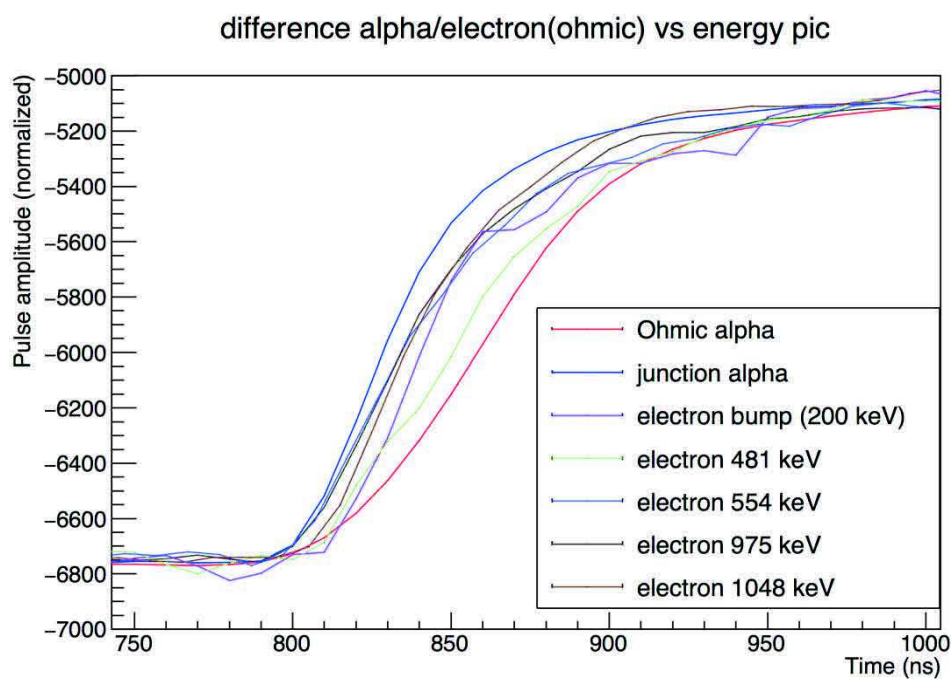
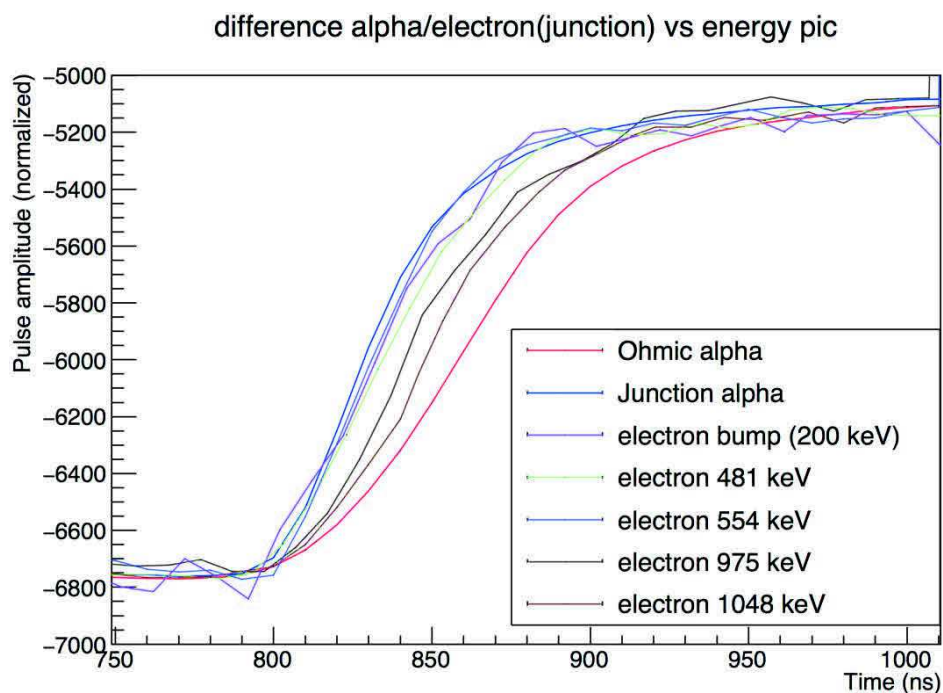


FIGURE 8.19 – (a) Comparaison des signaux pour les particules α et les électrons avec une irradiation de la face jonction du détecteur, (b) Comparaison des signaux pour les particules α et les électrons avec une irradiation de la face ohmique du détecteur / (a) Difference between α and electron signal with an irradiation on the junction side of the detector, (b) Difference between α and electron signal with an irradiation on the ohmic side of the detector

8.7 Évènement parasite : "junk"

8.7.1 Mise en évidence du phénomène

Tout d'abord, effectuons un retour sur les performances de ce détecteur. Nous avons déjà établi que pour les particules α celui-ci correspondait aux attentes de la collaboration en terme de résolutions. Profitant de la source de Thoron (cf. tab. 7.1) et de ses performances (dépôt ultra fin), nous pouvons même étendre ces performances à des énergies de 9 MeV avec une résolution (pixels regroupés) de 15.7 keV (cf. fig. 8.20a). De plus un fort travail sur le bruit électronique des signaux provenant du détecteur a été effectué pour parvenir à ces performances. Ce dernier, lors de la mise en place du banc de test était assez élevé avec une valeur moyenne crête à crête de 20 mV (sans compter d'autres sources de bruit que nous avons éliminées et qui nous donnaient des signaux périodiques de plus grandes amplitudes). Ces conditions ont été améliorées et optimisées lors de la caractérisation du premier détecteur "prototype", produisant une amplitude pour le bruit électronique constante et reproductible sur les différentes séries de mesures, avec une valeur typique ~ 6 mV crête à crête et en moyenne une valeur < 5 mV sur l'ensemble des voies du détecteur.

Cependant, malgré ces excellentes performances, des événements à basse énergie ne correspondant à aucun rayonnement attendu dans les sources α sont présents (cf. fig. 8.20) : les événements fallacieux.

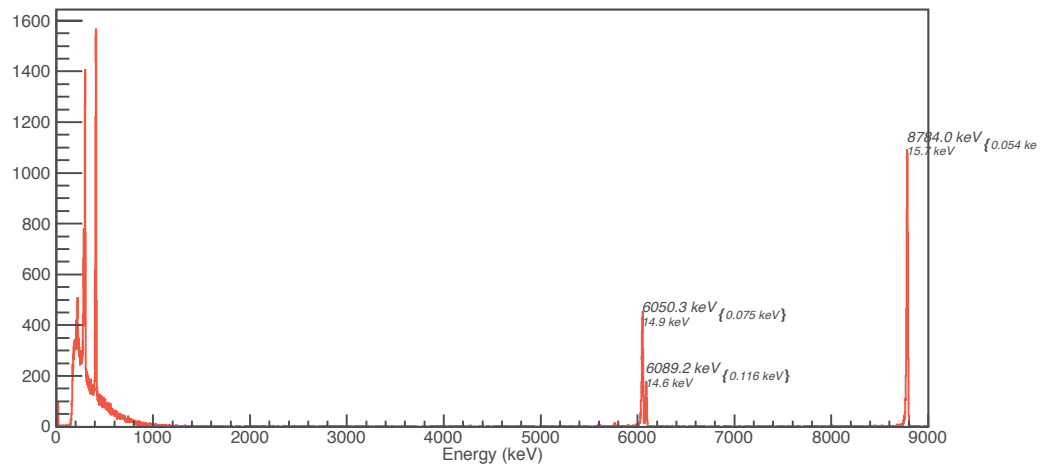
Ces événements nous ont donc obligés à réfléchir quant à leurs origines sur le banc de test. Pour cela nous avons donc mis en place une batterie de tests visant à déterminer l'origine de ces derniers (conditions sur le banc de test ou concept du détecteur) et ainsi pouvoir les supprimer de nos données.

8.7.2 Détermination de l'origine des événements perturbateurs

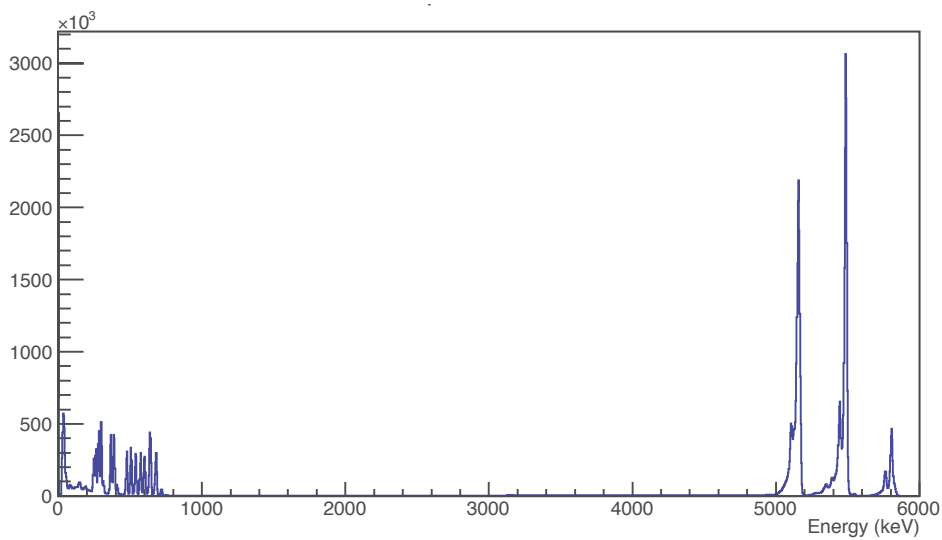
Dans un premier temps, nous avons re-caractérisé le banc de test, élément par élément et remis en cause chacun des éléments du banc de test en effectuant des tests successifs pour les mettre hors de cause et donc réduire les sources probables au fur et à mesure.

Pour commencer, nous avons vérifié la présence physique de ces signaux à la sortie des préamplificateurs. Nous avons, dans un premier, temps utilisé une autre électronique pour effectuer les mesures de l'énergie : un module d'acquisition MCA couplé à un amplificateur de spectroscopie pour la mise en forme du signal. Le spectre fourni par ce module présente toujours ces événements suspects. Cette mesure s'est confirmée par l'utilisation d'un oscilloscope plus performant que celui présent sur le banc de test, et l'observation de ces signaux physiquement présents en sortie des préamplificateurs.

Le deuxième test effectué pointe de plus en plus vers le détecteur quant à la génération de ces événements. Ainsi, nous sommes revenus aux boîtiers préamplificateurs mono-voies CREMAT [127]. Nous les avons tout d'abord placés à l'extérieur de la chambre à vide, mais ces signaux étaient toujours présents sur l'oscilloscope. Nous nous sommes alors affranchis de la connectique extérieure et des passages à vide en positionnant les préamplificateurs directement dans la chambre à vide pour extraire le signal le plus rapidement et avec le moins d'interférences possible du détecteur. Encore une fois les signaux non-physiques étaient présents dans les données. De plus, en parallèle de ces tests, nous avons aussi vérifié les préamplificateurs sur d'autres détecteurs silicium fonctionnels. Ces derniers ne modifiaient pas les résultats des détecteurs de tests et ne présentaient donc pas ces structures à basse énergie. Ces dernières mesures nous ont démontré que ces signaux fallacieux étaient créés au sein même du détecteur. Comme évoqué plus tôt dans ce chapitre, le concept du détecteur a évolué un petit peu entre les "prototypes" et le détecteur pré-série. Ainsi, cela nous a amené à effectuer un dernier test et à comparer les résultats entre les différentes générations de détecteurs.



(a)



(b)

FIGURE 8.20 – (a) Spectre obtenu avec la source de Thoron et un seuil de détection bas, (b) Spectre obtenu avec la source tri- α et un seuil de détection bas / (a) Spectrum obtained with the Thoron source with a low threshold, (b) Spectrum obtained with the tri- α source with a low threshold

Nous avons donc remis en place le banc de test tel qu’il était à la fin des caractérisations, et avons effectué une prise de mesure avec un seuil de détection bas sur le deuxième détecteur "prototype". Malheureusement, les événements perturbateurs étaient toujours présents et cela nous a donc confirmé que le problème venait du détecteur. Pour confirmer l’origine de ces événements nous avons donc fait parvenir un des détecteurs "prototype" aux collaborateurs du CSNSM (Orsay) responsables de l’électronique de SIRIUS. Ces derniers ayant mis en place un banc de test pour caractériser l’électronique dédiée à SIRIUS sur les détecteurs Tunnel, nous avons ainsi pu obtenir un spectre en source α qui confirme donc définitivement l’origine de ces événements comme provenant du détecteur.

Avant de faire remonter ces informations au constructeur nous avons mis en place des séries de tests plus approfondis pour mieux comprendre le phénomène à l’origine de ces événements. Pour cela, des corrélations spatio-temporelles couplées avec des analyses PSA ont été mises en place. Le PSA nous permet de distinguer les différents types d’événements présents dans le détecteur que nous pouvons par la suite corréler et ainsi mettre en évidence un éventuel lien entre eux. Ce sont ces analyses et corrélations que je vais maintenant détailler.

8.7.3 Mise en place de corrélations et résultats

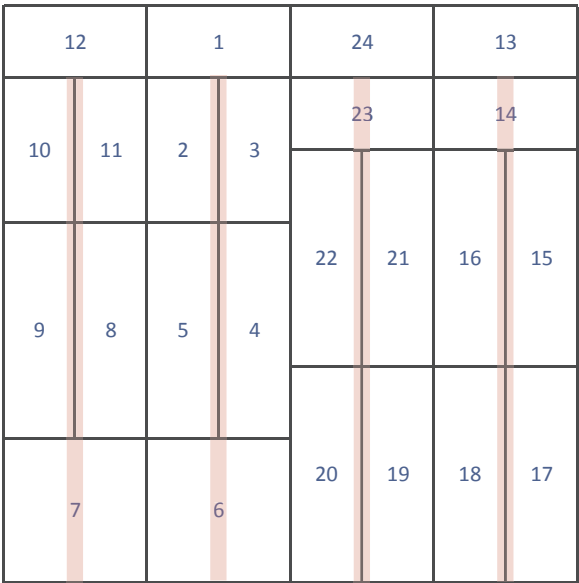


FIGURE 8.21 – Schéma de correspondance des numéros de pixels utilisés lors des corrélations et leurs positions réelles sur le détecteur : en rouge rappelle de la localisation des pistes de collection de charges sur le détecteur dans la configuration de pixel utilisée / Correspondance scheme between pixel numbers used in the correlation and actual position of the reduce pixel on the detector : in red the localisation of the charge collection strip in this given reduced pixel configuration

Lors de la mise en place de ces corrélations, nous avons procédé en deux temps. En effet, pour réaliser ces études correctement et efficacement, il nous fallait une synchronisation temporelle et une fusion des données provenant des six cartes TNT2 utilisées pour la prise de données.

La synchronisation temporelle est prévue à l’aide d’un passage d’horloge entre la carte maître (la première carte de la chaîne) et les cartes suivantes par le panneau arrière des TNT2. Ainsi, l’horloge interne de la carte maître est distribuée à toutes les autres cartes. Quant à la fusion chronologique des

fichiers de données de l'ensemble des six cartes, elle n'est implémentée que pour l'un des deux modes d'acquisition : le mode *event* ou énergie. On génère sur une des entrées logiques des cartes TNT2, à l'aide d'un générateur d'impulsion numérique, un événement de synchronisation possédant un identifiant unique. Celui-ci nous sert à relever la différence en termes de cycle d'horloge entre chaque carte et la carte maître. Enfin, lors de la fusion des fichiers, par un logiciel externe développé à l'IPHC lors du développement des cartes TNT2, on corrige le temps de chaque carte par leur écart à l'horloge de la carte maître pour obtenir un unique fichier contenant l'ensemble des données ordonnées en temps.

La génération de cet événement de synchronisation n'est pas possible avec le mode d'acquisition "oscilloscope" dans la mesure où seules les quatre voies d'entrée associées aux signaux physiques sont enregistrées dans les fichiers de sortie. Ainsi, même si on génère un événement de synchronisation sur une entrée logique, ce dernier ne sera pas enregistré dans le fichier de sortie et ne pourra donc servir pour la fusion des fichiers.

Pour effectuer cette fusion des données, le groupe en charge des cartes TNT2 a proposé une solution qui nous permet de la mettre facilement en place. La solution technique sélectionnée nous permet donc, à l'aide d'un générateur, comme pour le mode énergie, de corriger le temps associé à chaque carte par rapport à celle de la carte mère. Ainsi, après le compactage des données par un logiciel externe, on obtient un seul fichier contenant l'ensemble des données ordonnées en temps pour le mode oscilloscope, avec quelques modifications dans le format de données pour la reconstitution des données (numéros de carte dans les fichiers concaténés).

Pour la suite des études, nous avons utilisé la source tri- α dans la mesure où elle nous fournit le spectre le plus propre à basse énergie (comparée à la source de Thoron et le fond β qu'elle apporte). De plus, pour étudier le comportement global du détecteur, les études de corrélations ont été effectuées (dans un premier temps) à l'aide des regroupements de pixels et plus précisément avec les regroupements numérotés 16 et 17 (cf. fig. 8.21).

Corrélations en mode énergie :

Nous avons donc, dans un premier temps, effectué des prises de données et des corrélations dans le mode énergie, le temps que la fusion des fichiers de traces (plus intéressant pour les analyses complémentaires de PSA) soit mise en place. Dans ce mode d'acquisition, chaque voie d'entrée est déclenchée indépendamment l'une de l'autre, avec un seuil le plus bas possible tout en restant au dessus du bruit électronique du dispositif. Nous avons donc mis en place les corrélations spatio-temporelles entre les 24 voies du dispositif, et sommes donc partis à la recherche de corrélations entre les différents types de signaux dans le détecteur. Pour cela, comme ne nous n'avons pas la possibilité d'effectuer du PSA dans ce mode d'acquisition, nous avons fait une sélection en énergie des événements. Ainsi, tout événement possédant une énergie supérieure à 4 MeV est considéré comme un signal d'une particule α tandis que tous ceux en-dessous de cette valeur sont considérés comme des événements fallacieux (cf. fig. 8.20b).

Une fois ces deux types d'événements définis, nous avons commencé la recherche de corrélation possibles (spatiale, temporelle ou bien même énergétique). Pour cela, nous avons mis en place deux types de corrélations, combinés avec une série de graphiques associés. Ainsi, en plus des spectres totaux α et ceux des événements fallacieux, nous avons mis en place des spectres représentant la différence de temps entre les événements corrélés (cf. 8.22a). De surcroît, nous avons décidé de prendre en compte les spectres représentant l'énergie de l'événement initiant la corrélation ainsi que celui de l'énergie de l'événement corrélé à celui-ci (cf. fig. 8.22b). Cette corrélation nous permet aussi, à l'aide de la correspondance entre les numéros de voies électroniques et le schéma de regroupement, de construire ce que l'on appellera par la suite un *pattern 2D*. Celui-ci représente le nombre de coups impliqués dans la corrélation en fonction du numéro de la voie corrélée et celle initiant la corrélation (cf. fig. 8.22c).

Pour réaliser ces études, nous avons considéré deux types de corrélations : entre les événements α et les événements fallacieux qui correspondent donc à la recherche d'un lien entre des signaux physiques et non-physiques. Mais nous avons aussi sondé la corrélation des événements perturbateurs entre eux, corrélant ainsi deux événements non-physiques.

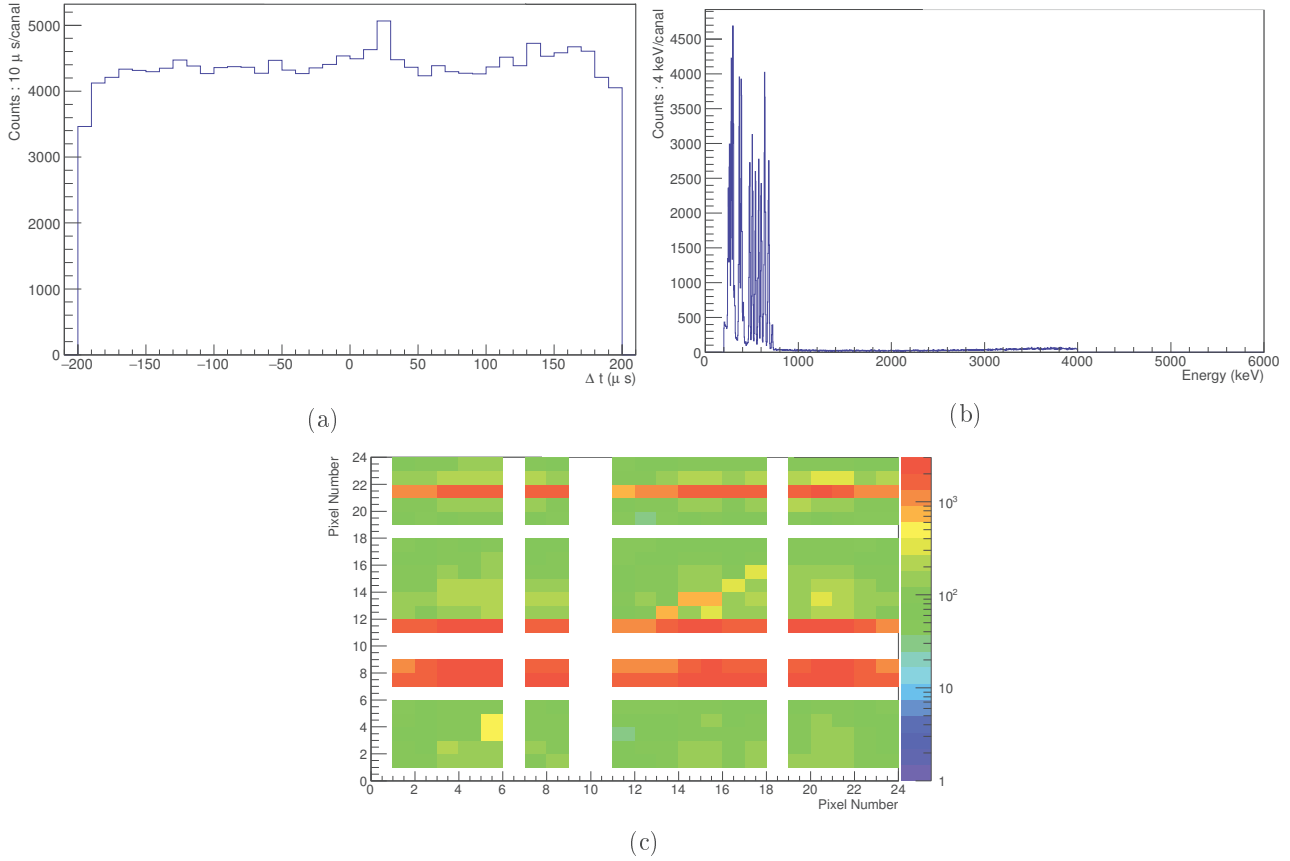


FIGURE 8.22 – (a) Spectre de la différence en temps ($\Delta t_{\alpha-junk} < |200\mu s|$) entre un événement de type α et un événement étrange : on ne remarque pas de pic marqué centré en zéro qui indiquerait une forte corrélation de ces deux types d'événements, (b) Spectre des événements fallacieux associés à un α lors de la corrélation : on retrouve les structures à basses énergies, (c) *Pattern 2D* de pixels impliqués dans la corrélation α /événement étrange : en abscisse se trouvent les pixels touchés par un α et en ordonnées ceux des événements fallacieux impliqués dans la corrélation / (a) *Time difference spectrum for a correlation between an α event and a spurious event within $\Delta t_{\alpha-spurious} < |200\mu s|$: no structure is clearly identified that will indicate a strong correlation between this two types of events, (b) *Spurious event spectrum correlated with the α event : the low energy structure can be observe, (c) *Pattern of the pixels numbers involved in the correlation spurious event/ α : the X-axis represents the pixel number for the α event and the Y-axis for the spurious event correlated***

Nous avons ainsi débuté par l'étude des possibles corrélations entre les signaux des particules α et ceux des événements suspects. Nous avons pu ainsi construire la différence en temps entre deux événements corrélés dans une fenêtre de $\Delta t_{\alpha-junk} < |200\mu s|$ (cf. fig. 8.22a) ainsi que le spectre des événements fallacieux en corrélation avec un α dans cette fenêtre en temps (cf. fig. 8.22b). Lors de ces corrélations nous avons aussi pu extraire le *pattern 2D* associé pour la recherche d'une corrélation spatiale (cf. fig. 8.22c).

Les résultats obtenus par cette analyse ne nous montrent aucune corrélation concrète tant spatiale que temporelle entre les signaux provenant de la détection d'une particule α avec ceux correspondant aux événements perturbateurs dans le détecteur.

Après ces résultats, nous avons étudié plus en détail l'origine et donc la corrélation probable des événements perturbateurs entre eux. Nous avons donc effectué le même type de corrélation que précédemment avec la même fenêtre en temps ($\Delta t_{junk-junk} < |200\mu s|$) et avons pu construire la différence en temps entre deux événements fallacieux (cf. fig. 8.23a). Cela nous a permis par la même occasion d'établir les spectres des événements impliqués dans la corrélation : tant celui correspondant aux événements corrélés (cf. fig. 8.23b) que celui des événements initiant la corrélation (cf. fig. 8.23c). De ces corrélations ont découlé le *pattern 2D* des pixels impliqués dans la corrélation (cf. fig. 8.23d).

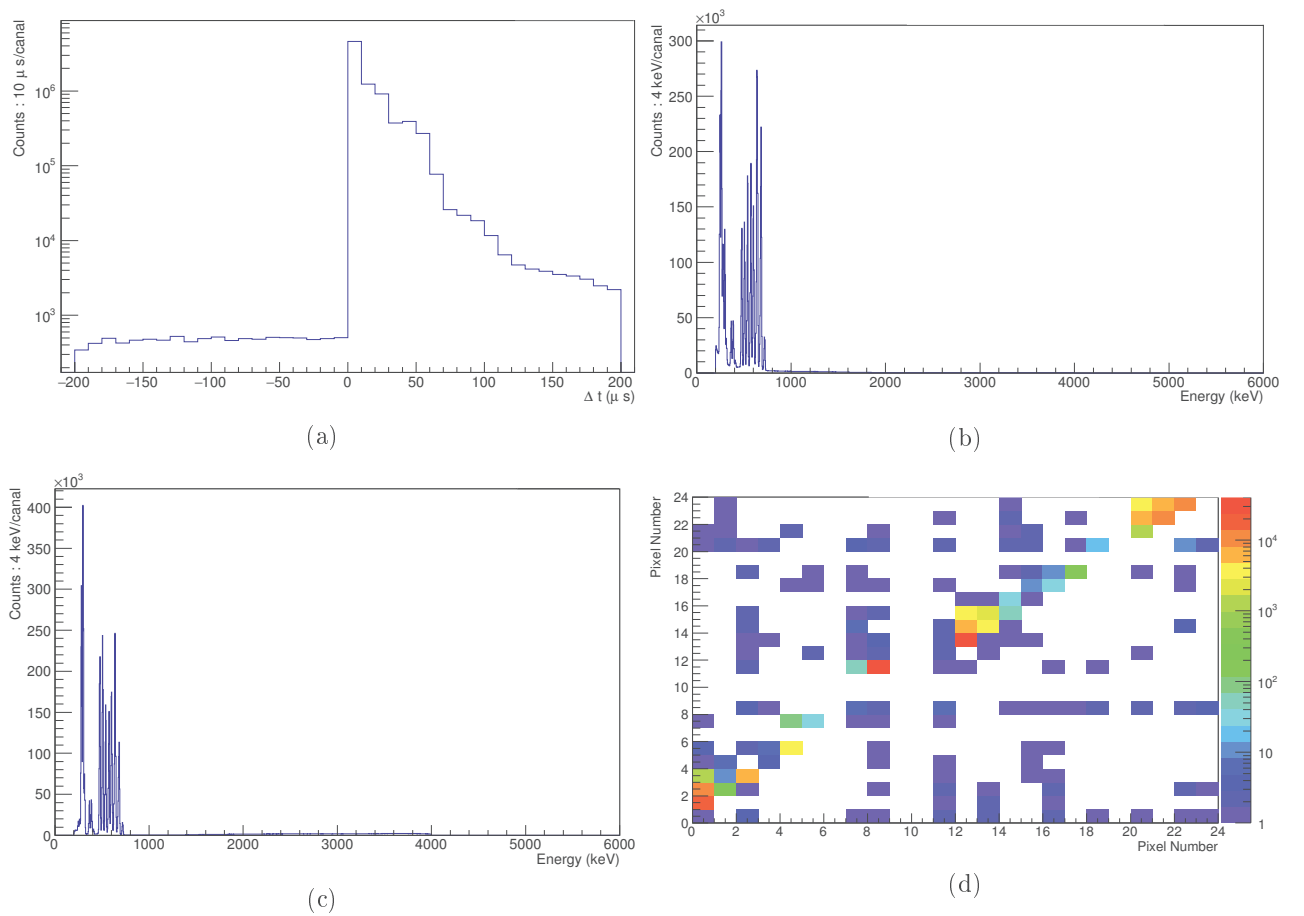


FIGURE 8.23 – (a) Spectre de la différence en temps ($\Delta t_{junk-junk} < |200\mu s|$) entre les événements fallacieux : on remarque une structure centrée en zéro qui indique une corrélation entre ces types d'événements, (b) Spectre des événements fallacieux résultant de la corrélation : on retrouve les structures à basses énergies du spectre total, (c) Spectre des événements fallacieux initiant la corrélation observée : on retrouve là encore les structures à basse énergie du spectre total, (d) *Pattern 2D* de pixels impliqués dans la corrélation entre événements fallacieux / *Time difference spectrum for a correlation between spurious events themselves within $\Delta t_{spurious-spurious} < |200\mu s|$: the structure center at zero shows a correlation between this kind of events inside the detector*, (b) *Spurious event spectrum correlated with the spurious event : the low energy structure can still be observe*, (c) *Spurious event spectrum responsible for the correlation : once again the low energy structures are still there*, (d) *Pattern of the pixel number involved in the correlation between spurious events themselves*

Les résultats fournis par cette étude sont plus significatifs. En effet, on observe un pic de corrélation temporelle entre les événements fallacieux, contrairement à l'étude précédente. Cette corrélation temporelle ne nous donne pas plus d'information sur les énergies des événements mis en jeu, dans la mesure où aucune structure significative ne ressort à basse énergie (cf. fig. 8.24). Cependant, dans le *pattern 2D* associé à cette corrélation, on commence à observer des structures, ce qui indique également une corrélation spatiale des événements fallacieux. Si l'on effectue la correspondance entre les pixels du schéma de regroupements avec les numéros de pixels utilisés dans les patterns 2D (cf. fig. 8.21), on observe que les corrélations sont les plus intenses aux alentours des pistes du détecteur, et notamment pour les pixels possédant les plus grandes longueurs de pistes (cf. fig. 8.21 pour un rappel du positionnement des pistes).

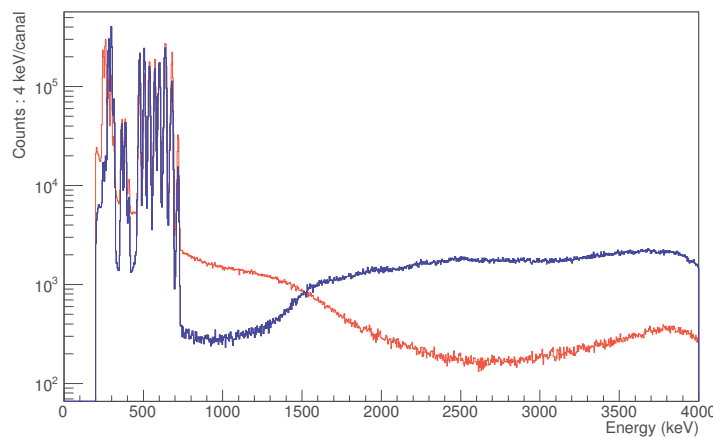


FIGURE 8.24 – Superposition des spectres corrélés et corrélant durant l'étude des événements fallacieux entre eux : en rouge nous avons les événements corrélés et en bleu ceux initiant la corrélation / *Superposition of the two spectrum generated in the correlation between spurious events themselves : in red the correlated spectrum and in blue the spectrum of the event initiating the correlation*

Corrélations en mode oscilloscope :

De surcroît, durant cette dernière étude, la mise en place de la fusion des fichiers oscilloscope des cartes TNT2 fût finalisée, ce qui nous a permis d'étendre ces études et de vérifier les résultats préliminaires obtenus.

Comme nous l'avons précisé précédemment, avec les études menées sur les fichiers oscilloscope, nous avons ainsi la possibilité de rajouter une étude PSA de ces événements fallacieux. De plus, cela nous permettra par la suite d'effectuer une sélection plus fine des événements α pour les corrélations (contrairement à une simple sélection en énergie lors de l'étude précédente).

Pour commencer, nous avons donc établi la matrice PSA (section 8.6.1) représentant le temps de montée ($T_{90\%} - T_{10\%}$) en fonction de l'énergie mesurée à l'aide de l'algorithme Jordanov implémenté dans le code d'analyse *offline*. Nous avons ainsi pu définir plusieurs régions d'intérêt pour les études que nous voulions mener (cf. fig. 8.25).

Comme on peut le voir (cf. fig. 8.25), les événements fallacieux possèdent une grande variété de formes d'impulsion et d'amplitude. En effet, certains ont des temps de formation plus courts que les signaux générés par des particules α pour une amplitude similaire, tandis que d'autres sont 5 à 10 fois plus lents pour une même amplitude. S'il on regarde de plus près (cf. fig. 8.25) on distingue les trois pics de la source α dans le contour n°1, ainsi que les structures à basse énergie qui possèdent un temps de montée similaire

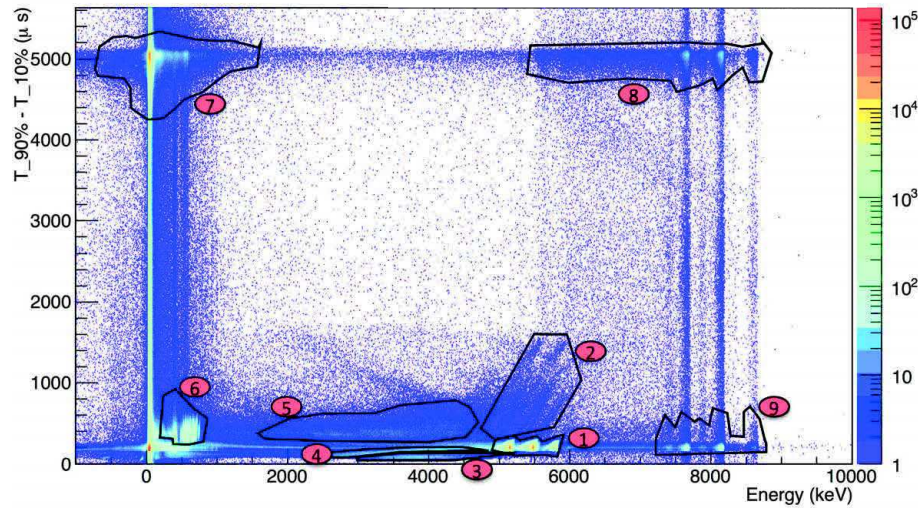


FIGURE 8.25 – Matrice PSA globale mise en place pour les études des événements fallacieux et l'identification des régions d'intérêts : visualisation de la région propre aux événements α ainsi que l'ensemble des types d'événements identifiés / *PSA matrix built for the study of the spurious events as well as the identification of the regions of interests for the correlation study : visualisation of the region of interest for the α as well as all the type of spurious events*

aux α mais d'une amplitude entre 8 et 10 fois plus faible dans le contour n°6. La mise en place de ces contours nous a permis d'effectuer des corrélations entre les différents types de signaux identifiés au travers de l'étude PSA. Les résultats que je vais maintenant présenter considèrent un α comme un événement situé dans le contour n°1, tandis que les événements fallacieux sont considérés comme tout événement qui n'est pas un α , du point de vue du PSA et qui feront l'objet d'études plus poussées dans le futur.

De surcroît, il faut aussi prendre en compte les différences entre les deux modes d'acquisition pour pouvoir comparer les résultats obtenus. Hormis l'aspect le plus évident, qui est que l'on travaille ici avec les traces des signaux et non juste l'énergie des événements, le déclenchement de ces deux modes est très différent. En effet, alors que les données sont enregistrées de manière indépendante, voie par voie dans le mode énergie, ici, lors du déclenchement d'une voie l'ensemble des 4 voies d'une carte TNT2 sont écrites dans les données. Ainsi, avec une donnée, on possède 4 événements, dont seul celui qui a initié le déclenchement possède assurément un signal viable. Pour les trois autres, on procède donc à la génération *offline* d'un trigger pour vérifier la présence d'un signal et on applique l'algorithme Jordanov pour relever l'énergie correspondante. De cette manière, on peut alors attribuer un temps et une énergie propres aux trois autres signaux, et ainsi commencer l'étude des corrélations entre les différents types d'événements. Pour cela, nous avons mis en place les mêmes types de corrélations et graphiques de sorties que précédemment pour obtenir des résultats comparables.

Nous avons alors commencé par la recherche de corrélations entre les bons signaux (α dans le contour n°1) avec des événements suspects. Lors de cette étude, nous avons encore une fois construit le spectre représentant la différence en temps entre un signal d'une particule α et d'un événement étrange (cf. fig. 8.26a), ainsi que le spectre de ces événements corrélés avec les α (cf. fig. 8.26b). Ceci nous a donc permis d'établir le *pattern 2D* des pixels impliqués dans cette corrélation (cf. fig. 8.26c).

La première chose que l'on peut remarquer, c'est la diminution du nombre d'événements impliqués dans cette corrélation en comparaison aux études menées à l'aide du mode d'acquisition énergie. Cependant, au niveau de la corrélation temporelle, on remarque une structure centrée en zéro lors de cette corrélation qui

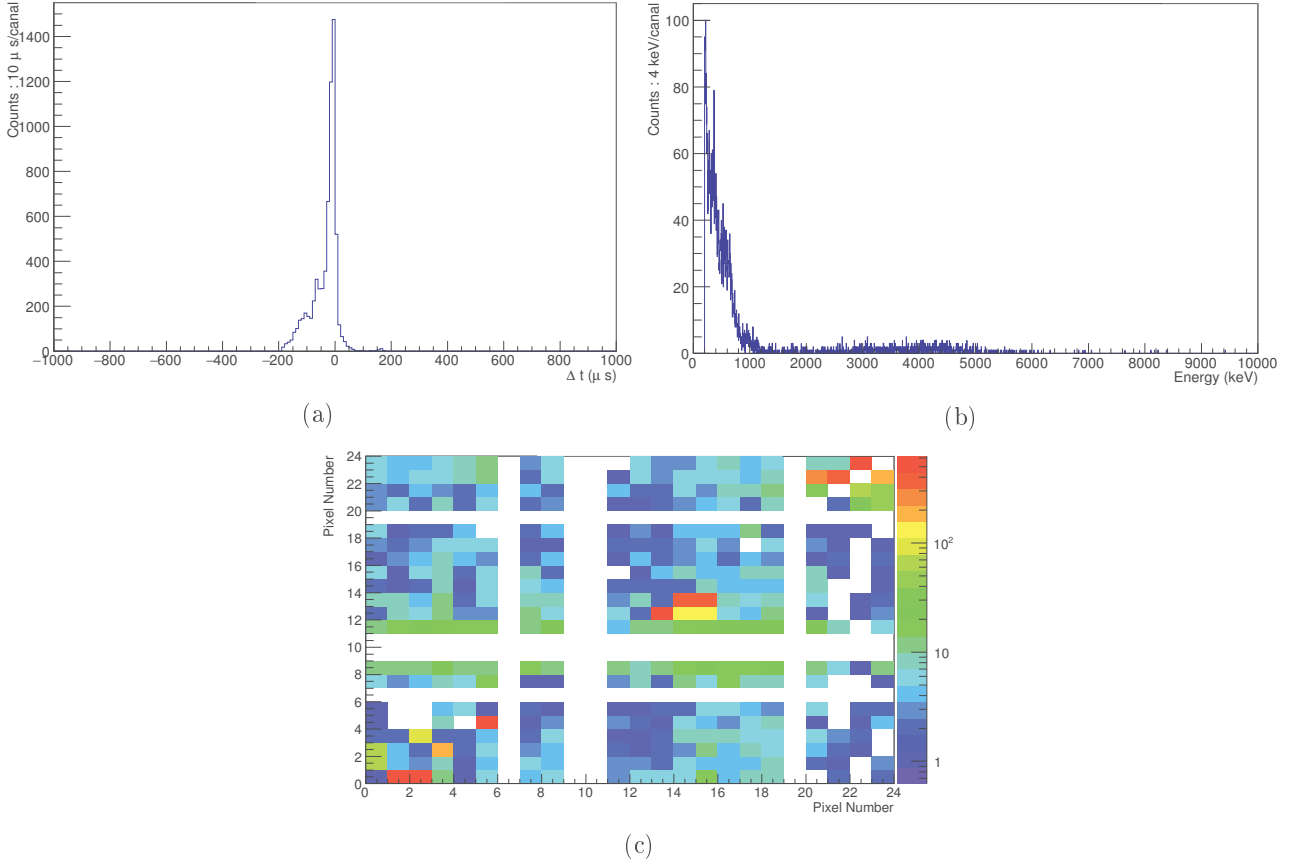


FIGURE 8.26 – Étude de corrélations à l’aide des traces des événements : (a) Spectre de la différence en temps ($\Delta t_{\alpha-junk} < |200\mu\text{s}|$) entre un événement de type α et un événement étrange : on remarque un pic centré en zéro possédant une traîne qui indiquerait une corrélation de ces deux types d’événements, (b) Spectre des événements fallacieux associés à un α lors de la corrélation : ici on n’observe qu’un bruit de fond sans les structures à basse énergie, (c) *Pattern 2D* de pixels impliqués dans la corrélation α /événement étrange : en abscisse se trouvent les pixels touchés par un α et en ordonnées ceux des événements fallacieux impliqués dans la corrélation / *Study of the correlation using the pulse shape of the event : (a) Time difference spectrum for a correlation between an α event and a spurious event within $\Delta t_{\alpha-spurious} < |200\mu\text{s}|$: a structure centered in zero with a tail is present that indicates a correlation between this two types of events, (b) Spurious event spectrum correlated with the α event : there is only the background without the low energy structure from to total spectrum, (c) Pattern of the pixel numbers involved in the correlation spurious event/ α : the X-axis represents the pixel numbers for the α event and the Y-axis for the spurious event correlated*

n’était pas présente auparavant. De surcroît, le spectre généré par cette corrélation ne présente pas aussi distinctement qu’avant de structures à basse énergie. Mais il est d’avantage structuré comme un spectre de bruit de fond. Finalement, si l’on regarde plus attentivement le *pattern 2D* généré par la corrélation temporelle, on retrouve des structures dans celui-ci. Celles-ci sont cohérentes avec les résultats obtenus lors de la corrélation des événements fallacieux entre eux à l’aide du mode énergie, et correspondent aux regroupements de pixels possédant les pistes de collection les plus longues. En conclusion, nous obtenons, cette fois-ci, une corrélation spatio-temporelle entre les événements fallacieux et α faible et ne possédant pas tous les types de signaux fallacieux observés dans la matrice PSA (notamment les signaux de faibles amplitudes).

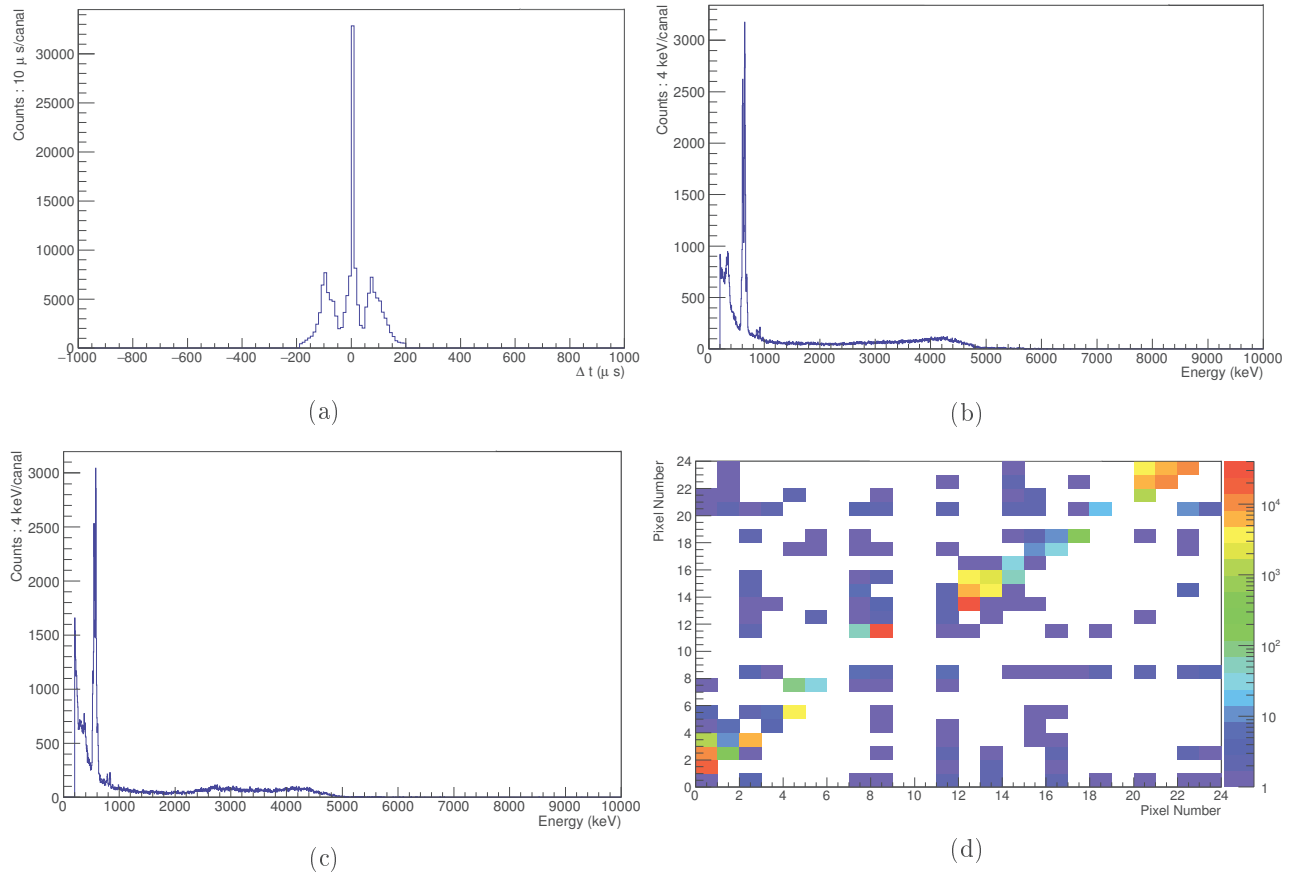


FIGURE 8.27 – Étude des corrélations en utilisant les traces des événements fallacieux : (a) Spectre de la différence en temps ($\Delta t_{junk-junk} < |200\mu s|$) entre les événements fallacieux : on remarque une structure centrée en zéro avec des rebonds qui indique une corrélation entre ces types d'événements, (b) Spectre des événements fallacieux résultant de la corrélation en leur sein : on retrouve les structures à basse énergie du spectre total, (c) Spectre des événements fallacieux initiant la corrélation observée : on retrouve là encore les structures à basse énergie du spectre total mais décalées en énergie par rapport aux événements corrélés, (d) *Pattern 2D* des pixels impliqués dans la corrélation entre événements fallacieux : on retrouve bien les structures correspondant aux pixels possédant une longueur de piste élevée / *Study using the pulse shape analysis of the spurious event* : (a) Time difference spectrum for a correlation between spurious events themselves within $\Delta t_{spurious-spurious} < |200\mu s|$: the structure centered at zero shows a correlation between this kind of event inside the detector, (b) Spurious event spectrum correlated with the spurious event : the low energy structure can still be observe, (c) Spurious event spectrum responsible for the correlation : once again the low energy structures are still there but shifted in energy compared to the correlated events, (d) Pattern of the pixel number involved in the correlation between spurious events themselves : coherent with long tracking pixel on the detector

Une fois ces résultats obtenus, nous sommes alors partis à la recherche des corrélations entre les événements fallacieux entre eux. De la même manière, nous avons construit le spectre de la différence en temps entre deux événements fallacieux (cf. fig. 8.27a), ainsi que les spectres des événements corrélés (cf. fig. 8.27b) et enfin celui de ceux initiant la corrélation (cf. fig. 8.27c). Cette corrélation temporelle nous permet encore une fois de construire le *pattern 2D* des pixels impliqués dans cette dernière (cf. fig. 8.27d).

Ces études nous confirment plusieurs points soulevés lors des études précédentes (α /événement étrange et études en mode énergie). Tout d'abord, le nombre d'événements impliqués dans ce type de corrélation

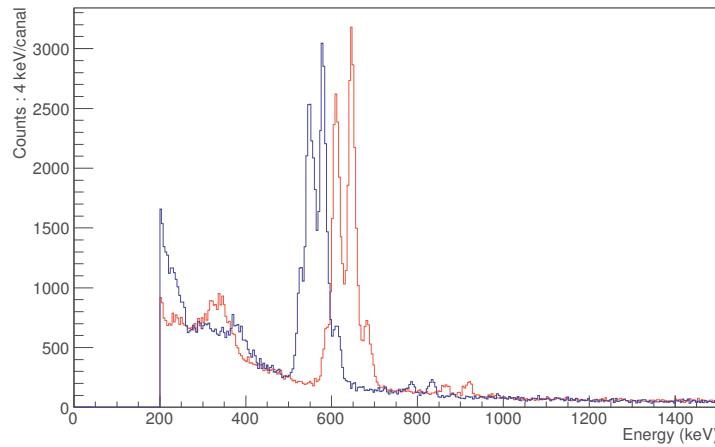


FIGURE 8.28 – Superposition des spectres corrélés et corrélant durant l'étude des événements fallacieux entre eux : en rouge nous avons les événements corrélés et en bleu ceux initiant la corrélation ; on observe un décalage en énergie lors de la superposition des spectres / *Superposition of the two spectrum generated in the correlation between spurious events themselves : in red the correlated spectrum and in blue the spectrum of the event initiating the correlation, we can also observe a shift in energy between the two types of events*

est bien plus important que celui de l'étude précédente (161 587 événements $\gg$ 6 726 événements), ce qui indique une corrélation beaucoup plus importante entre les événements fallacieux eux-mêmes avec une corrélation temporelle claire et centrée en zéro.

Ensuite, cette étude a fait ressortir un nouveau point, les structures complémentaires à basse énergie. En effet, si l'on compare le spectre obtenu pour les événements corrélés à celui obtenu pour les événements initiant ces corrélations, les structures à basse énergie ne sont pas superposées (cf. fig. 8.28) comme lors de l'étude précédente (cf. fig. 8.24) ce qui pourrait indiquer un phénomène de seuil pour la génération de ces événements fallacieux.

De plus, à l'aide de ces études, nous avons pu confirmer la tendance au niveau des pixels impliqués dans les corrélations entre événements fallacieux. Ainsi, encore une fois, nous retrouvons le fait que les pixels les plus impliqués dans ces dernières sont ceux qui possèdent les plus grandes longueurs de piste de collection dans le détecteur. Forts de l'ensemble de ces études et des résultats que nous avons pu en tirer, nous avons donc identifié la source probable de ces événements dans les détecteurs. De plus, ces résultats ne présentent que très peu de corrélation entre les pixels les plus lointains des connecteurs et ceux les plus proches. Ensuite, aucune corrélation visible n'a été observée entre deux colonnes de pixels ne partageant pas de piste de collection de charge (par exemple entre la 2^{ème} et la 3^{ème} colonne ou entre la 4^{ème} et 5^{ème}, ...). Cela nous a donc amenés à nous poser des questions quant à la structure de la couche d'oxyde isolant les pistes du silicium et son rôle dans la génération des événements fallacieux dans le détecteur.

En effet, ces dernières sont disposées entre une zone du silicium non active (zone P appliquée par une technique d'implantation appelée *p-spray* située entre deux pixels voisins) et le dépôt métallique qui compose la piste de collection de charge (cf. fig. 8.29). Ainsi, il se pourrait que des charges se retrouvent piégées sous ce dépôt métallique et soient relâchées après une certaine accumulation. Nous avons alors fait remonter l'ensemble de ces informations, remarques et hypothèses quant à l'origine de ces événements auprès du fabricant. C'est l'ensemble de ces documents qui nous ont permis d'établir une base pour les discussions et les recherches de solutions avec ce dernier. Celles-ci se sont conclues avec le passage à Strasbourg du fabricant, pour constater ces événements sur le banc de test et ainsi discuter et élaborer

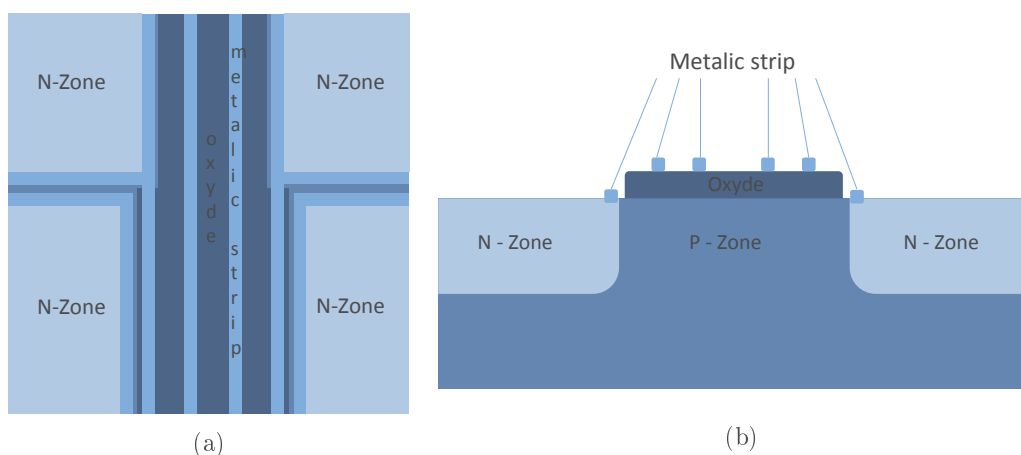


FIGURE 8.29 – Vues de dessus (a) et de coupe (b) du schéma de principe de l'isolation entre les pistes et le détecteur : oxyde situé entre les régions de type - P et les pistes métalliques et localisé entre deux colonnes de pixels (type-N) / *Top view (a) and the cut view (b) of schematic layout for the isolation between the strips and the silicon : the oxyde is between the P-type silicon and the metallic deposit and in between two rows of pixels (N-type)*

une solution pour les problèmes observés. Ainsi, ces derniers sont arrivés aux mêmes questionnements concernant l'oxyde permettant l'isolation des pistes et ils ont proposé une solution. Elle consiste à retirer l'oxyde de sous les pistes de collections. Cependant, pour assurer le fonctionnement du détecteur, les pistes deviendront un élément actif du détecteur et un pixel sera donc constitué de la surface de ce dernier ainsi que de celle de la piste de collection lui étant associée. Ce nouveau concept est en cours de réalisation par le fabriquant et sera testé dès que possible à sa réception durant l'été 2017 à l'IPHC.

Conclusion et perspective

Plus de trente ans après la découverte de l'élément $Z = 105$ (Dubnium) la compréhension des décroissances et l'établissement d'un schéma de niveaux réaliste reste encore complexe pour l'isotope ^{257}Db . Cependant, cette thèse a non seulement permis de confirmer les observations effectuées dans le passé mais donne de nouvelles informations quant au schéma de décroissance et aux structures internes du ^{257}Db et du ^{253}Lr .

En effet, plus de 2000 noyaux correspondant au ^{257}Db ont été synthétisés au cours des deux campagnes d'expériences auprès de GABRIELA. De plus, les hautes performances de celui-ci nous ont permis tout d'abord de confirmer les rapports d'embranchement des différentes décroissances détectées, mais aussi de donner de nouvelles valeurs de sections efficaces pour la voie de réaction choisie (à de nouvelles énergies). De plus, à l'aide des détecteurs Tunnel de GABRIELA, des électrons de conversion ont pu être mis en évidence, en coïncidence avec la décroissance de l'état fondamental du ^{257}Db vers un des états excités du ^{253}Lr . Cette conversion apporte des informations supplémentaires sur les questionnements relatifs à cette décroissance évoqués lors des études précédentes. De plus, une analyse plus avancée permettrait aussi de sonder les descendants de génération 3 et 4 : les noyaux ^{249}Md et ^{245}Es à la recherche de rayonnements γ (comme cela a pu être déjà fait [107]), mais aussi d'électrons de conversion au travers des performances de GABRIELA.

Ainsi, les performances des détecteurs associés à ces radiations sont des plus importantes pour la physique nucléaire et notamment pour les études spectroscopiques γ et électron. L'étude des détecteurs Tunnel de SIRIUS s'inscrit dans cet objectif avec un cahier des charges très strict de la part de la collaboration. Nous avons non seulement vu que les performances de ces derniers respectaient largement les résolutions imposées (< 20 keV à 8 MeV pour les particules α) avec des valeurs mesurées en dessus des 18 keV à 9 MeV avec la source Thoron. De plus, les études de regroupements de pixels ont été concluantes et ont permis d'obtenir moins de 18 keV à 5.4 MeV sur l'ensemble des configurations retenues. Ces caractéristiques se sont cependant effectuées au prix d'événements de basse énergie polluant les données. Des études centrées autour de ces événements ont été effectuées et ont permis de relever une source probable de leur origine. Après discussion avec le constructeur, un nouveau prototype est en cours de production et sera livré courant de l'été 2017 pour un test et une validation (ou non) de celui-ci. De plus, l'électronique digitale utilisée lors de la caractérisation de ces détecteurs nous a permis de mettre en place différentes études de forme d'impulsion.

L'utilisation d'électronique digitale est en train de se généraliser sur l'ensemble des dispositifs expérimentaux. En effet, ce mode d'acquisition nous permet de potentiellement réduire le temps mort associé aux acquisitions actuelles (≥ 10 μs), à l'aide de la détection d'événements superposés qui peuvent être déconvolués lors de l'analyse postérieure des données. Elles donnent ainsi accès à des études comportant des phénomènes possédant des temps de vie plus faibles. De plus, l'accès aux études de PSA ouvrent en plus des portes quant à la discrimination α /électron dans les détecteurs Tunnel des dispositifs expérimentaux. Ce mode d'acquisition représente donc l'avenir des électroniques d'acquisition, avec notamment le choix

d'une telle électronique sur le projet S³ ou encore la mise à jour du plan focal de GABRIELA au travers de carte digitale *National Instruments*.

Ces développements s'accompagnent en plus d'une augmentation des intensités des faisceaux produits sur les différents dispositifs expérimentaux. En effet le projet SPIRAL2, ou bien encore celui de la *SHE factory* au JINR ont pour objectif de produire des faisceaux de 10 pμA sur cible (en ⁴⁸Ca) donnant ainsi accès à des sections efficaces encore plus faibles que celles accessibles aujourd'hui.

Cependant, ces augmentations d'intensité doivent s'accompagner de développements au niveau des cibles utilisées pour les expériences. En effet, ces dernières sont déjà, avec les intensités actuelles ($\sim 1\text{p}\mu\text{A}$ sur cible), aux limites de ce qu'elles peuvent supporter. La problématique est liée à la dissipation de la chaleur créée par l'interaction du faisceau avec la cible, et donc au maintien de l'intégrité de la cible au fur et à mesure de l'expérience. Il va donc falloir trouver de nouvelles techniques pour permettre aux cibles de pouvoir supporter des faisceaux de plus en plus intenses pour accéder à des régions encore inexplorées de la charte des noyaux.

De plus l'augmentation de cette intensité rendra plus facile les études spectroscopiques pour les noyaux au delà du ²⁵⁷Db et ouvrira les portes aux études spectroscopiques (γ et électron) pour la région des superlourds. En effet, les sections efficaces restent certes faibles mais l'augmentation du taux de production rendrait ainsi possible des études encore jusqu'alors impossibles. De plus, la mise à jour des plaques du déflecteur électrostatique de SHELS devrait aussi nous permettre d'augmenter la transmission de ce dernier, donnant ainsi accès à des noyaux plus riches en neutrons pour les études spectroscopiques (tels que le ²⁷⁰Hs avec l'étude spectroscopique du gap déformé $N = 162$). En ce qui concerne la synthèse, l'augmentation de cette intensité permettrait d'utiliser des faisceaux plus lourds augmentant ainsi la masse des noyaux synthétisés (vu que le californium représente la limite en masse des cibles).

Il reste donc encore un grand voyage pour étendre notre connaissance des effets nucléaires mais aussi pour atteindre l'îlot de stabilité des noyaux superlourds.

Annexe A

Documentation technique des préamplificateur CREMAT

CR-110 charge sensitive preamplifier:

application guide

Rev. 2.1 (Sep. 2012)

General Description

Cremat's CR-110 is a single channel charge sensitive preamplifier module intended for use with various types of radiation detectors including semiconductor detectors (e.g. CdTe and CZT), p-i-n photodiodes, avalanche photodiodes (APDs), and various gas-based detectors. The CR-110 is one of a series of four charge sensitive preamplifiers offered by Cremat, which differ from each other most notably by their gain. A guide to selecting the best charge sensitive preamplifier for your application can be found at our web site: <http://cremat.com>. As with all Cremat's preamplifier modules, the CR-110 is small (less than one square inch in area), allowing for compact multichannel detection systems to be constructed using a modular design.

Detector coupling

The CR-110 can be used either in a direct coupled (DC) mode, or an AC coupled mode. If the detector current exceeds 10 nA, it is recommended that an AC coupled mode be used to prevent the resulting DC offset of the preamplifier output from saturating. Low frequency detector current (e.g. 'dark' current, or leakage current) produces an offset in the preamplifier output voltage at a rate of 0.2 V per nA. The use of AC coupling also is useful in improving the counting rate capability of the preamplifier. A schematic diagram of an AC-coupled charge sensitive preamplifier detection circuit can be found at http://cremat.com/CSP_app_notes.htm

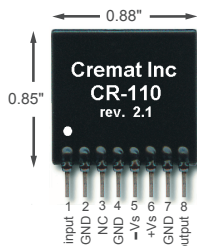


Figure 1

Package Specifications

The CR-110 circuit is contacted via an 8-pin SIP connection (0.100" spacing). Leads are 0.020 inches wide. Pin 1 is marked with a white dot for identification.

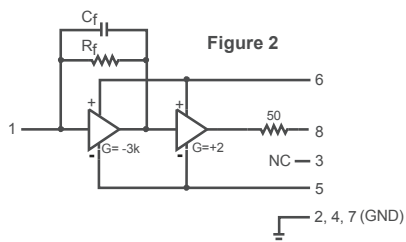


Figure 2

Equivalent circuit diagram

Figure 2 above shows a simplified equivalent circuit diagram of the CR-110, which is a two stage amplifier. The first stage is high gain, and the second stage is low gain with an emphasis on supplying sufficient output current to drive a terminated coaxial cable. Pin numbers corresponding with the CR-110 preamplifier are shown. R_f (100 M Ω) and C_f (1.4 pF) are the feedback resistor and capacitor respectively.

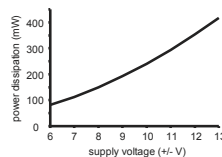
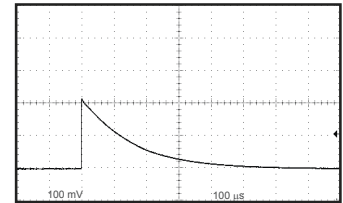
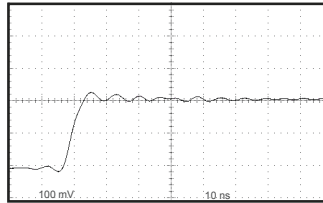
Output waveform

Charge sensitive preamplifiers are used when radiation is detected as a series of pulses, resulting in brief bursts of current flowing into or out of the preamplifier input. Depending on the type of detector, this burst of current may be very brief (<1 ns) or as long as a few μ s. For an idealized detection current pulse taking the form of a delta function, the idealized detected charge (time integral of the input current) will take the form of a step function.

The output waveform of an actual charge sensitive preamplifier will of course have a non-zero rise time: for the CR-110 this figure is approximately 3 ns. Furthermore, capacitance at the preamplifier input (e.g. detector capacitance) further slows the rise time at a rate of 0.17 ns/pF.

Keep in mind the output rise time will also be limited by the speed of the detector. For example, the detection current pulse from a CsI(Tl)/photodiode scintillation detector has a duration of approximately a couple μ s, so the expected rise time of the charge sensitive preamplifier output will be at least that long.

The output waveform of the CR-110 using a capacitively-coupled fast square wave pulser at the input is shown below to the left. At long time domains, the output decays due to the discharge of the feedback capacitor through the feedback resistor, with an RC time constant of 140 μ s. This decay of the output waveform is also shown below, to the right.



The power dissipation of the CR-110 is shown to the left as a function of supply voltage. The minimum supply voltage for good operation is ± 6 V. Any supply voltage applied in excess of this figure does not change or improve CR-110 performance, but instead results in unnecessary power dissipation.

cremat

Cremat, Inc.
45 Union St.
Watertown, MA 02472
(617) 527-6590
FAX: (617) 527-2849
<http://cremat.com>

Specifications

Assume temp = 20 $^{\circ}$ C, $V_s = \pm 6$ V, unloaded output

	CR-110	units
Preamplification channels	1	
Equivalent noise charge (ENC)*		
ENC RMS	200	electrons
	0.03	femtoCoul.
Equivalent noise in silicon	1.7	keV (FWHM)
Equivalent noise in CdZnTe	2.4	keV (FWHM)
ENC slope	3.8	elect. RMS /pF
Gain	1.4	volts /pC
Rise time **	3	ns
Decay time constant	140	μ s
Unsaturated output swing	-3 to +3	volts
Maximum charge detectable per event	1.3×10^7	electrons
	2.1	pC
Power supply voltage (V_s)		
maximum	$V_s = \pm 13$	volts
minimum	$V_s = \pm 6$	volts
Power supply current (pos)	9	mA
(neg)	6	mA
Power dissipation with no load	85	mW
Operating temperature	-40 to +85	$^{\circ}$ C
Output offset	+0.2 to -0.2	volts
Output impedance	50	ohms

* Measured with input unconnected, using Gaussian shaping amplifier with time constant = 1 μ s. With a detector attached to the input, noise from the detector capacitance, leakage current, and dielectric losses will add to this figure.

** Pulse rise time (defined as the time to attain 90% of maximum value) has a linear relationship with input capacitance. Value cited in the table assumes zero added input capacitance. To calculate pulse rise time for practical situations, use the equation: $t_r = 0.17 C_d + 3$ ns, where t_r is the pulse rise time in ns, and C_d is the added capacitance (e.g. detector capacitance) in pF. Keep in mind that others factors within the detection system may further limit this value.

CR-150 evaluation board:

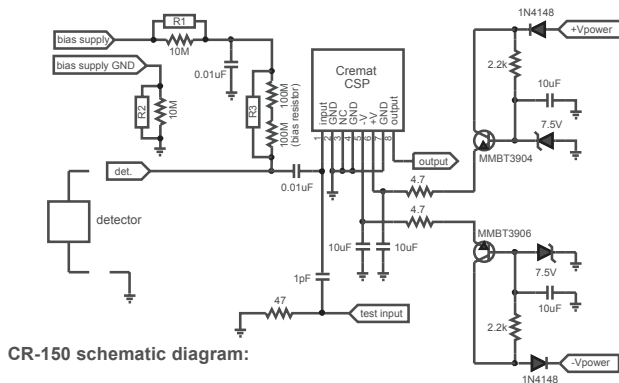
application guide

rev. 4

Board dimensions: 3.7 in. x 2.3 in x 0.063 in.

The CR-150 prototyping test board will aid the experimenter in using and evaluating Cremat's charge sensitive preamplifiers (CSPs). The board has an 8-pin socket for the insertion of the preamplifier, as well as power supply regulation circuit and other components needed to filter the detector bias.

The CR-150 board schematic is shown below. The CR-150 uses 'AC coupling' between the detector and preamplifier input.



AC-coupled circuits, such as the CR-150, use a 'bias resistor' through which bias is supplied to the detector. A voltage drop forms across this resistor due to the current flowing through it (which is the same as the detector current). If the voltage drop across the bias resistor is too small (less than about 100 mV), the electronic noise (thermal noise) of the bias resistor starts to become significant in the detection circuit. On the other hand, if the voltage drop across the bias resistor is too large, the voltage across the detector may be significantly (perhaps unexpectedly) less than the applied bias voltage. This is true because the bias supply filter resistors, the bias resistor, and the detector are all in series; voltage drops forming across the resistors subtract from the voltage across the detector. Keep in mind that most voltmeters cannot accurately measure voltage drops across very large resistances, so the best method is to use your knowledge of the approximate detector current to calculate this voltage drop.

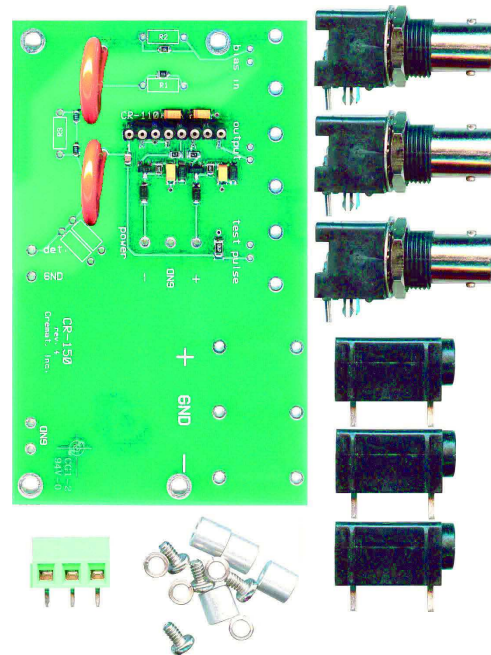
The CR-150 comes with bias filter resistor values of 10 megohms and a bias resistor value of 200 megohms (realized on the board with two 100 megohm resistors in series). Regardless of how small the detector current is, it should not be necessary to increase these resistances above these values. However if the detector current is expected to exceed approximately 10 nA you may consider shunting the bias resistor and possibly the bias supply filter resistors to lower these resistances (reducing these voltage drops) and preventing them from becoming significant in your application. The CR-150 board has resistor positions marked R1, R2, and R3 which are intentionally left empty. These are positions intended to give the user the option to shunt the 200 megohm bias resistor (using R3) and the two 10 megohm filter resistors (using R1 & R2). Users should apply shunting resistors with the aim of producing voltage drops of approximately 0.5 volt across each of them. (note that it is not necessary to be precise in this value - achieving values within a factor of 3 or 4 of the target should be sufficient)

As an example, consider testing an avalanche photodiode (APD) having a leakage current of 100 nanoamps. This would theoretically create a voltage drop of 20 volts across the 200 megohm resistor and another 1 volt across each of the two 10 megohm filter resistors. This would be awkward because the gain of an APD is highly dependent on the bias voltage, and the actual APD bias is less than the applied bias by the amount of the voltage drops across these resistors. To improve the situation, the user should insert a 5 megohm resistor into position R3 reducing the voltage drop to 0.5 volts. R2 and R3 could be reduced to the same value, producing a total resistor voltage drop of 1.5 volts.

The following table may be used to determine appropriate values for the shunt resistors R1, R2, and R3:

leakage current range:	R1	R2	R3
0 to 10 nA	(left open)	(left open)	(left open)
10 nA to 30 nA	(left open)	(left open)	22M
30 nA to 100 nA	(left open)	(left open)	10M
100 nA to 300 nA	3.3M	3.3M	3.3M
300 nA to 1 μ A	1M	1M	1M
1 μ A to 3 μ A	330k	330k	330k
3 μ A to 10 μ A	100k	100k	100k
10 μ A to 30 μ A	33k	33k	33k

The voltage regulation circuits on the CR-150 produce a steady supply voltage to the CSP



of ± 6.8 V. The user should provide supply voltage to the power input of the CR-150 within the range of ± 8 V to ± 15 V.

The CR-150 can be used with any of Cremat's charge sensitive preamplifiers (ie: CR-110, CR-111, CR-112 & CR-113). Cremat's shaping amplifiers (CR-200 series) cannot be used with the CR-150 board. The CR-200 shaping amplifiers have their own evaluation board: the CR-160. Attempting to operate a module in the wrong evaluation board will result in damage to both the modules and boards.

After soldering to the CR-150 board, be sure to clean any residue (such as the solder flux) from the board. Residue left at the 'detector' terminal or at the bias resistor shunt (R3) can significantly degrade the noise performance of the detection system. Also be careful to avoid moisture or other residue from forming at these positions.

The CR-150 board comes with the parts shown above. Because the user may not wish to use BNC connectors mounted on the board, the connectors have been supplied unassembled to the board. 'PCB-mount' banana connectors are also supplied (unassembled), allowing the user the option of supplying power via banana patch cables. Mounting hardware is also included, as well as an alternative power connector. These different connectors and mounting options are illustrated in the photos on the following page.

Electrical Shielding:

Cremat's CSPs are sensitive, and operating them in an unshielded environment will usually result in the amplification of unwanted stray signals. For this reason we recommend using any of Cremat's CSPs and the CR-150 board inside a shielded enclosure. We offer the CR-150-BOX (available separately) which provides shielding for the CR-150 board and is easily assembled and operated. For more information on this product, see our web site <http://cremat.com>

Caution: Set-up of the CR-150 board requires the user to be comfortable with soldering and connecting wires, cables, and connectors to PC boards. Also, the user may be exposed to the risk of electric shock, in particular the high voltages sometimes used in detector bias supplies. Furthermore, the user should keep in mind that the detector bias supply GND connection is connected to the CR-150 ground via a 10M resistor (or R2). Any voltage drop appearing across this resistor (due to detector current) will appear as a difference in ground potential between the power supply ground and CR-150 board ground. While this will normally not be a problem, if this voltage becomes sufficiently large it may become an unexpected source of electric shock.

Cremat, Inc.
45 Union St.
Watertown, MA 02472
(617) 527-6590
FAX: (617) 527-2849
<http://cremat.com>

cremat

Annexe B

Règle des 120pF : estimation de la capacité maximum des regroupements de pixels

Dans cette annexe, je vais présenter la règle de "120 pF" évoquée lors de la mise en place de regroupements de pixels.

Cette règle provient du bruit capacitif engendré par les préamplificateurs pour une impédance d'entrée donnée. Pour éviter toute détérioration des performances des détecteurs, il convient donc de prendre en compte la capacité maximale pour laquelle ce bruit devient non négligeable par rapport aux performances mesurées. Pour cela, nous avons fixé une contribution de ce bruit capacitif inférieure à 10 % de la valeur mesurée en pixels individuels.

Tout d'abord il faut considérer la création de paires dans les détecteurs. En effet, ce dernier est composé de silicium dont l'écart entre la bande de valence et de conduction est de 1.1 eV. En moyenne, pour la création d'une paire électron/trou il est nécessaire de déposer 3.62 eV dans le détecteur.

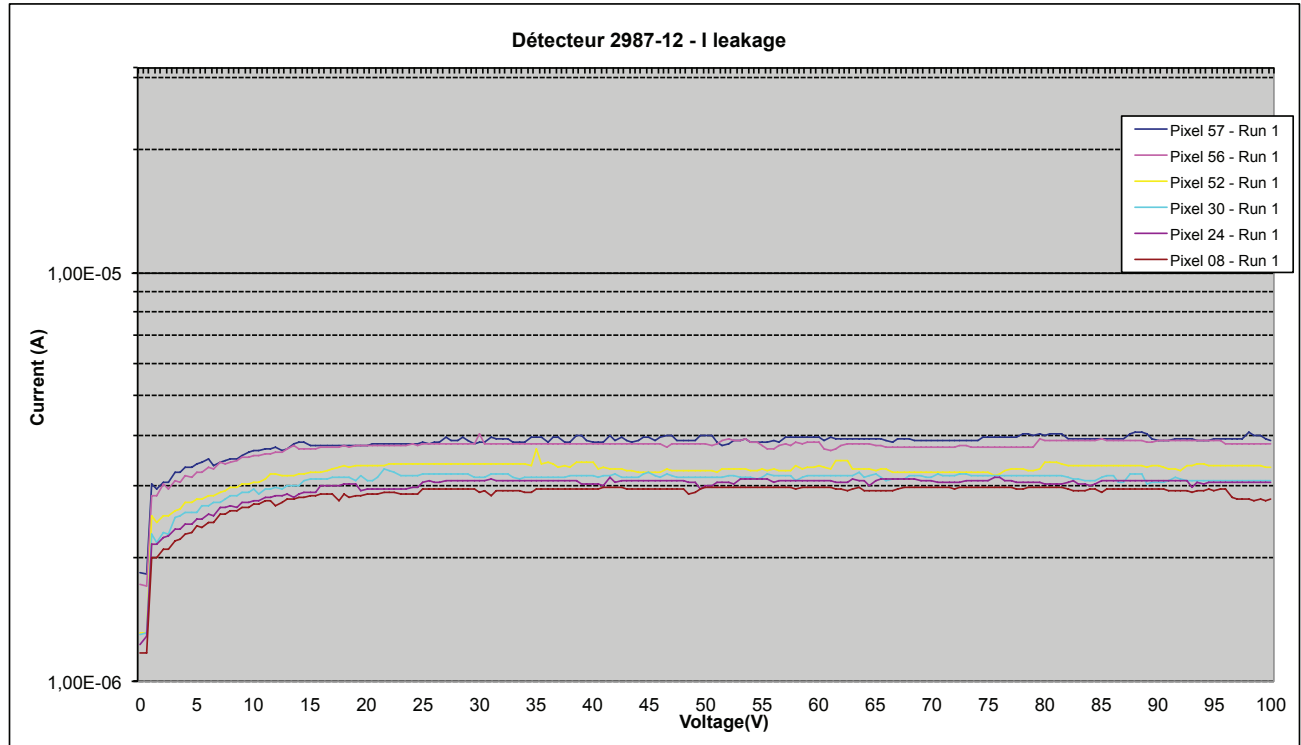
Ainsi, en considérant les performances du détecteur (mesurées, 15 keV, et imposées par le cahier des charges 20 keV) on peut donc calculer le nombre de paires créées pour que le bruit capacitif corresponde à 10 % ou moins de ces résolutions. Pour la valeur mesurée on obtient $0.41 \cdot 10^3$ paires, et pour la valeur du cahier des charge on obtient $0.55 \cdot 10^3$ paires.

De plus, les caractéristiques de préamplificateur présentées en annexe A nous donnent le nombre d'électrons par picoFarad : $3.8 \text{ e}^-/\text{pF}$. Ainsi, par simple règle de trois, nous pouvons déterminer la capacité maximale pour les regroupements de pixels de telle façon que le bruit capacitif soit inférieur à 10 % : 108 pF pour 15 keV de résolution ou 145 pF pour les 20 keV du cahier des charges.

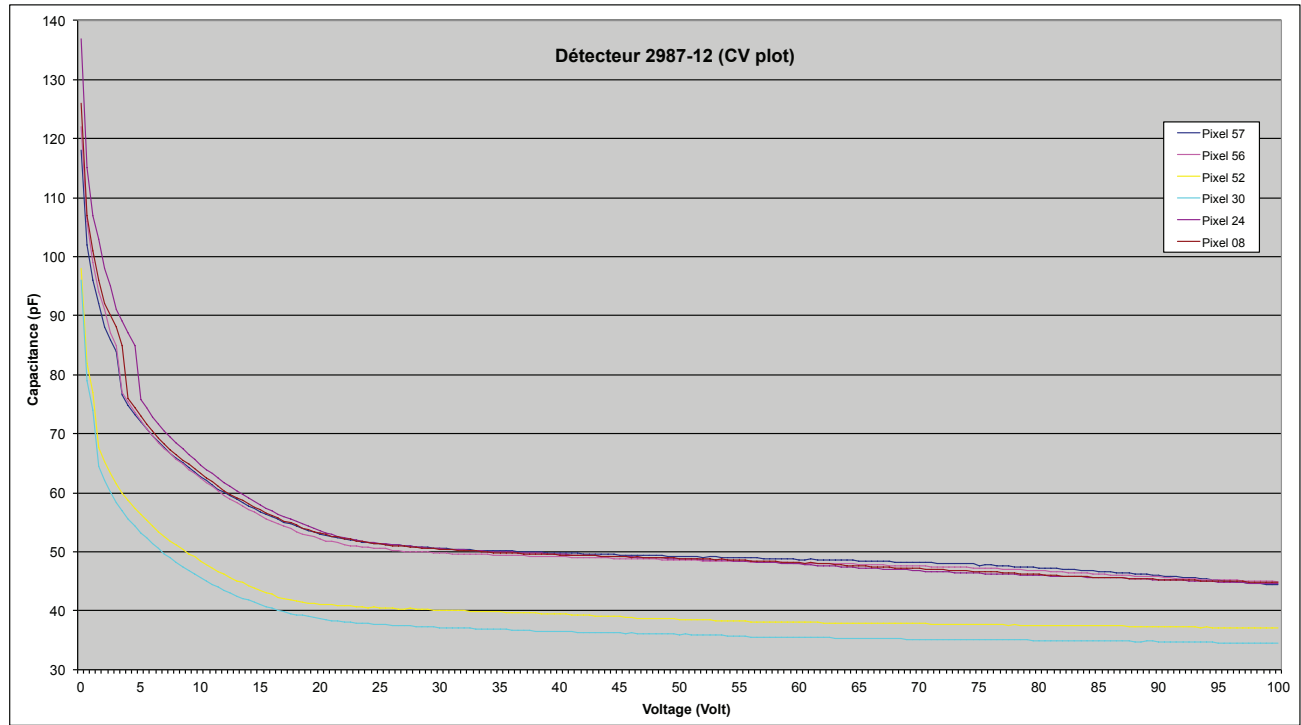
Au final nous avons donc pris la valeur moyenne de 120 pF pour l'établissement des regroupements de pixels correspondant à une résolution moyenne de 17 keV.

Annexe C

Courbes caractéristiques courant, capacité en fonction de la tension pour les différents détecteurs SIRIUS

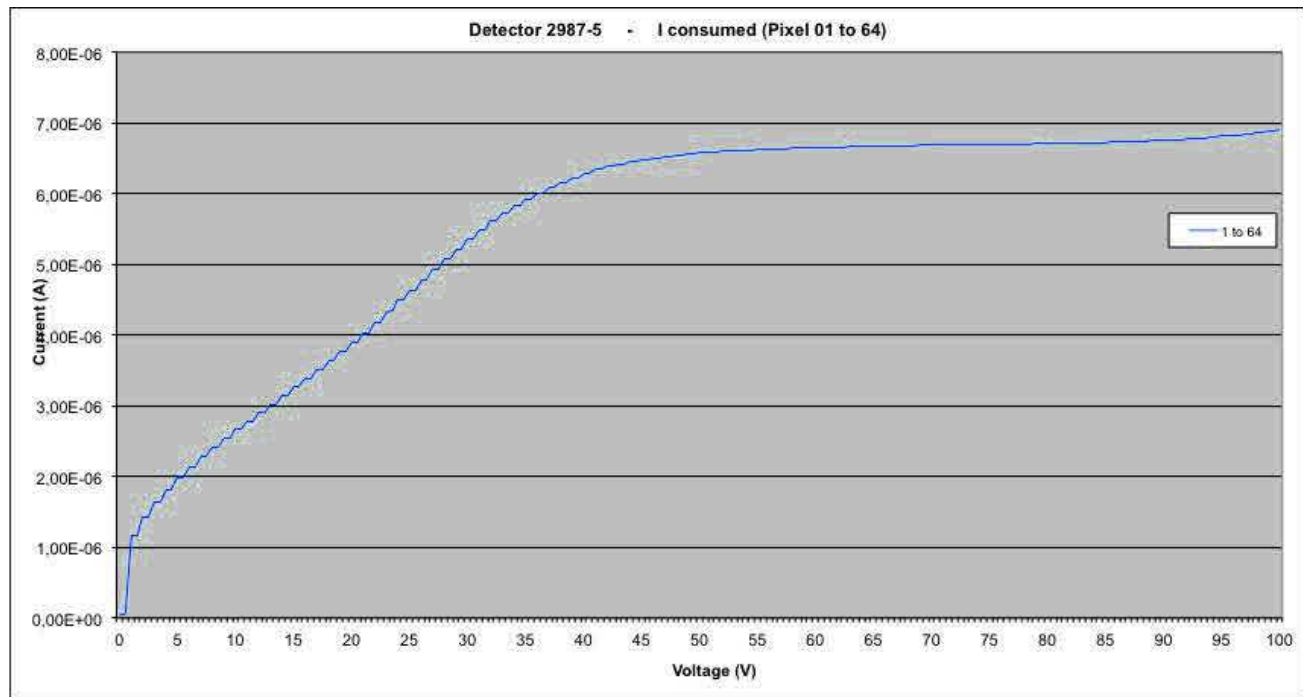


(a)

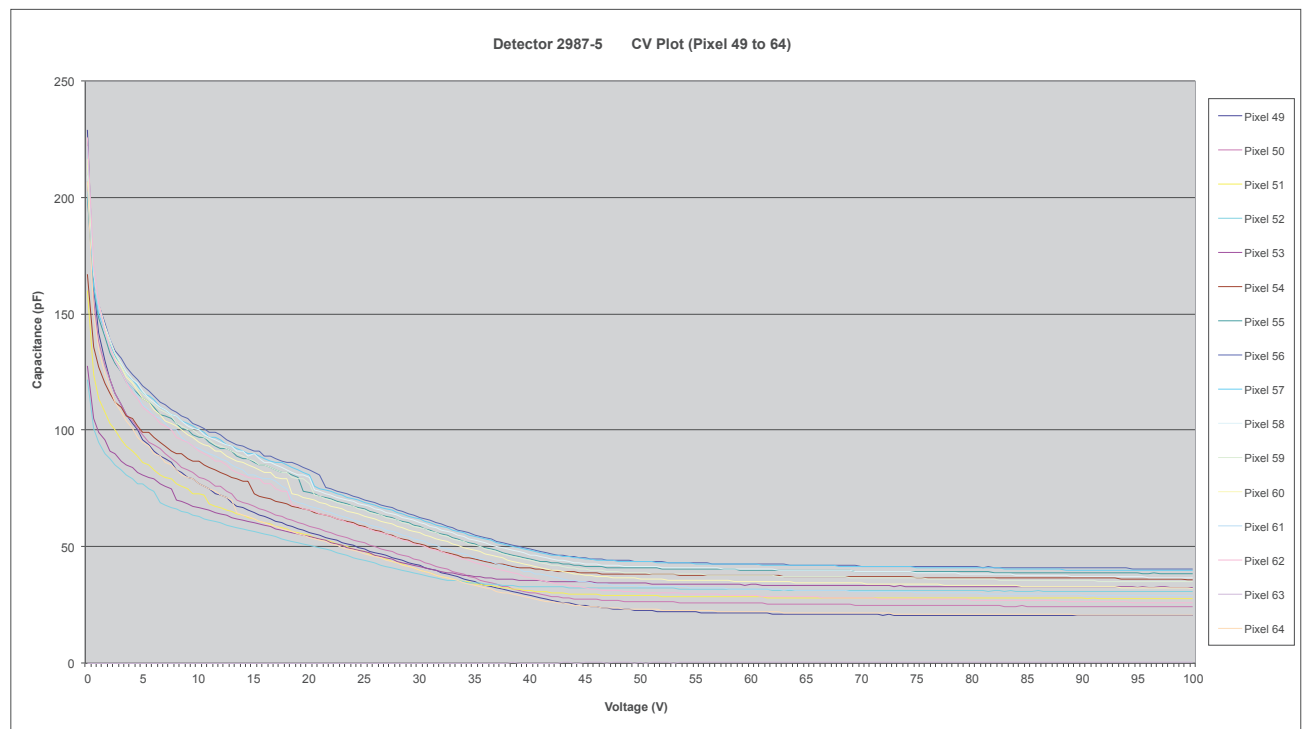


(b)

FIGURE C.1 – Courbe caractéristique du détecteur "2987-12" : (a) Courbe courant en fonction de la tension (I(V)) , (b) Courbe capacité en fonction de la tension (C(V)) / Characteristic data from the detector "2987-12" : (a) Current versus voltage measurement, (b) Capacitance versus voltage measurement

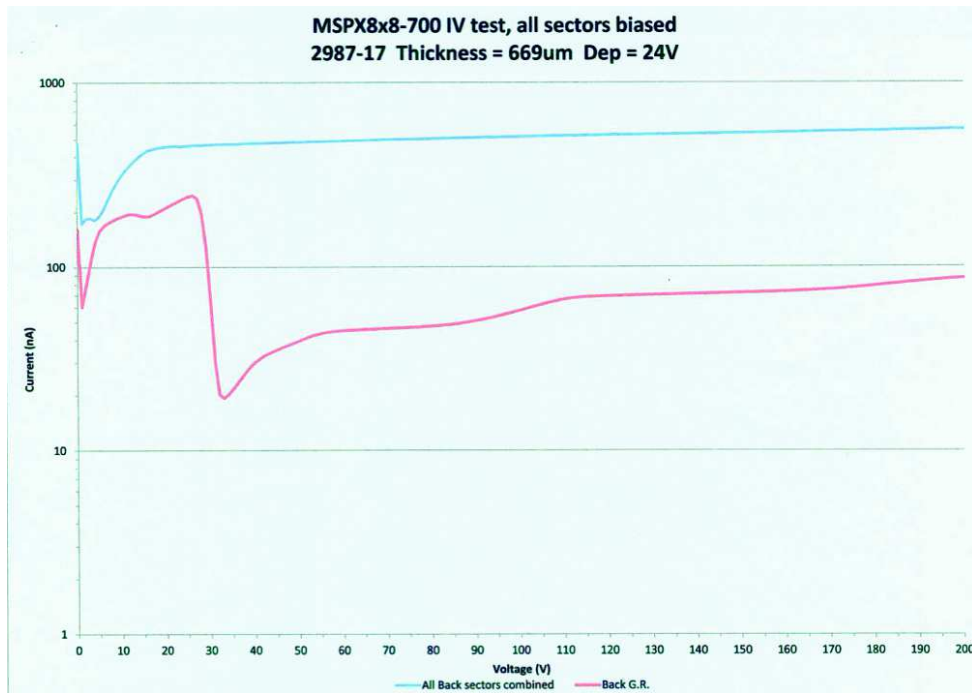


(a)

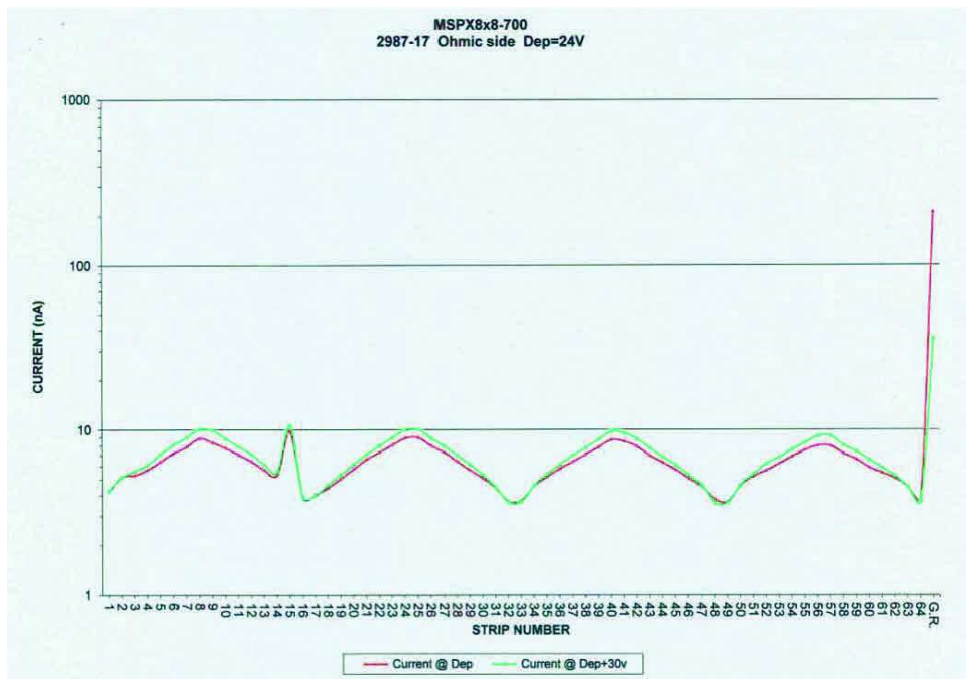


(b)

FIGURE C.2 – Courbe caractéristique du détecteur "2987-5" : (a) Courbe représentant le courant total en fonction de la tension ($I(V)$) pour l'intégralité du détecteur 2987-5 (soit 57 pixels fonctionnels), (b) Courbe capacité en fonction de la tension ($C(V)$) pour les pixels 49 à 64 du détecteur "2987-5" / *Characteristic data from the detector "2987-5" : (a) Total current versus voltage for the full detector "2987-5" (57 working pixels), (b) Capacitance versus voltage for the valid pixels from 49 to 64 of the detector "2987-5"*

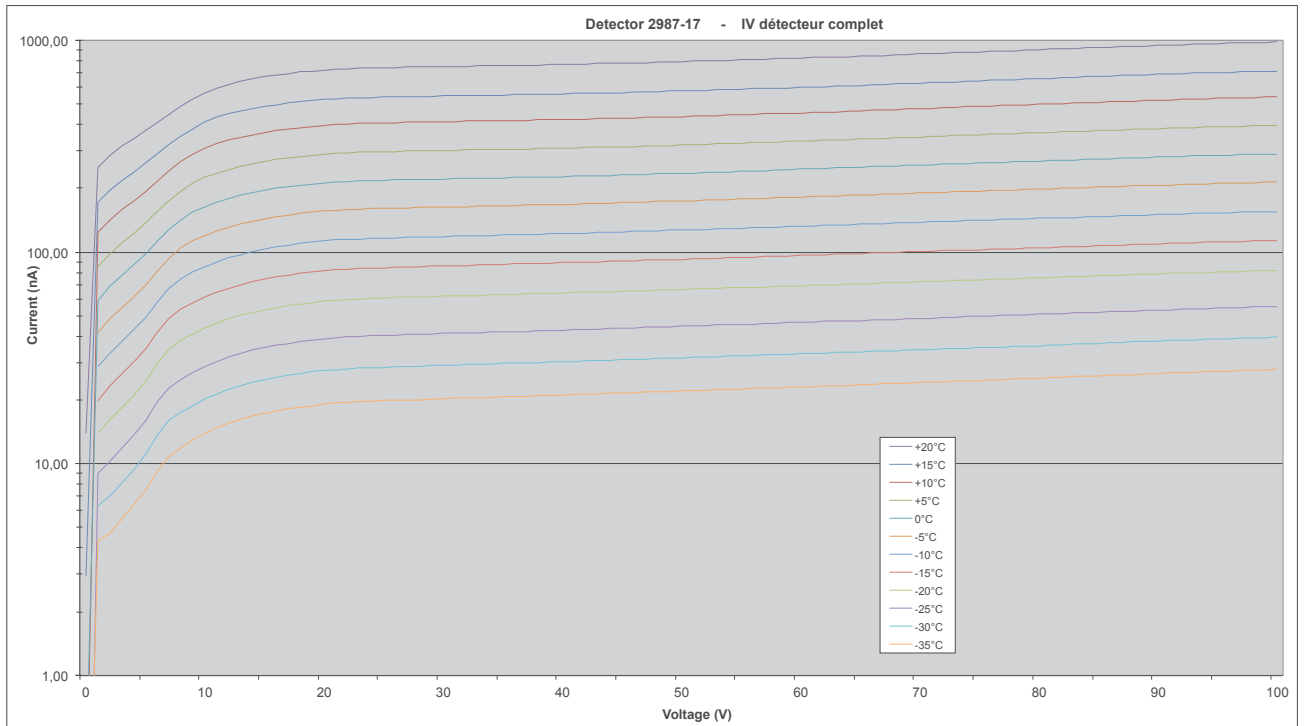


(a)

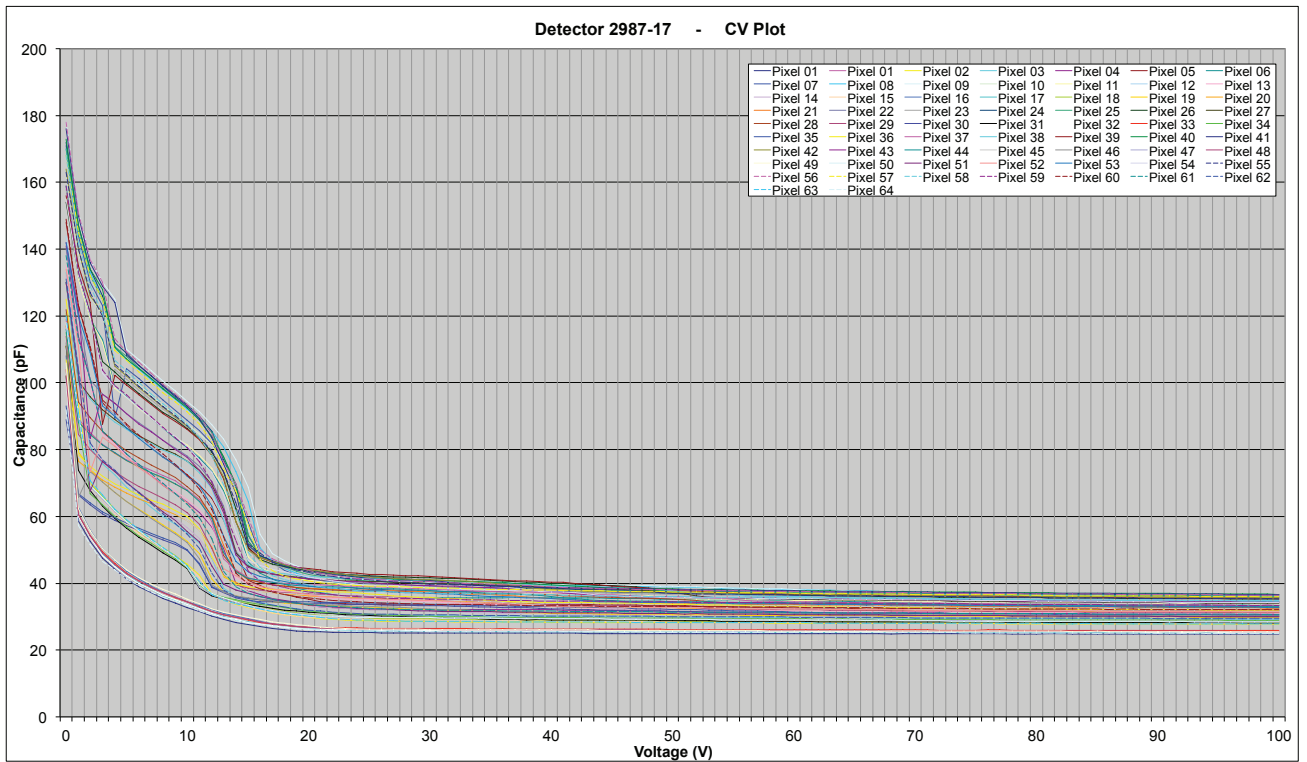


(b)

FIGURE C.3 – Mesure du courant de fuite réalisée par le constructeur lors de la préparation du détecteur "2987-17" : (a) Courant de fuite associé au détecteur entier ainsi que celui associé aux anneaux de garde, (b) Mesure du courant de fuite pixel par pixel en fonction de la tension appliquée : une mesure à la tension de déplétion V_d (26 V) et une à $V_d + 30$ V / Measurement of leak current and capacitance by the fabricant on the detector "2987-17" : (a) Leak current of all the pixels together and leak current of the guard rings, (b) Leak current pixel by pixel depending on the polarization voltage : one mesure at the depletion voltage V_d (26 V) and on at $V_d + 30$ V



(a)



(b)

FIGURE C.4 – Courbe éristique du détecteur "2987-17" : (a) Courbe du courant en fonction de la tension ($I(V)$) pour l'intégralité des pixels regroupés en fonction de la température, (b) Courbe de la capacité en fonction de la tension ($C(V)$) pour les pixels individuels / Characteristic data from the detector "2987-17" : Current versus voltage for all the pixels regrouped on the detector "2987-17", (b) Capacitance versus voltage pixel by pixel on the detector "2987-17"

Annexe D

Changement de variable estimation du temps de vie

Dans cette annexe, je vais détailler un peu plus l'estimation du temps de vie à l'aide des matrices de corrélations, au travers du changement de variables effectué pour ajuster les courbes de tendances. Tout d'abord, la décroissance radioactive est caractérisée par son évolution temporelle exponentiellement décroissante :

$$\frac{dN(t)}{dt} = -N_r \cdot \lambda \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (D.1)$$

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

Une première méthode pour estimer le temps de vie consiste à ajuster directement le spectre représentant la différence en temps entre l'implantation et la décroissance, par cette fonction exponentielle décroissante. Cependant, cette méthode ne permet pas de visualiser facilement des écarts importants dans les temps de vie observés au cours des expériences. De plus, pour les faibles statistiques, l'ajustement de cette fonction peut être compliqué.

La méthode utilisée pour les faibles statistiques consiste à représenter, non pas la différence en temps, mais le logarithme de cette différence au travers du changement de variable :

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

Ainsi en utilisant le changement de variable eq. (D.2) :

$$t = 2^\theta \quad (D.3)$$

$$dt = t \cdot \ln(2) \cdot d\theta \quad (D.4)$$

Au final, en remplaçant dans l'équation de base eq. (D.1) nous obtenons bien la fonction utilisée pour estimer les temps de vie :

$$\frac{dN(\theta)}{d\theta} = -N_r \cdot \ln(2) \cdot \lambda \cdot 2^\theta e^{-\lambda \cdot 2^\theta} \quad (D.5)$$

Pour estimer le temps de vie, on peut alors procéder selon deux méthodes. Tout d'abord le maximum de cette fonction est relié à celui-ci et on peut donc l'exprimer par :

$$\tau = 2^{\theta_{max}} \quad (D.6)$$

Cependant, l'estimation de l'erreur en utilisant cette méthode est compliquée et ne donne pas des résultats satisfaisants. La seconde méthode utilise directement les valeurs calculées lors de l'ajustement de la courbe de tendance. En effet, dans l'équation eq. (D.5), λ est une variable. Ainsi, après minimisation et optimisation de l'ajustement, on obtient directement sa valeur, mais aussi l'erreur sur cette dernière. En utilisant le lien entre λ et le temps de vie on obtient ainsi une mesure précise de ce dernier, mais aussi une estimation des erreurs associées. C'est cette méthode qui est utilisée pour l'estimation des temps de vie dans cette thèse.

Bibliographie

- [1] J. Rubert. *De la production d'un faisceau isotopique de ^{50}Ti à la première spectroscopie prompt d'un noyau superlourd, le ^{256}Rf ($Z=104$)*. PhD thesis, 2013.
- [2] Sigurd Hofmann. Super-heavy nuclei. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 42(11) :114001, November 2015.
- [3] Yu.Ts. Oganessian and V.K. Utyonkov. Superheavy nuclei from 48 Ca-induced reactions. *Nuclear Physics A*, 944 :62–98, December 2015.
- [4] A. Ghiorso, S.G Thompson, G.H. Higgins, and Seaborg G.T. New elements einsteinium and fermium atomic numbers 99 and 100. *Letters to Editor*, 1955.
- [5] CF v Weizsäcker. Zur theorie der kernmassen. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 96(7) :431–458, 1935.
- [6] *Introduction to nuclear physics*. John Wiley and Sons, 1988.
- [7] M. Schädel. Chemistry of superheavy elemens. *Angewandte Chemie International Edition*, 45(368-401), 2006.
- [8] Maria Goeppert Mayer. Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model. i. empirical evidence. *Physical Review*, 78(1) :16, 1950.
- [9] Maria Goeppert Mayer. Nuclear configurations in the spin-orbit coupling model. II. Theoretical considerations. *Physical Review*, 78(1) :22, 1950.
- [10] Sven Gösta Nilsson. Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei. *Matematisk-fysiske Meddeleser*, 26(16), 1955.
- [11] Sven Gösta Nilsson, Chin Fu Tsang, Adam Sobieczewski, Zdzislaw Szymański, Slawomir Wycech, Christer Gustafson, Inger-Lena Lamm, Peter Möller, and Björn Nilsson. On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements. *Nuclear Physics A*, 131(1) :1–66, 1969.
- [12] Roger D. Woods and David S. Saxon. Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. *Physical Review*, 95(2) :577, 1954.
- [13] S. Ćwiok, S. Hofmann, and W. Nazarewicz. Shell structure of the heaviest elements. *Nuclear Physics A*, 573(3) :356–394, 1994.
- [14] S. Ćwiok, Jacek Dobaczewski, P.-H. Heenen, Piotr Magierski, and Witold Nazarewicz. Shell structure of the superheavy elements. *Nuclear Physics A*, 611(2-3) :211–246, 1996.
- [15] J. Dudek, Z. Szymański, and T. Werner. Woods-Saxon potential parameters optimized to the high spin spectra in the lead region. *Physical Review C*, 23(2) :920, 1981.
- [16] A. T. Kruppa, M. Bender, W. Nazarewicz, P.-G. Reinhard, T. Vertse, and S. Ćwiok. Shell corrections of superheavy nuclei in self-consistent calculations. *Physical Review C*, 61(3) :034313, 2000.

- [17] Michael Bender, W. Nazarewicz, and P.-G. Reinhard. Shell stabilization of super-and hyperheavy nuclei without magic gaps. *Physics Letters B*, 515(1) :42–48, 2001.
- [18] J. Dobaczewski, H. Flocard, and J. Treiner. Hartree-fock-bogolyubov description of nuclei near the neutron-drip line. *Nuclear Physics A*, 1(422) :103–139, 1984.
- [19] Michael Bender, Klemens Rutz, P.-G. Reinhard, Joachim A. Maruhn, and Walter Greiner. Shell structure of superheavy nuclei in self-consistent mean-field models. *Physical Review C*, 60(3) :034304, 1999.
- [20] M. Bender, P. Bonche, T. Duguet, and P.-H. Heenen. Skyrme mean-field study of rotational bands in transfermium isotopes. *Nuclear Physics A*, 723(3-4) :354–364, August 2003.
- [21] Michael Bender, Paul-Henri Heenen, and Paul-Gerhard Reinhard. Self-consistent mean-field models for nuclear structure. *Reviews of Modern Physics*, 75(1) :121, 2003.
- [22] Interactive Chart of Nuclides. <http://www.nndc.bnl.gov/chart/recolor.jsp?newcolor=dm>.
- [23] Jochen Erler, Noah Birge, Markus Kortelainen, Witold Nazarewicz, Erik Olsen, Alexander M. Perhac, and Mario Stoitsov. The limits of the nuclear landscape. *Nature*, 486(7404) :509–512, June 2012.
- [24] F. Khalfallah. *Spectroscopie de noyaux très lourds en vue de l'étude des noyaux super-lourds*. PhD thesis, 2007.
- [25] Yu.Ts. Oganessian. Superheavy elements. *Physics World*, July 2004.
- [26] Maria Goeppert Mayer and J.H.D Jense. *Elementary theory of nuclear shell structure*. John Wiley and Sons, 1955.
- [27] R.B. Firestone, V.S. Shirley, C.M. Baglin, S.F. Chu, and J. Zipkin. *Table of Isotopes*, volume vol II. John Wiley and Sons, 1996.
- [28] D. Rouvel. *Essai sur les symétries géométriques et les transitions de forme du noyau de l'atome*. PhD thesis, 2014.
- [29] Yu Ts Oganessian, A Sobiczewski, and G M Ter-Akopian. Superheavy nuclei : from predictions to discovery. *Physica Scripta*, 92(2) :023003, February 2017.
- [30] M. Wang, G. Audi, A.H. Wapstra, F.G. Kondev, M. MacCormick, X. Xu, and B. Pfeiffer. The ame2012 atomic mass evaluation. *Chinese Physics C*, 36(12) :1603–2014, 2012.
- [31] J. Khuyagbaatar, A. Yakushev, Ch.E. Düllmann, D. Ackermann, L.-L. Andersson, M. Asai, M. Block, R. Boll, H. Brand, D. Cox, M. Dasgupta, X. Derkx, A. Di Nitto, K. Eberhardt, J. Even, M. Evers, C. Fahlander, U. Forsberg, J. Gates, N. Gharibyan, P. Golubev, K. Gregorich, J. Hamilton, W. Hartmann, R.-D. Herzberg, F. Heßberger, D. Hinde, J. Hoffmann, R. Hollinger, A. Hübner, E. Jäger, B. Kindler, J. Kratz, J. Krier, N. Kurz, M. Laatiaoui, S. Lahiri, R. Lang, B. Lommel, M. Maiti, K. Miernik, S. Minami, A. Mistry, C. Mokry, H. Nitsche, J. Omtvedt, G. Pang, P. Papadakis, D. Renisch, J. Roberto, D. Rudolph, J. Runke, K. Rykaczewski, L. Sarmiento, M. Schadel, B. Schausten, A. Semchenkov, D. Shaughnessy, P. Steinegger, J. Steiner, E. Tereshatov, P. Thörle-Pospiech, K. Tinschert, T. Torres De Heidenreich, N. Trautmann, A. Türler, J. Uusitalo, D. Ward, M. Wegrzecki, N. Wiehl, S. Van Cleve, and V. Yakusheva. $\text{Ca } 48 + \text{Bk } 249$ Fusion Reaction Leading to Element $Z = 117$: Long-Lived $\text{Î}^\pm - \text{Decaying Db270 and Discovery of Lr266}$. *Physical Review Letters*, 112(17), 2014.
- [32] P.J. Karol, R.C. Barber, B.M. Sherrill, E. Vardaci, and T. Yamazaki. Discovery of the element with atomic number $Z = 118$ completing the 7th row of the periodic table (IUPAC Technical Report). *Pure and Applied Chemistry*, 88(1-2), January 2016.

- [33] J. M. Gates, Ch. E. Düllmann, M. Schädel, A. Yakushev, A. Türler, K. Eberhardt, J. V. Kratz, D. Ackermann, L.-L. Andersson, M. Block, W. Bröchle, J. Dvorak, H. G. Essel, P. A. Ellison, J. Even, U. Forsberg, J. Gellanki, A. Gorshkov, R. Graeger, K. E. Gregorich, W. Hartmann, R.-D. Herzberg, F. P. Heßberger, D. Hild, A. Hübner, E. Jäger, J. Khuyagbaatar, B. Kindler, J. Krier, N. Kurz, S. Lahiri, D. Liebe, B. Lommel, M. Maiti, H. Nitsche, J. P. Omtvedt, E. Parr, D. Rudolph, J. Runke, H. Schaffner, B. Schausten, E. Schimpf, A. Semchenkov, J. Steiner, P. Thörle-Pospiech, J. Uusitalo, M. Wegrzecki, and N. Wiehl. First superheavy element experiments at the GSI recoil separator TASCA : The production and decay of element 114 in the Pu 244 (Ca 48 ,3-4 n) reaction. *Physical Review C*, 83(5), May 2011.
- [34] B. Back, H. Esbensen, C. Jiang, and K. E. Rehm. Recent developments in heavy-ion fusion reactions. *Reviews of Modern Physics*, 86(1) :317–360, March 2014.
- [35] V. I. Zagrebaev. Sub-barrier fusion enhancement due to neutron transfer. *Physical Review C*, 67(6), June 2003.
- [36] F. Dechery. *Simulations optiques pour le projet S3 - Super Spectrometre Separateur - Premiere spectroscopie gamma - e- en coincidence d'un noyau transfermium : le 251Md*. PhD thesis, 2012.
- [37] G. Henning. *Stability of transfermium elements at high spin : measuring the fission barrier of 254No*. PhD thesis, 2012.
- [38] V. I. Zagrebaev. Fusion-Fission Dynamics of Super-Heavy Element Formation and Decay. volume 704, pages 31–40. AIP, 2004.
- [39] C.A. Bertulani and P. Danielewicz. *Introduction to Nuclear Reactions*. Institute of Physics Publishing, 2004.
- [40] P. Reiter, T. L. Khoo, C. J. Lister, D. Seweryniak, I. Ahmad, M. Alcorta, M. P. Carpenter, J. A. Cizewski, C. N. Davids, G. Gervais, and others. Ground-State Band and Deformation of the Z= 102 Isotope N 254 o. *Physical review letters*, 82(3) :509, 1999.
- [41] R. Bass. Nucleus-nucleus potential deduced from experimental fusion cross sections. *Physical Review Letters*, 39(5) :265, 1977.
- [42] J. M. Gates, S. L. Nelson, K. E. Gregorich, I. Dragojević, Ch. E. Düllmann, P. A. Ellison, C. M. Folden III, M. A. Garcia, L. Stavsetra, R. Sudowe, D. C. Hoffman, and H. Nitsche. Comparison of reactions for the production of Db 258 , 257 : 208 Pb (51 V , xn) and 209 Bi (50 Ti , xn). *Physical Review C*, 78(3), September 2008.
- [43] G.N. Flerov and Petrzhak K.A. *Journal of Physics USSR*, 3 :275, 1940.
- [44] A. I. Svirikhin, A. V. Yerebin, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, I. V. Izosimov, D. E. Katrsev, O. N. Malyshev, A. Minkova, A. G. Popeko, E. A. Sokol, Yu. E. Penionzhkevich, and S. M. Lukyanov. Neutron Multiplicity At Spontaneous Fission Of [sup 246]Fm. pages 334–337, 2010.
- [45] V. E. Viola, K. Kwiatkowski, and M. Walker. Systematics of fission fragment total kinetic energy release. *Physical Review C*, 31(4) :1550, 1985.
- [46] ANU Department of Nuclear Physics. <http://bricc.anu.edu.au/index.php>.
- [47] Ch. Theisen, A. Lopez-Martens, and Ch. Bonnelle. Internal conversion and summing effects in heavy-nuclei spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 589(2) :230–242, May 2008.
- [48] B. J. P. Gall. Super et hyper déformation du noyau atomique : du discret au continu. *Annales de Physique*, 24(6), 1999.
- [49] Philip Walker and George Dracoulis. Energy traps in atomic nuclei. *Nature*, 399(6731) :35–40, 1999.

- [50] K. E. G. Löbner. Systematics of absolute transition probabilities of K-Forbidden gamma-ray transitions. *Physics Letters B*, 26(6) :369–370, 1968.
- [51] Valery Zagrebaev and Walter Greiner. Synthesis of superheavy nuclei : A search for new production reactions. *Physical Review C*, 78(3), September 2008.
- [52] R. Vogt and J. Randrup. Event-by-event study of neutron observables in spontaneous and thermal fission. *Physical Review C*, 84(4), October 2011.
- [53] A. I. Svirikhin, A. V. Andreev, V. N. Dushin, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, M. Gupta, A. V. Isaev, I. N. Izosimov, D. E. Katrasev, A. N. Kuznetsov, O. N. Malyshev, S. Mullins, A. G. Popeko, E. A. Sokol, and A. V. Yeremin. The emission of prompt neutrons from the spontaneous fission of ^{252}No and ^{244}Fm . *The European Physical Journal A*, 48(9), September 2012.
- [54] J. Kantele. *Handbook of nuclear spectrometry*. Academic Press, 1995.
- [55] F. P. Heßberger, S. Antalic, B. Sulignano, D. Ackermann, S. Heinz, S. Hofmann, B. Kindler, J. Khuyagbaatar, I. Kojouharov, P. Kuusiniemi, M. Leino, B. Lommel, R. Mann, K. Nishio, A. G. Popeko, š. Šáro, B. Streicher, J. Uusitalo, M. Venhart, and A. V. Yeremin. Decay studies of K isomers in ^{254}No . *The European Physical Journal A*, 43(1), January 2010.
- [56] G. Münzenberg, W. Faust, S. Hofmann, P. Armbruster, K. Güttner, and H. Ewald. The velocity filter SHIP, a separator of unslowed heavy ion fusion products. *Nuclear Instruments and Methods*, 161(1) :65–82, 1979.
- [57] A.G. Popeko, A.V. Yeremin, O.N. Malyshev, V.I. Chepigin, A.V. Isaev, Yu.A. Popov, A.I. Svirikhin, K. Haushild, A. Lopez-Martens, K. Rezyunkina, and O. Dorvaux. Separator for Heavy Element Spectroscopy – velocity filter SHELS. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 376 :140–143, June 2016.
- [58] Clyde B. Fulmer and Bernard L. Cohen. Equilibrium charges of fission fragments in gases. *Physical Review*, 109(1) :94, 1958.
- [59] Bernard L. Cohen and Clyde B. Fulmer. Fission-fragment mass separator and the nuclear charge distribution of fission fragment of a single mass. *Nuclear physics*, 1958.
- [60] I. Bacho, D.D. Bogdanov, Sh. Darotsi, V.A. Karnaukhov, L.A. Petrov, and G M Ter-Akopian. *JINR Report*, P13-4453, 1969.
- [61] M. Leino. Gas-filled separators – An overview. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204 :129–137, May 2003.
- [62] A. Ghiorso, S. Yashita, M. E. Leino, L. Frank, J. Kalnins, P. Armbruster, J.-P. Dufour, and P. K. Lemmertz. Sassy, a gas-filled magnetic separator for the study of fusion reaction products. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 269(1) :192–201, 1988.
- [63] Yu S. Tsyganov. The Dubna gas-filled recoil separator : status and developments. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 25(4) :937, 1999.
- [64] D. Kaji, K. Morimoto, N. Sato, A. Yoneda, and K. Morita. Gas-filled recoil ion separator GARIS-II. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 317 :311–314, December 2013.
- [65] J. Uusitalo, P. Jones, P. Greenlees, P. Rahkila, M. Leino, A.N. Andreyev, P.A. Butler, T. Enqvist, K. Eskola, T. Grahn, R.-D. Herzberg, F. Hessberger, R. Julin, S. Juutinen, A. Keenan, H. Kettunen, P. Kuusiniemi, A-P. Leppänen, P. Nieminen, R. Page, J. Pakarinen, and C. Scholey. In-beam spectroscopy using the

- JYFL gas-filled magnetic recoil separator RITU. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204 :638–643, May 2003.
- [66] Spectromtres et sparateurs en physiques nuclaire. <http://www.cenbg.in2p3.fr/heberge/ecolejoliotcurie/coursannee/>
- [67] S. Hofmann, S. Heinz, R. Mann, J. Maurer, J. Khuyagbaatar, D. Ackermann, S. Antalic, W. Barth, M. Block, H. G. Burkhard, and others. The reaction $48\text{Ca} + {}^{248}\text{Cm} \rightarrow {}^{296116}^*$ studied at the GSI-SHIP. *The European Physical Journal A*, 48(5) :62, 2012.
- [68] K.-H. Schmidt, R.S Simon, J.G. Keller, F. P. Hessberger, G. Munzenberf, B. Quint, H.G Clerc, W. Schwab, U. Gollerthan, and C.C. Sahn. Gamma-spectroscopy investigations in the radiative fusion reaction $90\text{Zr} + {}^{90}\text{Zr}$. *Physics Letters B*, 168(1-2) :39–42, 1986.
- [69] E. S. Paul, P. J. Woods, T. Davinson, R. D. Page, P. J. Sellin, C. W. Beausang, R. M. Clark, R. A. Cunningham, S. A. Forbes, D. B. Fossan, and others. In-beam $\hat{I}^3 - \text{rayspectroscopyaboveSn100usingthetechniqueofrecoildecaytagging}$. *PhysicalReviewC*, 51(1) : 78, 1995.
- [70] S3 Collaboration, F. Déchery, A. Drouart, H. Savajols, J. Nolen, M. Authier, A. M. Amthor, D. Boutin, O. Delferrière, B. Gall, A. Hue, B. Laune, F. Le Blanc, S. Manikonda, J. Payet, M. H. Stodel, E. Traykov, and D. Uriot. Toward the drip lines and the superheavy island of stability with the Super Separator Spectrometer S3. *The European Physical Journal A*, 51(6), June 2015.
- [71] Velocity-selector by Wien.
- [72] N. Bohr. Scatering and stopping fission fragment. *Physical Review*, 58 :654, 1940.
- [73] K. E. Gregorich, T. N. Ginter, W. Loveland, D. Peterson, J. B. Patin, C. M. Folden, D. C. Hoffman, D. M. Lee, H. Nitsche, J. P. Omtvedt, L. A. Omtvedt, L. Stavsetra, R. Sudowe, P. A. Wilk, P. M. Zielinski, and K. Aleklett. Cross-section limits for the $208\text{Pb}(86\text{Kr},n)293118$ reaction. *The European Physical Journal A*, 18(4) :633–638, December 2003.
- [74] Cary N. Davids, B. B. Back, K. Bindra, D. J. Henderson, W. Kutschera, T. Lauritsen, Y. Nagame, P. Sugathan, A. V. Ramayya, and W. B. Walters. Startup of the fragment mass analyzer at atlas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 70(1) :358–365, 1992.
- [75] Cary N. Davids. Recoil separators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 204 :124–128, May 2003.
- [76] K. Subotic, Yu Ts Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu V. Lobanov, F. Sh Abdullin, A. N. Polyakov, Yu S. Tsyganov, and O. V. Ivanov. Evaporation residue collection efficiencies and position spectra of the Dubna gas-filled recoil separator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 481(1) :71–80, 2002.
- [77] Yu Ts Oganessian, V. K. Utyonkov, Yu V. Lobanov, F. Sh Abdullin, A. N. Polyakov, I. V. Shirokovsky, Yu S. Tsyganov, G. G. Gulbekian, S. L. Bogomolov, B. N. Gikal, and others. Heavy element research at Dubna. *Nuclear Physics A*, 734 :109–123, 2004.
- [78] K. Morita, K.K. Morimoto, D. Kaji, S. Goto, H. Haba, E. Ideguchi, R. Kanungo, K. Katori, H. Koura, H. Kudo, T. Ohnishi, A. Ozawa, J.C. Peter, T. Suda, K. Sueki, I. Tanihata, F. Tokanai, H. Xu, A.V. Yeremin, A. Yoneda, A. Yoshida, Y.-L. Zhao, and T. Zheng. Status of heavy element research using GARIS at RIKEN. *Nuclear Physics A*, 734 :101–108, April 2004.
- [79] D. Kaji, K. Morimoto, H. Haba, Y. Wakabayashi, Y. Kudou, M. Huang, S. Goto, M. Murakami, N. Goto, T. Koyama, N. Tamura, S. Tsuto, T. Sumita, K. Tanaka, M. Takeyama, S. Yamaki, and K. Morita.

- Startup of a new gas-filled recoil separator GARIS-II. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 303(2) :1523–1525, February 2015.
- [80] G. Münzenberg, W. Faust, F. P. Hessberger, S. Hofmann, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, W. F. W. Schneider, H. Schött, P. Armbruster, K. Güttner, and others. The velocity filter SHIP, performance and survey of current experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 186(1-2) :423–433, 1981.
- [81] A. Semchenkov, W. Bröchle, E. Jäger, E. Schimpf, M. Schädel, C. Mühle, F. Klos, A. Türler, A. Yakushev, A. Belov, T. Belyakova, M. Kaparkova, V. Kukhtin, E. Lamzin, and S. Sytchevsky. The TransActinide Separator and Chemistry Apparatus (TASCA) at GSI – Optimization of ion-optical structures and magnet designs. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(19-20) :4153–4161, October 2008.
- [82] Christoph E. Düllmann. Physical separators for the heaviest elements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 266(19-20) :4123–4130, October 2008.
- [83] S. Pullanhiotan, M. Rejmund, A. Navin, W. Mittig, and S. Bhattacharyya. Performance of VAMOS for reactions near the Coulomb barrier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 593(3) :343–352, August 2008.
- [84] M. Leino, J. Äystö, T. Enqvist, P. Heikkinen, A. Jokinen, M. Nurmia, A. Ostrowski, W. H. Trzaska, J. Uusitalo, K. Eskola, and others. Gas-filled recoil separator for studies of heavy elements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 99(1-4) :653–656, 1995.
- [85] M. Leino, H. Kankaanpää, R.-D. Herzberg, A. J. Chewter, F. P. Hessberger, Y. Le Coz, F. Becker, P. A. Butler, J. F. C. Cocks, O. Dorvaux, and others. In-beam study of ^{254}No . *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei*, 6(1) :63–69, 1999.
- [86] LISE PRESENTATION. <http://pro.ganil-spiral2.eu/laboratory/experimental-areas/lise>.
- [87] Wien Filter. FULIS.
- [88] A. Drouart, A.M. Amthor, D. Boutin, O. Delferrière, M. Duval, S. Manikonda, J.A. Nolen, J. Payet, H. Savajols, M.-H. Stodel, and D. Uriot. The Super Separator Spectrometer (S3) for SPIRAL2 stable beams. *Nuclear Physics A*, 834(1-4) :747c–750c, March 2010.
- [89] The SAGE (Silicon And GERmanium) Spectrometer Fysiikan laitos. <https://www.jyu.fi/fysiikka/en/research/accelerator/nucspec/sage>.
- [90] P. T. Greenlees, J. Rubert, J. Piot, B. J. P. Gall, L. L. Andersson, M. Asai, Z. Asfari, D. M. Cox, F. Dechery, O. Dorvaux, and others. Shell-Structure and Pairing Interaction in Superheavy Nuclei : Rotational Properties of the $Z=104$ Nucleus Rf 256. *Physical review letters*, 109(1) :012501, 2012. bibtex : greenlees_shellstructure_2012.
- [91] Yu Ts Oganessian, G. G. Gulbekyan, B. N. Gikal, I. V. Kalagin, V. B. Kutner, S. L. Bogomolov, I. V. Kolesov, V. V. Bekhterev, A. I. Ivanenko, O. N. Borisov, and others. Status report of the U400 cyclotron at the FLNR JINR. *Proc. of APAC2004, Gyeongju, Korea*, pages 52–54, 2004.
- [92] *RECENT RESULTS OF PHOENIX V2 AND NEW PROSPECTS WITH PHOENIX V3*, 2012.
- [93] A. V. Yeremin, A. N. Andreyev, D. D. Bogdanov, V. I. Chepigin, V. A. Gorshkov, A. I. Ivanenko, A. P. Kabachenko, L. A. Rubinskaya, E. M. Smirnova, S. V. Stepanov, and others. The Vassilissa facility for electrostatic separation and study of complete fusion reaction products. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 274(3) :528–532, 1989.

- [94] K. Hauschild, A.V. Yeremin, O. Dorvaux, A. Lopez-Martens, A.V. Belozarov, Ch. Briançon, M.L. Chelnokov, V.I. Chepigin, S.A. Garcia-Santamaria, V.A. Gorshkov, F. Hanappe, A.P. Kabachenko, A. Korichi, O.N. Malyshev, Yu.Ts. Oganessian, A.G. Popeko, N. Rowley, A.V. Shutov, L. Stuttgé, and A.I. Svirikhin. GABRIELA : A new detector array for γ -ray and conversion electron spectroscopy of transfermium elements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 560(2) :388–394, May 2006.
- [95] Kseniia Rezyunkina. *Structure of the heaviest nuclei : spectroscopy of the ^{251}Fm and digital signal processing development*. PhD thesis, université Paris-Sud, 2016.
- [96] K. Hauschild, M. Rejmund, H. Grawe, E. Caurier, F. Nowacki, F. Becker, Y. Le Coz, W. Korten, J. Döring, M. Gorska, K. Schmidt, O. Dorvaux, K. Helariutta, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, H. Kettunen, M. Leino, M. Muikku, P. Nieminen, P. Rahkila, J. Uusitalo, F. Azaiez, and M. Bellegric. Isomer Spectroscopy in ^{90}Th and the Magicity of ^{126}U . *Physical Review Letters*, 87(7), July 2001.
- [97] K. Hauschild, A. Lopez-Martens, A. V. Yeremin, O. Dorvaux, A. V. Belozarov, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, B. Gall, V. A. Gorshkov, M. Guttormsen, P. Jones, A. P. Kabachenko, A. Khouaja, A. C. Larsen, O. N. Malyshev, A. Minkova, H. T. Nyhus, Yu. Ts. Oganessian, D. Pantelica, A. G. Popeko, F. Rotaru, S. Saro, A. V. Shutov, S. Siem, A. I. Svirikhin, and N. U. H. Syed. Half-life and excitation energy of the $I^\pi = 13^- / 2^+$ isomer in ^{209}Ra . *Physical Review C*, 77(4), April 2008.
- [98] <http://theor.jinr.ru/if2014/>. INDIA-JINR FORUM 2014. General Info. 2017-06-07.
- [99] J. Piot. *Sur la route de l'îlot de stabilité superlourd : Spectroscopie prompt des noyaux de ^{246}Fm et ^{256}Rf* . PhD thesis, Université de strasbourg, 2010.
- [100] J. Sarén, J. Uusitalo, M. Leino, and J. Sorri. Absolute transmission and separation properties of the gas-filled recoil separator RITU. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 654(1) :508–521, October 2011.
- [101] A. Lopez-Martens, K. Hauschild, A. V. Yeremin, O. Dorvaux, A. V. Belozarov, Ch. Briançon, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, D. Curien, P. Desquesnelles, B. Gall, V. A. Gorshkov, M. Guttormsen, F. Hanappe, A. P. Kabachenko, F. Khalfallah, A. Korichi, A. C. Larsen, O. N. Malyshev, A. Minkova, Yu. Ts. Oganessian, A. G. Popeko, M. Rousseau, N. Rowley, R. N. Sagaidak, S. Sharov, A. V. Shutov, S. Siem, L. Stuttgé, A. I. Svirikhin, N. U. H. Syed, and Ch. Theisen. Isomeric states in ^{253}No . *The European Physical Journal A*, 32(3) :245–250, June 2007.
- [102] J. J. Ressler, C. W. Beausang, H. Aï, H. Amro, M. A. Caprio, R. F. Casten, A. A. Hecht, S. D. Langdown, E. A. McCutchan, D. A. Meyer, P. H. Regan, M. J. S. S. Sciacchitano, A. Yamamoto, and N. V. Zamfir. Isomer decay tagging in the heavy nuclei : ^{210}Ra and ^{209}Ra . *Physical Review C*, 69(3), March 2004.
- [103] D.H. Wilkinson, A.H. Wapstra, I. Ulehla, R.C. Barber, N.N. Greenwood, A. Hryniewicz, Y.P. Jeannin, M. Lefort, and M. Sakai. Discovery of transfermium elements. *Pure and Applied Chemistry*, 65(8) :1757–1814, 1993.
- [104] F. P. Heßberger, G. Münzenberg, S. Hofmann, Y. K. Agarwal, K. Poppensieker, W. Reisdorf, K.-H. Schmidt, J. R. H. Schneider, W. F. W. Schneider, H. J. Schött, and others. The new isotopes $^{258}\text{105}$, $^{257}\text{105}$, $^{254}\text{1r}$ and $^{253}\text{1r}$. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 322(4) :557–566, 1985.
- [105] F. P. Heßberger, S. Hofmann, D. Ackermann, V. Ninov, M. Leino, G. Münzenberg, S. Saro, A. Lavrentev, A. G. Popeko, A. V. Yeremin, and others. Decay properties of neutron-deficient isotopes 256 , ^{257}db , ^{255}rf , 252 , ^{253}lr . *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei*, 12(1) :57–67, 2001. bibtex : hessberger_decay_2001.

- [106] M. Vostinar. *Spectroscopy of 257,258Db in the vicinity of the $N = 152$ deformed shell gap*. PhD thesis, GANIL, Caen, 2015.
- [107] B. Streicher. *Synthesis and spectroscopy properties of transfermium isotopes with $Z = 105, 106, 107$* . PhD thesis, University of Bratislava, 2006.
- [108] J. Rubert, J. Piot, Z. Asfari, B.Jp. Gall, J. Ärje, O. Dorvaux, P.T. Greenlees, H. Koivisto, A. Ouadi, and R. Seppälä. First intense isotopic titanium-50 beam using MIVOC method. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 276 :33–37, April 2012.
- [109] B. Bounthong. *Calculs microscopiques pour les noyaux exotiques de masse moyenne et lourde*. PhD thesis, Univeristé de strasbourg, 2016.
- [110] F. P. Heßberger, S. Antalic, D. Ackermann, S. Heinz, S. Hofmann, J. Khuyagbaatar, B. Kindler, I. Kojouharov, B. Lommel, and R. Mann. Alpha-decay properties of 261bh. *The European Physical Journal A*, 43(2) :175–180, February 2010.
- [111] LBNL Nuclear Data Search. <http://nucldata.nuclear.lu.se/toi/xray.asp?act=listel=lr>.
- [112] S3 Collaboration, F. Déchery, A. Drouart, H. Savajols, J. Nolen, M. Authier, A. M. Amthor, D. Boutin, O. Delferrière, B. Gall, A. Hue, B. Laune, F. Le Blanc, S. Manikonda, J. Payet, M. H. Stodel, E. Traykov, and D. Uriot. Toward the drip lines and the superheavy island of stability with the Super Separator Spectrometer S3. *The European Physical Journal A*, 51(6), June 2015.
- [113] What is NFS? <http://pro.ganil-spiral2.eu/laboratory/experimental-areas/nfs/what-is-nfs>.
- [114] Excitation The DESIR Facility (Decay and Storage of Radioactive Ions) GANIL WEB PRO USERS. <http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2/letters-of-intent/loi-for-spiral2/letters-of-intent-list/texts-of-loi-for-spiral2/1/view>.
- [115] A. C. C. Villari, A. Drouart, and J. A. Nolen. S3 : The Super Separator Spectrometer for LINAG. In *EXON 2006, International Symposium on Exotic Nuclei*, 2006.
- [116] LoI Day 1 experiments S3. <http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2/instrumentation/s3/working-documents/loi-day-1-experiments/>.
- [117] Hugo Faure. Développement et validation d'un nouveau détecteur silicium développement et validation d'un nouveau détecteur silicium de grande taille pour s3-sirius. 2015.
- [118] John Simpson. The AGATA project. *Journal of Physics : Conference Series*, 41 :72–80, May 2006.
- [119] LoI Day 1 Fast ion-slow ion collisions FISIC project. <http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2/instrumentation/s3/working-documents/loi-day-1-experiments/fast-ion-slow-ion-collisions-2013fisic-project/view>.
- [120] John Simpson, F Azaiez, G. De France, J. Fouan, J. Gerl, R. Julin, W. Korten, P.J. Nolan, B.M. Nyako, G. Sletten, and Walker P.M. The exogam array : A radioactive beam gamma-ray spectrometer. *Heavy Ions Physics*, 2000.
- [121] A. Drouart, C. Mazur, Ph. Bourgeois, E. Bougamont, A. Gillibert, V. Lapoux, L. Nalpas, E.C. Pollacco, and M. Riallot. Very large emissive foil detectors for the tracking of low-energy heavy ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 579(3) :1090–1095, September 2007.
- [122] J Pancin, T Chaminade, A Drouart, B Fernandez, M Kebbiri, F Naqvi, and M Riallot. Secondary electrons detectors for beam tracking : micromegas and wire chamber. *Journal of Instrumentation*, 4(12) :P12012–P12012, December 2009.

- [123] Micron semiconductor Ltd. <http://79.170.44.80/micronsemiconductor.co.uk/>.
- [124] Origin of the SPIRAL2 Project. <http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2/origin-of-spiral2>.
- [125] Ch. Theisen, F. Jeanneau, B. Sulignano, F. Druillole, J. Ljungvall, B. Paul, E. Virique, P. Baron, H. Bervas, E. Clément, E. Delagnes, A. Dijon, E. Dossat, A. Drouart, F. Farget, Ch. Flouzat, G. De France, A. Görgen, Ch. Houarner, B. Jacquot, W. Korten, G. Lebertre, B. Lecornu, L. Legeard, A. Lermite, S. Lhenoret, C. Marry, C. Maugeais, L. Menager, O. Meunier, A. Navin, F. Nizery, A. Obertelli, E. Rauly, B. Raine, M. Rejmund, J. Ropert, F. Saillant, H. Savajols, Ch. Schmitt, M. Tripon, E. Wanlin, and G. Wittwer. Musett : A segmented Si array for Recoil-Decay-Tagging studies at VAMOS. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 747 :69–80, May 2014.
- [126] G. Knoll. *"Radiation Detection and Measurement"*. Jhon Wiley and Sons, 1999.
- [127] Cremat. <http://www.cremat.com/>.
- [128] L. Arnold, R. Baumann, E. Chambit, M. Filliger, C. Fuchs, C. Kieber, D. Klein, P. Medina, C. Parisel, M. Richer, C. Santos, and C. Weber. TNT digital pulse processor. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(3) :723–728, June 2006.
- [129] Valentin T. Jordanov, Glenn F. Knoll, Alan C. Huber, and John A. Pantazis. Digital techniques for real-time pulse shaping in radiation measurements. 1994.
- [130] Astar. <http://physics.nist.gov/physrefdata/star/text/astar.html>.
- [131] Estar. <http://physics.nist.gov/physrefdata/star/text/estar.html>.
- [132] Fabien Déchery. Sirius collaboration report. 2016.

Résumé

L'étude de la région des noyaux lourds et superlourds représente un des défis de la physique nucléaire contemporaine, tant au niveau des dispositifs expérimentaux nécessaires que des analyses de données complexes. L'étude des noyaux transfectia ($Z = 100$ à 106) nous permet, au travers de la spectroscopie de décroissance α et γ /électron, d'apporter de nouvelles informations de structure nucléaire ainsi que sur ses propriétés dans cette région de masse. Dans le cadre de ma thèse, j'ai ainsi pu étudier le noyau ^{257}Db .

Cette étude a été menée sur le séparateur SHELS auprès du dispositif GABRIELA au JINR de Dubna (Russie). Elle nous a permis d'apporter de nouvelles informations spectroscopiques sur ce noyau au travers d'une étude de spectroscopie retardée en profitant de la réaction de fusion évaporation $^{50}\text{Ti}(^{209}\text{Bi}, 2n)^{257}\text{Db}$ ainsi que les très bonnes performances du dispositif GABRIELA. Ces études ont notamment permis d'établir un nouveau schéma de niveaux pour le noyau ^{257}Db , mais aussi de confirmer le schéma de décroissance pour les noyaux ^{257}Db et ^{253}Lr .

De plus, j'ai aussi pris part au développement et à la caractérisation de détecteurs silicium de dernière génération dans le cadre du projet S^3/SIRIUS (SPIRAL2, GANIL). Ces études nous ont non seulement permis de caractériser ces détecteurs, et ainsi vérifier leurs performances vis-à-vis du cahier des charges, mais aussi de mettre en évidence des phénomènes internes à basse énergie dans ces derniers. Les caractérisations ainsi que l'analyse et l'interprétation de ces phénomènes sont présentées et discutées.

Abstract

The study of the heavy and superheavy nuclei mass region represents one of the biggest challenge for the modern nuclear physic regarding both experimental setups and complex analysis. Moreover, the study around the transfectia nuclei ($Z = 100$ to 106), through the spectroscopy experiments, allows us to bring new information on the nuclear matter and its properties. Therefore, my thesis experiment was focused on the study of the ^{257}Db nuclei.

The experiment was performed on the SHELS separator using the GABRIELA setup at the JINR of Dubna (Russia). This study allows us to highlight new information regarding this nucleus, through the delayed spectroscopy method and by using the $^{50}\text{Ti}(^{209}\text{Bi}, 2n)^{257}\text{Db}$ fusion evaporation reaction as well as the very good performances of the GABRIELA setup (α , γ and electron detection). This study allows us also to establish a new level scheme as well as to confirm the decay one for the ^{257}Db and ^{253}Lr nuclei.

The second part of my thesis work was centered on the development and the characterization of Silicon detectors for the S^3/SIRIUS projet (SPIRAL2, GANIL). The characterization allows us to confirm the good performances of these detectors according to the specifications. Moreover, it also highlights internal phenomena at low energy within the detector. Thus, the characterization as well as the interpretation of these phenomena will be presented.