

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE USTHB / ALGER

FACULTE DE PHYSIQUE



THESE DE DOCTORAT EN SCIENCES

Présentée pour l'obtention du **Grade** de **DOCTEUR**

En : Physique

Spécialité : Sciences Nucléaires

Par : Smain SEKAL

Sujet

**Utilisation de détecteurs à semi-conducteurs pour l'étude de la
désintégration bêta des isotopes ^{79}Zn et ^{80}Zn .**

Soutenue publiquement, le 14 Juillet 2024, devant le jury composé de :

M.	BELGAID Mohamed	Professeur à l'USTHB	Président
M.	BENCHOUK Chafik	Professeur à l'USTHB	Directeur de thèse
Mme.	NAIDJA Houda	Professeur à l'UMC	Examinatrice
Mme.	BENRACHI Fatima	Professeur à l'UMC	Examinatrice
M.	HASSANI Saoud	Directeur de recherche au CRNA	Examineur
Mme.	KHALAL-KOUACHE Karima	Professeur à l'USTHB	Examinatrice



ملخص

تهدف البحوث في مجال هيكل النواة إلى فهم خصائص النوى الذرية، مثل شكلها وحجمها وثباتها والتفاعلات بين جزيئاتها. يقوم العلماء بتطوير نماذج نظرية وتقنيات تجريبية لوصف وتنبؤ سلوك هذه النوى، مع التركيز على النوى الغريبة الغنية بالنيوترونات التي تظهر هياكل غير اعتيادية.

تركز هذه الرسالة على دراسة تحليل النوى Zn^{79} و Zn^{80} ، المنتجة في مرفق ISOLDE في منظمة CERN. يمكن معالجة هذه الأنظمة النووية البسيطة نسبياً، مع وجود بضعة بروتونات ونيوترونات خارج نواة Ni^{78} المزدوجة السحرية، ضمن إطار نموذج القشرة النووية. الهدف الرئيسي هو تحسين الأنماط المستوى الموجودة واستخراج نصف العمر للحالات المثارة في هذه النوى باستخدام تقنية توقيت سريع.

لقد فحصنا هيكل النواة Ge^{80} ($Z = 32, N = 48$) الناتج عن تحليل β للحالة 3^- في Ga^{80} . دراسة سابقة اقترحت وجود حالة منحنية 0_2^+ عند 639(1) كيلو إلكترون فولت في Ge^{80} . لقد استخدمنا قياسات تزامن $\gamma\gamma$ في إطار طيفية γ وحسابات نموذج القشرة لدراسة موضع هذه الحالة. على الرغم من ملاحظة بعض انتقالات γ بالتزامن مع المستويات المعروفة، لم يتم تأسيس انتقال ربط مع الحالة المقترحة. لم تتمكن حسابات نموذج القشرة من تكرار هذه الحالة ذات الطاقة المنخفضة بشكل مرضٍ. لقد قمنا بتحليل هيكل مستويات الطاقة للنواة As^{80} ، التي تكونت من تحليل β لـ Ge^{80} . لوحظت حالة مثارة ذات طاقة منخفضة (46 كيلو إلكترون فولت) وانتقال جديد عند 672 كيلو إلكترون فولت.

في النواة Ga^{79} ، تم تحديد عدة انتقالات ومستويات جديدة. تم إجراء دراسة للبحث عن حالة متشابهة، كشفت عن وجود حالة مثارة ذات فترة عمر طويلة تعود لزخم $9/2^+$. في النواة Ge^{79} ، تم إجراء قياسات دقيقة لنصف العمر للحالات ذات الطاقة المنخفضة، مما يؤكد الحدود العليا المعروفة سابقاً للمستوى عند 465 كيلو إلكترون فولت، حيث تم قياس نصف العمر بقيمة 60(10) بيكو ثانية. بالإضافة إلى ذلك، تم قياس نصف العمر الطويل بقيمة 240(20) بيكو ثانية لمستوى الطاقة عند 607 كيلو إلكترون فولت، مما يشير إلى تقليل الجماعية لهذه الحالة بسبب احتمالية الانتقال المقلصة المنخفضة $B(E2)$ مقارنة بالنوى المجاورة. في نواة As^{79} ، تمت مشاهدة انتقالات ومستويات جديدة، ولكن بعض تعيينات الزخم والانتقالية لا تزال غير مؤكدة. تم إجراء قياسات لنصف العمر للمستويات في 100 و 110 و 231 كيلو إلكترون فولت، مما يؤكد طبيعة المستوى المتعين في 100 كيلو إلكترون فولت وانتقال M1 المؤجل للمستويات في 110 و 231 كيلو إلكترون فولت. تم تحديد نصف عمر قدره 680(30) ps لمستوى 100 كيلو إلكترون فولت، مما يؤكد حالة الطاقة المنخفضة الخاصة به. هذا الانتقال من النوع M1 وتخصيص الدوران لهذه الحالة هو $1/2^-$. كشفت القياسات التجريبية عن فترات نصف عمر تبلغ 145(15) ps و 210(24) ps لمستويات الطاقة البالغة 110 و 231 كيلو إلكترون فولت على التوالي. تشير احتمالات الانتقال المنخفضة إلى أن هذه التحولات متأخرة من النوع M1، وهو ما يتوافق مع تنبؤات نموذج الطبقات ومع النظاميات الملاحظة للنظائر المجاورة.

الكلمات الرئيسية : هيكل نووي، تحليل β ، ISOLDE، نموذج قشري، توقيت سريع، انتقالات γ ، مخطط المستويات، نصف العمر، تعيين الزخم\الازدواجية.

Abstract

Nuclear structure research aims to understand the properties of atomic nuclei, such as their shape, size, stability, and the interactions between their particles. Scientists develop theoretical models and experimental techniques to describe and predict the behavior of these nuclei, with a focus on exotic nuclei rich in neutrons that exhibit unusual structures.

This thesis focuses on studying the β decay of nuclei ^{79}Zn and ^{80}Zn , produced at the ISOLDE facility at CERN. These relatively simple nuclear systems, with a few protons and neutron holes outside the doubly magic nucleus ^{78}Ni , can be treated within the framework of the shell model. The main objective is to improve existing level schemes and extract the lifetimes of excited states of these nuclei using the fast timing electronic synchronization technique.

We have examined the nuclear structure of ^{80}Ge nucleus ($N = 48$, $Z = 32$) produced by the β decay of the 3^- state of ^{80}Ga . Previous studies suggested the presence of a deformed 0_2^+ state at 639(1) keV in ^{80}Ge . We used $\gamma\gamma$ coincidence measurements within γ spectroscopy and shell model calculations to study the position of this state. Although some γ transitions were observed in coincidence with known levels, no connecting transition with the proposed state was established. Shell model calculations could not satisfactorily reproduce this low-energy state. We analyzed the energy level structure of ^{80}As nucleus, formed by the β decay of ^{80}Ge . A low-energy excited state (46 keV) and a new transition at 672 keV were observed.

In the nucleus ^{79}Ga , several new transitions and levels were identified. A half-life measurement was performed, revealing a long-lived excited state at 2561 keV attributed to a $9/2^+$ spin. In nucleus ^{79}Ge , precise half-life measurements of low-energy states were conducted, confirming previously established upper limits for the level at 465 keV, where a half-life of 60(10) ps was measured. Additionally, a long half-life of 240(20) ps was measured for the energy level at 607 keV, suggesting a reduction in collectivity for this state due to the low reduced transition probability $B(E2)$ compared to neighboring nuclei. In nucleus ^{79}As , new transitions and levels were observed, but some spin and parity assignments remain uncertain. Half-life measurements were made for the levels at 100, 110, and 231 keV. A half-life of 680(30) ps was determined for the level at 100 keV, confirming its special status at low energy. This transition is of M1 type, and the spin assignment for this state is $1/2^-$. Experimental measurements revealed half-lives of 145(15) ps and 210(24) ps for the energy levels at 110 and 231 keV, respectively. Reduced transition probabilities suggest that these transitions are delayed M1 type, which is in accordance with shell model predictions and with the observed systematics for neighboring isotopes.

Keywords : Nuclear structure, β decay, ISOLDE, shell model, fast timing electronic synchronization, γ transitions, Level scheme, Half-life, Spin/parity assignment.

Résumé

La recherche en structure nucléaire vise à comprendre les propriétés des noyaux atomiques, telles que leur forme, leur taille, leur stabilité et les interactions entre leurs particules. Les scientifiques développent des modèles théoriques et des techniques expérimentales pour décrire et prédire le comportement de ces noyaux, en mettant l'accent sur les noyaux exotiques riches en neutrons qui présentent des structures inhabituelles.

Cette thèse se concentre sur l'étude de la désintégration β des noyaux ^{79}Zn et ^{80}Zn , produits à l'installation ISOLDE du CERN. Ces systèmes nucléaires relativement simples, avec quelques protons et trous de neutrons en dehors du noyau doublement magique ^{78}Ni , peuvent être traités dans le cadre du modèle en couches. L'objectif principal est d'améliorer les schémas de niveaux existants et d'extraire les demi-vies des états excités de ces noyaux en utilisant la technique de synchronisation électronique "fast timing".

Nous avons examiné la structure du noyau ^{80}Ge ($N = 48$, $Z = 32$) produit par désintégration β de l'état 3^- du ^{80}Ga . Une étude antérieure a suggéré la présence d'un état déformé 0_2^+ à 639(1) keV dans le ^{80}Ge . Nous avons utilisé des mesures de coïncidence $\gamma\gamma$ dans le cadre de la spectroscopie γ et des calculs de modèle en couches pour étudier la position de cet état. Bien que certaines transitions γ aient été observées en coïncidence avec les niveaux connus, aucune transition de connexion avec l'état proposé n'a été établie. Les calculs basés sur le modèle en couches n'ont pas pu reproduire de manière satisfaisante cet état à basse énergie. Nous avons analysé la structure des niveaux d'énergie du noyau ^{80}As , formé par la désintégration β du ^{80}Ge . Un état excité à basse énergie (46 keV) et une nouvelle transition à 672 keV ont été observés.

Dans le noyau ^{79}Ga , plusieurs nouvelles transitions et niveaux ont été identifiés. Une mesure de demi-vies a été réalisée, révélant un état excité à 2561 keV de longue durée de vie attribué à un spin $9/2^+$. Dans le noyau ^{79}Ge , des mesures précises des demi-vies des états de basse énergie ont été réalisées, confirmant les limites supérieures précédemment établies pour le niveau à 465 keV, où une demi-vie de 60(10) ps a été mesurée. De plus, une demi-vie longue de 240(20) ps a été mesurée pour le niveau d'énergie de 607 keV, suggérant une réduction de la collectivité pour cet état en raison de la faible probabilité de transition réduite $B(E2)$ par rapport aux noyaux voisins. Dans le noyau ^{79}As , de nouvelles transitions et niveaux ont été observés, mais certaines attributions de spin et de parité demeurent incertaines. Des mesures de demi-vie ont été effectuées pour les niveaux à 100, 110 et 231 keV. Une demi-vie de 680(30) ps a été déterminée pour le niveau à 100 keV, confirmant ainsi son statut particulier à basse énergie. Cette transition est de type M1 et l'assignation de spin pour cet état est de $1/2^-$. Les mesures expérimentales ont révélé des demi-vies de 145(15) ps et 210(24) ps pour les niveaux d'énergie de 110 et 231 keV respectivement. Les probabilités de transition réduites suggèrent que ces transitions sont de type M1 retardées, ce qui est en accord avec les prédictions du modèle en couches et avec la systématique observée.

pour les isotopes voisins.

Mots clés : Structure nucléaire, désintégration β , ISOLDE, modèle en couches, synchronisation électronique, transitions γ , Schéma de niveaux, demi-vie, assignation spin/parité.

Remerciements

Je souhaite exprimer ma profonde reconnaissance envers mon directeur de thèse, le professeur Chafik Benchouk, pour son soutien inébranlable et sa patience tout au long de ces années de recherche. Son expertise et son engagement ont été cruciaux pour ma réussite académique, et je suis extrêmement chanceux d'avoir bénéficié de ses conseils tout au long de ce parcours.

Je remercie chaleureusement le professeur Luis Mario Fraile pour sa contribution précieuse à cette étude. Malgré ses multiples engagements, il a toujours trouvé le temps de vérifier les résultats expérimentaux, et ses suggestions éclairées ont grandement enrichi mon travail. Sa générosité en partageant ses connaissances et son expertise a été déterminante pour l'aboutissement de cette thèse.

Je suis également très reconnaissant envers le professeur María José García Borge pour m'avoir accueilli à l'installation ISOLDE au CERN. Sa confiance et son soutien ont été d'une importance capitale pour moi. Je remercie aussi l'ensemble du groupe de scientifiques et de techniciens d'ISOLDE pour leur collaboration précieuse et l'environnement de travail stimulant qu'ils ont su créer, m'incitant à repousser mes limites intellectuelles et à développer mes compétences scientifiques.

Pendant mon séjour au CERN, le soutien inestimable de Yacine Kadi a été crucial. Je lui suis profondément reconnaissant pour sa disponibilité, son aide précieuse, ainsi que son efficacité dans mon intégration et l'organisation de mon séjour.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon ami Razvan Lica, un collaborateur de recherche exceptionnel. Son soutien constant et ses encouragements ont été déterminants pour mener à bien cette thèse. Sa présence et ses conseils resteront gravés dans ma mémoire tout au long de ma carrière scientifique.

Je remercie également le professeur William Walters pour ses remarques judicieuses et son examen attentif de mes résultats, qui ont été très utiles. Son soutien et ses contributions distinctives ont été grandement appréciés.

Mes remerciements s'adressent à M. Mohamed Belgaid d'avoir accepté la présidence du jury, ainsi qu'aux autres membres du jury, Mme Houda Naidja, Mme Fatima Benrachi, Mme Karima Khalal-Kouache et M. Saoud Hassani, pour leur examen attentif du manuscrit et leurs précieuses remarques qui ont contribué à son amélioration.

Je souhaite également remercier Christophe Sotty pour nos échanges fructueux et ses corrections précieuses qui ont enrichi mon travail.

J'adresse également mes sincères remerciements aux professeurs Andrei Andreyev et Joakim Cederkäll pour leurs discussions scientifiques enrichissantes.

Enfin, je tiens à exprimer ma profonde gratitude envers ma famille et mes proches pour leur soutien constant et leurs encouragements tout au long de ce parcours.

Table des matières

Introduction	1
1 Éléments de structure nucléaire	5
1.1 Constituants du noyau atomique	5
1.2 Distribution de la densité nucléaire	6
1.3 Les quatre interactions fondamentales	7
1.3.1 L'interaction gravitationnelle	7
1.3.2 L'interaction électromagnétique	7
1.3.3 L'interaction forte	7
1.3.4 L'interaction faible	8
1.4 Stabilité et désintégration	8
1.5 Masse et énergie de liaison	9
1.6 Énergie de séparation	10
1.7 Les états excités du noyau	11
1.8 État intrus et coexistence de forme	12
1.9 Moment angulaire et parité	13
1.10 Les modèles nucléaires	14
1.10.1 Modèle de la goutte liquide	15
1.10.2 Hypothèse de particules indépendantes	16
1.10.3 Structure en couches	17
1.10.3.1 Le modèle en couches	18
1.10.3.2 Le potentiel de Woods-saxon	22
1.10.3.3 Le potentiel de l'oscillateur harmonique	22
1.10.3.4 Couplage spin-orbite	23
1.10.3.5 Modèle en couches déformé (Modèle de Nilsson)	25
1.11 Désintégration β	27
1.11.1 Émission de neutrons retardés	30
1.11.2 Théorie de la désintégration β	30
1.11.3 Types de transitions β	32

1.12	Transition électromagnétique (Émission γ)	35
1.12.1	Probabilité de transition réduite	35
1.13	Résumé du chapitre	39
2	Expérience et analyse de données	41
2.1	Motivation de l'expérience	41
2.2	Faisceaux radioactifs au profit de la structure nucléaire	45
2.3	Production de faisceaux radioactifs	47
2.4	L'accélérateur linéaire Linac-2	48
2.5	Le Booster à protons	50
2.6	La cible	51
2.7	La source d'ions	51
2.7.1	L'ionisation de surface	52
2.7.2	Source à plasma chaud	53
2.7.3	RILIS (Résonance Ionisation Laser Ion Source)	53
2.8	Les séparateurs en masse	55
2.9	Ligne de transport du faisceau	56
2.10	Le dispositif expérimental	58
2.11	ISOLDE Decay Station (IDS)	59
2.11.1	Le détecteur HPGe	60
2.11.2	Le détecteur β	61
2.11.3	Le détecteur LaBr ₃ (Ce)	62
2.11.4	L'électronique associée au système de détection	64
2.12	Système d'acquisition et analyse de données	64
2.12.1	Unité de traitement en temps réel	66
2.12.2	Logiciel de tri	67
2.12.3	Le tri des événements	69
2.12.4	Matrice de coïncidence	72
2.12.5	Fenêtre de coïncidence	73
2.13	Mesure du temps de vie des niveaux nucléaires	74
2.14	Principe de la méthode "fast-timing"	75
2.14.1	Méthode de convolution	77
2.14.2	Méthode de décalage du centroïde (Centroid Shift Method CSM)	80
2.15	Calibration des détecteurs	83
2.15.1	Calibration en énergie des détecteurs	83
2.15.2	Calibration en temps des modules électroniques TAC	84
2.15.3	Calibration en efficacité	87
2.16	Résumé du chapitre	92

3	Étude de la décroissance β du noyau ^{80}Zn	95
3.1	Noyau de $^{80}_{31}\text{Ga}_{49}$	95
3.2	Noyau de $^{80}_{32}\text{Ge}_{48}$	97
3.2.1	Les expériences sur le ^{80}Ge	100
3.2.2	Analyse des résultats	103
3.2.3	Étude systématique	110
3.2.4	Les niveaux d'énergie du ^{80}Ge	121
3.2.5	Calculs du modèle en couches	127
3.3	Noyau de $^{80}_{33}\text{As}_{47}$	138
3.3.1	Résumé du chapitre	144
4	Étude de la décroissance β du noyau ^{79}Zn	147
4.1	Noyau de $^{79}_{31}\text{Ga}_{48}$	147
4.1.1	Schéma de niveaux du ^{79}Ga	148
4.1.2	Identification de l'état isomérique dans le ^{79}Zn	156
4.1.3	La recherche d'un état $9/2^+$ dans le ^{79}Ga	162
4.2	Noyau de $^{79}_{32}\text{Ge}_{47}$	165
4.2.1	Correction de l'effet de marche " β -walk"	169
4.2.2	Courbe de réponse "Compton"	171
4.2.3	Courbe de réponse "prompte"	172
4.2.4	Mesure des demi-vies	174
4.2.4.1	Demi-vies des niveaux supérieurs	175
4.2.4.2	Le niveau à 465 keV	176
4.2.4.3	Le niveau à 516 keV	180
4.2.4.4	Le niveau à 607 keV	182
4.2.4.5	Calculs du modèle en couches	186
4.2.4.6	Systématique des isotopes $Z = 32$ et des isotones $N = 47$. .	188
4.2.4.7	Comparaison avec le ^{81}Se	188
4.3	Noyau de $^{79}_{33}\text{As}_{46}$	192
4.3.1	Schéma de niveaux du ^{79}As	193
4.3.2	Mesure des demi-vies	195
4.4	Résumé du chapitre	202
	Conclusion	205
	Table des figures	208
	Liste des tableaux	217

Introduction

Pendant plus d'un siècle, les propriétés du noyau atomique ont maintenu un intérêt constant parmi les scientifiques, qui continuent d'explorer de nouvelles avenues en physique nucléaire. Constituant un système complexe, le noyau atomique est le lieu d'interactions multiples entre les particules, appelées fermions. Ces fermions, malgré la répulsion coulombienne entre les protons, jouent un rôle crucial dans le maintien de la stabilité du noyau grâce à l'interaction forte. Cependant, cette interaction reste encore largement incomprise, suscitant ainsi un vif intérêt pour les scientifiques dans leur quête pour en saisir les propriétés.

Environ 300 noyaux stables présents sur terre sont répertoriés sur le diagramme connu sous le nom de "carte des noyaux", où les nucléides sont organisés en fonction du nombre de leurs constituants, neutrons N et protons Z , sur un système d'axes (N, Z) . Les noyaux stables se regroupent autour d'une région appelée "vallée de stabilité". La structure des noyaux présents près de $N = Z$ est relativement bien comprise. Cependant, lorsque le rapport N/Z s'écarte considérablement de 1, nous abordons le domaine des noyaux exotiques. Ces noyaux exotiques se caractérisent par des structures atypiques, des durées de vie limitées et une instabilité particulière. L'étude approfondie de ces noyaux exotiques nous permet d'explorer de nouvelles propriétés nucléaires et d'approfondir notre compréhension du potentiel nucléaire.

Un aspect intéressant a été découvert dans les années 40, décrivant les noyaux avec un nombre précis de neutrons et/ou de protons comme particulièrement stables. Ces nombres, appelés "nombres magiques", correspondent à un arrangement des nucléons en couches complètes. Néanmoins, un phénomène a été mis en évidence dans les années 70, conduisant à un déplacement de certaines fermetures de couches loin de la vallée de stabilité et ainsi, la disparition des nombres magiques correspondants et plus particulièrement pour les noyaux riches ou déficients en neutrons. L'une des premières indications de ce changement de structure est venue de la découverte de l'îlot d'inversion, où la déformation du noyau ^{31}Na avec $N = 20$ a été mise en évidence, alors que seuls des noyaux sphériques étaient observés auparavant pour un tel nombre de neutrons [1]. Ces anomalies, de plus en plus marquées au fil des années, remettaient en question la validité des prédictions théoriques dans des conditions extrêmes de déformation.

La recherche des modèles nucléaires adéquats permettant de décrire le noyau, comprendre sa structure et prédire ses propriétés nucléaires a toujours été une priorité pour les physiciens,

en particulier avec les avancées réalisées dans les simulations numériques et les modèles de calculs quantiques. Cependant, chaque modèle souffrait de certaines limites, que ce soit en termes d'application à une certaine région de masse ou de complexité, comme le type d'excitation des particules à l'intérieur du noyau. La disparition des nombres magiques et l'étude des propriétés des noyaux exotiques constituent un ingrédient majeur pour l'extension des modèles jusqu'aux limites de la carte nucléaire. Les modèles nucléaires sont mis à rude épreuve loin de la vallée de stabilité, où les connaissances actuelles demeurent insuffisantes. C'est pourquoi les observables physiques telles que les énergies d'excitation et les probabilités de transitions électromagnétiques entre les états nucléaires offrent une autre possibilité de décrire cette région. Les énergies d'excitation sont obtenues grâce aux études de spectroscopie γ , tandis que les probabilités de transitions électromagnétiques découlent de la mesure des durées de vie des états excités du noyau étudié, qui doit disposer préalablement d'un schéma de niveaux bien établi.

Les données nucléaires accumulées au fil des années ont donné lieu à de nombreuses interprétations dans les modèles nucléaires, en commençant par le modèle en couches, le plus connu à ce jour. Ce modèle parvenait à expliquer la stabilité accrue des noyaux magiques et était capable de reproduire les spins des différents noyaux en se basant sur l'excitation individuelle des nucléons. Cependant, certaines propriétés nucléaires mettaient en échec ce modèle, telles que l'interprétation des résonances géantes ou les moments quadrupolaires de certains noyaux non magiques, qui ne pouvaient être expliqués que dans le cadre d'un mouvement collectif impliquant l'ensemble du noyau.

Néanmoins, il est nécessaire d'examiner les spectres expérimentaux résultant du couplage entre les excitations individuelles et le mouvement collectif, d'où l'intérêt pour les noyaux situés autour des couches fermées, qui se présentent comme des candidats idéaux pour interpréter de tels cas de figure. Dans cette région, on distingue un noyau particulièrement intéressant, supposé doublement magique : le ^{78}Ni ($Z = 28$ et $N = 50$), qui joue un rôle dans le processus r de nucléosynthèse. Avec 14 neutrons de plus que le dernier isotope stable du nickel (^{64}Ni), le ^{78}Ni est expérimentalement difficile à produire et sa structure n'est toujours pas élucidée. Face à cette difficulté de production, les scientifiques s'efforcent de s'en approcher et d'étudier séparément les noyaux voisins des nombres magiques $Z = 28$ ou $N = 50$.

Cette thèse propose d'étudier la désintégration β des noyaux ^{79}Zn et ^{80}Zn . Ces systèmes nucléaires relativement simples, avec quelques protons et trous de neutrons à l'extérieur du noyau doublement magique ^{78}Ni , peuvent être traités dans le cadre du modèle en couches. Les informations tirées de l'étude des schémas de niveaux et des durées de vie des différents isotopes serviront à ajuster les paramètres de ce modèle et à vérifier la fiabilité des prédictions théoriques. Ces noyaux font partie des éléments les plus exotiques accessibles expérimentalement au-dessus du ^{78}Ni et l'étude de leurs taux de transitions constitue un sujet d'actualité.

Les orbitales de protons les plus basses de ces noyaux sont $p_{3/2}$ et $f_{5/2}$ et les transitions M1 autorisées par les règles de sélection entre ces états devraient être interdites en ℓ , ce qui entraîne des durées de vie pouvant atteindre la nanoseconde.

Les noyaux ^{79}Zn et ^{80}Zn ont été produits à ISOLDE au CERN, dans le cadre de l'expérience IS441, qui a déjà donné des résultats satisfaisants pour les noyaux ^{73}Ga [2], ^{80}Ga [3] et ^{81}Ga [4]. Les différents noyaux produits dans la chaîne de désintégration β des noyaux ^{79}Zn et ^{80}Zn seront étudiés en utilisant des coïncidences $\beta\gamma\gamma$ et les durées de vie des états excités seront déterminées grâce à la technique de synchronisation électronique rapide ("fast-timing") spécialement dédiée à cet effet [5].

Dans le premier chapitre, les bases théoriques gouvernant les études en structure nucléaire seront présentées, à commencer par les modèles nucléaires qui tentent de décrire le noyau jusqu'à la théorie de la désintégration β qui est à l'origine de la formation des noyaux étudiés dans cette thèse.

Le deuxième chapitre se concentre sur l'installation expérimentale ISOLDE, située au CERN, qui a été utilisée pour produire les différents faisceaux radioactifs. Nous présenterons les différentes composantes d'ISOLDE ainsi que le principe de production des isotopes d'intérêt. Les données analysées dans cette étude ont été collectées près d'une des stations permanentes d'ISOLDE, plus précisément la station IDS (ISOLDE Decay Station), et nous donnerons un aperçu de cette station ainsi que du système de détection utilisé.

Dans le troisième chapitre, nous nous intéresserons à la désintégration β du ^{80}Zn et plus particulièrement le noyau ^{80}Ge qui a suscité un vif intérêt ces dernières années suite à la découverte d'un état "intrus" 0_2^+ à basse énergie, suggérant ainsi une coexistence de formes pour ce noyau. Ce résultat sera exploré indirectement dans notre expérience dans le cadre des coïncidences $\beta\gamma\gamma$. De plus, une étude systématique des isotopes et isotones voisins sera réalisée pour chercher un comportement similaire dans cette région de masse. Des calculs du modèle en couches seront aussi effectués afin de tenter d'interpréter ce résultat. Nous profiterons également de la statistique importante pour la masse 80 pour étudier le schéma de niveaux du noyau ^{80}As , formé par la désintégration β du ^{80}Ge . Le noyau ^{80}Ga , quant à lui, a déjà été étudié en détail par d'autres collaborateurs et l'état isomérique 3^- a été établi à une très basse énergie de 22.4 keV. De plus, un nouvel état isomérique a été identifié à 708 keV avec une durée de vie de 18.3(5) ns [3]. Nous proposons de vérifier cette durée de vie dans le cadre de notre analyse afin de renforcer la fiabilité des résultats qui seront présentés par la suite.

Le quatrième chapitre sera consacré à la désintégration β du ^{79}Zn , dont le premier noyau formé dans la chaîne de décroissance est le ^{79}Ga . Le premier schéma de niveau établi pour le ^{79}Ga remonte à 1986 [6] et une mise à jour avec de nouvelles données était nécessaire. Comme d'autres isotones $N = 49$, le noyau ^{79}Zn ($Z = 30$, $N = 49$) présente un état isomérique à 1100 keV avec une demi-vie minimale de 200 ms [7]. La formation d'états isomériques dans les

isotones $N = 49$ est justifiée par la proximité en énergie de la couche $\nu g_{9/2}$ et des orbitales de neutrons $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ et $f_{5/2}$. Une méthode pour identifier un tel état isomérique consiste à étudier les transitions du noyau fils ^{79}Ga afin d'observer une éventuelle différence significative dans les demi-vies mesurées. L'état fondamental $9/2^+$ du noyau ^{79}Zn peut peupler un certain état $9/2^+$ dans le ^{79}Ga , qui pourrait avoir une longue durée de vie, à l'instar de l'isotope voisin ^{77}Ga , qui possède un état isomérique de 4.4 ns à 2029 keV [6]. La technique du "fast-timing" sera utilisée pour rechercher une demi-vie à haute énergie grâce à des mesures de coïncidences $\beta\gamma\gamma$.

La deuxième partie portera sur la mesure des durées de vie des états du noyau ^{79}Ge , et plus particulièrement des niveaux 465, 516 et 607 keV. Ce noyau est formé par la désintégration β du ^{79}Ga . Une limite supérieure de la durée de vie a déjà été établie pour le niveau 465 keV [8] et une valeur plus précise sera mesurée dans notre analyse. L'interprétation des résultats obtenus en termes de probabilités de transitions électromagnétiques permettra d'identifier le caractère collectif ou individuel des excitations de particules dans cette région de masse. Des calculs du modèle en couches seront également effectués pour vérifier le pouvoir prédictif des modèles théoriques pour ce type d'observables. Les résultats permettront également d'examiner les différents paramètres à ajuster dans les interactions effectives utilisées dans les calculs du modèle en couches. Une étude systématique sera réalisée afin d'analyser les tendances empiriques des assignations spin/parité dans cette région.

Finalement, le schéma de niveau du noyau ^{79}As sera brièvement étudié afin d'apporter de nouvelles informations physiques. Ce noyau est formé par la désintégration β des deux états $1/2^-$ et $7/2^+$ du ^{79}Ge , situés à 0 et 186 keV respectivement, avec des demi-vies de 19 et 39 s [8]. Les durées de vie des états excités à basses énergies du même noyau seront mesurées et les valeurs obtenues seront exprimées en termes de taux de transitions, permettant ainsi de vérifier les assignations spin/parité de ces états. Les résultats obtenus seront ensuite comparés aux calculs du modèle en couches pour évaluer leur concordance.

À la conclusion de cette thèse, nous dressons un bilan complet des résultats obtenus au cours de notre étude. Ces résultats significatifs ont été documentés dans une publication acceptée et publiée dans une revue scientifique spécialisée [9].

Chapitre 1

Éléments de structure nucléaire

1.1 Constituants du noyau atomique

Les atomes qui constituent la matière ont une taille de l'ordre de l'angström ($1\text{\AA} = 10^{-10}\text{m}$) et ils sont composés d'un noyau et des électrons qui gravitent autour dans une description planétaire classique. Cependant, cette description a été rapidement abandonnée avec l'avènement de la mécanique quantique au profit d'une description en termes d'orbitales et de nuages électroniques. Le nombre d'électrons dans un atome détermine ses propriétés chimiques distinctives.

Le noyau atomique situé au cœur de l'atome à une taille de l'ordre du femtomètre ($1\text{ fm} = 10^{-15}\text{ m}$) et contient pratiquement toute la masse de l'atome. Le noyau est composé de nucléons, soit N neutrons et Z protons. On désigne souvent un noyau par le symbole ${}^A_Z\text{X}_N$, où X est l'élément chimique, alors que le nombre total de nucléons, noté A ($A = Z + N$), représente le nombre de masse. Les protons confèrent au noyau une charge positive $+Ze$, tandis que les Z électrons présentent dans le cortège électronique ayant une charge $-Ze$, rendent l'atome électriquement neutre.

Une description très approximative, considérant le noyau comme sphérique et son volume comme la somme des volumes des nucléons qui le constituent, permet d'écrire le rayon du noyau par $R = r_0 A^{1/3}$. La constante r_0 est déterminée en ajustant les données expérimentales du rayon nucléaire en fonction de A , ce qui donne une valeur de $r_0 = 1.25\text{ fm}$.

Selon le nombre de neutrons et de protons, on peut définir trois catégories de noyaux, dont les plus connus sont les isotopes, qui possèdent le même numéro atomique Z , mais un nombre différent de neutrons, comme ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$ et ${}^3_1\text{H}$. Les isotopes ont le même nombre d'électrons et par conséquent, des propriétés chimiques très proches. À l'inverse des isotopes, les isotones sont des noyaux possédant le même nombre de neutrons, mais un nombre de protons différent, comme ${}^{15}_7\text{N}_8$ et ${}^{16}_8\text{O}_8$. La dernière catégorie sont les noyaux ayant le même nombre de masse A , comme ${}^{14}_6\text{C}$ et ${}^{14}_7\text{N}$ qu'on appelle les isobares.

1.2 Distribution de la densité nucléaire

La distribution spatiale de la charge et de la matière au sein du noyau est l'une des propriétés les plus fondamentales de la matière nucléaire et constitue un élément clé pour toute théorie cohérente du noyau atomique. Pour étudier cette distribution, des expériences de diffusion de particules sont réalisées, où la longueur d'onde des particules utilisées est du même ordre de grandeur que la taille du noyau. Par exemple, des électrons d'énergie comprise entre 100 et 1000 MeV peuvent être utilisés. Ces expériences permettent de mesurer et de représenter la distribution de charge sous forme de distribution de Fermi [10] :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right)} \quad (1.1)$$

où $a = 0.55 \text{ fm}$ est le paramètre de diffusivité caractérisant l'épaisseur de la surface nucléaire, $\rho_0 = 0.14 \text{ nucléon fm}^{-3}$ est la densité au centre du noyau et R est le rayon de charge, qui représente la taille d'un noyau atomique.

La distribution de charges présentée sur la figure 1.1 montre que le noyau n'a pas de bord abrupt et la densité de charge ne tombe pas brusquement à zéro quand on arrive à la surface.

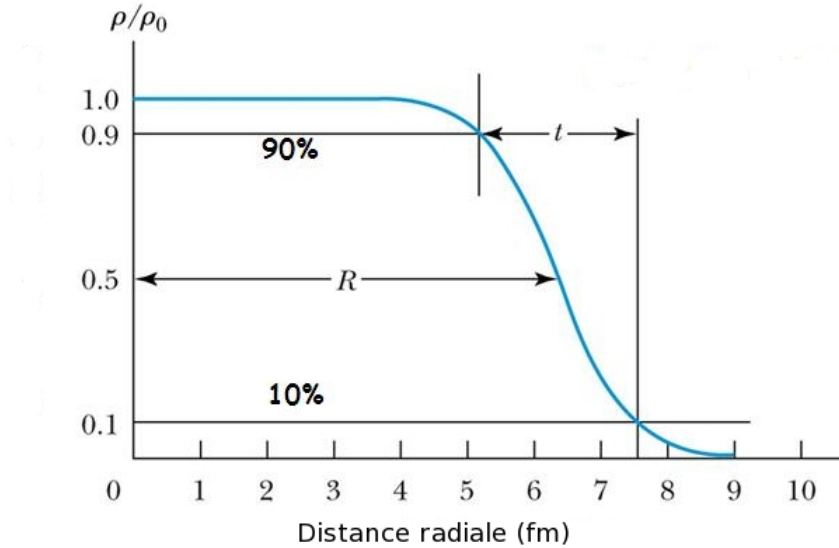


FIGURE 1.1 – Densité de matière nucléaire d'un noyau.

La densité de matière à l'intérieur du noyau reste relativement stable, mais elle diminue progressivement à mesure qu'on se rapproche de sa surface. Cette diminution est décrite par un paramètre appelé épaisseur de peau " t ", égal à 2.2 fm, où la densité passe de $0.9\rho_0$ à $0.1\rho_0$. La densité de charge est due essentiellement aux protons avec une faible contribution des neutrons attribuée aux quarks chargés qui les constituent.

1.3 Les quatre interactions fondamentales

Quatre interactions fondamentales gouvernent les différentes structures universelles et permettent d'expliquer les phénomènes associés. Chaque force a son domaine d'action bien défini :

1.3.1 L'interaction gravitationnelle

La plus faible des interactions à l'échelle subatomique, l'interaction gravitationnelle, est toujours attractive et de portée illimitée. Elle gouverne le Cosmos à grande échelle, et son intensité est donnée par :

$$F_g = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (1.2)$$

où m_1 et m_2 sont les masses des deux corps en interaction, r est la distance qui sépare les deux corps et G est la constante de gravitation ($G = 6.67 \times 10^{-11} \text{Nm}^2/\text{kg}^2$).

1.3.2 L'interaction électromagnétique

Elle régit les phénomènes électriques et magnétiques impliquant des particules chargées. De portée infinie, elle peut être attractive ou répulsive. Son intensité s'écrit :

$$F_e = K \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (1.3)$$

où q_1 et q_2 sont les charges électriques des corps en interaction et K est la constante de l'interaction électromagnétique ($K \cong 9.10^9 \text{Nm}^2/\text{C}^2$).

L'interaction gravitationnelle est négligeable à l'échelle atomique et le rapport des intensités des forces électromagnétique et gravitationnelle est de $\frac{F_g}{F_e} = 10^{-40}$.

1.3.3 L'interaction forte

L'interaction forte agit sur les quarks, particules élémentaires qui composent les protons et les neutrons constituant les noyaux atomiques. Elle est responsable de la cohésion du noyau atomique en assurant l'attraction entre ces particules.

L'interaction forte se distingue par son caractère attractif et sa particularité d'être indépendante de la charge. Cela signifie que l'attraction se produit de la même manière entre les protons et les neutrons. Grâce à cette interaction, l'attraction entre les quarks à l'intérieur des protons et des neutrons est suffisamment puissante pour compenser la répulsion électromagnétique entre les protons positivement chargés.

L'interaction forte a une portée très courte, limitée à l'échelle du noyau atomique. Sa force décroît rapidement avec la distance et devient négligeable au-delà d'une certaine distance. En conséquence, un nucléon n'agit que sur son voisin le plus proche, ce qui conduit à la saturation des forces nucléaires. Cette interaction est la plus intense des quatre interactions fondamentales, environ 100 fois plus intense que l'interaction électromagnétique lorsqu'on se trouve à une distance inférieure à 0.01 fm.

1.3.4 L'interaction faible

De très courte portée (de l'ordre de 10^{-17} m), elle est responsable de la désintégration β , ce qui assure un certain équilibre au sein du noyau (paragraphe 1.4). Cette interaction agit sur toutes les catégories de fermions du modèle standard.

1.4 Stabilité et désintégration

Un noyau instable (radioactif) a tendance à se transformer en un noyau plus stable par différents processus. Il peut subir une désintégration α , où il émet spontanément un noyau d'hélium ${}^4\text{He}$, ou une fission spontanée, où il se divise en fragments de fission. Il peut également subir une désintégration β . Ces processus permettent au noyau de se réorganiser et de devenir plus stable. Un noyau est considéré comme stable s'il ne subit aucune forme de transmutation radioactive et reste inchangé au fil du temps.

La carte des noyaux, représentée dans la figure 1.2, est un diagramme (N, Z) qui montre la répartition des noyaux. La ligne de stabilité, indiquée en noir, correspond à environ 300 noyaux stables. Pour les noyaux légers ($Z \leq 20$), la stabilité est marquée par $N = Z$, tandis que pour les noyaux plus lourds, la stabilité est généralement associée à $N > Z$ pour compenser la répulsion coulombienne due au nombre élevé de protons. Les noyaux riches en neutrons, représentés en bleu, reviennent à la ligne de stabilité par désintégration β^- , tandis que les noyaux riches en protons, indiqués en rouge, retrouvent la stabilité par désintégration β^+ ou par capture électronique.

Les noyaux exotiques sont ceux qui sont très éloignés de la ligne de stabilité, avec un rapport N/Z très différent de celui des noyaux stables. Les noyaux lourds peuvent se désintégrer par émission α ou par fission spontanée dans le cas des éléments très lourds et instables. Il existe également une désintégration rare où un proton (ou un neutron) est émis, voire deux protons, pour les noyaux très éloignés de la ligne de stabilité. Les frontières de stabilité, appelées drip-lines, déterminent la limite d'existence des noyaux au-delà desquelles les forces nucléaires ne sont plus capables de maintenir la cohésion du noyau, entraînant des changements de structure nucléaire. La désintégration radioactive est caractérisée par une grandeur appelée période radioactive, qui représente le temps nécessaire pour que la moitié des noyaux

se désintègrent.

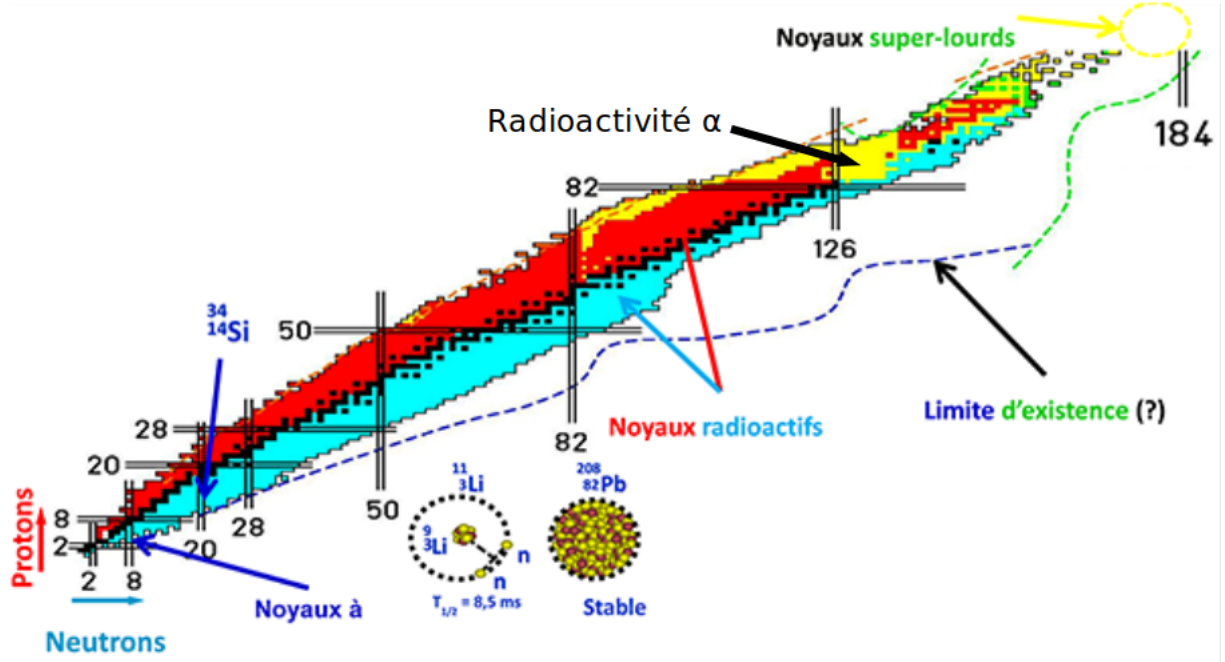


FIGURE 1.2 – La carte des noyaux connus avec le nombre de neutrons en abscisse et le nombre de protons en ordonnée. Figure tirée de [11].

1.5 Masse et énergie de liaison

Si on s'intéresse à la masse du noyau, on peut constater que cette valeur est inférieure à la masse des nucléons qui le constituent :

$$m({}_Z^AX) < Zm_p + Nm_n \quad (1.4)$$

Cette différence est appelée défaut de masse du noyau :

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n - m({}_Z^AX) \quad (1.5)$$

Si l'on interprète cette différence de masse en terme d'énergie, il en résulte une différence d'énergie entre le noyau et ses constituants qui peut être définie comme l'énergie nécessaire pour désassembler le noyau en ses constituants fondamentaux. On appelle cette grandeur l'énergie de liaison $B({}_Z^AX)$, définie par :

$$B({}_Z^AX) = (Zm_p + Nm_n)c^2 - m({}_Z^AX)c^2 \quad (1.6)$$

On divise l'énergie de liaison totale d'un noyau par le nombre de nucléons pour obtenir l'énergie de liaison moyenne par nucléon $B({}_Z^AX)/A$. Cette quantité est utilisée pour com-

parer la stabilité des différents noyaux atomiques indépendamment de leur taille ou de leur composition spécifique.

La courbe d'Aston, également connue sous le nom de courbe de masse par nucléon, est une représentation largement utilisée pour décrire la masse des noyaux atomiques [12]. Elle montre l'énergie de liaison moyenne par nucléon en fonction du nombre de masse A pour les noyaux stables naturels. La stabilité d'un noyau est d'autant plus élevée que son énergie de liaison est plus grande, atteignant son maximum avec le noyau ^{56}Fe , considéré comme le plus stable. Pour les noyaux légers, l'énergie de liaison moyenne par nucléon augmente avec la taille du noyau, ce qui conduit à une tendance des noyaux légers à fusionner pour former des éléments plus lourds, libérant de l'énergie dans le processus. En revanche, pour les éléments plus lourds que le ^{56}Fe , l'énergie de liaison diminue, et les noyaux lourds peuvent libérer de l'énergie en se transformant en noyaux plus légers par réaction de fission. La figure 1.3 illustre cette courbe de masse par nucléon.

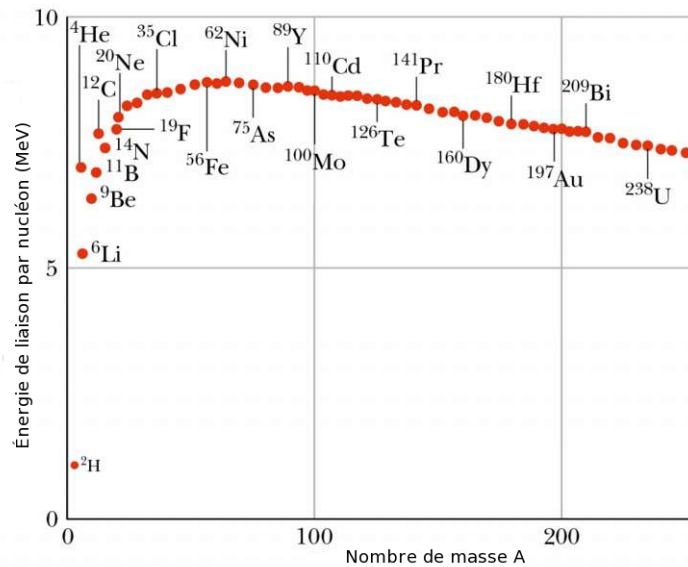


FIGURE 1.3 – L'énergie de liaison moyenne par nucléon en fonction du nombre de masse A . Figure tirée de [13].

1.6 Énergie de séparation

Dans le même contexte, l'énergie de séparation peut être définie comme l'énergie requise pour arracher un nucléon du noyau. Si ce nucléon est un neutron, l'énergie de séparation peut être exprimée en fonction de l'énergie de liaison de la manière suivante :

$$S_n({}_Z^AX) = B({}_Z^AX) - B({}_Z^{A-1}X_{N-1}) \quad (1.7)$$

De même, l'énergie de séparation du proton peut être exprimée sous la forme :

$$S_p({}_Z^AX) = B({}_Z^AX) - B({}_{Z-1}^{A-1}X_N) \quad (1.8)$$

Le tableau 1.1 présente les valeurs des énergies de séparation du dernier neutron/proton des noyaux ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{41}\text{Ca}$ et ${}^{41}\text{Sc}$.

Noyau	$S_n(\text{MeV})$	$S_p(\text{MeV})$
${}^{40}\text{Ca}$	15.46	8.33
${}^{41}\text{Ca}$	8.36	8.89
${}^{41}\text{Sc}$	16.19	1.08

TABLEAU 1.1 – Énergies de séparation du dernier neutron/proton pour les noyaux ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{41}\text{Ca}$ et ${}^{41}\text{Sc}$.

Selon ces valeurs, on constate que le noyau ${}^{40}\text{Ca}$ présente une stabilité plus élevée par rapport à ses voisins. Ce noyau se distingue par une couche externe complète ($Z = 20$, $N = 20$). Cependant, dès l'ajout d'un nucléon, qu'il s'agisse d'un proton ou d'un neutron, la structure devient moins stable, ce qui suggère une organisation en couches similaire à celle observée en physique atomique [14]. Cela constitue un premier indice en faveur d'une structure en couches au sein du noyau atomique.

1.7 Les états excités du noyau

L'état excité d'un noyau se distingue de son état fondamental par une différence d'énergie, appelée énergie d'excitation et notée E^* .

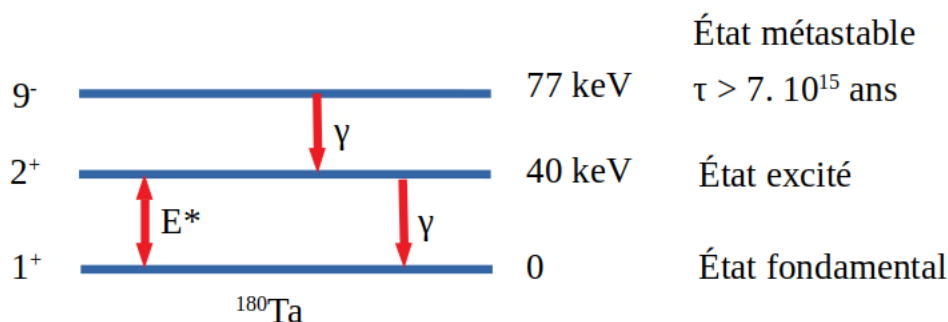


FIGURE 1.4 – État excité et état métastable dans un noyau

Dans un état excité, l'énergie de liaison des nucléons est inférieure à celle de l'état fondamental, ce qui se traduit par une masse plus élevée pour le noyau. Par conséquent, l'état excité cherche à retourner à un état plus bas en émettant de l'énergie sous forme de rayonnement γ , qui emporte la différence d'énergie.

Dans un noyau, plusieurs états excités peuvent se former et se désexciter vers des états de plus basse énergie par émission de photons γ et dans certains cas par désintégration α , β ou par fission. Cependant, le processus de désexcitation par émission de photons γ est généralement le mode prédominant de désexcitation des noyaux dans la plupart des cas.

Les états excités sont généralement caractérisés par une durée de vie relativement courte, de l'ordre de la femtoseconde (fs). Cependant, certains états peuvent avoir une durée de vie plus longue, typiquement supérieure à la nanoseconde, et sont qualifiés d'états métastables ou isomériques (figure 1.4). La longue durée de vie d'un état isomérique peut être due à une différence de spin par rapport à l'état vers lequel il décroît, ou à la déformation du noyau qui le maintient piégé dans un puits de potentiel profond. Il peut alors se désexciter soit par fission, soit par émission de photons γ vers un puits de potentiel plus bas. Ces niveaux sont caractérisés par une largeur associée à la probabilité de désexcitation qui s'exprime comme :

$$\Gamma_i = \frac{\hbar}{\tau_i} \quad (1.9)$$

τ_i est la durée de vie partielle du niveau relative au type de désexcitation et \hbar est la constante de Planck réduite.

Un niveau initial peut décroître vers différents états finals, et la largeur partielle de l'état initial s'exprime en fonction des largeurs partielles, chacune correspondant à une transition vers l'un des états finals :

$$\Gamma_{\text{tot}} = \sum_j \Gamma_j \quad (1.10)$$

On peut définir le rapport d'embranchement B_j par la relation suivante :

$$B_j = \frac{\Gamma_j}{\Gamma_{\text{tot}}} \times 100 \quad (1.11)$$

Le rapport d'embranchement représente la probabilité de désintégration par un mode de décroissance parmi tous les autres modes possibles.

1.8 État intrus et coexistence de forme

Dans les noyaux exotiques, l'écart entre le nombre de protons et de neutrons augmente, ce qui peut révéler de nouveaux phénomènes quantiques dans la structure nucléaire. Dans une configuration nucléaire dite "normale", les nucléons remplissent progressivement les orbitales d'une couche donnée. Lorsqu'il y a des orbitales partiellement vides, on parle de trous de particules correspondant aux particules manquantes. Dans certaines conditions, l'écart d'énergie entre les orbitales se réduit, favorisant ainsi l'excitation des nucléons au-dessus de cet écart, ce qui conduit à une augmentation du nombre de trous. Cette situation est connue sous le

nom de configuration "intruse". Un exemple illustrant ce mécanisme est présenté sur la figure 1.5 pour l'isotope ^{80}Ge . Suite à l'ajout de particules supplémentaires et de l'augmentation du nombre de trous, les forces d'attraction entre les nucléons augmentent (interactions p-n) et les niveaux intrus ont tendance à se déformer, ce qui peut conduire à une compétition à basse énergie entre les configurations déformées et la forme sphérique. Ce phénomène est connu sous le nom de coexistence de formes. La position de ces états intrus est directement influencée par l'interaction proton-neutron qui abaisse leurs énergies. Dans les isotopes pairs-pairs, la coexistence de formes se manifeste par un état déformé 0_2^+ proche de l'état fondamental 0^+ , résultant d'excitations de type particules-trous telles que 2p-2h et 4p-4h. La réduction de l'écart d'énergie dans les états intrus offre une bonne opportunité pour étudier les corrélations entre les excitations individuelles et collectives dans les noyaux.

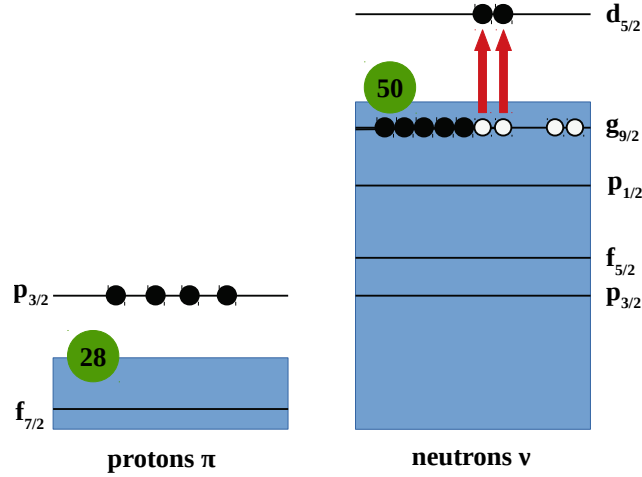


FIGURE 1.5 – Exemple de Configuration intruse dans le noyau ^{80}Ge .

1.9 Moment angulaire et parité

Un nucléon est caractérisé par son moment orbital $\vec{\ell}$, son spin \vec{s} , et par le moment angulaire total $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$. La somme des moments angulaires de tous les nucléons constitue le moment angulaire total du noyau, noté J , qui décrit le mouvement de rotation du noyau atomique dans son ensemble.

Lorsque l'on considère deux particules de moments angulaires \vec{j}_1 et \vec{j}_2 , les valeurs possibles du moment angulaire total \vec{J} sont déterminées par les règles de couplage de la mécanique quantique :

$$|j_1 - j_2| \leq J \leq j_1 + j_2 \quad (1.12)$$

En plus du moment angulaire, un état excité peut être caractérisé par la parité π , qui décrit le comportement de symétrie du noyau dans une inversion spatiale. La parité d'un noyau est déterminée en effectuant le produit des parités π_i de chacun des A nucléons qui le composent :

$$\pi = \prod_i \pi_i \quad (1.13)$$

Les valeurs des moments angulaires et des parités des états excités peuvent être mesurées expérimentalement ou déduites théoriquement. L'état nucléaire est généralement décrit par son spin et sa parité, notés J^π . La parité est reliée au moment orbital ℓ par la relation $\pi = (-1)^\ell$. Ces grandeurs fournissent des informations essentielles sur la structure et les propriétés des états excités des noyaux atomiques.

1.10 Les modèles nucléaires

De nombreux modèles théoriques ont été développés afin de décrire le comportement du noyau, de prédire ses propriétés nucléaires à différentes gammes de masse et d'expliquer certaines observations expérimentales. Parmi ces modèles, deux approches principales sont largement utilisées : les modèles à particules indépendantes et les modèles collectifs.

Les modèles de particules indépendantes traitent les nucléons comme des particules individuelles interagissant par le biais d'une interaction phénoménologique. Parmi ces modèles, le modèle de Fermi décrit les propriétés nucléaires en utilisant des paramètres empiriques ajustés, tandis que le modèle en couches considère les nucléons comme des particules occupant des niveaux d'énergie quantifiés, similaire à la structure en couches des électrons dans les atomes.

Le modèle de la goutte liquide, quant à lui, adopte une approche macroscopique pour décrire le noyau en utilisant des concepts analogues à ceux d'une goutte de liquide. Ce modèle permet de décrire des propriétés telles que la masse et les énergies de liaison, bien qu'il ne tienne pas compte des détails de la structure interne du noyau.

Au sein du noyau, les nucléons interagissent de manière complexe et peuvent présenter des mouvements de rotation ou de vibration. Les modèles de champ moyen simplifient la description de ces interactions nucléaires en considérant les interactions collectives plutôt que chaque interaction individuelle. Ces mouvements confèrent au noyau un caractère collectif, qui est particulièrement marqué dans les noyaux pairs-pairs. Cette propriété permet une interprétation plus aisée des spectres expérimentaux.

1.10.1 Modèle de la goutte liquide

En analysant la masse du noyau, on a observé qu'elle est inférieure à la somme des masses de ses constituants. Cette observation a conduit à l'introduction du concept d'énergie de liaison, comme mentionné précédemment. Pour décrire approximativement ce phénomène, le modèle de la goutte liquide considère le noyau comme une goutte liquide incompressible, où la densité est supposée constante. Ainsi, l'énergie de liaison peut être divisée en deux termes principaux : l'énergie de surface et l'énergie de volume.

En 1935, Carl Friedrich von Weizsäcker [15] a formulé une approche semi-empirique pour décrire la masse des noyaux atomiques. Par la suite, en 1936, Hans Bethe et Rudolf Bacher [16] ont simplifié la formule de von Weizsäcker en proposant la formule suivante pour décrire la masse des noyaux :

$$M(A, Z)c^2 = Zm_p c^2 + (A - Z)m_n c^2 - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_a \frac{A - 2Z}{A} - \delta \quad (1.14)$$

En utilisant la définition de l'énergie de liaison, on déduit :

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{A - 2Z}{A} + \delta \quad (1.15)$$

$-a_v A$ est le terme de volume : en raison de la saturation des forces nucléaires, chaque nucléon n'interagit qu'avec ses voisins les plus proches à l'intérieur du noyau. Par conséquent, l'énergie de liaison est proportionnelle au nombre total de nucléons contenus dans la goutte liquide. Ainsi, plus le nombre de nucléons dans le noyau est élevé, plus l'énergie de liaison de volume sera importante, contribuant à la stabilité du noyau atomique. Cette contribution du terme de volume est essentielle pour comprendre la cohésion du noyau atomique.

$-a_s A^{2/3}$ est le terme de surface : dans ce modèle, le noyau est considéré comme étant sphérique, et les nucléons à la surface ont moins de voisins et l'énergie de liaison en surface diminue. Afin de prendre en compte cette diminution d'énergie, on soustrait un terme de surface proportionnel à R^2 ($\propto A^{2/3}$) (la surface d'un noyau de rayon R est $S = 4\pi R^2 = 4\pi r_0^2 A^{2/3}$).

$-a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}$ est le terme coulombien : les protons à l'intérieur du noyau subissent des forces de répulsion mutuelle en raison de l'interaction électromagnétique, ce qui contrecarre l'attraction des forces nucléaires. Pour prendre en compte cette répulsion, il est nécessaire de soustraire un terme coulombien proportionnel à $z^2/A^{1/3}$. Ce terme coulombien est dérivé du calcul de l'énergie coulombienne d'une sphère de rayon R et de charge Ze .

$-a_a \frac{A-2Z}{A}$ est le terme d'asymétrie : le terme d'asymétrie dans le modèle de la goutte liquide

tient compte de la nécessité d'un excès de neutrons dans les noyaux lourds pour compenser la répulsion coulombienne entre les protons, tandis que pour les noyaux plus légers, la stabilité est favorisée pour une configuration $N = Z$.

$-\delta$ est le terme d'appariement : ce terme prend en compte l'influence de l'appariement des nucléons, c'est-à-dire la tendance des protons et des neutrons à former des paires au sein du noyau. Ainsi, les noyaux ayant un nombre pair de neutrons ou de protons sont plus stables que ceux ayant une configuration pair-impair (ou impair-pair), qui sont eux-mêmes plus stables que les noyaux ayant un nombre impair de neutrons et de protons. Par conséquent, l'énergie de liaison varie en fonction de ces configurations. Ce terme, d'origine quantique, est défini dans le tableau 1.2.

$\delta = a_p \frac{1}{A^{1/2}}$	pour les noyaux pair-pair
$\delta = 0$	pour les noyaux pair-impair ou impair-pair
$\delta = -a_p \frac{1}{A^{1/2}}$	pour les noyaux impair-impair

TABLEAU 1.2 – Les valeurs du terme d'appariement pour les différents types de noyaux.

Différentes valeurs peuvent être attribuées aux coefficients du modèle de la goutte liquide, telles que celles présentées dans le tableau 1.3

$a_v(MeV)$	$a_s(MeV)$	$a_c(MeV)$	$a_a(MeV)$	$a_p(MeV)$
15.75	17.8	0.711	23.7	11.18

TABLEAU 1.3 – Les valeurs des constantes du modèle de la goutte liquide tirées de [17].

1.10.2 Hypothèse de particules indépendantes

Les expériences de diffusion ont été d'une importance capitale pour évaluer le libre parcours moyen d'un nucléon, représentant la distance moyenne entre deux collisions. Ces résultats indiquent que ce libre parcours moyen est comparable aux dimensions du noyau lui-même, ce qui confère au nucléon une certaine liberté de mouvement à l'intérieur du noyau.

Ce comportement est expliqué par les considérations quantiques liées au principe d'exclusion de Pauli, qui restreint le nombre d'états accessibles suite aux collisions. En conséquence, le nombre de collisions est fortement réduit, et tout se passe comme si le nucléon se déplace dans un puits de potentiel moyen, indépendamment des autres nucléons. Cette approximation constitue l'idée centrale des théories du champ moyen. Cette approche du champ moyen per-

met de simplifier considérablement la description des interactions nucléaires en considérant les interactions collectives plutôt que chaque interaction individuelle.

1.10.3 Structure en couches

L'analyse expérimentale des énergies de liaison des noyaux révèle un phénomène d'excès de stabilité pour certaines valeurs spécifiques de N ou Z , notamment lorsque N ou Z correspondent aux nombres 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126, comme illustré dans la figure 1.6. De manière remarquable, l'énergie de séparation d'un neutron pour un noyau ayant un nombre de neutrons égal à ces nombres dits "magiques" est nettement supérieure à celle d'un noyau ayant un neutron supplémentaire. Ce phénomène met en évidence l'importance de ces nombres, qui correspondent à des configurations nucléaires particulièrement stables [18].

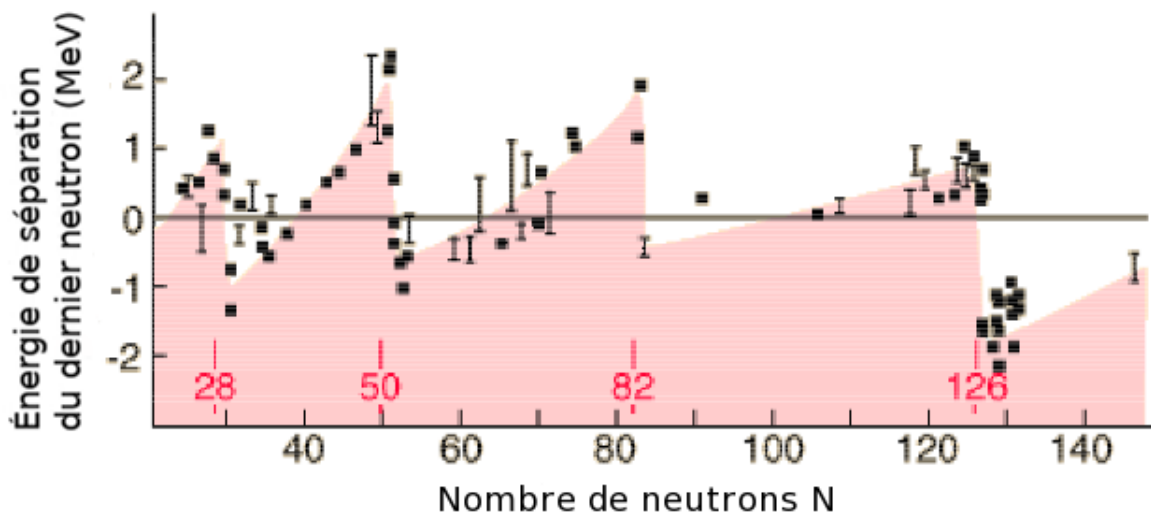


FIGURE 1.6 – L'énergie de séparation du dernier neutron en fonction du nombre de neutrons. La ligne zéro correspond aux valeurs obtenues par la formule semi-empirique de von Weizsäcker. Figure tirée de [19].

Une autre observation importante concerne l'énergie du premier état excité 2^+ des noyaux pairs-pairs [20], comme illustré dans la figure 1.7. On constate que cette énergie est supérieure à celle des noyaux non magiques. Cela s'explique par le fait qu'il faut fournir davantage d'énergie pour briser une paire de nucléons et pour exciter le nucléon au-delà du "gap" magique. Ainsi, les noyaux ayant un nombre de protons et de neutrons correspondant à ces nombres magiques nécessitent une énergie d'excitation plus élevée.

Une autre conséquence importante des nombres magiques concerne la probabilité de transition réduite $B(E2)$ entre les états 2^+ et 0^+ [22]. Cette mesure, présentée sur la figure 1.8, montre clairement que les noyaux ayant un nombre de neutrons correspondant aux nombres magiques ont une probabilité de transition $B(E2)$ beaucoup plus faible que les autres noyaux.

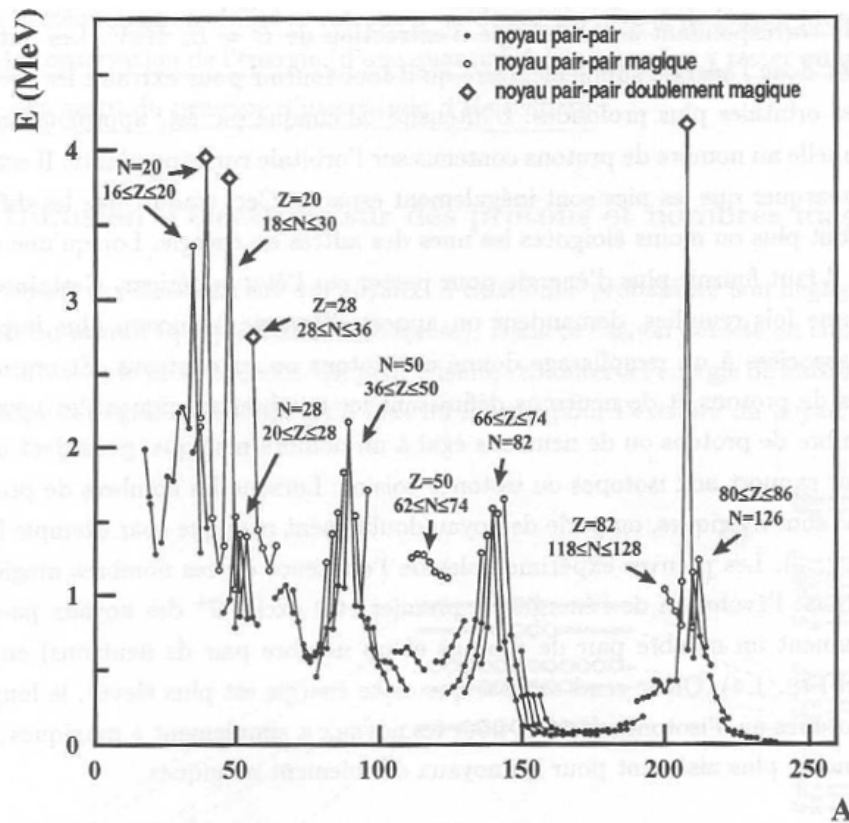


FIGURE 1.7 – L'énergie du premier état excité 2^+ des différents types de noyaux en fonction du nombre de masse. Figure tirée de [21].

Par conséquent, il est plus difficile de les exciter par ce type de transition par rapport aux autres noyaux.

La figure 1.9 met en évidence un autre effet de la magie, qui se reflète dans l'abondance distinctive des éléments chimiques possédant des noyaux magiques.

Ces observations démontrent une similitude frappante avec la physique atomique, en particulier avec les gaz rares qui présentent des potentiels d'ionisation élevés. Ces constatations nous ont inévitablement conduit à envisager l'existence d'une structure en couches similaire à celle observée dans les atomes, pour décrire la composition du noyau de manière cohérente.

Le modèle de la goutte liquide présente plusieurs limitations dans sa description du noyau atomique. Il ne tient pas compte des effets quantiques, ne prend pas en considération l'interaction nucléon-nucléon et ne peut pas expliquer les propriétés des isotopes instables. Pour remédier à ces limitations, une nouvelle approche basée sur le modèle en couches électroniques a émergé : le modèle en couches nucléaire.

1.10.3.1 Le modèle en couches

Le modèle en couches, proposé en 1949 à la suite des travaux indépendants de Eugene Paul Wigner, Maria Goeppert Mayer et J. Hans D. Jensen [24,25], avait pour objectif de reproduire

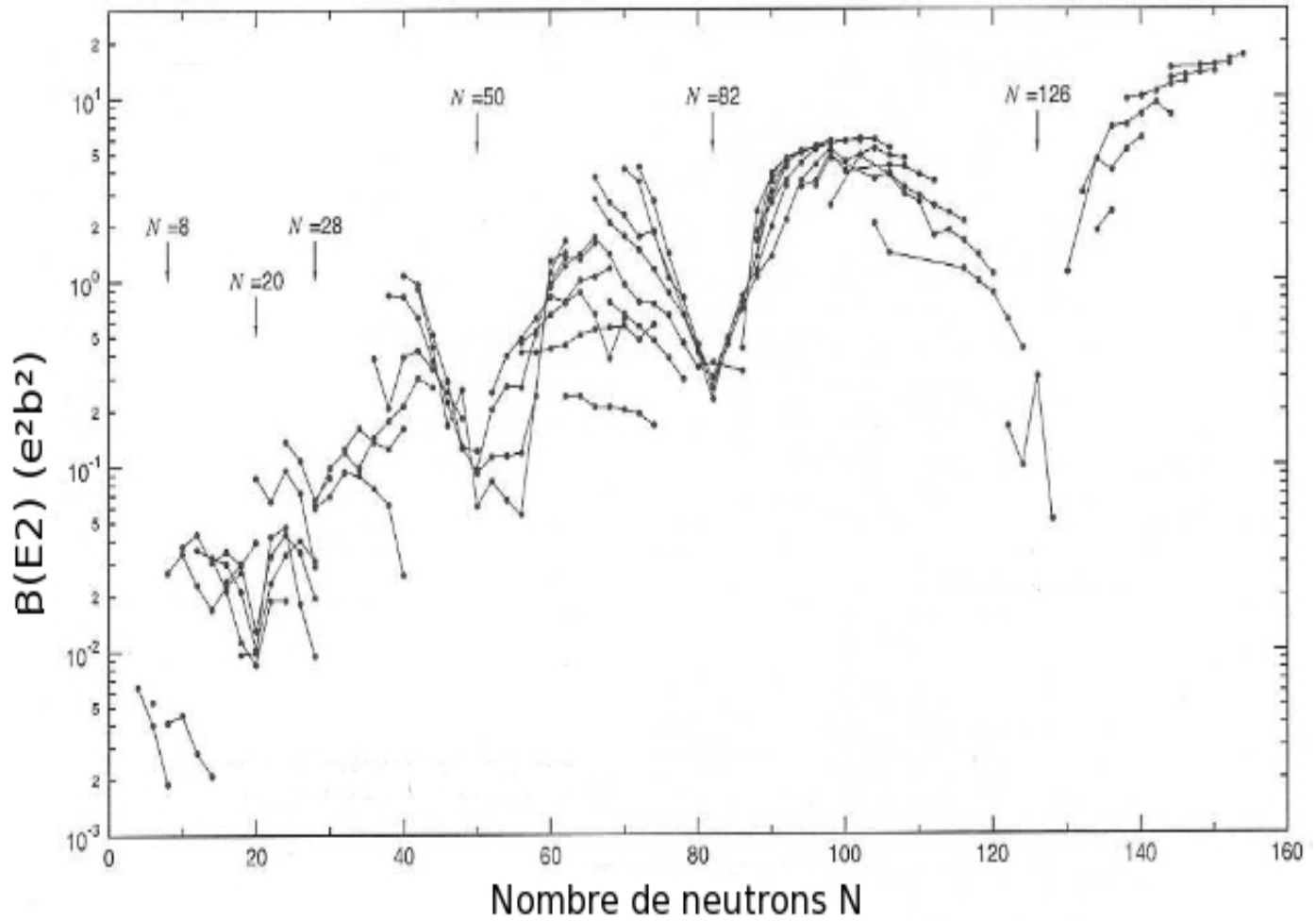


FIGURE 1.8 – L'évolution de la probabilité de transition réduite $B(E2)$ en fonction du nombre de neutrons. Figure tirée de [23]

les données expérimentales et d'expliquer la particularité des nombres magiques. Selon ce modèle, les nucléons, à savoir les protons et les neutrons, se répartissent sur des niveaux d'énergie discrets, de manière similaire aux couches électroniques autour du noyau atomique. Le modèle en couches postule que les nucléons se déplacent de manière indépendante dans un potentiel central, ce qui permet une description individuelle des particules du noyau.

La description du noyau repose sur la résolution de l'équation de Schrödinger pour déterminer les niveaux d'énergie accessibles :

$$H|\psi\rangle = E|\psi\rangle \quad (1.16)$$

La fonction d'onde ψ décrit l'état quantique du noyau, spécifiant sa configuration spatiale et les propriétés associées. Elle est solution de l'équation de Schrödinger pour le noyau atomique.

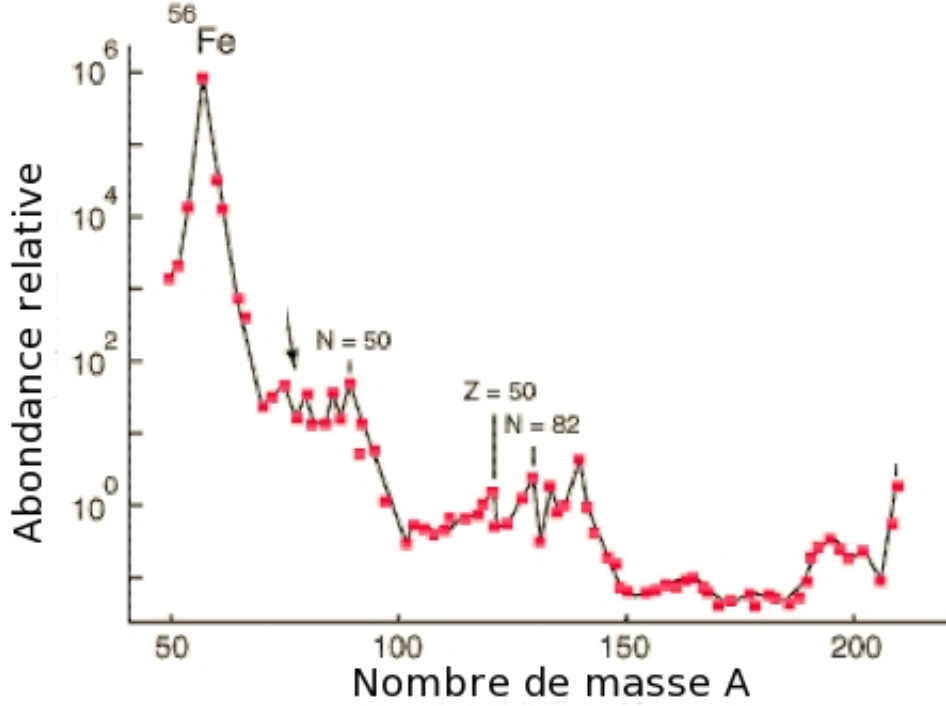


FIGURE 1.9 – L’abondance relative des éléments chimiques sur terre. Figure tirée de [19].

L’énergie totale du noyau, notée E , est déterminée par l’hamiltonien H , qui est l’opérateur quantique représentant l’énergie du système. L’hamiltonien du noyau est composé de plusieurs termes qui décrivent différentes interactions entre les nucléons. Il s’écrit de la manière suivante :

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i=1}^A \sum_{i < j}^A V(i, j) \quad (1.17)$$

Le premier terme de l’hamiltonien correspond à l’énergie cinétique des nucléons, tandis que le terme suivant représente l’interaction à deux corps. Cependant, étant donné la complexité des problèmes impliquant N corps, des approches plus phénoménologiques ont été introduites. Cela a conduit à une modification de l’équation précédente :

$$H = \left\{ \sum_{i=1}^A [T_i + U(\vec{r}_i)] \right\} + \left\{ \sum_{i < j}^A V_{i,j} - \sum_{i=1}^A U(\vec{r}_i) \right\} = H_0 + H_1 \quad (1.18)$$

Dans l’expression de l’hamiltonien, U représente un potentiel arbitraire à un corps, tandis que H_1 correspond à l’interaction résiduelle entre les nucléons. Dans une première approximation, il est essentiel de choisir U de manière à ce que le terme H_1 puisse être considéré comme une perturbation. Cela permet de résoudre la première partie de l’hamiltonien H_0 , qui décrit le mouvement indépendant de chaque nucléon. En négligeant H_1 , l’équation à résoudre

devient :

$$H_0|\psi\rangle = \left(\sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i=1}^A U_i \right) |\psi\rangle = E_0|\psi\rangle \quad (1.19)$$

Les solutions de cette équation sont le produit des fonctions d'onde individuelles φ_i de chaque nucléon, qui peuvent être exprimées sous forme de déterminant de Slater :

Les fonctions propres de cet hamiltonien sont déterminées par le produit des fonctions d'onde individuelles φ_i de chaque nucléon [26] :

$$\psi_{1,2,\dots,A}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A) = \prod_{i=1}^A \varphi_i(\vec{r}_i) \quad (1.20)$$

L'état fondamental du noyau est déterminé en minimisant l'énergie E_0 , qui est la somme des énergies individuelles des nucléons :

$$E_0 = \sum_{i=1}^A \epsilon_i \quad (1.21)$$

Pour des nucléons identiques, tels que des neutrons ou des protons, la fonction d'onde produit simple donnée par l'équation 1.20 n'est pas appropriée. Il est nécessaire de prendre en compte l'indiscernabilité des particules, notamment parce qu'elles sont des fermions obéissant au principe d'exclusion de Pauli. Pour deux particules, la fonction d'onde antisymétrique normalisée est exprimée comme :

$$\varphi_{ab}(1, 2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi_a(1)\varphi_b(2) - \varphi_b(1)\varphi_a(2)] \quad (1.22)$$

où $\varphi_a(1)$ et $\varphi_b(2)$ sont les fonctions d'onde des deux particules avec les états quantiques a et b . De manière équivalente, cette fonction d'onde peut être écrite sous forme de déterminant de Slater :

$$\varphi_{ab}(1, 2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \varphi_a(1) & \varphi_b(1) \\ \varphi_a(2) & \varphi_b(2) \end{vmatrix} \quad (1.23)$$

Pour A nucléons, la fonction d'onde antisymétrique normalisée est définie par le déterminant de Slater comme suit :

$$\varphi_{a_1, a_2, \dots, a_A}(1, 2, \dots, A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \varphi_{a_1}(1) & \varphi_{a_2}(1) & \cdots & \varphi_{a_A}(1) \\ \varphi_{a_1}(2) & \varphi_{a_2}(2) & \cdots & \varphi_{a_A}(2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \varphi_{a_1}(A) & \varphi_{a_2}(A) & \cdots & \varphi_{a_A}(A) \end{vmatrix} \quad (1.24)$$

Le potentiel moyen U_i est créé par l'ensemble des A nucléons. Pour reproduire les nombres magiques observés dans les données expérimentales, il est courant de choisir un potentiel central tel que le potentiel sphérique infini, le potentiel de Woods-Saxon ou le potentiel de

l'oscillateur harmonique. Ces trois potentiels sont illustrés dans la figure 1.10. L'objectif est de trouver le potentiel approprié qui permet de reproduire les propriétés du noyau, notamment les niveaux d'énergie et la structure en couches des nucléons.

1.10.3.2 Le potentiel de Woods-saxon

Le potentiel de Woods-Saxon est une forme plus réaliste qui reproduit mieux la densité nucléaire. Il est donné par l'expression suivante :

$$V_{W.S.}(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (1.25)$$

où V_0 est la profondeur du puits de potentiel, avec une valeur typique de -50 MeV.

1.10.3.3 Le potentiel de l'oscillateur harmonique

Le potentiel de l'oscillateur harmonique est l'un des potentiels les plus simples utilisés en physique nucléaire. Il est donné par l'expression suivante :

$$V_{O.H.}(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 + V_0 \quad (1.26)$$

où m est la masse du système et ω est la pulsation propre de l'oscillateur.

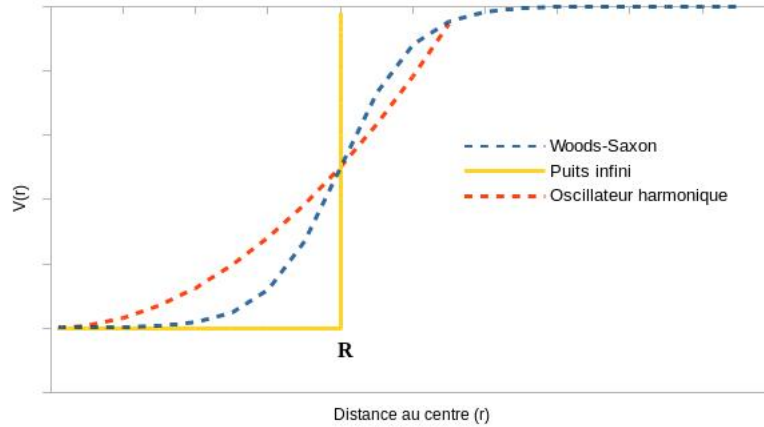


FIGURE 1.10 – Les potentiels nucléaires utilisés dans le cadre du modèle en couches.

Les énergies correspondantes sont données par :

$$E_n = \hbar\omega \left(N + \frac{3}{2} \right) \quad (1.27)$$

où N est le nombre quantique principal avec $N = 2(n - 1) + \ell$, ℓ est le nombre quantique orbital et n est le nombre quantique radial. L'énergie de l'oscillateur quantique est définie par $\hbar\omega = 41A^{-1/3}$ MeV.

Un niveau d'énergie E_{nl} est caractérisé par une dégénérescence d donnée par l'expression :

$$d = 2\ell(2\ell + 1) \quad (1.28)$$

Cette formule exprime le nombre d'états quantiques distincts ayant la même énergie E_{nl} , associée à un certain nombre quantique principal n et un nombre quantique orbital ℓ . La dégénérescence de ces états augmente avec la valeur de ℓ , ce qui reflète la diversité des états possibles pour un niveau d'énergie donné.

Afin de reproduire le comportement diffus pour de grandes valeurs de r , un terme correctif $-D\ell^2$ (où D est une constante) a été ajouté au potentiel de l'oscillateur harmonique. Ce terme supplémentaire a pour effet de réduire l'énergie de l'état avec la plus grande valeur de ℓ pour une couche donnée, permettant ainsi de lever la dégénérescence en ℓ des solutions de l'oscillateur harmonique.

Les niveaux d'énergie obtenus, comme illustré dans la figure 1.11, sont équidistants et présentent une forte dégénérescence. Cependant, il est important de souligner que ces niveaux ne reproduisent pas les nombres magiques au-delà des trois premiers, à savoir 2, 8 et 20.

1.10.3.4 Couplage spin-orbite

En s'appuyant sur les principes de la physique atomique qui explique la structure fine des raies spectrales grâce au couplage entre le moment magnétique de spin de l'électron et le champ magnétique engendré par sa rotation, Maria Goeppert et Hans Jensen ont réussi à reproduire les observations expérimentales en ajoutant un terme spin-orbite au potentiel. Ainsi, le potentiel est modifié de la manière suivante :

$$U(r) = V(r) - D\ell^2 - C\vec{\ell} \cdot \vec{s} \quad (1.29)$$

avec $V(r)$ qui peut être $V_{W.S.}(r)$ ou $V_{O.H.}(r)$. " C " est une constante positive. Si l'on introduit le moment angulaire total $\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{s}$, le terme spin-orbite peut être exprimé comme :

$$\vec{\ell} \cdot \vec{s} = \frac{1}{2}(\vec{J}^2 - \vec{\ell}^2 - \vec{s}^2) \quad (1.30)$$

Les nucléons étant des fermions ayant un spin $s = \frac{1}{2}$, cela conduit à $j = \ell \pm \frac{1}{2}$.

En conclusion, un niveau $(n, \ell \neq 0)$ est divisé en deux sous-niveaux $(n, \ell, j = \ell - \frac{1}{2})$ et $(n, \ell, j = \ell + \frac{1}{2})$ avec les énergies suivantes :

- Pour $j = \ell + \frac{1}{2}$: $E = E_n - \frac{Ch^2}{2} \cdot \ell$
- Pour $j = \ell - \frac{1}{2}$: $E = E_n + \frac{Ch^2}{2} \cdot (\ell + 1)$

Chaque niveau $n\ell j$ peut contenir $2j + 1$ nucléons.

Le terme spin-orbite induit une dégénérescence des niveaux d'énergie en fonction du moment angulaire total j , contribuant ainsi à la structure fine observée dans les spectres nucléaires. La figure 1.11 illustre les niveaux d'énergie obtenus en incluant le terme spin-orbite dans le potentiel de l'oscillateur harmonique. Cette modification permet de reproduire tous les nombres magiques observés expérimentalement pour les noyaux sphériques. Les niveaux d'énergie obtenus révèlent une structure fine détaillée, offrant ainsi une description plus réaliste et précise des écarts par rapport à une répartition équidistante. L'incorporation du terme spin-orbite met en évidence l'importance cruciale du couplage entre le moment angulaire orbital et le spin des nucléons dans la formation de la structure nucléaire. Le modèle en couches amélioré, intégrant le terme spin-orbite, constitue un outil puissant pour la compréhension et la prédiction des propriétés des noyaux atomiques.

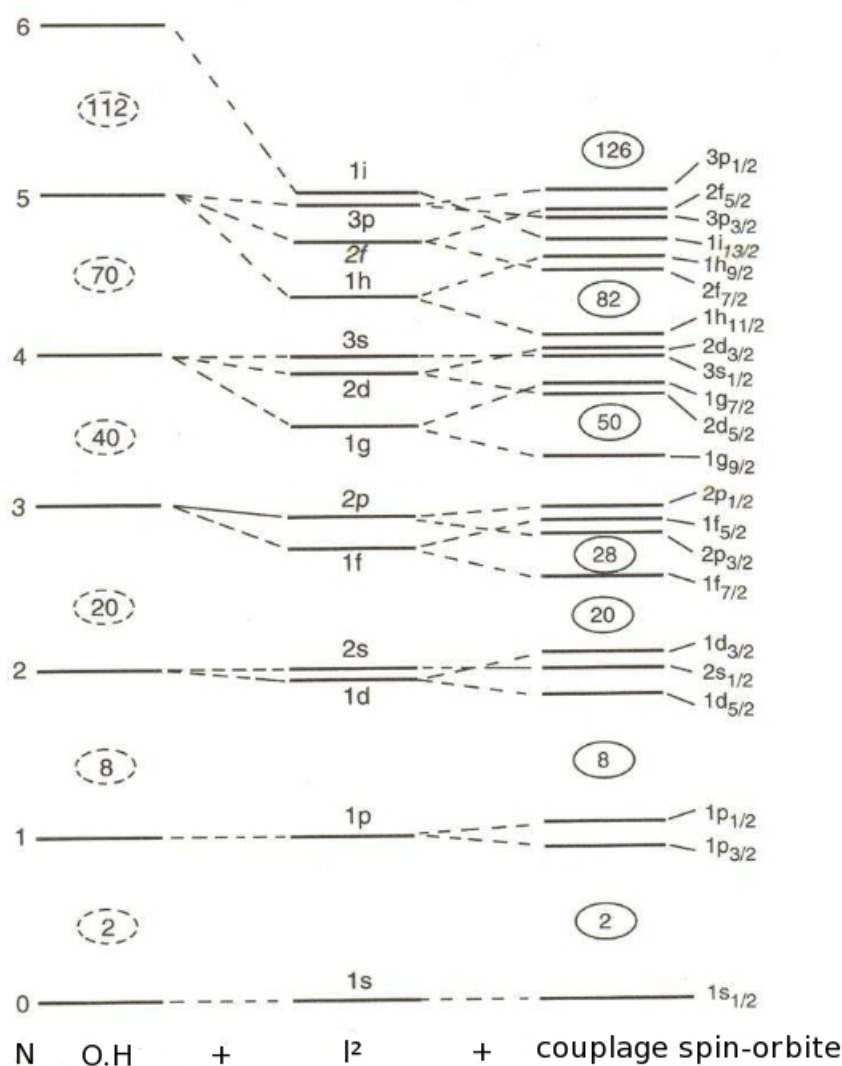


FIGURE 1.11 – Les niveaux d'énergie obtenus dans le cadre du modèle en couches

1.10.3.5 Modèle en couches déformé (Modèle de Nilsson)

Le modèle en couches présente une limitation dans la prédiction de l'état fondamental des noyaux qui peuvent présenter une déformation, rendant l'approximation d'un noyau sphérique invalide dans ces cas. Pour remédier à cette limitation, S. G. Nilsson a proposé en 1955 [27] une extension du modèle en couches qui intègre la déformation. Cette extension modifie l'hamiltonien en utilisant un potentiel de l'oscillateur harmonique isotrope adapté à la déformation. L'hamiltonien modifié est donné par :

$$H = H_0 - D.\ell^2 - C.\vec{\ell}.\vec{s} \quad (1.31)$$

où H_0 est l'hamiltonien de l'oscillateur harmonique sphérique déformé. Nilsson a remplacé cet oscillateur par un oscillateur anisotrope à symétrie axiale, donné par :

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (1.32)$$

où ω_x , ω_y et ω_z sont les fréquences d'oscillation dans les directions x, y et z, respectivement.

En introduisant le paramètre de déformation δ , Nilsson a exprimé les fréquences de rotation de la manière suivante :

$$\omega_z = \omega_{\parallel} = \omega_0(\delta) \left(1 - \frac{2}{3}\delta\right) \quad (1.33)$$

$$\omega_x = \omega_y = \omega_{\perp} = \omega_0(\delta) \left(1 + \frac{1}{3}\delta\right) \quad (1.34)$$

$$\delta = \frac{(\omega_{\perp} - \omega_z)}{\omega_0} \quad (1.35)$$

$\omega_0(\delta)$ dépend très peu de δ . En supposant que le volume nucléaire reste constant en fonction de ω_0 , il en résulte :

$$\omega_x \omega_y \omega_z = \omega_0^3 \quad (1.36)$$

ω_0 représente la fréquence de l'oscillateur sphérique sans déformation, ce qui implique :

$$\omega_{\perp}^2 \omega_z = \text{constante} \implies \omega_0(\delta) = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{3}\delta^2 - \frac{2}{27}\delta^3\right)^{1/3} = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{9}\delta^2 + \dots\right)$$

La résolution de l'équation de Schrödinger avec le nouveau potentiel conduit à la relation décrivant l'énergie :

$$E(N, n_z) = \hbar\omega_x(N - n_z + 1) + \hbar\omega_z\left(n_z + \frac{1}{2}\right) \quad (1.37)$$

Les orbitales de Nilsson sont décrites comme suit :

$$\Omega^\pi[Nn_z\Lambda] \quad (1.38)$$

- Ω est la projection du moment angulaire total sur l'axe de symétrie.
- π est la parité définie par $(-1)^N$.
- N est le nombre quantique de l'oscillateur, défini comme la somme des nombres quantiques dans les directions x , y et z , $N = n_x + n_y + n_z$.
- n_z est le nombre de nœuds de la fonction d'onde radiale sur l'axe de symétrie.
- Λ est la projection du moment orbital $\vec{\ell}$ sur l'axe de symétrie.
- Σ est la projection du spin \vec{s} sur l'axe de symétrie, donnée par $\Sigma = \Omega - \Lambda$.

Ces nombres quantiques sont présentés dans la figure 1.12.

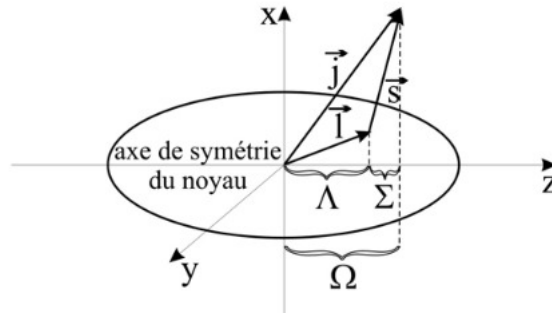


FIGURE 1.12 – Représentation graphique des nombres quantiques dans le cadre du modèle de Nilsson.

Les valeurs positives du paramètre de déformation correspondent à une déformation dite "prolate" du noyau, où le noyau est étiré dans une direction préférentielle, tandis que les valeurs négatives impliquent une déformation dite "oblate", où le noyau est aplati dans une autre direction préférentielle (figure 1.13). Le paramètre de déformation permet donc de quantifier la forme du noyau et de décrire ses propriétés géométriques.

Le modèle en couches déformé permet d'expliquer de manière satisfaisante l'état fondamental ainsi que les spins et les parités de plusieurs noyaux impairs situés dans la région des masses lourdes. Les énergies des couches nucléaires, en fonction des paramètres de déformation, sont représentées graphiquement sous la forme de diagrammes de Nilsson. Ces diagrammes permettent de déterminer la distribution des nucléons sur les différentes couches nucléaires en fonction de la déformation du noyau.

La figure 1.15 présente le diagramme de Nilsson spécifique aux protons pour la plage de nombre atomique $50 < z < 82$. Ces diagrammes permettent une analyse détaillée des niveaux d'énergie et des structures des noyaux déformés, notamment ceux ayant un nombre impair de

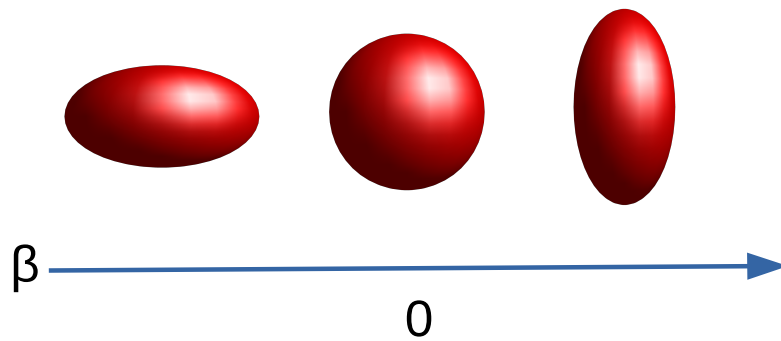


FIGURE 1.13 – Représentation graphique de la déformation : à gauche, déformation de type oblate avec un paramètre de déformation négatif, à droite, déformation de type prolata avec un paramètre de déformation positif, au milieu, noyau sphérique.

nucléons. En prenant en compte les effets de la déformation, il devient possible de reproduire de manière plus réaliste les propriétés des noyaux déformés, offrant ainsi une explication plus précise de leurs caractéristiques nucléaires telles que les niveaux d'énergie et les distributions de charge.

Les noyaux atomiques exhibent une diversité de comportements physiques en raison de leur forme et de leur configuration. Trois formes principales sont généralement observées : sphérique, presque sphérique et déformée en forme de prolata. Pour les noyaux pairs-pairs, les niveaux d'énergie associés à chaque forme sont représentés dans la figure 1.14. Parmi ces comportements, la déformation triaxiale suscite un intérêt particulier. Contrairement à une déformation axiale simple où le noyau est allongé dans une seule direction, la déformation triaxiale se produit lorsque le noyau présente une distorsion dans trois directions perpendiculaires les unes aux autres, entraînant une répartition non uniforme de la matière nucléaire le long de ces trois axes distincts.

Certains noyaux se rapprochent de la limite établie par Wilets et Jean [28], où ils oscillent en permanence entre différentes formes, telles que prolata et oblate, mais de manière coordonnée et collective, ce qui leur confère la caractéristique de *totalelement mous*. En moyenne, ces noyaux ont tendance à adopter une forme sphérique, ce qui se traduit par un moment quadrupolaire nul de l'état 2^+ (Q_{2+}) selon le modèle de Wilets et Jean. Selon ce modèle, la description d'un noyau " γ -mou" implique un rapport d'énergie $E(4^+)/E(2^+)$ égal à 2.5 [29].

1.11 Désintégration β

La désintégration β est un processus de décroissance radioactive isobarique (pas de changement du nombre de masse A) qui se manifeste par le changement de la nature d'un nucléon

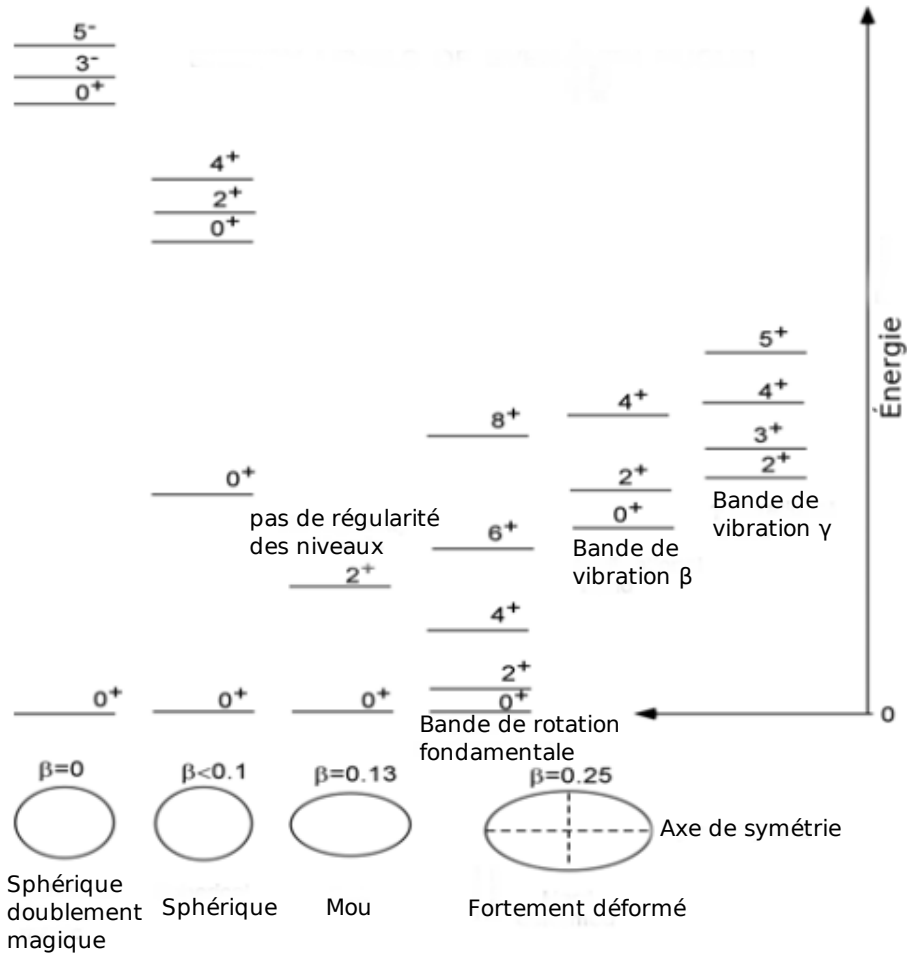


FIGURE 1.14 – Variation des niveaux d'énergie des noyaux pairs-pairs en fonction de la forme du noyau [30].

sous l'effet de l'interaction faible. On distingue trois types de désintégration :

1. Désintégration β^- : si un noyau a un excès de neutrons par rapport au nombre de protons, un neutron peut se transformer en proton avec l'émission d'un électron et d'un antineutrino. Cela correspond à la désintégration du noyau père X en un noyau fils Y :



2. Désintégration β^+ : un proton se transforme en neutron avec l'émission d'un positron et d'un neutrino. Cela donne :



3. Dans certaines conditions, un noyau atomique avec un excès de protons peut subir un processus appelé capture électronique, au cours duquel un proton se transforme en neutron en intégrant un électron du cortège électronique du noyau. Ce processus s'accompagne de l'émission d'un neutrino. Ainsi, la réaction de capture électronique peut être décrite de la

L'électron et le positron assurent la conservation de la charge, tandis que le neutrino (ou l'antineutrino) garantit la conservation de l'énergie. Les protons impliqués dans la désintégration β^+ et la capture électronique ne sont pas libres, car ils ne peuvent pas se désintégrer spontanément sans apport externe d'énergie, en raison de leur longue demi-vie. En revanche, les neutrons libres, ayant une durée de vie moyenne de 15 minutes, ne sont pas stables et peuvent se désintégrer facilement par le processus de désintégration β^- .

Le bilan énergétique de la désintégration β^- est obtenu en utilisant les masses atomiques :

$$Q_{\beta^-} = [M({}_Z^AX) - M({}_{Z+1}^AY)]c^2 \quad (1.42)$$

Cette désintégration n'est énergétiquement possible que si le noyau père X est plus massif que le noyau fils Y.

La valeur de Q_{β^-} mentionnée ci-dessus correspond aux désintégrations entre les états fondamentaux du noyau père et du noyau fils. Cependant, si l'état final du noyau fils est un état excité, il est nécessaire de soustraire l'énergie d'excitation de la valeur de Q_{β^-} . Cela permet de prendre en compte l'énergie supplémentaire associée à l'état excité du noyau fils lors de la désintégration Q_{β^-} .

1.11.1 Émission de neutrons retardés

Lors de la désintégration β^- , le noyau fils a généralement tendance à se trouver dans un état fondamental ou dans un état excité qui se désexcite vers l'état fondamental par émission de photons γ . Cependant, il peut arriver que le noyau fils se retrouve dans un état très excité, avec une énergie supérieure à l'énergie de séparation du neutron. Dans de tels cas, la désexcitation peut se produire par émission de neutrons retardés, comme illustré dans la figure 1.16. Ce processus prédomine sur les autres modes de décroissance lorsque cela est énergétiquement possible.

1.11.2 Théorie de la désintégration β

En 1934, Enrico Fermi propose une théorie de la désintégration β [33], dans laquelle il introduit la première formulation de l'interaction faible. Cette théorie suppose l'existence d'une interaction de contact de courte portée entre les quatre fermions impliqués : le proton, le neutron, l'électron et l'antineutrino (ou le neutrino). Les lois de conservation incorporées dans la théorie de Fermi permettent de déduire les règles de sélection pour déterminer si une transition β est autorisée ou non.

Lors de la décroissance β , les particules émises sont des fermions de spin 1/2. Le couplage de leurs spins peut conduire à un spin total $S = 0$ ou $S = 1$. Les différentes catégories de désintégrations β peuvent être classées comme suit :

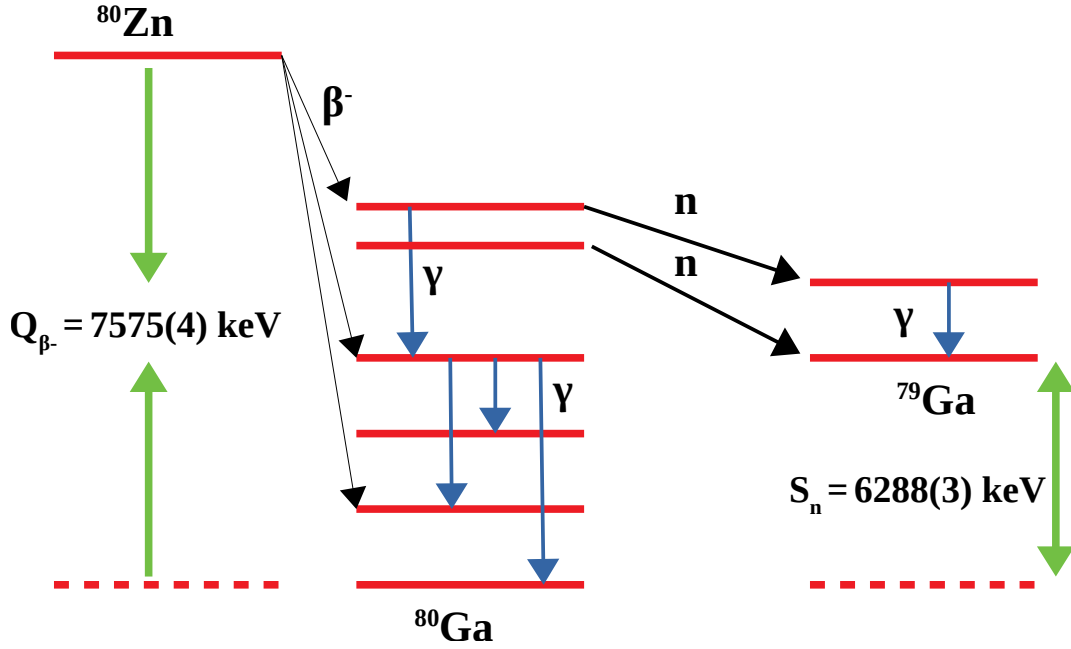


FIGURE 1.16 – Exemple de désexcitation d'un noyau par émission de neutrons retardés. Les valeurs de Q_{β^-} et S_n sont tirées de [32].

- Lorsque $S = 0$, la transition est de type Fermi, et les particules émises ont des spins antiparallèles.
- Lorsque $S = 1$, la transition est de type Gamow-Teller, et les particules émises ont des spins parallèles.

La conservation du moment angulaire total et de la parité lors d'une désintégration β peut être exprimée de la manière suivante :

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{L} + \vec{S} \quad (1.43)$$

$$\pi_i = \pi_f (-1)^L \quad (1.44)$$

Dans ces équations,

- \vec{J}_i/\vec{J}_f et π_i/π_f représentent respectivement les moments angulaires et les parités des noyaux initial et final.
- L et S sont le moment orbital et le spin de la paire $(e^-, \bar{\nu})$ (ou (e^+, ν)).

Si nous posons $\Delta J = \vec{J}_i - \vec{J}_f = \vec{L} + \vec{S}$, la règle de composition de la mécanique quantique permet d'établir l'inégalité suivante :

$$|J_i - J_f| \leq L = \Delta J - S \leq J_i + J_f \quad (1.45)$$

Les transitions de type "Fermi" et "Gamow-Teller" sont soumises à des règles de sélection qui déterminent les conditions dans lesquelles elles peuvent se produire. Ces règles concernent les spins et les parités des particules impliquées dans la transition, et elles peuvent être exprimées de la manière suivante :

- $\Delta J = 0$, $\pi_i = \pi_f$ pour une transition de type Fermi.
- $\Delta J = 0, 1$, $\pi_i = \pi_f$ pour une transition de type Gamow-Teller.

Les transitions interdites sont classées en différentes catégories, telles que les premières transitions interdites, les deuxièmes transitions interdites, etc., avec L prenant les valeurs de $0, 1, \dots, n$. Le tableau 1.4 présente les règles de sélection pour les transitions de type Fermi et Gamow-Teller. Il est important de noter que les transitions interdites, bien que moins probables que les transitions permises, ne sont pas totalement impossibles.

Transition	Fermi	Gamow-Teller
Super permise	$0^+ \longrightarrow 0^+ \quad \pi_i = \pi_f$	n'existe pas
Permise	$\Delta J = 0 \quad \pi_i = \pi_f$	$\Delta J = (0), 1 \quad \pi_i = \pi_f$
Première interdite	$\Delta J = (0), 1 \quad \pi_i = -\pi_f$	$\Delta J = 0, 1, 2 \quad \pi_i = -\pi_f$
Deuxième interdite	$\Delta J = (1), 2 \quad \pi_i = \pi_f$	$\Delta J = 2, 3 \quad \pi_i = \pi_f$
Troisième interdite	$\Delta J = (2), 3 \quad \pi_i = -\pi_f$	$\Delta J = 3, 4 \quad \pi_i = -\pi_f$
Quatrième interdite	$\Delta J = (3), 4 \quad \pi_i = \pi_f$	$\Delta J = 4, 5 \quad \pi_i = \pi_f$

TABLEAU 1.4 – Les règles de sélection pour les transitions de type Fermi et Gamow-Teller. Les () signifient que la valeur n'est pas possible si l'état initial ou final est zéro.

1.11.3 Types de transitions β

Dans le cadre de la théorie de Fermi, la probabilité de transition par unité de temps d'un état initial $|i\rangle$ vers un état final $|f\rangle$ est donnée par la règle d'or de Fermi :

$$\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} | \langle f | H_\beta | i \rangle |^2 \rho_f \quad (1.46)$$

où ρ est la densité d'états finale et $\langle f | H_\beta | i \rangle = M_{fi}$ est l'élément de matrice de l'interaction.

La probabilité de transition peut s'écrire sous la forme d'une intégrale dont la borne inférieure correspond à la quantité de mouvement de l'électron au repos :

$$\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{G_F^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} |M_{fi}|^2 \int_0^{p_{max}} p^2 F(Z', p) (Q_\beta - T_e) dp \quad (1.47)$$

Dans l'expression donnée, $G_f = 8.96 \times 10^{-5} \text{MeV} \cdot \text{fm}^{-3}$ est la constante de couplage de Fermi. La quantité de mouvement de l'électron est représentée par p , et p_{max} correspond à la quantité de mouvement maximale pour laquelle l'électron absorbe toute l'énergie disponible lors de la désintégration. La fonction de Fermi $F(Z', p)$ prend en compte l'interaction de l'électron avec le noyau et dépend à la fois du numéro atomique du noyau fils Z' et de la quantité de mouvement de l'électron p [18].

Le bilan d'énergie de la désintégration β , Q_β , est défini comme la somme des énergies de l'électron (T_e) et du neutrino (T_ν) émis lors du processus. Ainsi, $Q_\beta = T_e + T_\nu$.

Pour faciliter les calculs, il est courant d'utiliser une variable appelée intégrale de Fermi, notée $f(Z', Q_\beta)$. Cette intégrale est définie comme suit :

$$f(Z', Q_\beta) = \frac{1}{m_e^5 c^7} \int_0^{p_{max}} p^2 F(Z', p) (Q_\beta - T_e) dp \quad (1.48)$$

En introduisant le facteur $\frac{1}{m_e^5 c^7}$, l'intégrale de Fermi devient sans dimension. En utilisant la relation $\lambda = \frac{\ln 2}{T}$, où T est la période du noyau père, on peut définir le taux de transition fT comme suit :

$$fT = \frac{\ln 2 \times 2\pi^3 \hbar^7}{G^2 F m e^5 c^4 |M_{fi}|^2} \quad (1.49)$$

Cette grandeur, fT , est uniquement déterminée par la transition entre l'état initial et l'état final, représentée par l'élément de matrice M_{fi} . Ainsi, la valeur de fT permet de classer les différentes transitions de la désintégration β . Afin de minimiser la dispersion importante des valeurs de fT due aux variations significatives de la période T , il est préférable de prendre le logarithme de fT . La classification des transitions en fonction de la valeur de $\log fT$ est présentée dans le tableau 1.5.

$\log fT$	Type	ΔJ	$\Delta \pi$
3.1 – 3.6	superpermise	0	+1
2.9 – 3.4	permise	0, 1	+1
≥ 5.0	permise, $\Delta l \geq 2$	0, 1	+1
6 – 8	première interdite	0, 1	-1
8 – 10	première interdite	2	-1
11 – 13	deuxième interdite	2, 3	+1
17 – 19	troisième interdite	3, 4	+1
> 22	quatrième interdite	3, 4	+1

TABLEAU 1.5 – Classification des transitions β selon la valeur de $\log fT$ [34]

La valeur de $\log fT$ constitue un indicateur du degré de permissivité ou d'interdiction des transitions β . Les transitions superpermises se distinguent particulièrement avec une valeur basse d'environ 3.5 pour $\log fT$, ce qui correspond à des transitions entre deux états nucléaires très proches. Ces transitions se caractérisent par leur rapidité et leur forte probabilité, les distinguant ainsi des autres transitions β . En revanche, les transitions interdites présentent des valeurs plus élevées de $\log fT$, reflétant leur faible probabilité de se produire. La classification basée sur $\log fT$ permet donc de mettre en évidence les différences d'intensité entre les différentes transitions β .

La figure 1.17 présente la distribution expérimentale de plus de 3 500 désintégrations β connues, couvrant les transitions superpermises, permises, premières interdites et deuxièmes interdites [35]. Cette distribution permet d'observer la répartition des valeurs de $\log fT$ dans ces différentes catégories de transitions.

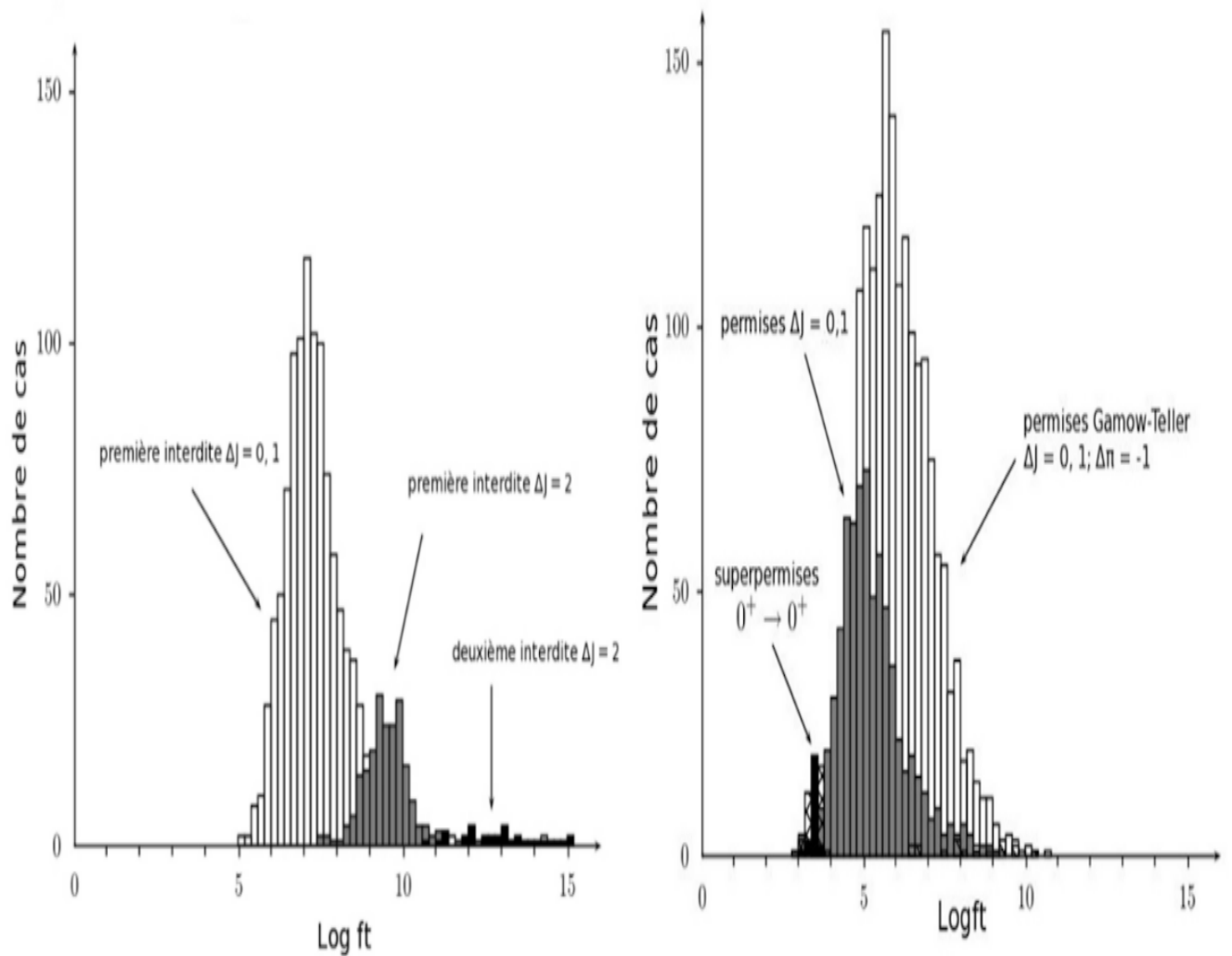


FIGURE 1.17 – Distribution des valeurs de $\log ft$ pour les différents types de transitions.

1.12 Transition électromagnétique (Émission γ)

Après la désintégration β , le noyau résiduel peut être dans un état excité avec une énergie supérieure à son état fondamental. Pour atteindre un état d'énergie inférieure et plus stable, le noyau excité subit une désintégration γ . Le passage d'un état initial "i" à un état final "f" dans un noyau est généralement accompagné de l'émission d'un photon γ d'énergie E_γ et de moment angulaire \vec{l}_γ . Les relations suivantes s'appliquent :

$$E_\gamma = E_i - E_f \quad (1.50)$$

$$\vec{l}_\gamma = \vec{J}_i - \vec{J}_f \quad (1.51)$$

Ces équations expriment la conservation de l'énergie et du moment angulaire dans la désintégration du noyau et fournissent des informations sur les caractéristiques du rayonnement émis. Ainsi, en connaissant les spins des états initial et final du noyau, le moment angulaire transporté par le photon peut varier dans une gamme de valeurs :

$$|J_i - J_f| \leq l_\gamma = \Delta I \leq J_i + J_f \quad (1.52)$$

Lors des transitions γ , les photons émis peuvent présenter différentes multipolarités, ce qui influe sur les propriétés du rayonnement. Le rayonnement γ est donc classifié en fonction de son ordre de multipolarité l_γ et de son type électrique (E) lorsque $\pi_\gamma = (-1)^{l_\gamma}$, ou magnétique lorsque $\pi_\gamma = (-1)^{l_\gamma+1}$. Ainsi, les multipolarités sont représentées par les notations $E1$, $E2$, $E3$, etc. et $M1$, $M2$, $M3$, etc., correspondant respectivement à la radiation dipolaire ($l_\gamma = 1$), quadrupolaire ($l_\gamma = 2$), octupolaire ($l_\gamma = 3$), et ainsi de suite. Les règles de sélection régissent l'attribution de ces multipolarités aux transitions γ . Ces règles de sélection, essentielles pour comprendre les caractéristiques du rayonnement émis, sont résumées dans le tableau 1.6. Ce tableau présente les différents ordres de multipolarité l ainsi que les types de transition correspondants. Il est important de souligner que la transition $0^+ \rightarrow 0^+$, où le moment angulaire $l_\gamma = 0$, est impossible en raison du spin du photon ($S = 1$). Cependant, cette transition peut se produire par la conversion interne des électrons, connue sous le nom de transition $E0$, où l'énergie est transférée à un électron interne du noyau plutôt que d'être émise sous forme de rayonnement γ .

1.12.1 Probabilité de transition réduite

La probabilité de transition est une grandeur fondamentale qui mesure la probabilité qu'un système quantique passe d'un état initial à un état final spécifique. En physique nucléaire, elle joue un rôle essentiel dans la caractérisation des processus de transition entre les

Type de la transition	Nature de la transition	$l_\gamma = \Delta I$	$\Delta\pi$
E1	Électrique dipolaire	1	oui
M1	Magnétique dipolaire	1	non
E2	Électrique quadrupolaire	2	non
M2	Magnétique quadrupolaire	2	oui
E3	Électrique octupolaire	3	oui
M3	Magnétique octupolaire	3	non
E4	Électrique hexadécupolaire	4	non
M4	Magnétique hexadécupolaire	4	oui

TABEAU 1.6 – Règles de sélection pour les multipolarités des transitions γ . $\Delta\pi$ indique s'il y a un changement de parité entre l'état initial et l'état final.

états nucléaires, ce qui permet d'améliorer notre compréhension des propriétés des noyaux atomiques et des mécanismes de désintégration radioactive. Elle détermine également les règles de sélection quantiques, qui prennent en compte des propriétés telles que le spin, la parité et d'autres caractéristiques quantiques, afin de décrire les conditions requises pour une transition donnée. La probabilité de transition est également cruciale dans le calcul des taux de désintégration et des demi-vies des noyaux radioactifs. Elle fournit des informations précieuses pour mesurer et prédire les processus de désintégration radioactive. Dans le cas des émissions électromagnétiques, cette probabilité peut être calculée à l'aide de la théorie des perturbations :

$$\lambda(Xl) = \frac{8\pi}{l[(2l+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(Xl) \quad (1.53)$$

Dans cette équation, X désigne le type de transition, soit électrique (E) ou magnétique (M). L'énergie de la radiation est représentée par E_γ , et l correspond à la multipolarité de la radiation. La grandeur $B(Xl)$ est la probabilité de transition réduite, qui englobe les fonctions d'onde de l'état initial et final, ainsi que l'opérateur multipôle responsable de la transition.

Les probabilités de transition réduites peuvent être calculées en utilisant des modèles de structure nucléaire, tels que le modèle en couches. Dans ce modèle, on considère un noyau sphérique composé d'un cœur inerte et d'un nucléon célibataire qui occupe différentes couches nucléaires. Lors d'une transition γ , le nucléon change d'état en passant d'une couche à une autre, ce qui entraîne l'émission d'un photon γ .

Les probabilités de transition peuvent être exprimées en fonction du temps de décroissance τ et de l'énergie de la transition pour les différents types et degrés de polarité de la manière suivante :

$$B(E1) = 6.301 \times 10^{-16} E_\gamma^{-3} \tau^{-1} \quad (1.54)$$

$$B(E2) = 8.176 \times 10^{-10} E_\gamma^{-5} \tau^{-1} \quad (1.55)$$

$$B(E3) = 1.755 \times 10^{-3} E_\gamma^{-7} \tau^{-1} \quad (1.56)$$

$$B(M1) = 5.621 \times 10^{-14} E_\gamma^{-3} \tau^{-1} \quad (1.57)$$

$$B(M2) = 7.293 \times 10^{-8} E_\gamma^{-5} \tau^{-1} \quad (1.58)$$

$$B(M3) = 1.565 \times 10^{-1} E_\gamma^{-7} \tau^{-1} \quad (1.59)$$

En mesurant le temps de vie d'une transition τ en secondes et son énergie E_γ en MeV , il est possible de déduire la probabilité de transition réduite. Cette probabilité permet d'évaluer l'intensité d'une transition entre deux états nucléaires et peut également fournir des indications sur l'attribution ou l'exclusion d'une valeur de spin aux états concernés. La probabilité de transition réduite $B(El)$ est exprimée en unités de $e^2 \text{fm}^{2l}$, tandis que $B(Ml)$ s'exprime en unités de $\mu_N^2 \text{fm}^{2l-2}$. Ces grandeurs quantifient respectivement l'intensité de la transition électrique et magnétique, où l représente le moment angulaire associé à la transition.

Afin de comparer les probabilités de transitions réduites expérimentales et théoriques tout en réduisant la forte dépendance en énergie, les estimations de Weisskopf ont été introduites [36]. Pour cela, l'unité de Weisskopf a été définie comme le rapport entre la valeur expérimentale et la valeur calculée par l'estimation de Weisskopf :

$$B(Xl)(W.u.) = \frac{B_{exp}(Xl)}{B_w(Xl)} \quad (1.60)$$

où

$$B_w(El) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{3+l} \right)^2 (1 - 2A^{1/3})^{2l} \quad (1.61)$$

$$B_w(Ml) = \frac{10}{\pi} \left(\frac{3}{3+l} \right)^2 (1 + 2A^{1/3})^{2l-2} \quad (1.62)$$

Le nombre de masse A est exprimé en unité de masse atomique (u).

En utilisant les estimations de Weisskopf, il devient possible de réaliser des comparaisons significatives entre les résultats expérimentaux et théoriques des probabilités de transition réduites. Ces estimations fournissent un point de référence permettant d'évaluer l'intensité des transitions nucléaires et d'analyser les différences entre les observations expérimentales et les prédictions théoriques.

Une étude systématique réalisée par Endt [37] a permis d'établir des limites supérieures

pour les probabilités de transitions réduites dans une plage spécifique de masses. Cette étude a fourni des valeurs maximales pour $B(E1)$ et $B(M1)$ pour les noyaux se situant dans la gamme de masses étudiée dans cette thèse ($45 \leq A \leq 90$). Les limites supérieures correspondantes sont répertoriées dans le tableau 1.7. En comparant les valeurs expérimentales des probabilités de transitions réduites aux limites supérieures établies par Endt, il est possible de déterminer si les valeurs mesurées sont cohérentes avec les tendances empiriques. Cette comparaison permet d'évaluer la fiabilité des assignations de multipolarité pour les états nucléaires concernés.

Multipolarité	$B(Xl)(W.u.)$
$E1$	0.01
$E2$	300
$E3$	100
$M1$	3
$M2$	1
$M3$	10

TABLEAU 1.7 – Les limites supérieures des probabilités de transition réduites en unité Weisskopf pour les noyaux $45 \leq A \leq 90$ établies par Endt [37].

Pour une transition d'énergie supérieure à quelques MeV, connectant deux états de parités différentes, la multipolarité la plus basse domine la transition. Ainsi, on a l'ordre suivant :

$$B_w(E1) > B_w(E2) > B_w(E3)....$$

Pour des états de même parité, l'ordre est le suivant :

$$B_w(M1) > B_w(M2) > B_w(M3)....$$

La probabilité de transition réduite $B(E2)$ fournit des informations sur le degré de collectivité d'un noyau. Une faible valeur de $B(E2)$ indique une contribution individuelle des nucléons, tandis qu'une valeur plus élevée est associée à des noyaux collectifs où les nucléons interagissent de manière coordonnée.

La relation entre la probabilité de transition pour une excitation $B(l \uparrow: J1 \rightarrow J2)$ et une désexcitation $B(l \downarrow: J2 \rightarrow J1)$ est donnée par :

$$B(l \uparrow) = \frac{2J1 + 1}{2J2 + 1} B(l \downarrow) \quad (1.63)$$

Cette relation exprime le rapport des probabilités de transition entre les états initiaux et finaux en fonction des spins nucléaires associés. Elle montre que la probabilité de transition pour une excitation est proportionnelle à la probabilité de transition pour une désexcitation, en prenant en compte le facteur de redistribution dû aux spins des états nucléaires impliqués.

1.13 Résumé du chapitre

Ce chapitre constitue une exploration des fondements de la physique nucléaire. Nous avons commencé par examiner la composition du noyau atomique, en nous focalisant sur les particules constitutives, à savoir les protons et les neutrons, et en analysant leur rôle au sein de la physique nucléaire. Ensuite, nous avons abordé la distribution de la densité nucléaire et étudié son impact sur les propriétés du noyau.

Par la suite, nous avons examiné les quatre interactions fondamentales : l'interaction gravitationnelle, l'interaction électromagnétique, l'interaction forte et l'interaction faible. Nous avons aussi exploré la stabilité des noyaux atomiques ainsi que leurs processus de désintégration radioactifs.

Une attention particulière a été portée sur le lien entre la masse des noyaux et l'énergie de liaison, mettant en évidence l'importance de cette dernière dans la stabilité des noyaux. De plus, nous avons examiné l'énergie de séparation requise pour ajouter ou retirer des nucléons d'un noyau.

Le chapitre a également traité les états excités du noyau, qui peuvent être induits par des interactions externes, ainsi que de l'état intrus et de la coexistence de formes différentes du noyau à des énergies similaires. Nous avons ensuite abordé le rôle du moment angulaire et de la parité dans la description des noyaux atomiques.

Enfin, nous avons passé en revue les différents modèles nucléaires utilisés pour décrire la structure nucléaire, tels que l'hypothèse des particules indépendantes, le modèle de la goutte liquide et le modèle en couches. Le chapitre s'est conclu par une discussion sur la désintégration bêta, en présentant ses différents types de transitions et en abordant la probabilité de transition réduite.

En somme, ce chapitre a permis une exploration des éléments de la structure nucléaire et de leurs implications dans le domaine de la physique nucléaire.

Chapitre 2

Expérience et analyse de données

2.1 Motivation de l'expérience

En s'éloignant de la vallée de stabilité, des changements de structure nucléaire peuvent se produire, ce qui pose de nouveaux défis pour le modèle en couches dans sa version historique pour prédire les propriétés des noyaux atomiques. Un problème majeur dans cette région concerne l'évolution des nombres magiques, qui conféraient aux noyaux une stabilité particulière par rapport à leurs voisins. Les études se concentrent plutôt sur les noyaux de masses intermédiaires, où les modifications de la structure nucléaire sont discernables sans être extrêmes. Cette plage de masse offre un terrain propice à la production et à l'étude détaillée de ces noyaux. Parmi les noyaux d'intérêt dans cette région, le ^{78}Ni est particulièrement intéressant. Composé de 28 protons et 50 neutrons, il est considéré comme doublement magique. Malgré de nombreuses tentatives, l'étude de la structure du ^{78}Ni a été entravée par les difficultés liées à la production de ce noyau exotique. Cependant, lors d'une expérience menée à l'Institut Riken au Japon, le caractère doublement magique du noyau ^{78}Ni a été confirmé. Cela a été rendu possible en mesurant l'énergie de son état 2_1^+ à 2.6 MeV, une valeur considérablement plus élevée que celle de ses voisins. Cette observation solide confirme que les nombres magiques $N = 50$ et $Z = 28$ restent valables pour ce noyau [38]. Par conséquent, le ^{78}Ni est maintenant reconnu comme un bastion doublement magique avant que la déformation ne prédomine dans les noyaux plus exotiques.

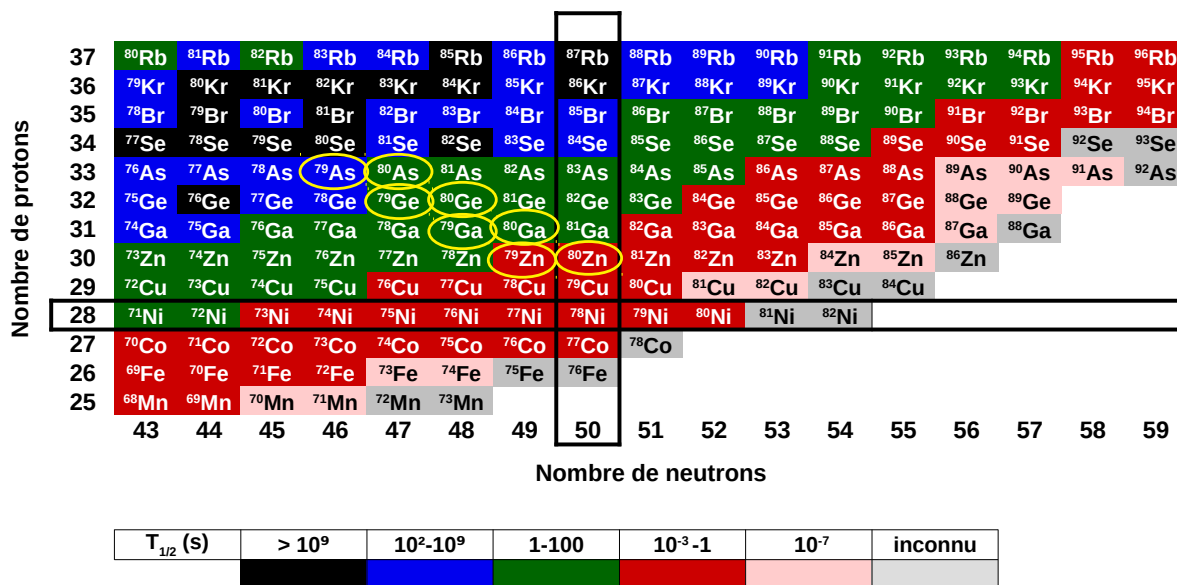
Cette expérience est unique en son genre et difficile à reproduire, ce qui motive l'orientation vers l'étude des noyaux exotiques voisins, tout en se concentrant sur les isotopes ayant les nombres magiques $N = 50$ et $Z = 28$ séparément. La région entourant le ^{78}Ni offre une opportunité de tester la robustesse des nombres magiques prédits par le modèle en couches en dehors de la vallée de stabilité. Les noyaux de cette région sont très riches en neutrons, ce qui présente plusieurs avantages pour leur étude. Cela permet d'identifier l'impact de l'excès de neutrons sur la structure nucléaire. Les données provenant de ces noyaux sont essentielles

pour tester les modèles nucléaires théoriques et fournir des informations sur les propriétés de l'interaction forte à l'intérieur du noyau atomique. L'étude des noyaux pairs permet de mieux comprendre l'évolution de la collectivité dans cette région de masse, tandis que l'analyse des noyaux impairs permet d'explorer les aspects microscopiques des états individuels des protons et des neutrons. Certains de ces noyaux riches en neutrons revêtent également un intérêt astrophysique, car ils jouent un rôle dans les processus de nucléosynthèse stellaire, contribuant ainsi à la formation des éléments chimiques dans l'univers.

Une partie de la carte nucléaire des noyaux est présentée sur la figure 2.1, où les noyaux sont colorés en fonction de leur durée de vie. Les noyaux exotiques autour de ^{78}Ni ont des durées de vie courtes, ce qui nécessite leur production et leur analyse dans des installations spécialisées. Les expériences de structure nucléaire permettent d'obtenir des observables caractérisant le noyau étudié, telles que sa masse, son rayon nucléaire, sa durée de vie et son état fondamental avec son spin et sa parité associés. De plus, l'étude d'un noyau implique l'analyse du noyau fils formé par une voie de désintégration donnée, ce qui permet de déterminer les données spectroscopiques de cette décroissance. À partir de là, un schéma de niveaux du noyau fils est construit, permettant de déduire les états excités et leurs assignations spin/parité. Les expériences de structure nucléaire peuvent également mesurer d'autres observables telles que les durées de vie des états isomériques et les moments électriques et magnétiques des états nucléaires. De telles expériences peuvent être menées dans des accélérateurs de particules pour différents types d'études en structure nucléaire. Ces études sont complémentaires et les efforts se concentrent particulièrement sur la région de la double magie ^{78}Ni et ^{132}Sn . En raison de manque de données dans cette région, toute nouvelle information sur les noyaux les plus exotiques revêt une importance substantielle pour notre compréhension de la structure nucléaire.

Bien avant l'expérience menée à Riken [38], l'évolution des fermetures de couches $N = 50$ et $Z = 28$ a été étudiée dans différents noyaux autour du ^{78}Ni . Selon le modèle en couches, la configuration des noyaux autour de ^{78}Ni est dominée par l'occupation des orbitales $\pi p_{1/2} p_{3/2} f_{5/2}$ et $\nu g_{9/2} g_{7/2}$. Des modifications de l'ordre des orbitales $\pi 2p_{3/2}$ et $\pi 1f_{5/2}$ des niveaux de particules individuelles ont été observées pour les isotopes de cuivre ($Z = 28 + 1$), et elles ont été attribuées au terme monopôle de l'interaction résiduelle proton-neutron [39, 40]. Dans les isotopes de Cu, l'abaissement de l'orbitale $1f_{5/2}$ induit une réduction du gap $Z = 28$ entre $N = 40$ et $N = 50$ d'environ 2 MeV [41]. Cet effet n'a pas été observé pour les isotopes d'antimoine Sb avec $Z = 50 + 1$, où une évolution des états de particules individuelles $\pi 1g_{7/2}$ et $\pi 2d_{5/2}$ a été mise en évidence avec l'augmentation du nombre de neutrons au-delà de $N = 84$ [42].

Une inversion de l'ordre des orbitales des neutrons, $1g_{7/2}$ et $2d_{5/2}$, peut se produire le long de la chaîne isotonique $N = 50$, en allant des noyaux avec $Z = 50$ (^{100}Sn) à $Z = 28$ (^{78}Ni). Cette inversion est due à l'interaction entre les protons des couches $\pi f p$ et $\pi g_{9/2}$, et les



neutrons formant le gap $N = 50$, à savoir $\nu g_{9/2}$ (en dessous) et $\nu d_{5/2}$ ou $\nu g_{7/2}$ (au-dessus) [43].

En étudiant l'évolution du gap en énergie $N = 50$ autour du ^{78}Ni , une diminution de ce gap a été observée pour le germanium $Z = 32$, tandis qu'une augmentation subséquente a été soulignée pour le gallium $Z = 31$ [44].

En étudiant la systématique des états 2_1^+ et 4_1^+ des isotopes de zinc avec $Z = 30$, les résultats ont été interprétés comme une configuration à deux protons avec un cœur ^{78}Ni , suggérant ainsi une persistance de $N = 50$ en tant que bon nombre magique le long de la chaîne isotopique du Zn [45]. Dans le même contexte, l'étude des états excités 2_1^+ et des probabilités de transition réduite $B(E2)$ des isotopes $^{74,76,78,80}\text{Zn}$ indique une fermeture significative de la couche $N = 50$ et une forte polarisation du cœur $Z = 28$ autour de ^{78}Ni [46].

Le maintien du gap $N = 50$ a été confirmé lors de l'étude du noyau ^{81}Ga formé par la décroissance β du ^{81}Zn [47], où les premiers niveaux excités du ^{81}Ga ont été décrits de manière cohérente dans le cadre du modèle en couches en supposant une double fermeture de couches à $N = 50$ et $Z = 28$ [47].

Des preuves indirectes confirmant la nature doublement magique du noyau ^{78}Ni ont été rapportées dans divers types d'expériences. Parmi ces expériences, on peut citer la mesure des demi-vies de 20 noyaux riches en neutrons avec $Z = 27 - 30$ [48], la mesure précise des masses des isotopes de cuivre [49], ainsi que l'étude approfondie de la structure des états de basse énergie du ^{79}Cu [50]. Ces résultats convergents soutiennent la notion de la double fermeture des couches à $N = 50$ et $Z = 28$ autour du noyau ^{78}Ni .

Plusieurs installations de faisceaux radioactifs sont présentes dans le monde, et parmi celles-ci, l'installation ISOLDE du CERN se distingue par sa capacité à produire et à fournir

des faisceaux radioactifs purs et intenses pour les expériences. Grâce à des techniques d'extraction continuellement améliorées, le programme de recherche à ISOLDE est dynamique et en évolution constante. Cette installation a été le théâtre de nombreux projets dédiés à l'étude de la région des noyaux doublement magiques ^{78}Ni et ^{132}Sn , parmi lesquels les projets IS412, IS415, IS421, IS428, IS434, IS439 [51]. L'expérience IS441, au centre de cette thèse, revêt une importance particulière dans cette lignée de recherches. Grâce à ces travaux, des avancées significatives sont attendues dans la compréhension de la structure nucléaire et des propriétés de l'interaction forte au sein de ces noyaux riches en neutrons.

L'expérience IS441 avait pour objectif d'étudier la structure des noyaux exotiques issus de la désintégration β des isotopes de zinc ayant une masse comprise entre 71 et 82, et de mesurer les durées de vie de leurs niveaux nucléaires correspondants. Ces noyaux sont des systèmes nucléaires relativement simples, caractérisés par quelques protons et trous de neutrons en dehors du noyau doublement magique ^{78}Ni , ce qui permet de les étudier dans le cadre du modèle en couches. Les noyaux sélectionnés sont parmi les plus exotiques, situés juste au-dessus de l'isotope ^{78}Ni , offrant ainsi une opportunité d'étudier les taux de transition actuellement disponibles.

En particulier, l'isotope ^{80}Ga est un noyau de point d'attente dont la durée de vie peut déterminer la durée du processus r en astrophysique. Une attention particulière a également été accordée au noyau ^{81}Ga , un noyau très exotique avec un nombre impair de nucléons, le plus proche du ^{78}Ni , pour lequel la structure des états excités peut être étudiée. Le ^{81}Ga possède trois protons de valence supposés être sur les orbitales $p_{3/2}$ et $f_{5/2}$ en dehors du cœur ^{78}Ni . Les données ont été analysées et publiées dans le cadre du travail de Pazy et al. [4], où la demi-vie du ^{81}Zn a été déterminée comme étant $T_{1/2} = 290(4)$ ms. Le schéma de niveau du ^{81}Ga a été considérablement amélioré et les demi-vies des premier et deuxième état excité du ^{81}Ga ont été mesurées par la méthode de synchronisation rapide à l'aide des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. La structure des états de basse énergie du ^{81}Ga a été interprétée en termes de couplage des trois protons de valence en dehors du cœur doublement magique ^{78}Ni . Dans la même chaîne de désintégration, les schémas de niveaux des noyaux ^{81}Ge et ^{81}As ont également été étudiés, et les demi-vies de quelques états de basse énergie dans la gamme de picosecondes à nanosecondes ont été mesurées [52].

Dans le cadre de la même expérience, la structure excitée du noyau ^{73}Ga peuplé dans la désintégration β du parent ^{73}Zn a été étudiée. Le schéma de niveau du ^{73}Ga a été étendu et trois nouvelles demi-vies d'états excités ont été mesurées. Une transition de 195 keV a été observée, ce qui est compatible avec un rayon γ désexcitant un état de courte durée de vie dans le noyau parent ^{73}Zn [2].

En utilisant les données de désintégration β du ^{80}Zn provenant de l'expérience IS441, un nouveau schéma de niveau pour le noyau ^{80}Ga a été établi. L'étude a permis d'établir l'état 6^- avec une durée de vie de 1.9 s comme l'état fondamental du ^{80}Ga , qui est très proche d'un

état isomérique 3^- à 22.4 keV avec une durée de 1.3 s. De plus, un nouvel état isomérique a été identifié à 707.8 keV et sa demi-vie a été mesurée à 18.3(5) ns. Cette valeur a permis d'attribuer à la transition de 685.4 keV qui désexcite cet état une multipolarité M2 [3].

Dans cette thèse, notre intérêt se porte sur la désintégration radioactive des noyaux ^{79}Zn et ^{80}Zn , dont les chaînes de désintégration β sont représentées par des cercles jaunes sur la figure 2.1.

Une expérience de spectroscopie de conversion électronique menée à ALTO à Orsay a révélé un cas très intéressant : la première observation d'un état de basse énergie 0_2^+ dans le noyau ^{80}Ge . Cet état, situé en dessous de l'état 2_1^+ , est attribué à la promotion de deux neutrons au-delà du gap $N = 50$, fournissant ainsi la première preuve de la coexistence de formes proches dans l'un des noyaux doublement magiques les plus riches en neutrons, le ^{78}Ni [53]. Nous proposons de vérifier ce résultat en peuplant les états du noyau ^{80}Ge par désintégration β du ^{80}Ga et en étudiant les coïncidences $\gamma\gamma$ qui en résultent. Une étude systématique et des calculs basés sur le modèle en couches seront réalisés à des fins de comparaison. De plus, notre étude vise à construire le schéma de niveaux du noyau ^{80}As , formé par la désintégration β du ^{80}Ge , afin d'obtenir de nouvelles informations. Nous accordons une attention particulière à la recherche d'un état excité de basse énergie dans le noyau ^{80}As , en raison de la présence d'états similaires dans les isotopes voisins.

Dans une expérience de spectroscopie laser menée à ISOLDE-CERN sur l'isotope ^{79}Zn , l'existence d'un isomère avec une demi-vie de quelques centaines de millisecondes a été confirmée [7]. Dans la désintégration β du ^{79}Zn , nous proposons de construire le schéma de niveau du noyau fils ^{79}Ga afin d'améliorer les résultats des études antérieures. Les différentes transitions appartenant aux ^{79}Ga permettront de mesurer la durée de vie de l'état fondamental du noyau parent ^{79}Zn et de rechercher l'état isomérique susceptible de peupler d'autres états du ^{79}Ga . Étant donné que les isotopes voisins présentent quelques états isomériques autour de 2 MeV, caractérisés par un spin de $9/2^+$, nous chercherons à identifier un état similaire dans le ^{79}Ga qui serait peuplé par la désintégration de l'état fondamental $9/2^+$ du ^{79}Zn .

Afin d'étudier l'évolution de la collectivité dans cette région de masse, nous utiliserons la technique de synchronisation rapide pour mesurer les durées de vie des états excités des noyaux ^{79}Ge et ^{79}As dans la chaîne de désintégration du ^{79}Zn . Les demi-vies, exprimées en taux de transition en unités de Weisskopf, nous permettront de vérifier les assignations de spin et de parité des états correspondants.

2.2 Faisceaux radioactifs au profit de la structure nucléaire

L'étude de la structure nucléaire des noyaux implique leur production dans des états excités, avec une quantité et une durée suffisantes pour pouvoir les analyser. À cette fin,

d'importantes installations expérimentales sont construites pour produire des faisceaux radioactifs purs et intenses, qui sont dirigés vers une cible spécialement conçue pour permettre une diffusion rapide et efficace des produits de réaction. Selon le type de faisceau incident et la cible utilisée, les réactions peuvent être des fissions, des spallations, des réactions de transfert, etc. Ensuite, l'étude des propriétés nucléaires se fait par l'analyse des rayonnements émis par les noyaux radioactifs, en utilisant des détecteurs extrêmement précis, chacun ayant un domaine d'application spécifique. Ces détecteurs permettent de mesurer différents aspects des rayonnements, tels que leur énergie, leur direction, leur temps de vie, etc.

Il existe deux méthodes largement utilisées pour la production de faisceaux radioactifs : la méthode ISOL (Isotope Separator On Line) et la méthode de fragmentation en vol (in flight). Ces approches permettent de transporter les isotopes radioactifs sous forme de faisceaux d'ions jusqu'à la zone expérimentale, en ne retenant que les isotopes d'intérêt grâce à une séparation basée sur leur masse.

Dans la méthode de production en vol (in-flight), des faisceaux d'ions lourds à haute énergie (≥ 50 MeV/nucléon) sont dirigés vers des cibles minces composées de béryllium (Be), de carbone (C), de nickel (Ni) ou de tantale (Ta). Lorsque le projectile se fragmente à l'intérieur de la cible, les produits de réaction émis possèdent des énergies similaires à celles du faisceau incident et peuvent traverser la cible mince. Ils sont ensuite séparés en vol par un séparateur magnétique et dirigés vers différentes zones expérimentales. Cette méthode, qui est extrêmement rapide, évite toute sélection chimique, permettant ainsi la détection d'isotopes sans pertes excessives. Elle offre un accès privilégié aux noyaux ayant des durées de vie très courtes. Toutefois, il est important de noter que le faisceau secondaire présente des propriétés "optiques" défavorables en raison de l'interaction des particules du faisceau incident avec la matière de la cible.

Cette technique de production est utilisée dans des installations telles que le GSI en Allemagne avec le spectromètre FRS, le RIKEN au Japon avec le spectromètre RIPS et le MSU/NSCL aux États-Unis avec le spectromètre A1900. Une représentation schématique du principe de cette méthode est illustrée sur la figure 2.2.

Dans la méthode de production en ligne (ISOL), un faisceau composé de particules légères (telles que les protons, les neutrons ou les deutérons) ou d'ions lourds est utilisé pour bombarder une cible épaisse. Le choix de la cible est crucial pour minimiser les contaminants tout en produisant un maximum d'isotopes d'intérêt. Différents types de réactions peuvent se produire en fonction des noyaux étudiés, notamment la fission et la spallation pour les faisceaux de particules légères, ainsi que la fragmentation dans le cas des ions lourds.

Les réactions de fission sur des cibles d'uranium ou de thorium sont généralement utilisées pour étudier des noyaux exotiques riches en neutrons à différentes masses nucléaires. Les réactions de spallation permettent de produire des noyaux déficients en neutrons, tandis que la fragmentation est principalement utilisée pour l'étude des noyaux légers. Les fragments

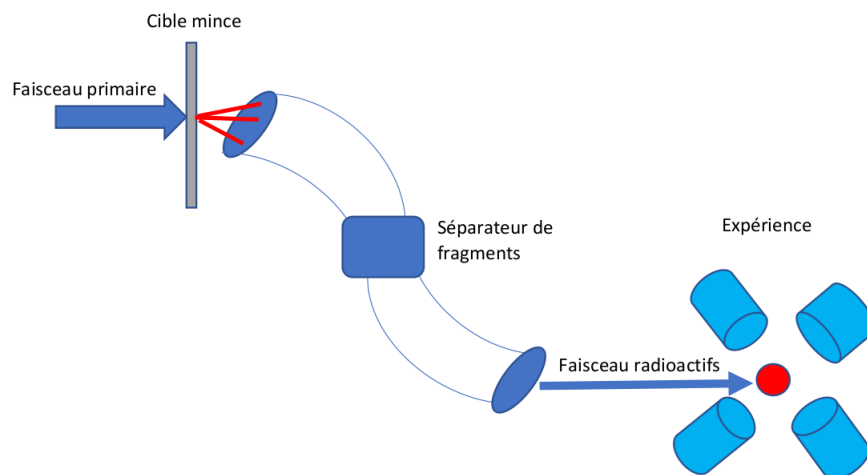


FIGURE 2.2 – Principe de la production de faisceaux d’ions radioactifs par la méthode de fragmentation en vol.

produits sont arrêtés dans une cible chauffée à des températures très élevées, ce qui permet leur diffusion à travers une ligne de transfert jusqu’à la source d’ions pour être ionisés.

Le système cible-ion, composé de la cible, de la ligne de transfert et de la source d’ions, est soumis à une tension de 20 à 60 kV. Les ions produits sont ensuite accélérés par une tension externe pour former un faisceau d’ions de haute qualité optique. Ce faisceau est ensuite focalisé et transmis vers le séparateur à travers des dipôles électromagnétiques qui réalisent une séparation en masse en fonction du rapport q/m , avec un pouvoir de résolution $R = A/\Delta A$. Après la séparation des masses, le faisceau est transporté vers les stations expérimentales, où un système de détection est monté pour enregistrer les différents événements nucléaires. Dans certaines expériences, les faisceaux radioactifs séparés peuvent être post-accélérés, ce qui permet d’explorer d’autres propriétés nucléaires.

Parmi les installations utilisant la méthode ISOL, on peut citer le CRC Louvain-la-Neuve en Belgique, SPIRAL et ALTO en France, HRIBF aux États-Unis, ISAC/ISAC2 au Canada et ISOLDE/CERN à la frontière franco-suisse. La figure 2.3 présente une vue simplifiée du principe de la méthode ISOL.

Les données analysées dans le cadre de cette thèse ont été obtenues grâce à la méthode ISOL utilisée à l’installation ISOLDE du CERN. Les prochaines sections aborderont en détail les aspects expérimentaux ainsi que la méthodologie d’analyse des données.

2.3 Production de faisceaux radioactifs

Depuis 1967, ISOLDE (Isotope mass Separator On-Line) produit des faisceaux radioactifs en utilisant la méthode ISOL (Isotopic Separation On-Line) [54, 55]. Dans le cadre de cette méthode, des cibles épaisses spécialement conçues sont bombardées avec un faisceau de

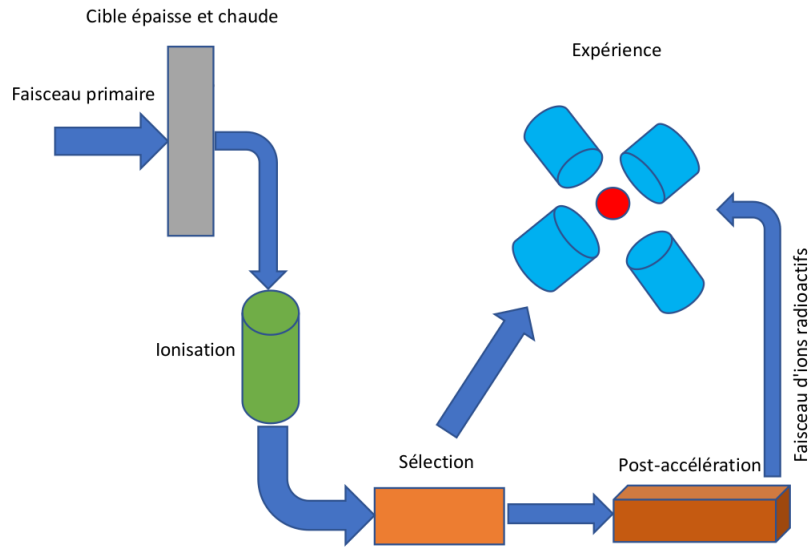


FIGURE 2.3 – Principe de la production de faisceaux d'ions radioactifs par la méthode de production en ligne ISOL.

protons de haute intensité provenant du Booster à protons (PSB), ce qui génère des fragments atomiques. Différents systèmes sont ensuite utilisés pour ioniser, extraire et séparer ces noyaux en fonction de leur masse, permettant ainsi de produire des faisceaux de noyaux instables à basse énergie. Ces faisceaux sont ensuite acheminés vers plusieurs stations expérimentales. De plus, grâce au post-accélérateur REX-ISOLDE, il est possible d'obtenir des faisceaux radioactifs à plus haute énergie. Ce post-accélérateur est capable de fournir des noyaux radioactifs dans une large gamme de masses, allant de l'hélium (He) à l'uranium (U), avec des énergies pouvant atteindre 10 MeV/nucleon. L'installation ISOLDE se distingue par la production de faisceaux radioactifs purs et intenses, offrant une excellente qualité optique et une contamination isobarique minimale.

Les isotopes radioactifs produits à ISOLDE sont utilisés pour mener des expériences en physique nucléaire et atomique, en physique des états solides, ainsi que dans des études d'astrophysique nucléaire et de biophysique. De plus, ces isotopes sont essentiels dans des expériences appliquées telles que la recherche de radioisotopes à des fins médicales dans le cadre du programme MEDICIS. Pour illustrer la configuration de l'installation, la figure 2.4 propose une représentation schématique d'ISOLDE, permettant de visualiser ses composantes et son fonctionnement [56].

2.4 L'accélérateur linéaire Linac-2

Les protons utilisés dans les expériences menées au CERN sont fournis par l'accélérateur linéaire Linac-2. Ce dernier génère des protons d'une énergie de 50 MeV, avec une durée

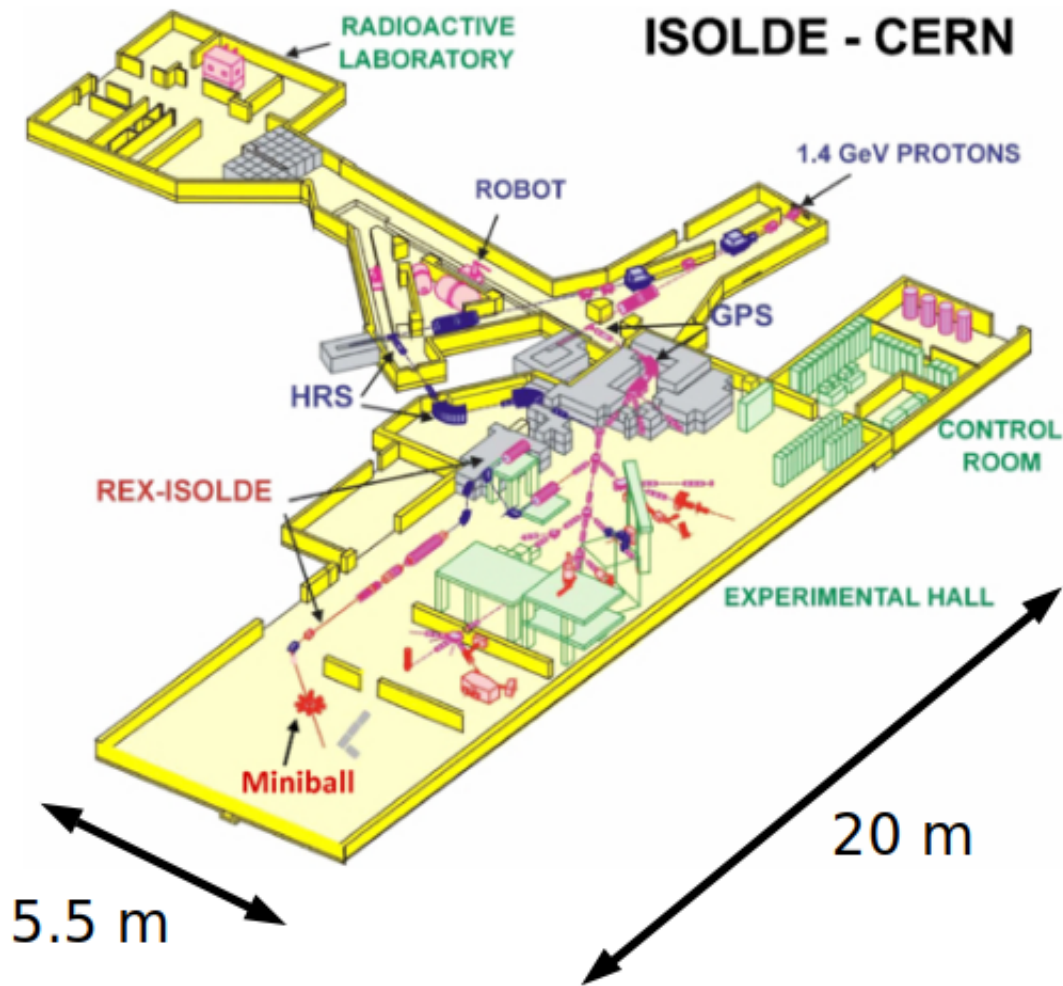


FIGURE 2.4 – Vue globale de l’installation ISOLDE. GPS et HRS sont les séparateurs en masse magnétiques. REX-ISOLDE représente la partie haute énergie, et Miniball est l’une des installations expérimentales.

d’impulsion de 200 microsecondes et une intensité totale de 180 mA toute les 1.2 seconde. La génération des protons se fait dans une source à filament de type duo-plasmatron à hydrogène, soumise à un potentiel d’extraction de 92 kV. Le courant du faisceau de protons peut atteindre 300 mA. Le Linac-2 est composé de trois cavités accélératrices, permettant d’augmenter la vitesse des protons de 4400 km/s à la sortie de la source jusqu’à 100 000 km/s sur une longueur de 33.3 m.

Afin de maintenir la focalisation du faisceau, des quadripôles électromagnétiques pulsés sont utilisés à l’intérieur des tubes de dérive. Cette disposition, appelée maille FODO, comprend un quadripôle focalisant et un quadripôle défocalisant placés sur la ligne accélératrice, permettant de réduire l’émittance du faisceau en dessous de 50% de la limite acceptée. Pour minimiser la dispersion, le faisceau est transporté sur une ligne de transfert de 80 m jusqu’au synchrotron Booster (PSB). En 2018, le Linac-2 a été définitivement arrêté et remplacé par

le Linac-4, inauguré en 2017 et connecté au Booster du PS en 2020. Le Linac-4 est capable d'accélérer des ions d'hydrogène négatifs jusqu'à une énergie de 160 MeV. L'ensemble du complexe d'accélérateurs du CERN est représenté de manière schématique sur la figure 2.5, offrant une vue d'ensemble des différentes composantes et de leur interconnexion.

2.5 Le Booster à protons

Le Booster du Synchrotron à protons (PSB) joue un rôle crucial dans le processus d'accélération des protons issus du Linac-2. Les protons, initialement à une énergie de 50 MeV, sont propulsés à des énergies plus élevées de 600 MeV, 1.0 ou 1.4 GeV dans le PSB. Ils sont organisés en 12 paquets, chacun contenant une quantité de 3.2×10^{13} protons. Chaque paquet a une durée d'impulsion de $2.4 \mu s$ et une intensité de $2 \mu A$, et toutes les 1.2 seconde, une impulsion est envoyée vers la cible d'ISOLDE [57].

Le PSB est constitué de quatre anneaux superposés, chacun ayant un diamètre de 25 mètres. Il est équipé de 32 dipôles et de 48 quadripôles. Chaque anneau comprend un empilement de quatre aimants. Les impulsions sont regroupées en supercycles, qui peuvent contenir de 30 à 50 impulsions. Avant l'ère du LHC, un supercycle était composé de 12 à 14 impulsions. Environ 50% de ces impulsions sont destinées à alimenter ISOLDE. Dans le cadre de l'expérience IS441, le PSB fournit un supercycle de 40 à 50 courtes impulsions à ISOLDE, ce qui permet d'accroître la production d'isotopes à courte durée de vie.

Le système de synchronisation principal du CERN génère un signal temporel dès l'impact des protons sur la cible. Ce signal est utilisé pour construire le spectre du temps de vol des protons, qui sert de référence temporelle pour mesurer les durées de vie des isotopes d'intérêt.

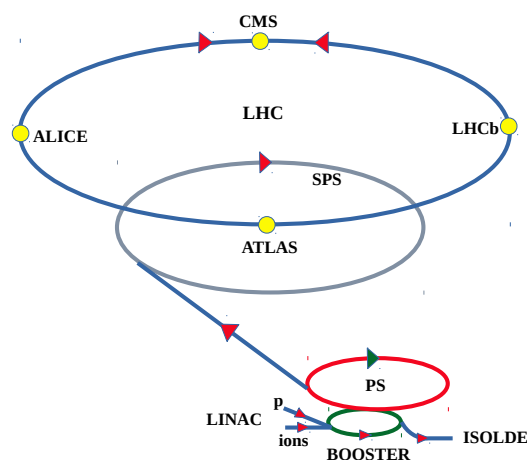


FIGURE 2.5 – Schéma représentant le complexe d'accélérateurs du CERN.

2.6 La cible

Les protons du PSB sont acheminés à travers une ligne de transfert jusqu'à la cible de l'installation ISOLDE. La cible, illustrée dans la figure 2.6, a une épaisseur typique de quelques dizaines de g/cm² et un diamètre de 1.4 cm. Elle est utilisée pour divers types de réactions nucléaires, telles que la fission et la spallation. Le choix de la cible est crucial pour optimiser la production de l'isotope d'intérêt tout en minimisant la présence de contaminants.

En général, la cible est composée de l'élément cible lui-même ainsi que d'un matériau diffuseur. Les réactions produisent des produits de réaction qui doivent se diffuser à travers la cible, qui est maintenue à une température élevée afin de faciliter ce processus de diffusion, en particulier pour les radionucléides de courte durée de vie. Les matériaux les plus couramment utilisés pour les cibles sont les oxydes ou les carbures métalliques, qui ont une température de fusion élevée et une grande stabilité thermique, permettant ainsi une libération rapide des produits de réaction piégés dans la cible.

Plus de 1000 isotopes appartenant à plus de 70 éléments chimiques différents peuvent être produits à ISOLDE en variant l'énergie du faisceau incident, la composition chimique et l'épaisseur de la cible. L'intensité des faisceaux produits peut atteindre 10¹⁰ ions/s. Dans certaines expériences, le faisceau de protons primaire est dirigé vers un convertisseur proton-neutron, ce qui produit des neutrons de spallation qui induisent ensuite la fission dans le matériau cible. Cette approche permet de réduire la contamination isobarique et de minimiser la probabilité de réactions de spallation et de fragmentation qui pourraient également se produire avec la fission.

Les isotopes produits lors des différentes réactions doivent ensuite se diffuser à l'extérieur de la cible épaisse, dans un processus complexe gouverné par des conditions peu connues, liées aux variations de température dans des volumes tridimensionnels. Le temps de diffusion des ions pendant leur sortie de la cible peut être décrit par la décroissance de l'intensité du faisceau d'ions en fonction du temps après l'impact du proton. Cette décroissance est généralement ajustée par une formule empirique basée sur une somme d'exponentielles, notée $I(t) = \sum_i e^{-\lambda_i t}$, où la demi-vie de l'isotope d'intérêt est donnée par $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$, comme proposé par Lettry et al. [58]. Les produits radioactifs sont ensuite acheminés à travers une ligne de transfert avant d'être ionisés dans la source d'ions, selon divers processus.

2.7 La source d'ions

La source d'ions à ISOLDE joue un rôle essentiel dans le processus de production du faisceau d'ions. Elle fonctionne avec une tension d'extraction de 60 kV, ce qui permet de générer un faisceau d'ions hautement chargé qui sera ultérieurement transmis au séparateur de masse approprié. À ISOLDE, on distingue trois types de sources d'ions qui sont utilisées en

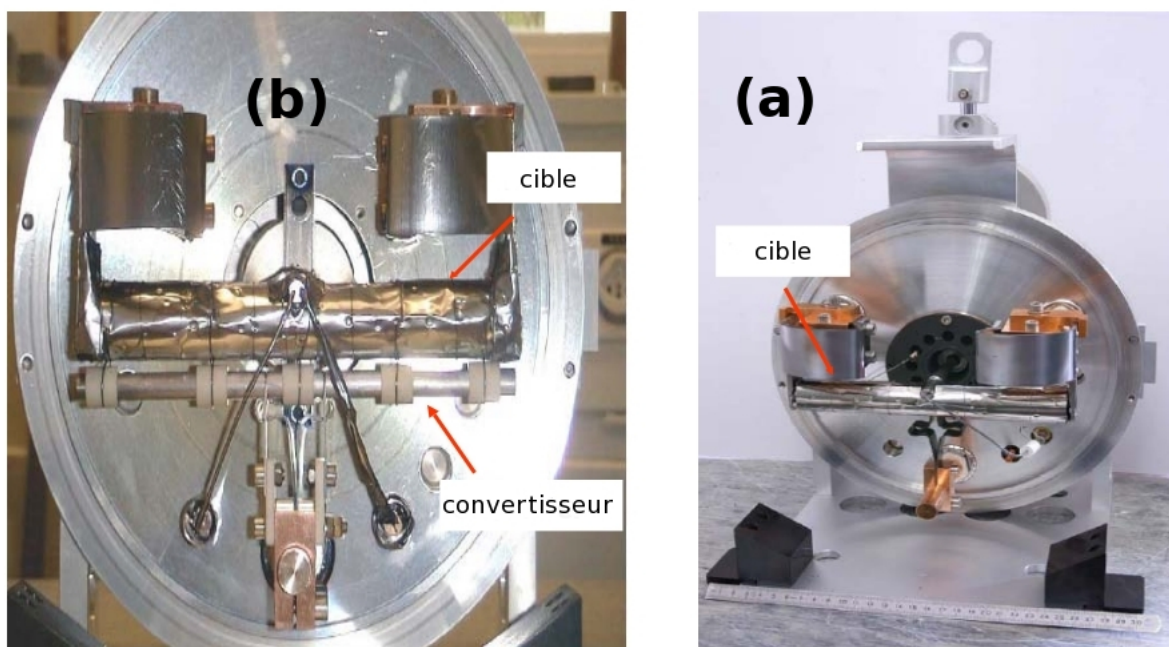


FIGURE 2.6 – La cible d'ISOLDE standard (a) et avec convertisseur proton-neutron (b).

fonction des besoins spécifiques : l'ionisation de surface, la source à plasma chaud et la source d'ions laser, connue sous le nom de RILIS (Resonance Ionization Laser Ion Source). Chacune de ces sources présente des caractéristiques uniques et offre des avantages particuliers en termes d'efficacité et de sélectivité ionique. La sélection de la source d'ions appropriée est cruciale pour garantir la production d'un faisceau d'ions de haute qualité répondant aux exigences de l'expérience en cours.

2.7.1 L'ionisation de surface

L'ionisation de surface est une méthode couramment utilisée pour ioniser les atomes ayant un faible potentiel d'ionisation. Ce dispositif repose sur l'utilisation d'un tube métallique, tel que le tungstène, dont le travail de sortie doit être supérieur à celui des atomes à ioniser. En chauffant le tube à une température élevée, pouvant atteindre 2400°C en fonction du matériau, les atomes en contact avec la surface chaude peuvent être ionisés. Il convient cependant de noter que cette technique est particulièrement efficace pour les éléments alcalins. Elle permet d'obtenir un rendement d'ionisation élevé pour ces atomes grâce à la différence significative de potentiel entre la surface chaude et l'atome à ioniser.

2.7.2 Source à plasma chaud

Pour les atomes dotés d'un potentiel d'ionisation élevé, qui ne peut être surmonté par l'ionisation de surface, une méthode fréquemment employée est la source à plasma. Cette technique repose sur l'utilisation d'une enceinte dans laquelle un mélange de gaz, tel que l'argon et le xénon, est introduit. À l'intérieur de cette enceinte, un courant d'électrons est accéléré par une anode maintenue à une tension d'environ 130 V, ce qui permet d'ioniser le gaz. Lorsque les atomes provenant de la cible entrent en contact avec les ions présents dans le plasma, des collisions se produisent, provoquant ainsi leur ionisation.

La source à plasma offre l'avantage de ne pas nécessiter une pré-sélection chimique, ce qui permet la production d'une grande variété d'éléments chimiques. Cependant, cette méthode présente un inconvénient majeur lié à l'augmentation des contaminants isobariques. Les contaminants isobariques sont des atomes ayant la même masse mais une composition chimique différente, ce qui rend plus complexe l'identification précise des ions produits.

La figure 2.7 présente de manière schématique le principe des deux dernières méthodes mentionnées, à savoir la source à plasma et l'ionisation de surface. Cette illustration permet de visualiser clairement les différences entre ces deux approches d'ionisation utilisées à ISOLDE.

2.7.3 RILIS (Résonance Ionisation Laser Ion Source)

La contamination isobarique constitue l'un des inconvénients majeurs de la technique ISOL, rendant complexe la séparation précise des noyaux ayant des masses similaires, même avec l'utilisation d'un séparateur magnétique de haute résolution. Ainsi, dans certains cas, l'utilisation de la source d'ions laser est nécessaire pour sélectionner un élément spécifique. La méthode RILIS (Resonance Ionization Laser Ion Source) est une technique d'ionisation par laser offrant une sélectivité chimique très élevée. Elle utilise un processus d'ionisation sélective pour produire un faisceau pur d'ions radioactifs. La figure 2.8 présente une vue simplifiée du principe de fonctionnement de la méthode RILIS.

L'installation utilisée pour la méthode RILIS est équipée d'un système de lasers à colorant excités par un laser Nd-YAG. Un dispositif optique est intégré pour focaliser précisément le faisceau laser sur une plage spectrale s'étendant de 210 à 950 nm.

Les atomes qui s'échappent de la cible sont maintenus dans une cavité chaude à l'état gazeux. Ces atomes sont ionisés par des impulsions laser à une fréquence de 10 kHz. Les ions sont confinés à l'intérieur de la cavité dans un volume compact avant d'être extraits de la source d'ions. Des matériaux à faible travail de sortie, tels que le niobium ou le tantale, sont utilisés dans la cavité pour maintenir les ions confinés. Ce confinement est réalisé grâce à un puits de potentiel créé par l'émission naturelle des électrons provenant des parois métalliques de la cavité, maintenues à haute température. L'efficacité d'ionisation du laser dépend de l'intensité du faisceau laser, de la section efficace d'ionisation et du temps de décroissance

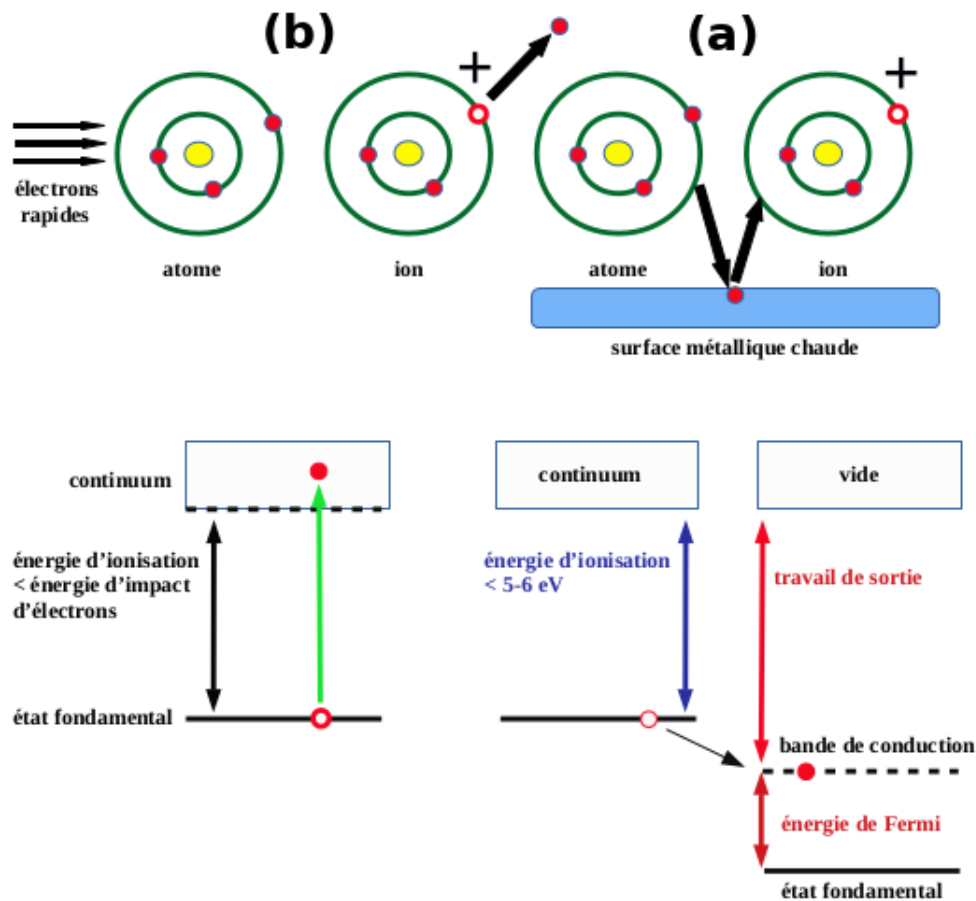


FIGURE 2.7 – Principe des deux méthodes d'ionisation : ionisation de surface (a) et source à plasma chaud (b).

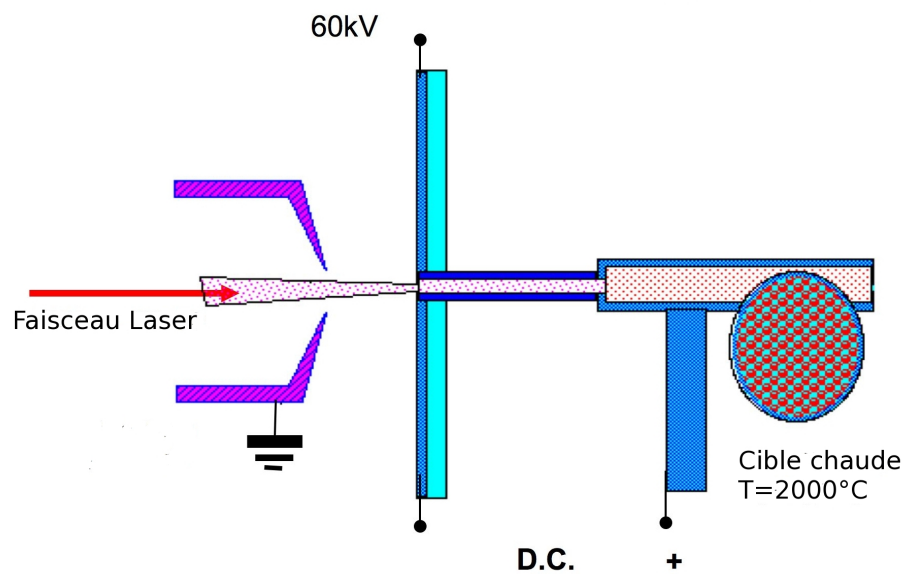


FIGURE 2.8 – Principe de la méthode RILIS

des états excités. Pour certains éléments chimiques, l'efficacité d'ionisation laser peut dépasser 10%. Les éléments radioactifs émis par la cible se diffusent vers un tube de transfert situé entre la cible et l'électrode d'extraction. Cependant, la température élevée du tube de transfert, atteignant environ 2000°C, permet l'ionisation des éléments ayant un faible potentiel d'ionisation (comme Rb, Ga, Tl et In), ce qui entraîne une augmentation de la contamination du faisceau. Néanmoins, cette contamination peut être réduite en abaissant la température du tube de transfert, bien que cela puisse entraîner une diminution du nombre d'atomes de l'isotope d'intérêt, car certains atomes seront retenus dans le tube de transfert.

La figure 2.9 présente un exemple d'ionisation réalisée grâce à la méthode RILIS. Dans cet exemple, l'atome d'étain subit une ionisation en plusieurs étapes à l'aide d'un faisceau laser. Tout d'abord, un premier laser d'une longueur d'onde de 303.6 nm est utilisé pour exciter l'atome vers un état énergétique supérieur. Ensuite, un autre laser d'une longueur d'onde de 606.9 nm est utilisé pour amener l'atome à un niveau encore plus élevé. Enfin, un dernier laser à 606.9 nm effectue la dernière étape d'ionisation en induisant un état d'auto-ionisation [59].

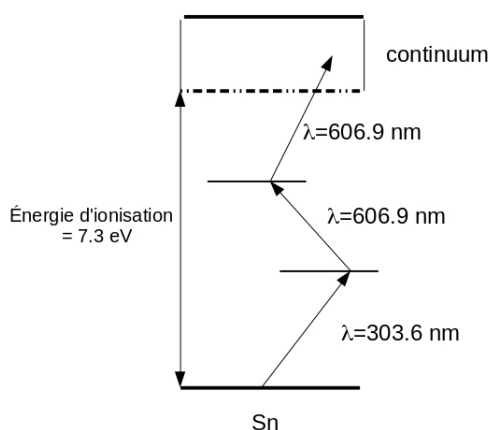


FIGURE 2.9 – Ionisation de l'étain Sn par la méthode RILIS

2.8 Les séparateurs en masse

L'ensemble cible-source de l'installation ISOLDE produit un faisceau d'ions comprenant divers éléments radioactifs, nécessitant une séparation en fonction de leur masse. Les ions du faisceau sont extraits en appliquant un potentiel de 60 kV entre la cible et l'extrémité de la ligne de faisceau, puis dirigés vers les séparateurs de masse.

ISOLDE est équipé de deux séparateurs magnétiques, chacun associé à un ensemble cible-source :

- Le premier séparateur, le G.P.S. (General Purpose Separator), est le plus petit des deux. Il a la capacité de fournir simultanément trois faisceaux séparés en masse avec une variation de $\pm 15\%$, qui peuvent ensuite être acheminés vers les zones expérimentales.

Il est constitué d'un aimant déflecteur d'angle 70° avec un rayon de courbure de 1.5 m, offrant une résolution en masse de $\frac{m}{\Delta m} = 2400$. Le G.P.S. comprend des plaques déflectrices cylindriques de chaque côté de la ligne centrale, permettant la sélection d'une masse donnée par un déplacement parallèle avec le plan focal.

- Le deuxième séparateur, connu sous le nom de H.R.S. (High Resolution Separator), est plus puissant. Il est composé de deux aimants déflecteurs avec des angles respectifs de 90° et 60° , ainsi que de lentilles quadripolaires électrostatiques et d'autres éléments magnétiques et électrostatiques supplémentaires. Le H.R.S. a la capacité d'atteindre une résolution en masse nominale de 15 000, bien que, jusqu'à présent, une valeur d'environ 5 000 ait été obtenue à ISOLDE, permettant une séparation isobarique améliorée. Contrairement au G.P.S., le H.R.S. ne peut délivrer qu'un seul faisceau à la fois.

Les différentes sections reliant les séparateurs magnétiques sont présentées sur la figure 2.10.

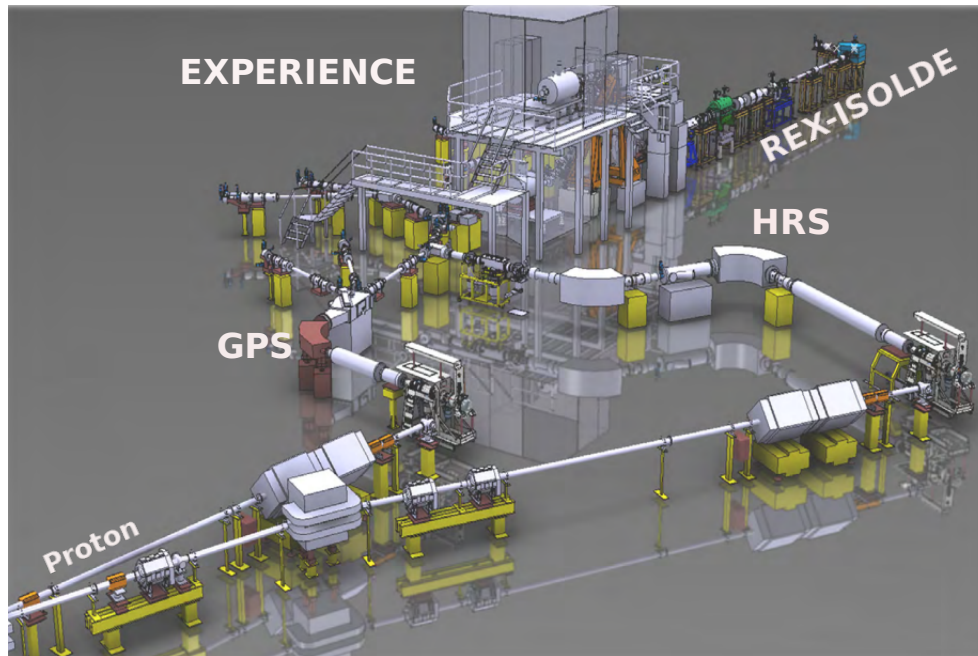


FIGURE 2.10 – Les séparateurs magnétiques à ISOLDE

2.9 Ligne de transport du faisceau

La dernière étape consiste à guider le faisceau d'ions issu des séparateurs magnétiques jusqu'au point d'implantation tout en minimisant les pertes pendant son transport. Ces pertes peuvent être causées par la déviation et la focalisation du faisceau, ainsi que par la répulsion coulombienne entre les particules du faisceau.

Le faisceau d'ions possède généralement une énergie cinétique maximale de 60 keV, ce qui permet de réduire considérablement l'émittance du faisceau le long de la ligne de transport. Cette ligne de transport comprend un triplet de quadripôles électrostatiques pour focaliser le faisceau au point d'intérêt, ainsi que deux paires de déflecteurs permettant de dévier le faisceau dans différentes directions afin de le diriger vers la zone d'expérience. Contrairement à la force magnétique, la force électrique est indépendante de la masse et de la vitesse des ions, ce qui permet d'utiliser les mêmes réglages pour des faisceaux d'ions de différentes masses. L'intensité du faisceau constitue une contrainte majeure pour le succès des expériences en structure nucléaire. Il est donc essentiel de s'assurer qu'un maximum d'ions qui se dispersent hors de la cible atteignent la zone expérimentale. Pour réguler cette intensité, des cages de Faraday et des scanners sont positionnés le long de la trajectoire du faisceau. Ces composants de diagnostic jouent un rôle essentiel dans l'optimisation de l'intensité des quadripôles dans la ligne de transport, ce qui permet d'obtenir une intensité de faisceau supérieure à 90% au niveau d'une station expérimentale.

Le processus de transport des ions à ISOLDE est conçu pour assurer une manipulation efficace et contrôlée des faisceaux d'ions radioactifs, de l'extraction initiale par les séparateurs magnétiques jusqu'au guidage précis vers la zone d'expérience tout en minimisant les pertes. Grâce à cette approche bien pensée, ISOLDE garantit un flux optimal d'ions, ce qui permet d'effectuer des expériences en structure nucléaire avec une précision et une fiabilité maximales.

Finalement, une fois le faisceau d'ions guidé avec précision, il est dirigé vers l'une des stations expérimentales disponibles à ISOLDE, qui offrent des possibilités de recherche variées et complémentaires. Parmi ces stations, nous pouvons mentionner :

- **COLLAPS** : dédiée à l'étude des propriétés de l'état fondamental des noyaux exotiques à courte durée de vie, permettant de mieux comprendre ces systèmes nucléaires spécifiques.
- **CRIS** : utilisant la spectroscopie laser, cette station se concentre sur l'étude des formes et des moments nucléaires, apportant des informations précieuses sur la structure interne des noyaux.
- **ISOLTRAP** : un spectromètre spécialisé dans la mesure de masse précise des isotopes, offrant ainsi des données fondamentales pour l'étude de la structure nucléaire et des processus de désintégration.
- **MINIBALL** : une station équipée de système de détecteurs de rayons γ très efficace, conçue spécifiquement pour les expériences à faible multiplicité, permettant des mesures précises et sensibles dans des conditions expérimentales délicates.
- **ISS** : une station récemment développée, dédiée aux études de diffusion inélastique et aux réactions de transfert induites par les faisceaux d'ions radioactifs, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives pour comprendre les interactions nucléaires.

— **IDS** : une station dédiée à la spectroscopie nucléaire (section 2.11).

2.10 Le dispositif expérimental

Notre étude porte sur la désintégration des noyaux ^{79}Zn et ^{80}Zn produits à ISOLDE en octobre 2011 dans le cadre de l'expérience IS441. Ces noyaux, très exotiques avec un rapport N/Z d'environ 1.6 et des durées de vie courtes de 746 et 562 ms respectivement, présentent un défi majeur dans de telles expériences : produire un faisceau intense et pur, sans contaminants isobariques.

Les ions Zn ont été produits grâce à la fission induite par neutrons sur une cible chauffée constituée de carbure d'uranium UC_2 /graphite d'une épaisseur de 50 g/cm², maintenue à une température de 2000°C. Les neutrons rapides nécessaires à la fission ont été générés en bombardant un convertisseur de neutrons (en tungstène) avec un faisceau pulsé de protons d'une énergie de 1.4 GeV provenant du PS Booster du CERN.

Les fragments de fission ont été accélérés jusqu'à 60 keV pour s'extraire thermiquement de la cible. Par la suite, ils ont été acheminés à travers une ligne de transfert en quartz à température contrôlée, qui élimine les isobares ionisés en surface [60]. Ces fragments ont ensuite atteint une cavité en tungstène (W), où une source d'ions laser (RILIS) a été utilisée pour ioniser sélectivement les ions de zinc. L'utilisation de la source d'ions RILIS permet de réduire considérablement la présence d'éléments à faible potentiel d'ionisation, tels que les noyaux de Rb et Ga, qui peuvent être ionisés sur les parois de la cavité chaude. Malgré ces mesures préventives, la présence de contaminants reste notable. En plus de l'utilisation du convertisseur de neutrons et de la ligne de transfert en quartz, d'autres approches peuvent être utilisées pour réduire significativement la présence de contaminants dans le faisceau final. Cela peut inclure l'utilisation de collimateurs "optiques" pour les impulsions de la source RILIS ainsi que la mise en place de fenêtres temporelles pour contrôler la libération du faisceau de Zn.

Un faisceau d'ions de zinc pur et intense a été sélectionné en masse à l'aide du séparateur magnétique de haute résolution HRS. Le faisceau séparé en masse a été dirigé vers la station expérimentale, où environ 20 000 ions/s ont été collectés sur une feuille de réception en aluminium située au centre de l'installation expérimentale. Les impulsions de protons atteignent la cible d'ISOLDE toute les 1.2 s, généralement dans un intervalle de 2.4 s après l'impact initial des protons. Les ions de zinc libérés ont été recueillis pendant environ 600 ms pour éviter l'accumulation d'activité de longue durée de vie provenant de la cible, puis ils ont été déviés par un déflecteur électrostatique. Les données ont été enregistrées en continu et triées en utilisant le temps d'impact du proton comme référence temporelle. Les faisceaux d'ions de zinc parviennent enfin à la station expérimentale IDS, qui sera utilisée dans le cadre de cette étude pour collecter les données nucléaires.

2.11 ISOLDE Decay Station (IDS)

Parmi les stations expérimentales permanentes à ISOLDE, la station IDS (ISOLDE Decay Station) a été utilisée dans le cadre de cette étude. Spécifiquement dédiée à la spectroscopie nucléaire, elle permet d'étudier la désintégration β et de mesurer les durées de vie des états excités. La station IDS est équipée d'un ensemble de détecteurs de particules chargées, de neutrons et de rayons γ , qui sont utilisés pour analyser les faisceaux radioactifs de basse énergie produits par ISOLDE.

Dans le cadre des expériences à la station IDS, différentes configurations expérimentales sont utilisées en fonction de l'intérêt physique. Parmi celles-ci :

- La mesure des durées de vie des états excités est effectuée en utilisant la méthode "fast-timing" avec des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.
- La spectroscopie $\beta\gamma$ est réalisée avec une haute efficacité.
- La spectroscopie de temps de vol est utilisée pour l'analyse des neutrons.
- La spectroscopie des particules chargées retardées est effectuée en utilisant un détecteur en silicium.

Dans le cadre de la spectroscopie $\beta\gamma$ à haute efficacité, cinq détecteurs Germanium Hyper Pur (HPGe) sont utilisés. Ces détecteurs, disposés dans un même cryostat, présentent une géométrie spécifique en forme de trèfle, optimisant ainsi l'efficacité de détection jusqu'à 95%. Cette configuration particulière, appelée détecteur clover, permet une sensibilité élevée pour les rayonnements γ émis par les échantillons. De plus, un scintillateur plastique est utilisé pour la détection des particules β .

Pour la spectroscopie des particules chargées, les détecteurs en silicium sont utilisés en conjonction avec les clovers HPGe pour permettre la détection en coïncidence des particules chargées et des rayons γ .

Dans le cadre de la spectroscopie de temps de vol, un détecteur de neutrons est utilisé. Ce détecteur est composé de barres de scintillateurs équipées de deux photomultiplicateurs situés aux extrémités. Cette configuration permet d'enregistrer le signal des neutrons en coïncidence avec les particules β [61].

Afin de mesurer les durées de vie des états excités, la configuration utilisée dans la technique "fast-timing" comprend deux scintillateurs plastiques de type bromure de lanthane dopé au cérium ($\text{LaBr}_3(\text{Ce})$), deux détecteurs HPGe de type clover, un scintillateur plastique NE111A pour la détection des particules β , ainsi que des modules électroniques dédiés aux mesures temporelles.

Les différentes configurations utilisées à la station IDS sont présentées sur la figure 2.11.

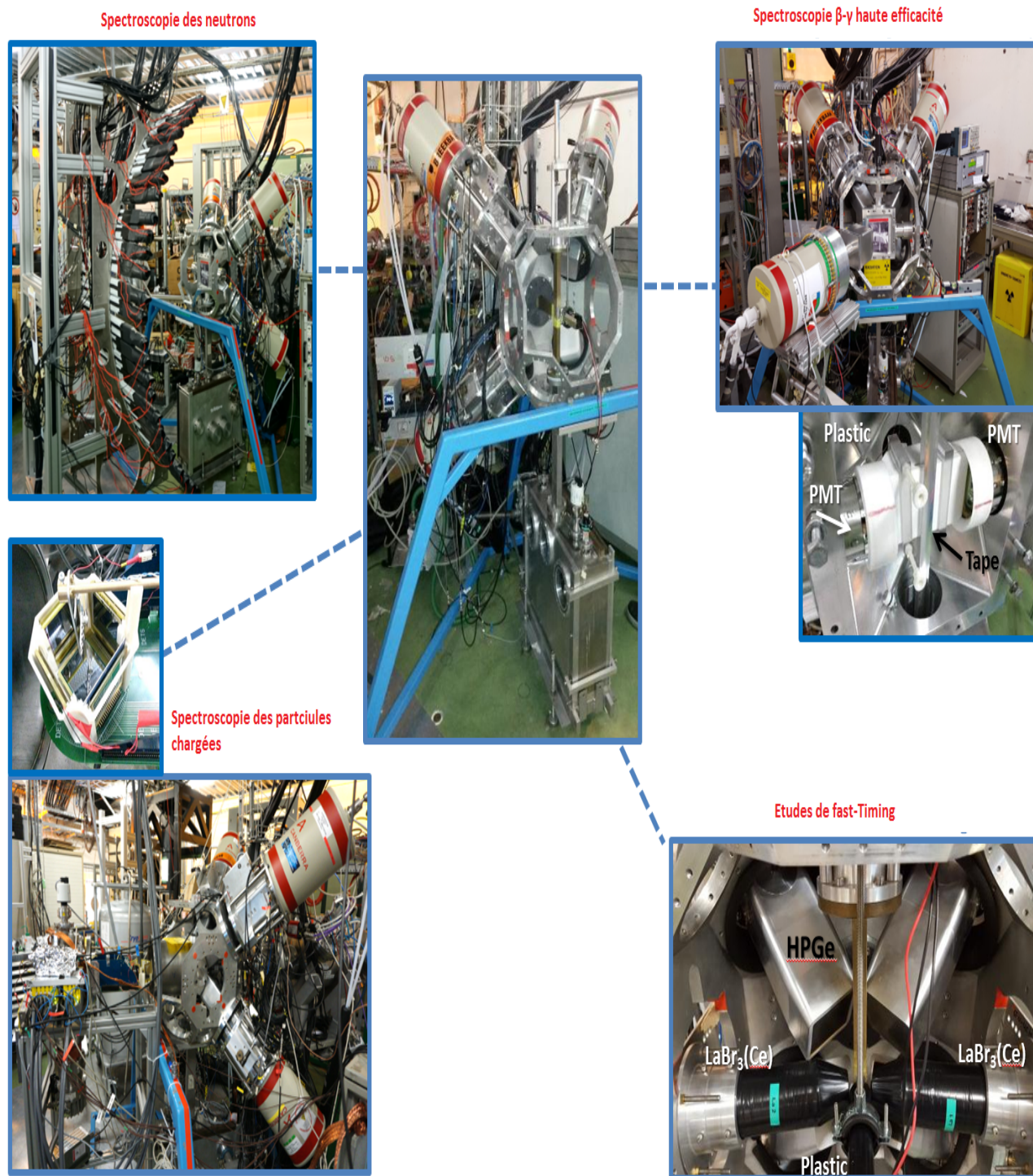


FIGURE 2.11 – Les différentes configurations expérimentales à la station IDS

2.11.1 Le détecteur HPGe

L'un des composants clés de la station IDS est le détecteur Clover HPGe, illustré dans la Figure 2.12. Il se compose de quatre cristaux de Germanium hyper pur (HPGe) d'un diamètre de 50 mm et d'une longueur de 70 mm, regroupés dans un même cryostat [62]. Ces

détecteurs offrent une excellente résolution en énergie, avec 0.15% pour le premier détecteur HPGe-1 et 0.17% pour le deuxième détecteur HPGe-2 (deux Clovers ont été utilisés lors de notre expérience). Cette résolution a été mesurée à une énergie de 1.33 MeV pour le rayonnement γ émis par le ^{60}Co . Grâce à cette résolution en énergie exceptionnelle, les détecteurs Clover HPGe sont le choix privilégié pour l'étude de la spectroscopie γ et la détermination des schémas de niveaux des noyaux d'intérêt. Ces détecteurs, fabriqués par Ortec [63], présentent une efficacité d'environ 60%. Cependant, leur résolution temporelle est limitée à 8 ns [64], ce qui les rend moins adaptés à la mesure des courtes durées de vie. Néanmoins, ils sont parfaitement adaptés pour mesurer des durées de vie dans la gamme des nano- ou microsecondes.

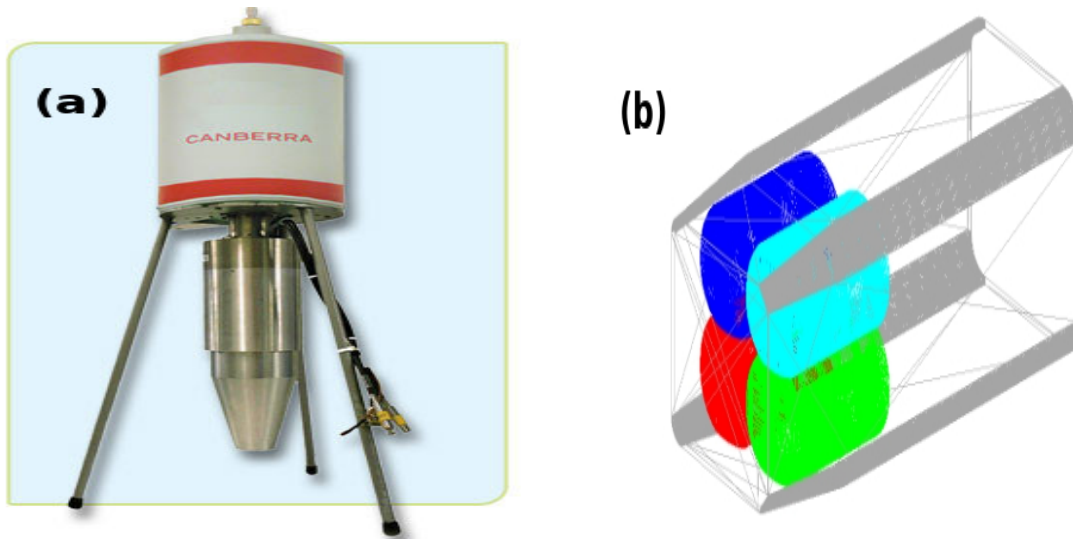


FIGURE 2.12 – Le détecteur HPGe utilisé dans la station IDS (a) et une représentation 3D des 4 cristaux HPGe dans le même cryostat (b).

2.11.2 Le détecteur β

Le détecteur utilisé dans la station IDS pour la détection des particules β est le scintillateur plastique NE111A [65]. Il se présente sous la forme d'un cylindre de 3 mm d'épaisseur et de 22 mm de diamètre. Il est couplé à un photomultiplicateur (PMT) Photonis XP2020 fabriqué par Philips [66], qui comprend 12 étages avec un diamètre de 5 cm et une réponse très rapide. Le scintillateur plastique est positionné à 1 mm de la feuille de collecte en aluminium afin d'obtenir une efficacité maximale. Pour assurer une réponse en énergie homogène, il est préférable que le détecteur β soit aussi fin que possible. Cependant, il convient de noter que la réponse en temps du détecteur β varie en fonction de l'énergie et nécessite des corrections appropriées (section 4.2.1). L'ensemble du détecteur et du PMT offre une résolution temporelle inférieure à 50 ps et un temps de montée inférieur à 1 ns, correspondant au temps

nécessaire pour que la réponse du détecteur passe de 10% à 90% de sa valeur finale. La figure 2.13 présente le scintillateur NE111A utilisé dans cette expérience.

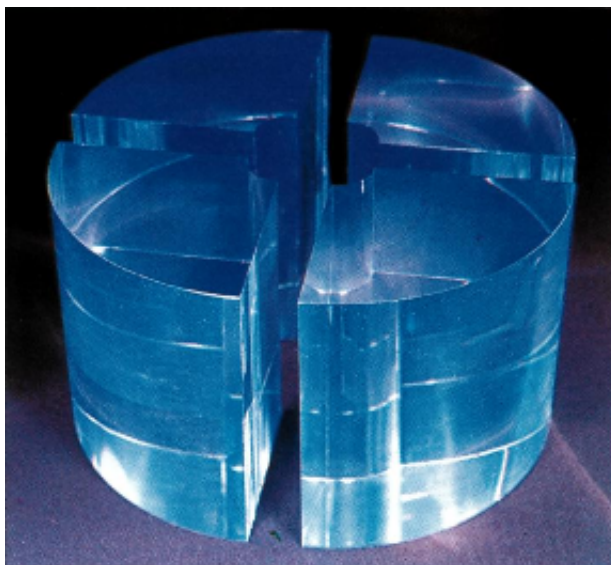


FIGURE 2.13 – Le scintillateur plastique utilisé pour la détection des particules β dans l'expérience IS441.

2.11.3 Le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$

Au début de l'essor de la technique "fast-timing", les cristaux de BaF_2 étaient considérés comme le choix idéal pour la mesure des durées de vie. Ces cristaux, couplés aux PMT XP2020Q, présentaient une réponse très rapide avec une résolution temporelle de 120 ps aux énergies du ^{60}Co . Cependant, leur résolution en énergie était d'environ 10% pour le rayonnement γ de 662 keV émis par le ^{137}Cs . Au cours des dernières années, de nouveaux cristaux de $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ ont été développés, offrant une résolution en énergie améliorée par rapport aux détecteurs BaF_2 , estimée entre 2.8% et 4% pour le pic de 662 keV du ^{137}Cs [67]. Leur résolution temporelle de 107(4) ps (en association avec les PMT Photonis XP20D0) aux énergies du ^{60}Co [68] est comparable à celle des cristaux BaF_2 . Dans le cadre de cette expérience, une nouvelle génération de cristaux de bromure de lanthane (LaBr_3) dopés avec du cérium (Ce) a été utilisée, présentant une géométrie en forme de cône tronqué, enfermée dans une fine enveloppe en aluminium de 45 mm de hauteur, avec des côtés avant (fenêtre d'entrée) de 32 mm de diamètre et des côtés arrière de 43 mm de diamètre. Cette géométrie, illustrée dans la figure 2.14, permet de placer le détecteur très près de la source radioactive, couvrant ainsi environ 7% de l'angle solide total. Les faces latérales du détecteur sont recouvertes de plomb pour absorber les photons rétrodiffusés. Les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ présentent un

rendement lumineux élevé, d'environ 60 000 photons/MeV, avec une très faible dépendance de la température. De plus, ces détecteurs se caractérisent par une décroissance rapide du signal d'environ 20 ns et une grande résistance aux effets néfastes des radiations.

Les différents détecteurs utilisés dans l'expérience IS441 ont été disposés dans une configuration spécifique autour d'une feuille d'aluminium. Les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ et le détecteur plastique NE111A ont été placés dans un plan vertical, tandis que les deux HPGe ont été positionnés dans un plan horizontal, comme illustré dans la figure 2.15.

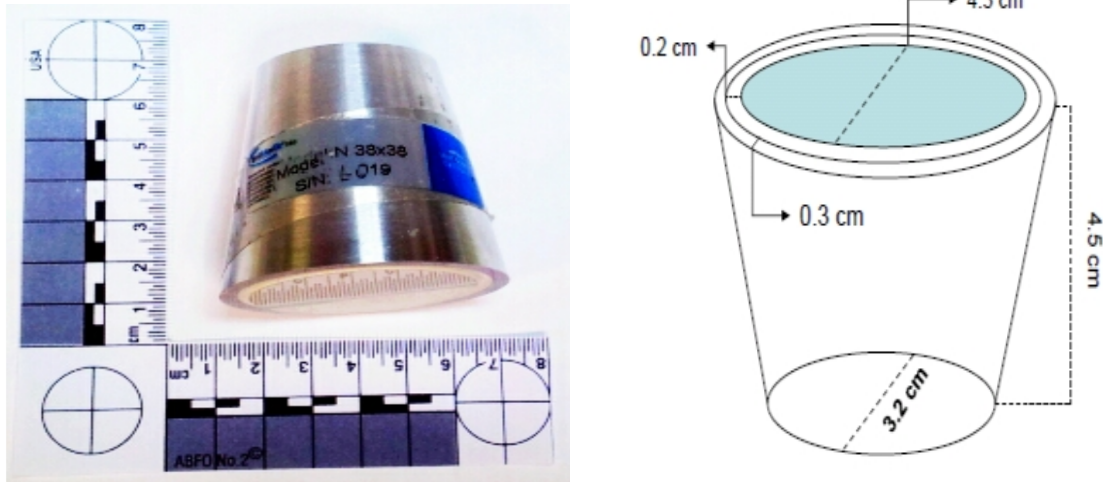


FIGURE 2.14 – Le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ utilisé dans l'expérience IS441 est représenté à gauche, et sa géométrie est illustrée à droite [69].

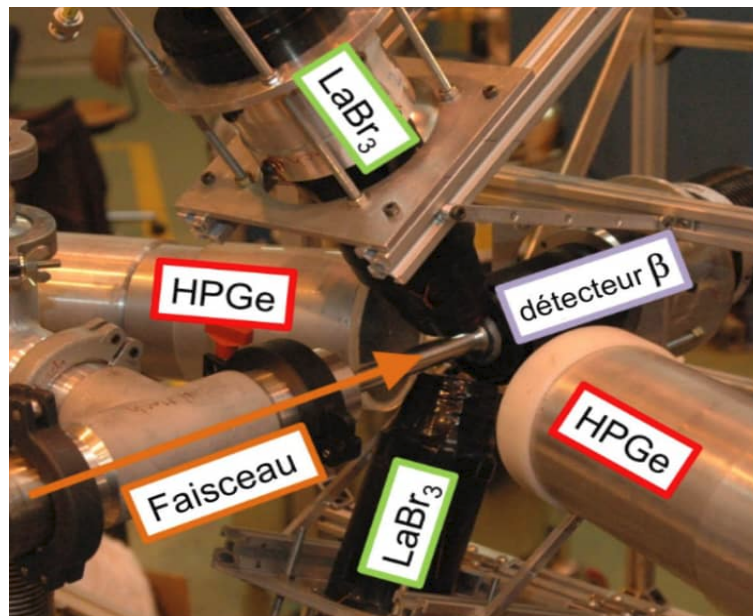


FIGURE 2.15 – Le montage expérimental utilisé dans le cadre de l'expérience IS441 à ISOLDE [69].

2.11.4 L'électronique associée au système de détection

L'électronique associée au système de détection joue un rôle essentiel dans la collecte, le traitement et l'analyse des données provenant des détecteurs utilisés lors des expériences. Son principal objectif est de traiter les signaux de faible amplitude émis par les détecteurs lorsque des particules ou des rayonnements interagissent avec eux. Ces signaux, souvent de faible intensité, nécessitent une amplification, une mise en forme et une conversion pour être convenablement traités et analysés. L'électronique utilisée dans le cadre de l'expérience IS441 se divise en deux parties principales :

1. La première partie est directement connectée au système d'acquisition de données (Data Acquisition System - DAQ) et se charge du traitement des signaux à temps de montée lents émis par les détecteurs HPGe et le détecteur β . Ces signaux sont utilisés pour réaliser des coïncidences $\beta\gamma$ ou $\gamma\gamma$, permettant ainsi d'étudier le schéma de niveaux d'énergie d'un noyau donné.
2. La deuxième partie est dédiée aux mesures des temps de vie. Dans cette configuration, le détecteur β est associé aux deux détecteurs LaBr₃(Ce) afin de générer des signaux rapides. Ces signaux sont ensuite envoyés à un discriminateur CFD (Constant Fraction Discriminator) [70], qui détecte la présence d'une impulsion. Le CFD divise le signal en deux parties : l'une est atténuée d'une fraction constante et inversée, tandis que l'autre est retardée. Les deux impulsions sont ensuite additionnées et un signal est émis lorsque leur somme s'annule. Les signaux sont transmis à un convertisseur de temps en amplitude (Time-to-Amplitude Converter - TAC) [71], qui mesure les temps de vie en utilisant l'intervalle de temps séparant un signal de départ (start) généré par le détecteur β et un signal d'arrêt (stop) provenant des deux détecteurs LaBr₃(Ce). Dans une autre configuration, les signaux de début et d'arrêt sont déclenchés par les deux détecteurs LaBr₃(Ce). Pour les durées de vie plus longues, les signaux de début et d'arrêt sont déclenchés respectivement par les détecteurs β et HPGe.

2.12 Système d'acquisition et analyse de données

Le système d'acquisition de données utilisé dans l'expérience IS441 est basé sur la carte Pixie-4 (Digital Gamma Finder DGF) fabriquée par XIA LLC [72]. Cette carte a été spécifiquement développée pour la spectroscopie γ de haute résolution avec des détecteurs HPGe, ainsi que pour d'autres applications nécessitant la détection de rayonnement en coïncidence avec un grand nombre de canaux. Elle est conçue pour être compatible avec une large gamme de combinaisons scintillateur/photomultiplicateurs, offrant ainsi une flexibilité dans le traitement des signaux. La carte Pixie-4 permet d'acquérir les signaux provenant de pratiquement tous les types de détecteurs de rayonnement. Ces signaux sont convertis en format numé-

rique grâce à un convertisseur analogique-numérique (Analog-to-digital converter - ADC) de 14 bits, fonctionnant à une vitesse d'échantillonnage de 75 millions d'échantillons par seconde.

Le signal d'entrée requis pour la carte Pixie-4 est directement pris en charge par la sortie de l'intégrateur de préamplification ou de l'amplificateur, sans nécessiter de traitement supplémentaire. Cette fonctionnalité permet de mesurer avec précision l'amplitude du signal d'entrée et de le mettre en forme simultanément pour chaque canal d'entrée. Ainsi, la carte Pixie-4 offre une acquisition rapide et précise des signaux, éliminant ainsi la nécessité d'un pré-traitement supplémentaire du signal.

La carte XIA est intégrée dans un châssis comprenant 4 voies d'entrée, ce qui permet de connecter jusqu'à 16 canaux d'entrée différents. Les voies de la carte Pixie-4 sont configurées de la manière suivante :

Voie 0 :

- Canal 0 : signal proton issu du PS Booster.
- Canal 1 : signal énergie du détecteur HPGe-1.
- Canal 2 : signal énergie du détecteur HPGe-2.
- Canal 3 : inutilisé.

Voie 1

- Canal 0 : signal énergie du $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -1.
- Canal 1 : signal TAC-1 (β - $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -1).
- Canal 2 : signal LLTAC ($\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -1- $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -2).
- Canal 3 : inutilisé.

Voie 2

- Canal 0 : signal énergie du $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -2.
- Canal 1 : signal TAC-2 (β - $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -2).
- Canal 2 : signal STAC (β -HPGe-1).
- Canal 3 : signal STAC (β -HPGe-2).

Voie 3

- Canal 0 : signal énergie du détecteur β .
- Canal 1 : inutilisé.
- Canal 2 : inutilisé.
- Canal 3 : inutilisé.

Les modules électroniques TAC-1, TAC-2, LLTAC et STAC sont associés aux différents détecteurs indiqués entre parenthèses.

Le schéma représenté dans la figure 2.16 illustre les composants électroniques internes de chaque voie du système. Chaque entrée dispose d'un circuit de conditionnement du signal analogique (Analog Signal Conditioning) indiqué par la boîte "analog gain and offset". Ce circuit a pour rôle d'ajuster les signaux d'entrée afin qu'ils se situent dans la plage de tension requise par le convertisseur analogique-numérique (ADC), dont l'amplitude maximale est de 2 V. L'ADC, qui est un convertisseur 14 bits, effectue une conversion linéaire du signal analogique d'entrée en un mot numérique de 16 bits. La tension maximale de 2 V correspond à 2^{16} , soit 65536 mots numériques.

2.12.1 Unité de traitement en temps réel

Les unités de traitement en temps réel, appelées RTPUs (Real-time Processing Units), sont des composants essentiels de la carte PIXIE-4. Elles sont représentées par les boîtes FPGA (Field Programmable Gate Array) dans le schéma de la figure 2.16.

Ces RTPUs effectuent le traitement numérique du signal en temps réel. Tout d'abord, un filtre trapézoïdal est appliqué pour mettre en forme le signal, rendant ainsi l'analyse de la hauteur d'impulsion moins sensible aux variations de sa forme. Ensuite, un filtre d'empilement est utilisé pour vérifier s'il y a une deuxième impulsion détectée peu de temps après la première, susceptible de la déformer. Dans ce cas, les deux impulsions sont rejetées.

Le signal détecté passe ensuite par un filtre d'empilement qui déclenche une communication avec le module DSP (Processeur de signal numérique) pour permettre le stockage des données. Le DSP reconstitue la véritable hauteur d'impulsion, lui attribue une valeur temporelle, prépare les données et les transmet vers l'ordinateur hôte.

Les principales informations sont enregistrées sous forme de mode "liste", où elles sont écrites événement par événement. Chaque événement contient des informations énergétiques et temporelles. Pour éviter la perte de données pour les événements valides, une mémoire FIFO (First In First Out) est utilisée. Elle est continuellement remplie de données provenant du module ADC et arrêtée uniquement pour éviter l'écrasement des données.

Les signaux de type "énergie" provenant des détecteurs HPGe sont recueillis sur la même voie que le signal proton, afin de les mettre en coïncidence. Le signal proton représente le moment précis de l'impact des protons avec la cible d'uranium, marquant ainsi le début du processus de formation de l'isotope d'intérêt. Cette coïncidence permet une corrélation temporelle entre les événements détectés par les détecteurs HPGe et le signal proton, ce qui est essentiel pour une analyse précise et fiable des données.

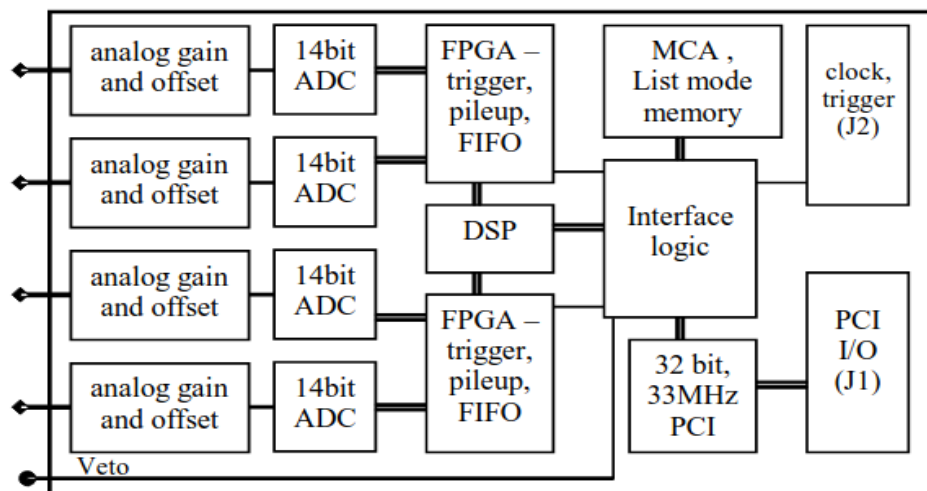


FIGURE 2.16 – Schéma fonctionnel de la carte d'acquisition de données et de traitement du signal Pixie-4.

2.12.2 Logiciel de tri

Le logiciel de tri du système d'acquisition de données Pixie-4 gère l'enregistrement et le transfert des données. Lorsque des données sont enregistrées à partir de la carte Pixie-4, elles sont d'abord stockées dans une mémoire tampon, qui représente une zone de mémoire vive. Ces données sont ensuite transmises à l'ordinateur sous forme de mots de 16 bits non formatés dans un mode "liste". Chaque voie de la carte Pixie-4 est équipée de 32 mémoires tampon, et chaque tampon peut contenir jusqu'à 744 événements. Lorsqu'un module remplit un tampon avec 744 événements, les autres modules ferment leurs tampons respectifs, indépendamment du nombre d'événements qu'ils ont stockés, et commencent à collecter des informations sur le tampon suivant.

Dans notre expérience, les signaux "énergie" provenant du détecteur HPGe, stockés dans la première carte, bénéficient d'une priorité de mémoire par rapport aux détecteurs à scintillateur en raison de leur taux de comptage plus élevé. Cela signifie que les données des détecteurs HPGe sont traitées en premier et ont la priorité lors de l'écriture sur le disque dur de l'ordinateur. Une fois que chaque module a fermé ses 32 mémoires tampon, le système procède à l'écriture des données sur le disque dur de l'ordinateur, module par module, en respectant un ordre spécifique. Cette séquence d'écriture assure que les données sont enregistrées dans l'ordre approprié et peuvent être traitées correctement ultérieurement.

Un algorithme spécifique est employé pour extraire l'énergie et le temps absolu associés à chaque événement, ce qui permet une interprétation plus précise des données. Il est important de noter que chaque événement peut correspondre à un ou plusieurs dépôts d'énergie simultanés.

Le système d'acquisition a été configuré pour écrire 64 000 tampons dans chaque fichier.

Cela correspond à une activité de quelques milliers de particules β détectées par seconde, ce qui signifie qu'un nouveau fichier est créé toutes les heures. Par conséquent, si un fichier venait à être corrompu pour une raison quelconque, seule une petite fraction des données serait perdue.

Le fichier en mode liste fourni par le système d'acquisition contient les informations suivantes pour chaque événement : numéro de l'événement, numéro de la voie, type de coïncidence, temps de l'événement, les dépôts d'énergie dans la voie associée et les temps auxquels les dépôts d'énergie ont été détectés. Ces informations permettent de caractériser et d'analyser les événements enregistrés par la carte Pixie-4.

Les 32 tampons de la mémoire externe se succèdent immédiatement les uns après les autres, et chaque tampon commence toujours par un en-tête de six mots :

1. BUF-NDATA : il indique le nombre total de mots dans la mémoire tampon.
2. BUF-MODNUM : représente le nombre de modules/voies utilisés (0-3).
3. BUF-FORMAT : un descripteur de format marqué RNTASK = 259, permettant l'extraction des informations de temps et d'énergie uniquement.
4. BUF-TIMEHI
5. BUF-TIMEHI
6. BUF-TIMELO

Les trois derniers mots représentent le temps de l'événement, codé sur 48 bits (16 bits pour chaque partie du temps). Un mot de 16 bits peut contenir jusqu'à 65 536 événements. Étant donné que la fréquence de la carte Pixie-4 est de 75 MHz, chaque paire d'événements est séparée par un intervalle de 13.3 ns. Ainsi, un mot entier de 16 bits représente approximativement 0.874 ms. Dans le cas d'une expérience standard s'étendant sur plusieurs jours, trois mots de 16 bits sont utilisés pour permettre à l'horloge de fonctionner pendant une durée maximale de 43.4 jours.

Dans une expérience de désintégration radioactive, un événement peut correspondre à l'émission de particules β ou γ . Lorsqu'un événement est détecté, il représente l'énergie ou le temps observé dans un seul détecteur, ce qui peut être considéré comme un événement individuel. En revanche, un événement en coïncidence implique des informations provenant de plusieurs détecteurs dans un intervalle de temps appelé "fenêtre de coïncidence". Cependant, il peut également y avoir des événements accidentels qui se produisent dans le même intervalle de temps, mais qui ne correspondent pas à un événement nucléaire réel. Ces événements accidentels doivent donc être exclus lors de l'analyse des données.

Le système d'acquisition de données Pixie-4 peut enregistrer les signaux en mode coïncidence si les détecteurs sont connectés au même module avec une fenêtre temporelle de $\pm 8.107 \mu\text{s}$. Dans l'expérience IS441, les signaux provenant des détecteurs HPGe sont enregistrés sur la première voie, ce qui signifie que les événements de coïncidence entre ces

deux détecteurs sont enregistrés en tant qu'événements individuels. En revanche, les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ sont connectés à des modules différents, nécessitant ainsi l'utilisation d'un programme supplémentaire pour effectuer des coïncidences entre ces détecteurs.

Après l'en-tête de la mémoire tampon, les événements sont enregistrés dans un ordre séquentiel. Chaque événement commence par un en-tête composé de trois mots, décrits comme suit :

1. EVT-PATTERN : ce mot de 16 bits décrit le nombre de détecteurs impliqués dans une coïncidence. Il est divisé en 4 mots de 4 bits chacun. Le premier mot est particulièrement important, car il indique les canaux qui ont enregistré des informations. Si aucun canal n'a enregistré de données, ce nombre sera de 0.
2. EVT-TIMEHI
3. EVT-TIMELO

Les deux derniers temps (EVT-TIMEHI et EVT-TIMELO) sont équivalents aux temps BUF-TIMEHI et BUF-TIMELO de la mémoire tampon. En utilisant TIMEHI de l'en-tête de la mémoire tampon et EVT-TIMEHI et EVT-TIMELO de l'en-tête d'événement, il est possible de calculer le temps de début de l'événement.

Après l'en-tête de l'événement, on retrouve l'événement lui-même, composé de deux mots :

1. CHAN-TRIGTIME : ce mot est équivalent à "BUF-TIMELO" de la mémoire tampon. Pour déterminer le temps d'un événement, il est nécessaire d'utiliser les mots BUF-TIMEHI, EVT-TIMEHI et CHAN-TRIGTIME.
2. CHAN-ENERGY : ce mot contient l'amplitude du signal mesurée par l'ADC. Son interprétation dépend du canal associé à l'événement. Dans certaines voies, le CHAN-ENERGY représente une mesure d'énergie, fournissant des informations sur l'énergie déposée par la particule détectée. Cependant, dans les voies contenant le TAC (Time-to-Amplitude Converter), le CHAN-ENERGY représente plutôt le temps associé à l'événement, indiquant le moment de détection du signal.

2.12.3 Le tri des événements

Le tri des événements revêt une importance primordiale lors de l'analyse des données, en permettant de repérer les événements d'intérêt au sein de l'expérience. Il se divise en deux phases distinctes : le pré-tri et le tri final.

Le pré-tri consiste à organiser les événements en fonction des détecteurs ou des coïncidences entre différents détecteurs, tout en leur attribuant un temps spécifique. Dans notre cas, cette étape est réalisée au moyen d'un programme C++. Le programme parcourt les fichiers de données et détecte les coïncidences entre les détecteurs présents sur les différentes voies. Les événements enregistrés par chaque détecteur sont regroupés en fonction de ces

coïncidences. Les événements triés sont ensuite sauvegardés dans des fichiers distincts selon les détecteurs qui les ont enregistrés. Cette procédure de tri est répétée pour chaque jour de l'expérience, et les fichiers obtenus sont ensuite combinés afin de regrouper l'ensemble des données collectées sur toute la durée de l'expérience.

Les événements enregistrés sont classés en deux catégories distinctes : les événements singuliers et les événements de coïncidence. Chaque catégorie présente des caractéristiques spécifiques et nécessite un traitement particulier lors de l'analyse des données.

Les événements singuliers, ne présentant aucune coïncidence, sont caractérisés par quatre paramètres : le temps écoulé depuis l'impact du dernier proton sur la cible, l'impulsion du proton, l'énergie associée et le temps total depuis le début de l'expérience. Pour la création des isotopes, le temps du premier proton est utilisé comme référence. L'algorithme effectue une recherche des deux impulsions proton successives (le signal proton se trouvant sur la voie 1/canal 0). Tous les événements se situant entre ces deux impulsions sont marqués d'une nouvelle signature "temps", équivalente à la différence entre leur temps actuel et celui du premier proton (l'intervalle entre deux impulsions proton étant de 1.2 seconde). Dès qu'un proton atteint la cible, le spectre du "temps du proton" est activé et enregistre de manière cumulative les événements détectés, comme illustré sur la figure 2.17. Cela signifie que chaque événement contribue à l'accumulation du spectre temporel du proton. Chaque événement est associé à un intervalle de temps par rapport au premier proton, et cette information est utilisée pour incrémenter progressivement le spectre du temps du proton. Ainsi, à mesure que de nouveaux événements sont détectés, ce spectre se construit, fournissant une représentation complète de la distribution temporelle des événements.

Une coïncidence se produit lorsque plusieurs événements se produisent simultanément ou dans un intervalle de temps très proche les uns des autres. Au cours de l'expérience IS441, les événements de coïncidence peuvent contenir jusqu'à neuf paramètres, tels que les énergies des détecteurs, les temps de conversion analogique-numérique (TAC), le temps du proton et l'énergie des particules β . Les coïncidences les plus courantes sont HPGe-HPGe et β -HPGe-HPGe, utilisées pour l'étude des schémas de niveaux. Les coïncidences β -LaBr₃(Ce) et β -LaBr₃(Ce)-HPGe sont spécifiquement adaptées à la mesure des durées de vie des états excités, où les détecteurs HPGe permettent une sélection précise des transitions γ dans le LaBr₃(Ce). L'utilisation de coïncidences multiples offre une meilleure précision et permet de corrélérer les différents paramètres mesurés. Un programme a été développé pour construire ces coïncidences, garantissant une approche cohérente et reproductible dans l'expérience. Lorsque le détecteur β est inclus dans les coïncidences, une étape de pré-tri est nécessaire entre deux modules distincts dès que le signal β est détecté dans la voie 3 de la carte Pixie-4. Lorsqu'une coïncidence débute par un événement β , le programme recherche le module correspondant et utilise son temps comme référence pour le début de la coïncidence. Ensuite, il explore les autres tampons à la recherche d'événements provenant d'autres détecteurs qui se situent

dans la fenêtre de coïncidence définie. Si une coïncidence triple est requise, le programme continue à rechercher d'autres détecteurs compatibles. Pour les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, leurs TAC sont toujours connectés au même module, ce qui évite la nécessité de les rechercher individuellement. Dans le programme, il est essentiel d'inclure les détecteurs requis pour la coïncidence spécifique ainsi que les paramètres de calibration énergétique correspondants. Il est également possible d'ajouter une condition sur l'énergie des particules β . Les détecteurs β et les TAC ne nécessitent pas de calibrage spécifique. La fenêtre de coïncidence est également prise en compte dans le processus de pré-tri. Dans certains cas, des conditions temporelles basées sur le temps d'impact du proton peuvent être ajoutées pour filtrer davantage les événements.

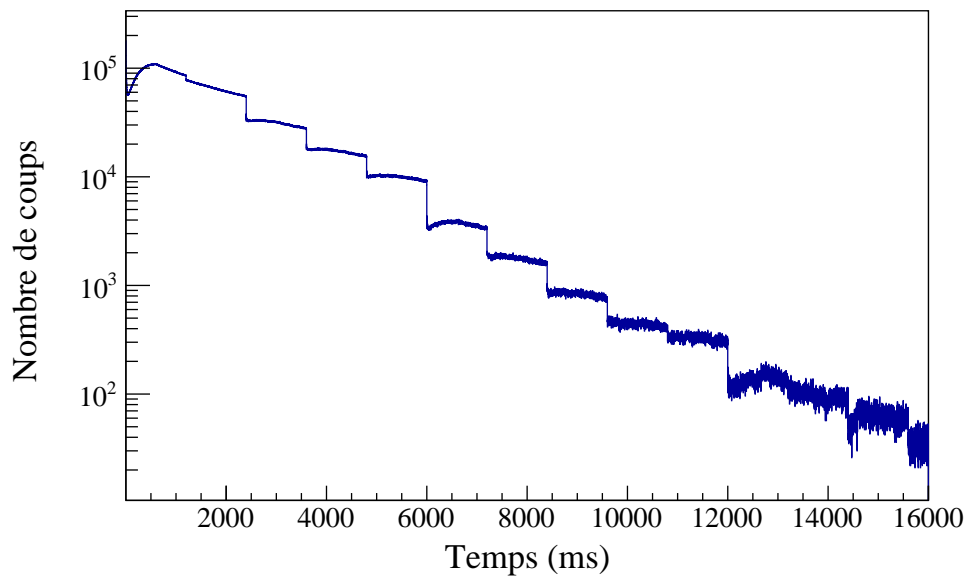


FIGURE 2.17 – Les cycles d'impulsions de protons générées à intervalles réguliers de 1.2 seconde.

La deuxième étape de l'analyse des données consiste en un processus de tri visant à extraire les informations essentielles en appliquant des conditions, généralement appelées "gates", sur les différents paramètres de l'événement. Un exemple courant de cette étape est l'utilisation de la matrice de coïncidence $\gamma\gamma$. En imposant une condition sur une transition γ_1 , on sélectionne le pic correspondant dans le premier détecteur et on définit la plage de canaux correspondante dans le deuxième détecteur. Ce processus est appelé "une projection". Ainsi, le spectre résultant met en évidence toutes les transitions γ qui sont en coïncidence avec la transition γ_1 .

Dans le cadre des matrices de coïncidences complexes utilisées principalement pour mesurer les durées de vie, plusieurs configurations sont à considérer. On distingue tout d'abord la matrice $\beta\gamma$, qui correspond à une coïncidence entre les détecteurs β et $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, et les triples coïncidences $\beta\gamma\gamma$ impliquant les détecteurs β , HPGe et $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.

Dans le cas de la matrice $\beta\gamma$, la première étape consiste à identifier la transition correspondant à la désexcitation du niveau dont la durée de vie doit être mesurée. Ensuite, cette transition est projetée sur le TAC, ce qui permet d'observer une réponse temporelle caractéristique, qui présente une pente apparente si le niveau possède une durée de vie suffisamment longue.

Dans le cas des triples coïncidences $\beta\gamma\gamma$, l'utilisation d'un détecteur HPGe, reconnu pour sa haute résolution en énergie, peut être intégrée dans l'analyse pour sélectionner les transitions γ spécifiques et réduire la contribution des autres rayons γ , y compris les rayons Compton. La transition γ est d'abord sélectionnée dans le détecteur HPGe, puis la transition en coïncidence est identifiée dans le détecteur LaBr₃(Ce). Pour déduire la demi-vie du niveau d'intérêt, cette dernière transition est projetée sur le Convertisseur Analogique-Numérique (TAC), en utilisant les principes de la technique de mesure des durées de vie qui seront expliqués ultérieurement. Cette projection nécessite la sélection de la plage de canaux correspondante dans le convertisseur analogique-numérique.

Dans les expériences de désintégration β , les transitions γ surviennent après l'émission des particules β . Afin de garantir que les niveaux de désexcitation γ sont peuplés par la désintégration β , il est courant d'imposer des conditions sur l'énergie des particules β et sur la différence de temps entre les détecteurs β et HPGe. Cette procédure permet de limiter le bruit de fond et conduit à une détermination plus précise des énergies et des intensités des transitions γ . Il est à souligner que les spectres obtenus dans notre étude sont constitués de 16 384 canaux, offrant ainsi une résolution fine pour l'analyse précise des données.

L'analyse des spectres a été réalisée en utilisant XTRACKN [73], un logiciel dédié à la spectroscopie γ , conjointement avec ROOT, un puissant programme informatique développé par le CERN pour l'analyse statistique des données [74].

2.12.4 Matrice de coïncidence

Pour étudier les schémas de niveaux et mesurer les durées de vie des différents isotopes, il est nécessaire de créer des matrices de coïncidence appropriées entre les différents détecteurs, en tenant compte de leurs énergies et des temps associés. Une mesure en coïncidence implique l'utilisation de plusieurs détecteurs et l'enregistrement simultané des dépôts d'énergie dans une fenêtre temporelle spécifique. Un circuit de coïncidence relie deux détecteurs, A et B ou plus, permettant l'enregistrement d'un événement uniquement lorsque les deux photons sont détectés pendant un intervalle de temps défini. Ces événements sont ensuite enregistrés dans une matrice de coïncidence qui contient des informations sur les dépôts d'énergie dans le détecteur A sur un axe et dans le détecteur B sur un autre axe, ainsi que les dépôts d'énergie partiels des deux photons en coïncidence par effet Compton. Différentes situations peuvent se présenter lors de la détection en coïncidence de deux photons γ_1 et γ_2 dans les détecteurs

A et B :

1. Dans la figure 2.18-a, les zones 1 et 2 correspondent au dépôt total d'énergie de γ_1 dans le premier détecteur et au dépôt total d'énergie de γ_2 dans le deuxième détecteur, et vice versa.
2. La figure 2.18-b montre les zones 3, qui représentent le dépôt partiel d'énergie de l'un des deux photons dans un détecteur et le dépôt total de l'autre photon dans le deuxième détecteur, avec toutes les combinaisons possibles.
3. La figure 2.18-c présente la zone 4, qui indique le dépôt partiel d'un photon dans le premier détecteur, avec la génération d'un photon diffusé par effet Compton qui dépose toute son énergie dans le deuxième détecteur. La zone 5 correspond au dépôt partiel des deux photons dans un détecteur et au dépôt total de leurs photons diffusés dans l'autre détecteur [75].

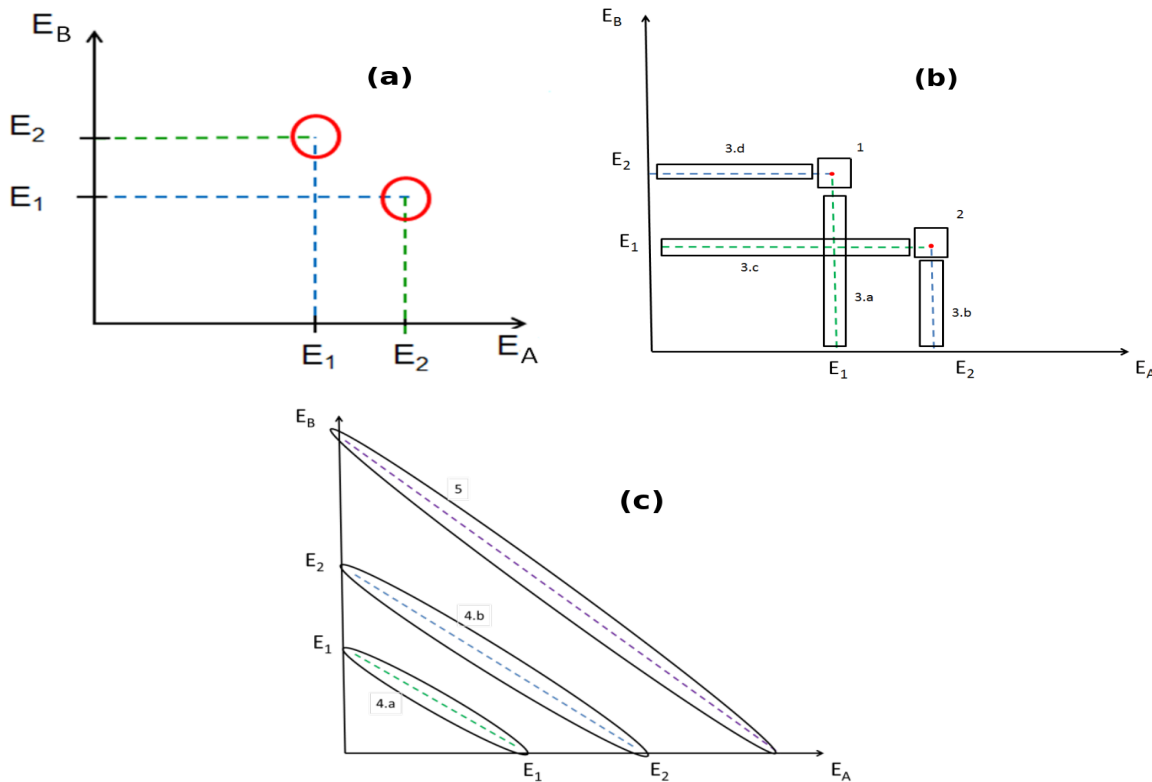


FIGURE 2.18 – Illustration de la matrice de coïncidence de deux photons dans deux détecteurs avec les différentes combinaisons possibles (voir le texte pour plus de détails). Les figures ont été tirées de [75].

2.12.5 Fenêtre de coïncidence

La fenêtre de coïncidence permet la sélection précise des signaux enregistrés par différents détecteurs, tout en éliminant le bruit de fond et en préservant une statistique de mesure adé-

quate. Pour illustrer son impact, examinons un exemple concret illustré par la figure 2.19, où la différence de temps entre les événements enregistrés par deux détecteurs HPGe est représentée. La figure met en évidence un pic étroit correspondant aux coïncidences réelles, ainsi qu'une zone plate de chaque côté qui représente le bruit de fond (coïncidences fortuites). Dans le but de minimiser la contribution des coïncidences fortuites, nous avons choisi une fenêtre de coïncidence aussi étroite que possible. Afin de garantir que tous les niveaux énergétiques sont peuplés par la désintégration β , une approche consiste à ajouter une coïncidence supplémentaire avec le détecteur β lors du pré-tri de la matrice $\gamma\gamma$. Cette démarche renforce la spécificité de notre analyse en ciblant spécifiquement les niveaux peuplés par la désintégration β . Il est essentiel de choisir soigneusement la fenêtre de coïncidence afin de ne pas réduire considérablement la statistique de mesure.

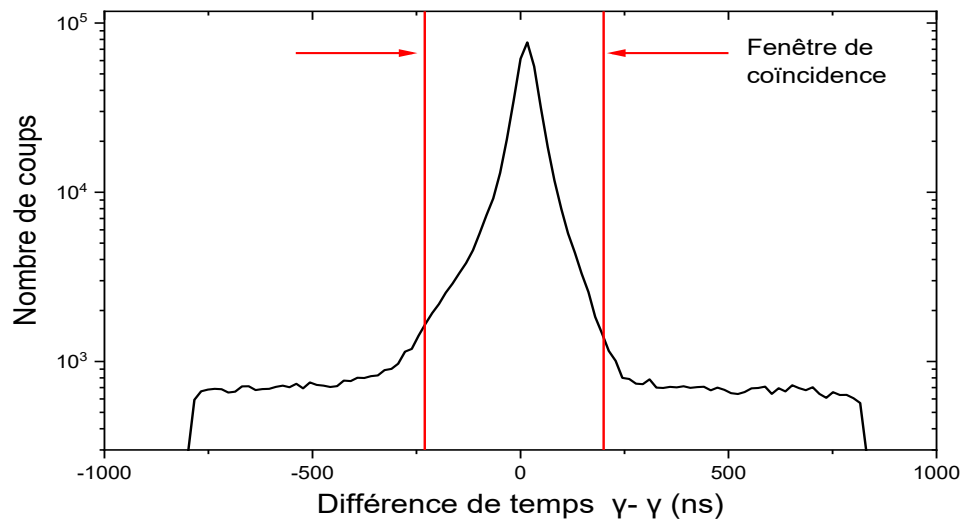


FIGURE 2.19 – Fenêtre de coïncidence correspondant à la différence de temps entre les signaux enregistrés par les deux détecteurs HPGe. Les événements réels se situent entre les deux traits rouges qui délimitent la fenêtre de coïncidence. Les événements en dehors de cette fenêtre sont considérés comme des événements aléatoires.

2.13 Mesure du temps de vie des niveaux nucléaires

La mesure des durées de vie des états excités dans un noyau est un outil fondamental pour caractériser les fonctions d'ondes nucléaires et comprendre la physique des excitations collectives et individuelles.

La détermination des durées de vie permet de calculer la probabilité de transition réduite $B(X\lambda; i \rightarrow f)$ entre deux états, ce qui permet de vérifier les assignations spin/parité des niveaux nucléaires déduites des règles de sélection de la désintégration γ . Les probabilités de

transition réduites peuvent être calculées à partir de l'équation 1.53, en utilisant l'énergie de transition γ , la multipolarité et la durée de vie de l'état excité mesurée expérimentalement. Ces informations sur les éléments de la matrice de transition permettent aussi de tester les modèles nucléaires théoriques.

Selon l'ordre de grandeur de la durée de vie des états excités, différentes méthodes peuvent être utilisées. Pour les durées de vie longues, une approche courante consiste à compter le nombre de noyaux restants après un temps t , qui est inversement proportionnel à la constante de décroissance. Cela permet d'estimer la durée de vie de l'état excité. En revanche, pour les durées de vie plus courtes, des techniques plus avancées sont nécessaires.

Les techniques de synchronisation électronique sont souvent employées pour les durées de vie de l'ordre de la microseconde, de la nanoseconde, voire jusqu'à 5-10 ps. Elles impliquent la détection précise des signaux électroniques associés aux désintégrations nucléaires. Ces méthodes offrent une résolution temporelle élevée et permettent de mesurer avec précision les durées de vie des états excités dans un noyau.

En outre, des méthodes basées sur le décalage Doppler subi par les rayons γ émis par les noyaux de recul sont également utilisées [76]. Parmi ces méthodes, la méthode RDDS (Recoil Distance Doppler Shift) est capable de mesurer des durées de vie allant de 1 ps à 100 ps. Une autre méthode, appelée FDS (Fraction Doppler Shift), est encore plus sensible et peut mesurer des durées de vie extrêmement courtes, de l'ordre de 5-50 fs.

2.14 Principe de la méthode "fast-timing"

Dans le cadre de cette thèse, notre attention est portée sur la méthode appelée « fast-timing », qui appartient à la famille des techniques de synchronisation électronique. Cette méthode a été initialement développée par Henryk Mach au sein de l'installation TRISTAN du laboratoire national de Brookhaven (USA) en 1986. Les aspects techniques de cette méthode ont été ultérieurement publiés par H. Mach, M. Moszynski et R. Gill [5, 77].

La méthode du "fast-timing" s'est révélée extrêmement efficace dans l'étude de la décroissance β des noyaux riches en neutrons, en permettant la mesure des temps de vie des niveaux excités sur une plage allant de 10 ps à 30 ns. Cette méthode repose sur l'utilisation de détecteurs offrant à la fois une excellente résolution en énergie pour une sélection précise des transitions de désexcitation, ainsi qu'une résolution temporelle de haute précision pour la mesure des durées de vie.

La méthode "fast-timing" se distingue des autres méthodes de coïncidence retardée par l'utilisation d'un scintillateur plastique mince ΔE . Ce choix de scintillateur présente l'avantage de garantir une réponse temporelle uniforme sur toute la plage de rayonnement β , grâce au dépôt d'une quantité d'énergie similaire pour toutes les particules β . Cependant, il est important de prendre en compte les irrégularités causées par l'effet de marche (abordé ulté-

rieurement), qui nécessitent une correction à l'aide d'une courbe de calibration spécifique.

Dans les méthodes de synchronisation rapide, les détecteurs initialement utilisés étaient des scintillateurs BaF₂ en forme de cône tronqué. Cependant, afin d'améliorer les performances, notamment en termes de résolution en énergie et en temps, les cristaux de LaBr₃(Ce) sont devenus le choix privilégié. Dans le cadre de notre recherche, nous exploiterons ces cristaux pour les expériences de synchronisation électronique. Les caractéristiques détaillées de ces cristaux ont déjà été présentées dans la section 2.11, où nous avons décrit notre configuration expérimentale.

La méthode "fast-timing" a donné des résultats prometteurs dès ses premières applications. Dans le cas des isotopes ^{90–96}Sr, elle a permis de mesurer les durées de vie des niveaux d'excitation à basse énergie, révélant ainsi un fort effet de sous-couche $Z = 38$ s'étendant de $N = 50$ à $N = 58$, comme en témoignent les taux de transitions associés $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ [78]. Des avancées supplémentaires ont été réalisées avec la mesure de la demi-vie de l'état 0_3^+ du noyau ¹⁵²Sm, qui a été établie à 15(6) ps grâce à cette méthode [79]. Les noyaux riches en neutrons tels que Sb, Xe et Ba ont également été étudiés avec succès en utilisant cette technique [80,81]. La méthode "fast-timing" a été utilisée pour étudier la structure du noyau ²²⁹Ra à travers la désintégration β^- du ²²⁹Fr. Cette méthode a permis de mesurer les demi-vies des niveaux énergétiques à 137.5, 142.7, 168.8, 213.0 et 479.0 keV sur des échelles de temps de l'ordre de la picoseconde et de la nanoseconde. Ces mesures ont confirmé les résultats précédents et ont contribué à approfondir la compréhension de la structure de ce noyau [82]. Récemment, la méthode a été utilisée avec succès pour étudier des isotopes exotiques riches en neutrons tels que le fer (Fe) et le manganèse (Mn) [83]. Dans le cadre de l'expérience IS441, la technique "fast-timing" a été utilisée pour mesurer les durées de vie des états excités des noyaux ⁸¹Ga, ⁸¹Ge et ⁸¹As lors de la décroissance β du ⁸¹Zn [4].

La figure 2.20-a présente la configuration électronique de base utilisée dans la méthode "fast-timing". Deux modules TAC sont déclenchés par le détecteur plastique, qui détecte les particules β . Le module appelé "TAC-rapide" est arrêté par le cristal scintillateur, tandis que le module "TAC-lent" est arrêté par le détecteur HPGe. Les modules TAC mesurent la différence de temps entre les signaux de départ (start) et d'arrêt (stop). Les termes "TAC-rapide" et "TAC-lent" font référence à la capacité de mesurer des durées de vie courtes et longues respectivement. Cette configuration permet de mesurer les temps de vie des niveaux d'intérêt dans la désintégration du noyau parent. Pour mieux appréhender cette méthode, prenons l'exemple suivant :

Considérons la mesure de la durée de vie τ d'un niveau particulier, comme illustré dans la figure 2.20-b. Ce niveau est peuplé par la transition γ_1 et se désintègre par l'émission de la raie γ_2 , enregistrées respectivement par le premier et le deuxième détecteur.

Les détecteurs génèrent deux types de signaux, à savoir le signal "temps" et le signal "énergie". Le signal "énergie" est acquis par un système d'acquisition de données DAQ,

tandis que le signal "temps" est enregistré par le CFD. Le signal "temps" provenant du premier détecteur (détecteur β ou $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$) marque le début du TAC, tandis que le signal "temps" du deuxième détecteur (généralement issu du $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$) marque la fin du TAC. La différence de temps entre ces deux signaux est extraite par le TAC. L'amplitude de la réponse temporelle à la sortie du TAC est proportionnelle à l'écart temporel entre les signaux.

La figure 2.21 illustre un exemple de distribution temporelle résultante, mettant en évidence deux scénarios distincts :

1. Si le temps mesuré est inférieur à la résolution temporelle du système de mesure, on observe un pic sans décroissance significative. Dans ce cas, la durée de vie du niveau est déterminée par le déplacement du centre de gravité de la réponse temporelle par rapport au centre de gravité d'un pic correspondant à une durée de vie négligeable (figure 2.21-a).
2. En revanche, si le temps de vie est considérablement supérieur à la résolution temporelle du système de mesure, la durée de vie est déterminée en modélisant la réponse temporelle à l'aide d'une fonction de convolution (figure 2.21-b).

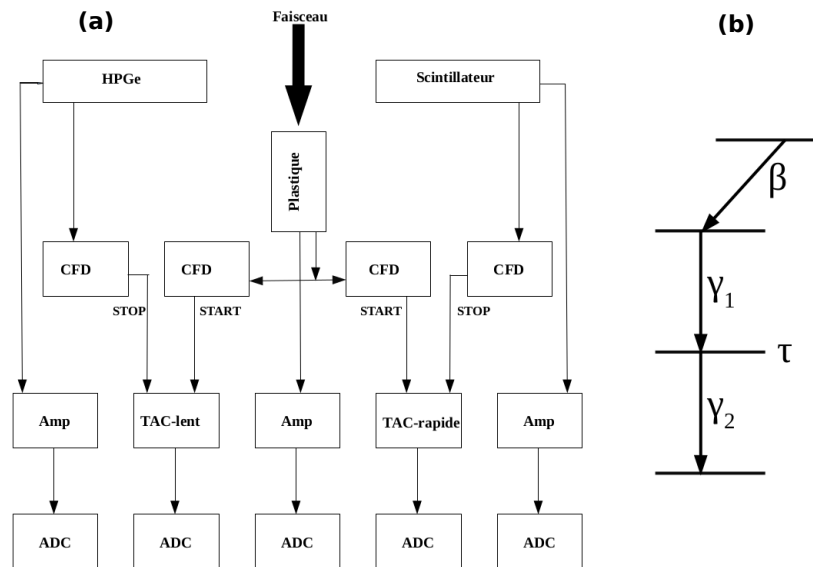


FIGURE 2.20 – Principe de la méthode "fast-timing" (a). Schéma de niveau arbitraire d'une désintégration donnée (b).

2.14.1 Méthode de convolution

La distribution temporelle d'un niveau avec une durée de vie très courte est caractérisée par une absence de composante retardée, ce que l'on appelle une distribution prompte. Cette distribution peut être ajustée à l'aide d'une fonction gaussienne. La largeur à mi-hauteur de

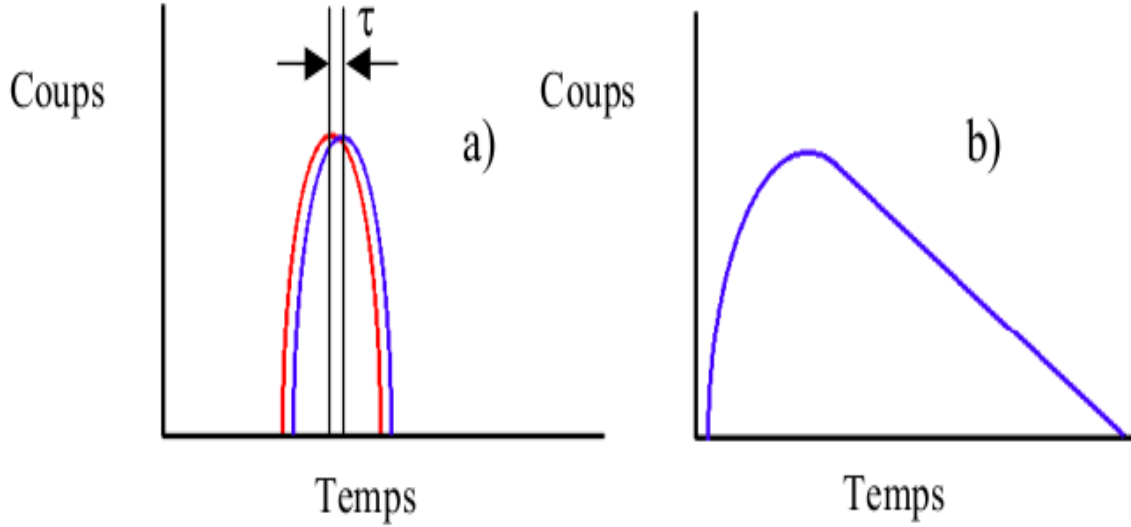


FIGURE 2.21 – Les réponses temporelles obtenues par le TAC dans le cadre de la méthode de synchronisation rapide (voir le texte pour plus de détails).

la distribution prompte correspond à la résolution temporelle de la chaîne de détection, et elle permet de déterminer les limites inférieures des durées de vie qui peuvent être mesurées avec la technique du "fast-timing".

Pour des durées de vie suffisamment longues, la partie retardée de la distribution temporelle présente une décroissance exponentielle. La durée de vie peut être déterminée en modélisant cette partie retardée par une fonction exponentielle. Plus précisément, l'ensemble du spectre temporel peut être modélisé à l'aide d'un produit de convolution de deux fonctions : une gaussienne représentant la résolution temporelle intrinsèque du système de détection, et une fonction exponentielle décrivant la loi de la désintégration radioactive. La fonction de convolution peut s'écrire sous la forme suivante :

$$F(t) = N \int_0^{+\infty} P(t - t') e^{-\lambda t'} dt' \quad (2.1)$$

Le paramètre N représente le nombre total d'événements enregistrés dans le spectre temporel. L'intégrale dans l'équation tient compte des décalages temporels dus aux fluctuations du détecteur, connus sous le nom de jitter. Elle permet de quantifier le nombre d'événements détectés à un instant t' , qui sont causés par des événements survenus à un autre instant t . La constante de décroissance du niveau, notée λ , est définie par $\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}}$, où τ est la durée de vie du niveau et $T_{1/2}$ est sa demi-vie. La fonction $P(t)$ représente la distribution temporelle prompte, qui peut être approximée par une fonction gaussienne. Ainsi, l'expression complète de l'équation devient :

$$F(t) = \gamma \int_A^{+\infty} e^{-\delta(t-t')^2} e^{\lambda(t'-A)} dt' \quad (2.2)$$

$$F(t) = -\frac{\sqrt{\pi}\gamma}{2\sqrt{\delta}} \cdot e^{-\lambda t - A + \frac{\lambda^2}{4\delta}} \cdot \text{erf} \left(\frac{2\delta(t-t') - \lambda}{2\sqrt{\delta}} \right) \Bigg|_{t=A}^{t=+\infty} \quad (2.3)$$

où γ et δ sont des paramètres de la distribution gaussienne prompte. A est un paramètre lié (pas nécessairement égal) au centre de gravité de la distribution prompte. La fonction $\text{erf}(t)$ représente la fonction d'erreur de Gauss.

la modélisation des données expérimentales par la fonction de convolution permet d'estimer la durée de vie du niveau τ ainsi que sa demi-vie associée $T_{1/2}$.

Lorsque les durées de vie sont de l'ordre de la nanoseconde avec une faible statistique, l'utilisation du test du khi-deux pour l'ajustement peut conduire à une sous-estimation de la vraie valeur de la durée de vie. Dans de tels cas, il est recommandé d'utiliser une statistique de Poisson afin d'obtenir un ajustement plus précis. Toutefois, il existe des stratégies permettant de contourner ce problème.

Une approche consiste à exploiter plusieurs transitions γ qui peuplent le niveau d'intérêt. En combinant les différents spectres, il est possible d'augmenter la statistique disponible pour l'ajustement. Une autre méthode consiste à compresser le spectre en temps en utilisant différents facteurs, ce qui permet d'augmenter le nombre de coups par numéro de canal. L'objectif est d'atteindre une valeur d'ajustement stable en utilisant la fonction de convolution.

Une alternative pratique consiste à utiliser les coïncidences $\beta\gamma$ sans détecteur Ge, où le pic γ est directement sélectionné dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. En projetant ce pic sur le TAC, on peut obtenir une statistique suffisante pour effectuer l'ajustement avec la fonction de convolution. Cependant, il est crucial de mener une analyse minutieuse pour s'assurer que la mesure de la durée de vie souhaitée est spécifique au niveau d'intérêt. Cela nécessite de vérifier que le pic sélectionné dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ ne correspond pas à une transition mixte, c'est-à-dire qu'il ne contient pas la contribution d'autres transitions γ provenant du même noyau ou d'autres isotopes de la chaîne de désintégration.

Si la pente de la partie retardée du spectre en temps devient comparable à celle de la distribution prompte, l'utilisation de la méthode de convolution devient moins appropriée. Cette technique est généralement efficace pour des durées de vie supérieures à 40 ps [52], bien que la limite exacte de la méthode de convolution ne puisse être estimée avec certitude.

2.14.2 Méthode de décalage du centroïde (Centroid Shift Method CSM)

La méthode CSM (Centroid Shift Method) est une approche utilisée pour analyser les spectres en temps des transitions desexcitant des niveaux ayant des durées de vie de l'ordre de 10 à 60 ps.

La méthode CSM (Centroid Shift Method) repose sur la détermination du centre de gravité (ou centroïde) de la distribution temporelle d'une transition nucléaire prompte associée à un niveau ayant une durée de vie très courte. Par la suite, on compare ce centroïde avec celui d'une transition provenant d'un niveau nucléaire ayant une durée de vie plus longue. En alignant les deux distributions temporelles, on peut calculer l'écart entre les centroïdes des deux distributions. Ce décalage observé permet ensuite de déduire la durée de vie du niveau d'intérêt.

Pour comprendre le fonctionnement de la méthode CSM (Centroid Shift Method), étudions le schéma de niveaux d'un noyau nucléaire représenté dans la figure 2.22. Ce schéma met en évidence la population des niveaux nucléaires à partir d'un noyau émetteur grâce au processus de désintégration β .

Dans le cadre de la méthode CSM (Centroid Shift Method), nous utilisons une technique de coïncidence $\beta\gamma\gamma$ qui implique les détecteurs β , HPGe et LaBr₃(Ce). Plus précisément, nous sélectionnons les transitions γ_1 et γ_2 respectivement dans les détecteurs HPGe et LaBr₃(Ce). Ce processus de sélection d'une transition dans un détecteur est communément appelé "gate". Grâce à cette sélection, nous pouvons spécifiquement choisir la branche β détectée par le scintillateur plastique. Ainsi, seuls les événements correspondant à l'émission β_2 sont enregistrés par le détecteur β , ce qui déclenche l'enregistrement dans le TAC (Time-to-Amplitude Converter). Le TAC mesure la différence de temps entre le signal du détecteur β (signal de départ, "start") et le signal du détecteur LaBr₃(Ce) (signal d'arrêt, "stop"). La distribution temporelle enregistrée dans le TAC est donc donnée par l'équation :

$$T_1 = \tau_0^{(2)} + \tau_2 \quad (2.4)$$

Dans cette section, τ_i représente la durée de vie du niveau nucléaire considéré. $\tau_0^{(i)}$ correspond à la position prompte dans le spectre en temps d'un photon γ ayant la même énergie que γ_i .

L'événement détecté par le HPGe (γ_1) n'est pas enregistré par le TAC, ce qui signifie que la durée de vie du niveau correspondant, τ_1 , ne contribue pas à la distribution temporelle.

Si on inverse la situation en sélectionnant la transition γ_1 dans le détecteur LaBr₃(Ce) et la transition γ_2 dans le détecteur HPGe, la distribution en temps obtenue est donnée par :

$$T_2 = \tau_0^{(1)} + \tau_2 + \tau_1 \quad (2.5)$$

La différence entre les centroïdes des deux dernières distributions s'écrit de la manière suivante :

$$T_2 - T_1 = \tau_1 + \tau_0^{(1)} + \tau_0^{(2)} \quad (2.6)$$

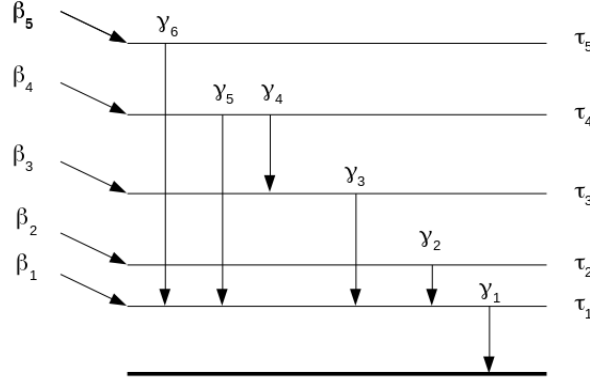


FIGURE 2.22 – Schéma de niveau arbitraire

Dans le cas où la durée de vie d'un niveau est connue, la position prompte $\tau_0^{(i)}$ peut être déduite facilement de l'équation 2.4. En revanche, si la durée de vie du niveau est inconnue, on peut estimer la position prompte en utilisant une courbe de calibration des transitions promptes basée sur des niveaux d'énergie ayant des durées de vie négligeables ($\tau \sim 0$).

Dans le cas où plusieurs transitions alimentent un état inférieur, telles que les transitions γ_2 , γ_3 , γ_5 et γ_6 qui alimentent le niveau 1, la distribution temporelle générale peut être décrite de la manière suivante :

$$T_i = \tau_0^{(1)} + \tau_1 + \tau_i \quad (2.7)$$

Dans cette relation, γ_i représente la transition sélectionnée dans le détecteur HPGe, tandis que γ_1 représente la transition sélectionnée dans le détecteur LaBr₃(Ce).

En appliquant l'équation 2.7 aux transitions γ_3 et γ_4 , on obtient les distributions temporelles correspondantes :

$$T_3 = \tau_0^{(1)} + \tau_1 + \tau_3 \quad (2.8)$$

$$T_4 = \tau_0^{(1)} + \tau_1 + \tau_4 \quad (2.9)$$

La différence entre les centroïdes de ces deux distributions est donnée par :

$$T_3 - T_4 = \tau_3 - \tau_4 \quad (2.10)$$

À l'exception des isomères, les états d'énergie élevée supérieurs à 2 MeV sont généralement caractérisés par des durées de vie très courtes. Si nous supposons que le niveau 4 est situé au-delà de 2 MeV, nous pouvons négliger sa durée de vie τ_4 . Par conséquent, nous pouvons déduire la valeur de τ_3 à partir de la relation suivante :

$$\tau_3 = T_3 - T_4 \quad (2.11)$$

La correction des positions promptes $\tau_0^{(i)}$ peut être évitée en utilisant des transitions parallèles plutôt que des transitions séquentielles, tout en enregistrant la même transition γ_1 dans le détecteur LaBr₃(Ce). Cette configuration expérimentale est réalisée en sélectionnant, par exemple, les transitions γ_4 et γ_5 dans le détecteur HPGe et la transition γ_1 dans le détecteur LaBr₃(Ce). Les distributions temporelles obtenues dans cette configuration sont les suivantes :

$$T_4 = \tau_0^{(1)} + \tau_1 + \tau_3 + \tau_4 \quad (2.12)$$

$$T_5 = \tau_0^{(1)} + \tau_1 + \tau_4 \quad (2.13)$$

Étant donné que la cascade $\gamma_5 \rightarrow \gamma_1$ contourne le niveau 3, la durée de vie τ_3 n'a pas d'effet sur la distribution temporelle T_5 . Par conséquent, en comparant les centroïdes des deux distributions T_4 et T_5 , nous pouvons extraire la valeur de τ_3 de manière précise :

$$\tau_3 = T_4 - T_5 \quad (2.14)$$

Lorsque les schémas de niveaux nucléaires sont complexes et que la statistique expérimentale est limitée, la détermination des centroïdes des distributions temporelles peut devenir difficile. Dans de telles situations, il est nécessaire de construire une courbe de calibration qui relie les positions promptes aux différentes énergies. Cette courbe de calibration est établie en utilisant des sources telles que ¹³⁸Cs et ¹⁴⁰Ba, qui comportent plusieurs niveaux d'énergie avec des durées de vie courtes. En utilisant cette courbe dans le programme de tri, il est alors possible de générer les matrices de coïncidences appropriées, en éliminant la dépendance aux positions promptes présente dans les équations précédentes.

Une autre correction importante concerne la soustraction du bruit de fond Compton qui se superpose aux pics d'absorption totale lors de l'utilisation de la technique de "fast-timing". Ces corrections seront examinées en détail dans les sections 4.2.2 et 4.2.3, où nous discuterons les méthodes spécifiques pour traiter ces corrections de manière appropriée.

La notation " $\gamma_1 - \gamma_2$ " sera utilisée dans la suite de cette thèse pour indiquer que le spectre est conditionné par la détection de la transition γ_1 dans le détecteur HPGe et la détection de la transition γ_2 dans le détecteur LaBr₃(Ce).

2.15 Calibration des détecteurs

L'information générée par le système d'acquisition est exprimée en termes de numéros de canaux, qui n'ont pas de signification physique directe. Par conséquent, la calibration des détecteurs est une étape essentielle dans l'analyse des données. Son objectif est de déterminer une fonction de conversion permettant d'associer chaque numéro de canal à une valeur d'énergie ou de temps correspondante. Pour ce faire, on mesure les réponses du détecteur à l'aide de différentes sources de calibration de référence.

2.15.1 Calibration en énergie des détecteurs

L'étude approfondie d'un noyau nécessite une connaissance précise de son schéma de niveaux d'énergie. Dans le cadre de cette recherche, les niveaux d'énergie, les positions des différents pics et les intensités des transitions γ ont été déterminés à l'aide du détecteur HPGe. Afin d'obtenir des mesures énergétiques fiables, une calibration minutieuse des détecteurs semi-conducteurs a été effectuée.

Pour réaliser cette calibration, nous avons utilisé les pics les plus intenses de la source d'euporium ^{152}Eu , dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 2.1. Ces pics sont générés par des processus de décroissance par β et capture électronique vers ^{152}Gd et ^{152}Sm respectivement. En identifiant ces pics d'intérêt dans les spectres γ des événements individuels (sans coïncidence $\gamma\gamma$), nous avons pu associer à chacun d'eux le numéro de canal correspondant.

Lors de l'étalonnage énergétique des détecteurs HPGe, nous avons effectué un ajustement linéaire pour décrire leur comportement. Les résultats obtenus pour les deux détecteurs HPGe sont présentés dans la figure 2.23. Les équations correspondantes sont les suivantes :

— HPGe-1 : $E(\text{keV}) = 0.14953(3) \cdot C - 0.105155(101)$

— HPGe-2 : $E(\text{keV}) = 0.14956(4) \cdot C + 0.131386(206)$

.

La plage énergétique couverte par les sources de calibration utilisées dans cette étude est relativement limitée. Cependant, grâce à la forte linéarité des détecteurs HPGe, il est possible d'extrapoler en toute sécurité vers les hautes énergies. Des comparaisons entre nos valeurs mesurées et les données de références disponibles dans la littérature ont montré des déviations mineures, ce qui atteste de la fiabilité de notre approche.

Le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ couplé au tube photomultiplicateur (PMT) Photonis XP20D0 présente un rendement lumineux élevé. Cependant, cette caractéristique peut entraîner une saturation du PMT, ce qui se traduit par une réponse énergétique non linéaire de la combinaison $\text{LaBr}_3(\text{Ce}) + \text{PMT}$. Afin de mieux décrire cette réponse énergétique, un ajustement

polynomial a été réalisé pour décrire le comportement du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, comme illustré dans la figure 2.24. Les fonctions polynomiales associées à cet ajustement sont les suivantes :

- $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -1 : $E(\text{keV}) = 16.9(47) + 0.189(9) \cdot C + 7.9(30) \cdot 10^{-6} \cdot C^2 + 1.18(40) \cdot 10^{-9} \cdot C^3$
- $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -2 : $E(\text{keV}) = 19.8(71) + 0.122(8) \cdot C + 8.8(26) \cdot 10^{-6} \cdot C^2 + 1.64(237) \cdot 10^{-10} \cdot C^3$

Le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ n'est généralement pas utilisé pour l'étude des schémas de niveaux en raison de sa faible résolution en énergie. Cependant, sa calibration en énergie demeure nécessaire pour les mesures des durées de vie qui nécessitent la sélection de transitions γ dans ce détecteur, afin d'analyser leur projection ultérieure sur le TAC. La gamme d'énergie ajustée par une fonction polynomiale pour le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ est largement suffisante pour les mesures temporelles, car la technique utilisée implique généralement des pics en dessous de 1500 keV. Il convient également de noter que ce détecteur n'est pas efficace aux hautes énergies.

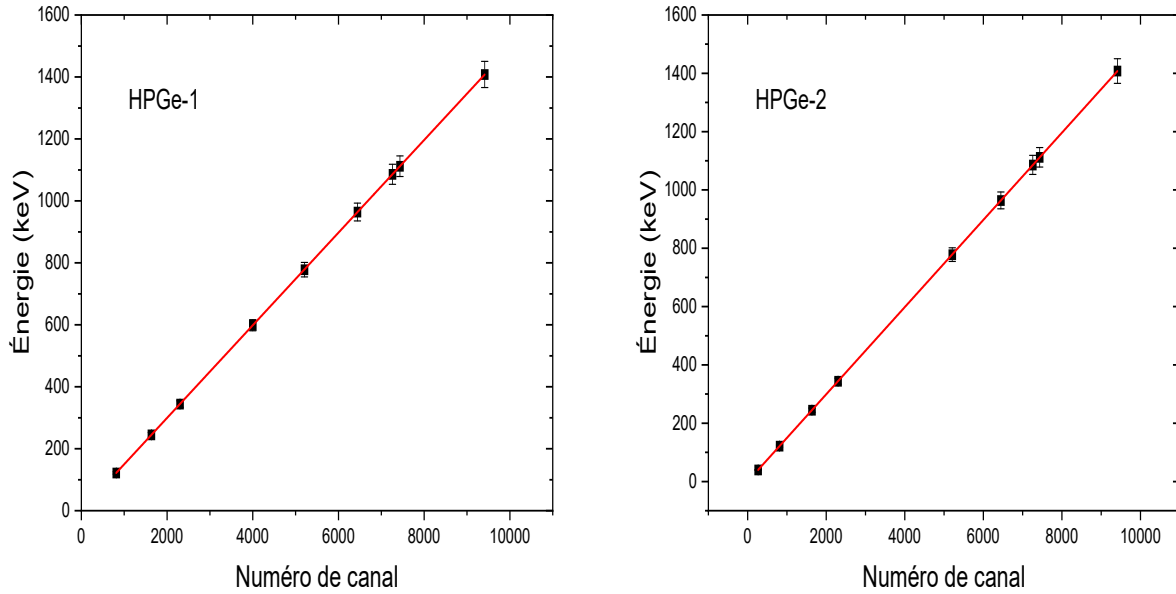


FIGURE 2.23 – Calibration en énergie des détecteurs HPGe. Un ajustement linéaire a été adopté pour les deux détecteurs HPGe.

2.15.2 Calibration en temps des modules électroniques TAC

Les deux modules électroniques TAC associés aux détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ permettent d'obtenir la déviation en temps entre les détecteurs en fonction du numéro de canal lors des mesures de coïncidences. Afin d'extraire les durées de vie des niveaux d'intérêt, il est nécessaire d'établir une relation entre le temps et le numéro de canal. Pour cela, on utilise des

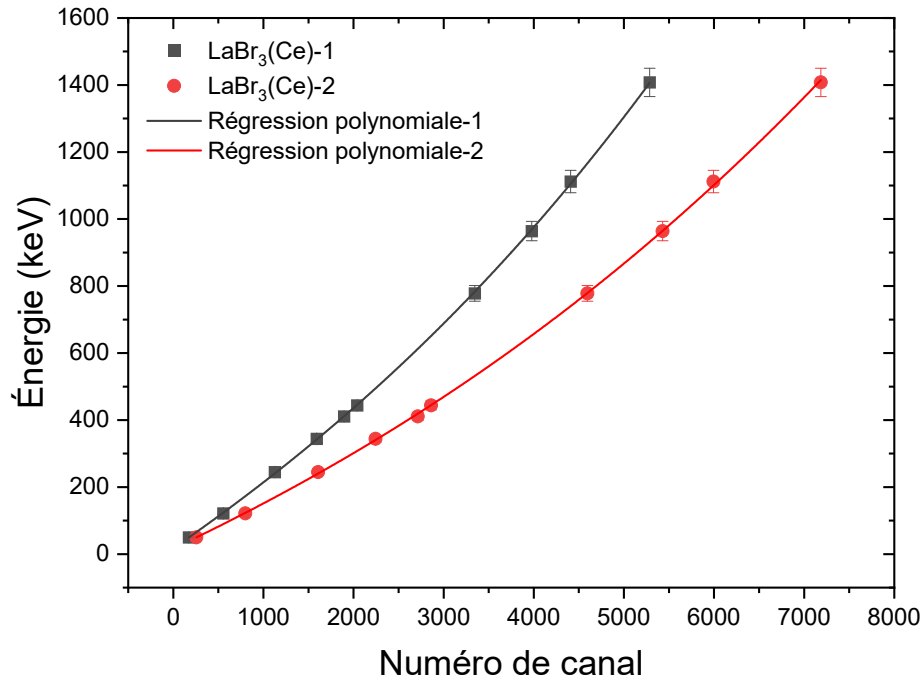


FIGURE 2.24 – Calibration en énergie des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Un ajustement polynomial a été adopté pour les deux détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.

sources étalons possédant des schémas de décroissance avec des états excités dont les durées de vie sont bien définies.

Dans le cadre de cette étude, la calibration en temps des modules TAC a été réalisée à l'aide d'une source de césium ^{138}Cs , qui se désintègre par décroissance β pour peupler les niveaux d'énergie du ^{138}Ba . Nous avons spécifiquement utilisé le niveau d'énergie de 1898.71 keV, qui possède une demi-vie connue de 2.164(11) ns, mesurée par H. Mach et B. Fogelberg [80]. En comparant cette valeur avec nos données en termes de canaux, nous avons pu déterminer les paramètres de calibration appropriés. La figure 2.25 présente une partie du schéma de niveaux de la désintégration du ^{138}Cs vers le ^{138}Ba .

Dans le cadre des coïncidences $\beta\gamma$, le signal de départ est déclenché par le détecteur β , tandis que le signal d'arrêt est généré par la détection de la transition de 463 keV dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Cette transition est ensuite analysée sur le TAC pour obtenir une réponse temporelle représentant la décroissance du niveau 1898.71 keV en utilisant la technique du "fast-timing". Les distributions temporelles obtenues pour les deux détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ sont illustrées dans la figure 2.26. Les parties retardées de ces courbes sont modélisées à l'aide de fonctions exponentielles, ce qui permet de déterminer la demi-vie du niveau 1898.71 keV en fonction du numéro de canal. Par comparaison avec la valeur de référence de la littérature de 2.164 ns, nous sommes en mesure d'établir les calibrations en temps correspondantes pour

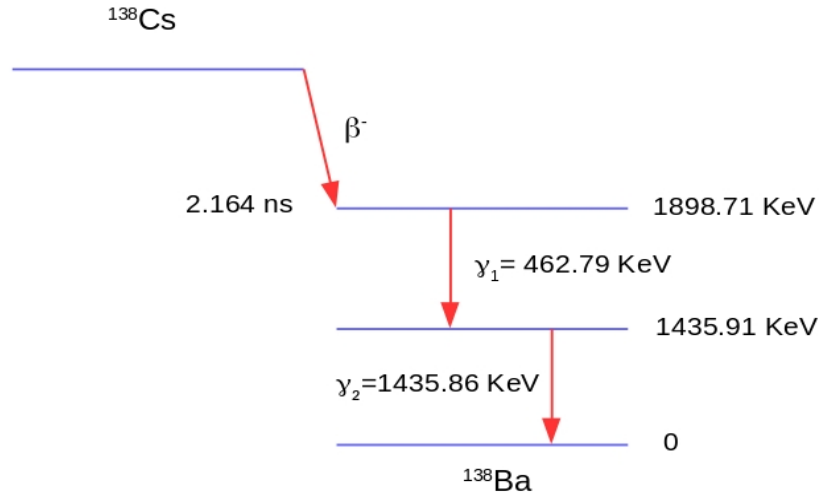


FIGURE 2.25 – Une partie du schéma de niveau de la décroissance β du ^{138}Cs vers le ^{138}Ba .

les deux modules TAC :

- TAC-1 : $1.99(5) \text{ ps/canal}$
- TAC-2 : $2.03(4) \text{ ps/canal}$

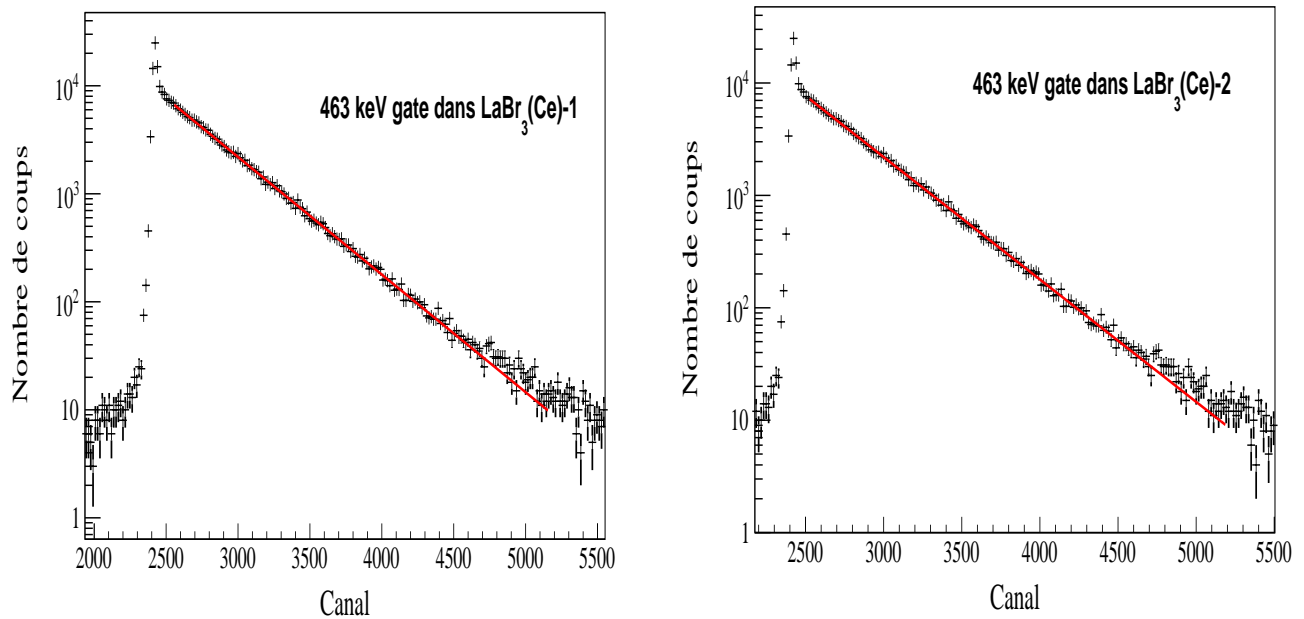


FIGURE 2.26 – Réponse en temps de la transition 463 keV du ^{138}Ba sélectionnée dans les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ et projetée sur le TAC correspondant.

Les paramètres de calibration peuvent être vérifiés en utilisant la source radioactive ^{140}Ba , qui se désintègre par émission β pour peupler les niveaux d'énergie du ^{140}La . Le ^{140}La se désintègre ensuite pour peupler les états du ^{140}Ce . Nous exploitons le schéma de niveaux du

^{140}Ce , qui présente un état isomérique à 2083 keV se désexcitant par la transition de 487 keV pour peupler le niveau à 1596 keV. La demi-vie de cet état isomérique, mesurée par H. Mach et B. Fogelberg [80], est de 3.474(10) ns.

Dans le cadre des coïncidences $\beta\gamma$, la transition de 487 keV a été sélectionnée dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. En projetant cette transition sur le TAC, nous obtenons les distributions temporelles présentées dans la figure 2.27. En utilisant les paramètres de calibration préalablement déterminés et en modélisant les parties retardées de ces courbes à l'aide de fonctions exponentielles, nous obtenons une demi-vie de 3.51(1) ns. Cette valeur est proche de la valeur de référence de 3.474(10) ns mesurée par Mach et Fogelberg [80]. Par conséquent, nous pouvons conclure que la calibration en temps est acceptable et les paramètres établis sont fiables pour l'estimation des durées de vie dans le contexte de cette étude.

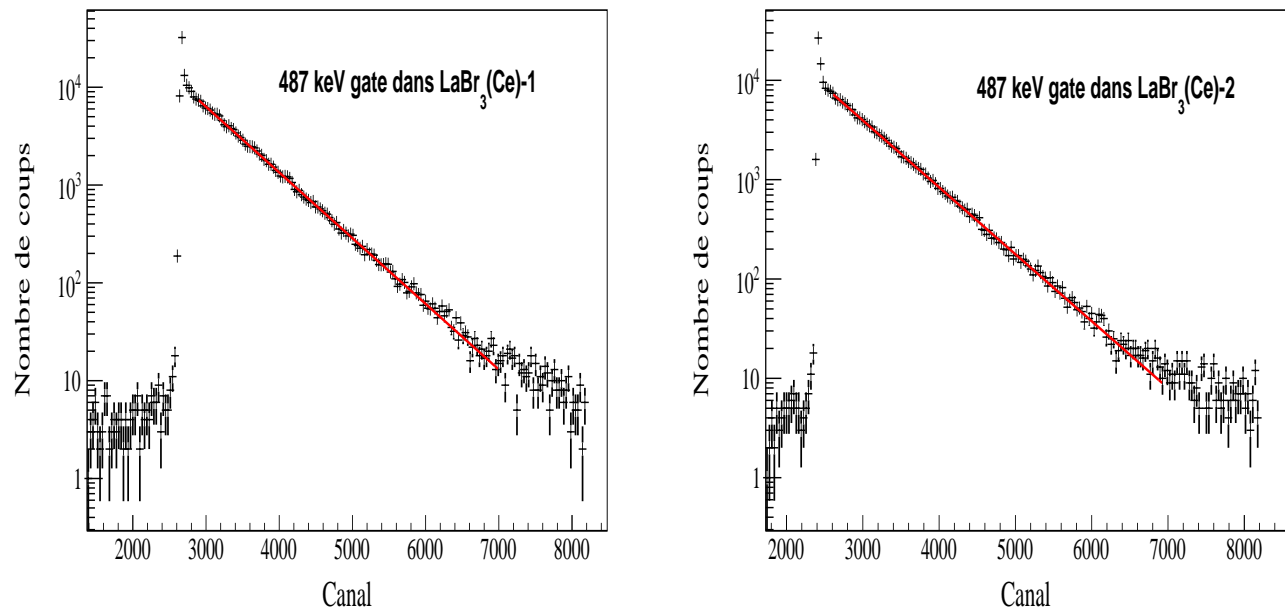


FIGURE 2.27 – Réponse en temps de la transition de 487 keV du ^{140}Ce sélectionnée dans les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ et projetée sur le TAC correspondant.

2.15.3 Calibration en efficacité

La mesure des intensités relatives des transitions γ est essentielle pour l'étude des spectres nucléaires. Les intensités relatives fournissent des informations précieuses sur les propriétés nucléaires, telles que les probabilités de transition, les moments multipolaires et les facteurs de branchement. Ces données sont essentielles pour comprendre et interpréter les mécanismes de désintégration radioactive. De plus, la détermination précise des intensités relatives permet de comparer les différentes transitions γ et d'identifier les transitions dominantes dans un spectre. Cela peut conduire à des informations sur les états excités des noyaux, les modes

de désintégration préférentiels et les règles de sélection nucléaires. Cependant, la détermination de l'intensité relative d'une transition γ nécessite de connaître préalablement l'efficacité de détection du photon correspondant. Pour cela, il est nécessaire de calculer ou mesurer l'efficacité de détection ϵ en fonction de l'énergie des photons.

L'efficacité d'un détecteur représente le nombre d'impulsions détectées pour un nombre donné de rayons γ traversant le détecteur. L'intensité d'une transition à une certaine énergie est donnée par l'aire du pic d'absorption totale de ce rayon γ , corrigée par l'efficacité de détection à la même énergie :

$$I(E) = \frac{A}{\epsilon(E)} \quad (2.15)$$

où A représente l'aire du pic d'absorption totale et ϵ est l'efficacité de détection spécifique à l'énergie considérée.

Dans cette étude, nous nous concentrons sur la mesure précise des intensités relatives des transitions γ dans le cadre de notre analyse spectroscopique. Un aspect essentiel de cette mesure est la détermination de l'efficacité relative des détecteurs HPGe que nous utilisons.

Pour établir la courbe d'efficacité relative, nous utilisons des sources de calibration bien caractérisées, à savoir les sources ^{152}Eu , ^{138}Cs et ^{140}Ba . Chacune de ces sources présente des transitions γ spécifiques avec des énergies et des intensités bien définies, comme indiqué dans le tableau 2.1.

En analysant les spectres d'événements individuels enregistrés par les détecteurs HPGe-1 et HPGe-2, nous avons identifié les transitions répertoriées dans le tableau 2.1. En calculant l'aire sous la courbe des pics d'absorption totale correspondant à ces transitions et en utilisant les intensités relatives fournies dans le tableau 2.1, nous avons construit les courbes d'efficacité relative pour les deux détecteurs HPGe en utilisant l'équation 2.15. Les courbes d'efficacité relative, exprimées en unités arbitraires, sont présentées graphiquement dans la figure 2.28.

Pour obtenir une courbe d'efficacité précise, les données provenant des trois sources sont soigneusement normalisées et fusionnées en une seule courbe. Cette approche permet d'améliorer la statistique des mesures et de couvrir un large intervalle d'énergie. Pour obtenir un ajustement optimal, il est courant d'utiliser une échelle logarithmique en base 10 (\log_{10}) pour représenter la courbe d'efficacité. Cette échelle permet de visualiser les variations de l'efficacité sur une large gamme d'énergies et facilite l'interprétation des résultats. Si nécessaire, il est également possible de diviser la courbe d'efficacité en différentes régions. Cette division peut être effectuée en fonction des caractéristiques spécifiques de chaque région, permettant ainsi une analyse plus détaillée des performances du détecteur [84, 85].

Le résultat obtenu pour le premier détecteur HPGe-1 est présenté dans les figures 2.29-a et 2.29-b. La courbe a été divisée en deux régions pour une meilleure correspondance. Dans la région d'énergie allant de 121 keV à 1010 keV, un ajustement polynomial de degré 3 a été

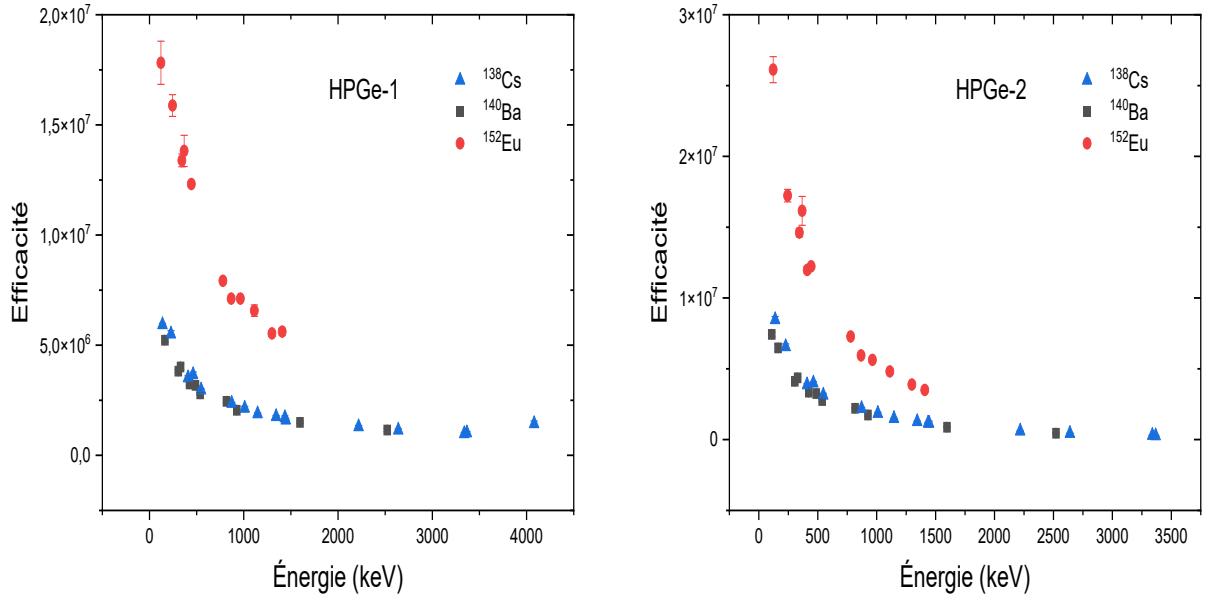


FIGURE 2.28 – Courbes d'efficacité relative en unités arbitraires pour les deux détecteurs HPGe.

utilisé pour modéliser la courbe. Pour la région d'énergie allant de 1010 keV à 3 500 keV, une approximation linéaire a été adoptée.

La courbe d'efficacité du deuxième détecteur est présentée dans les figures 2.29-c et 2.29-d, et elle a été ajustée à l'aide d'un polynôme de degré 2 pour la région (121-1010) keV, tandis qu'une régression linéaire a été choisie pour la région (1010-3500) keV. Les équations analytiques correspondantes sont les suivantes :

Pour HPGe-1 :

$$(121 - 1010) \text{ keV} : \log(\epsilon) = 0.7437.\log^3(E) - 6.0317.\log^2(E) + 15.637.\log(E) - 5.8577 \quad (2.16)$$

$$(1010 - 3500) \text{ keV} : \log(\epsilon) = -0.6229.\log(E) + 8.7106 \quad (2.17)$$

Pour HPGe-2 :

$$(121 - 1010) \text{ keV} : \log(\epsilon) = -0.2885.\log^2(E) + 0.7627.\log(E) + 7.0792 \quad (2.18)$$

$$(1010 - 3500) \text{ keV} : \log(\epsilon) = -1.4283.\log(E) + 11.0485 \quad (2.19)$$

Le comportement linéaire des courbes d'efficacité à hautes énergies permet une extrapolation des données vers des énergies plus élevées, ce qui est bénéfique pour l'analyse de sources de rayonnement de plus haute énergie.

Le tableau 2.2 présente les incertitudes de mesure des efficacités relatives des deux détecteurs. Ces incertitudes ont été calculées en tenant compte de la qualité de l'ajustement des courbes d'efficacité et de la dispersion des différentes valeurs. Elles fournissent une estimation

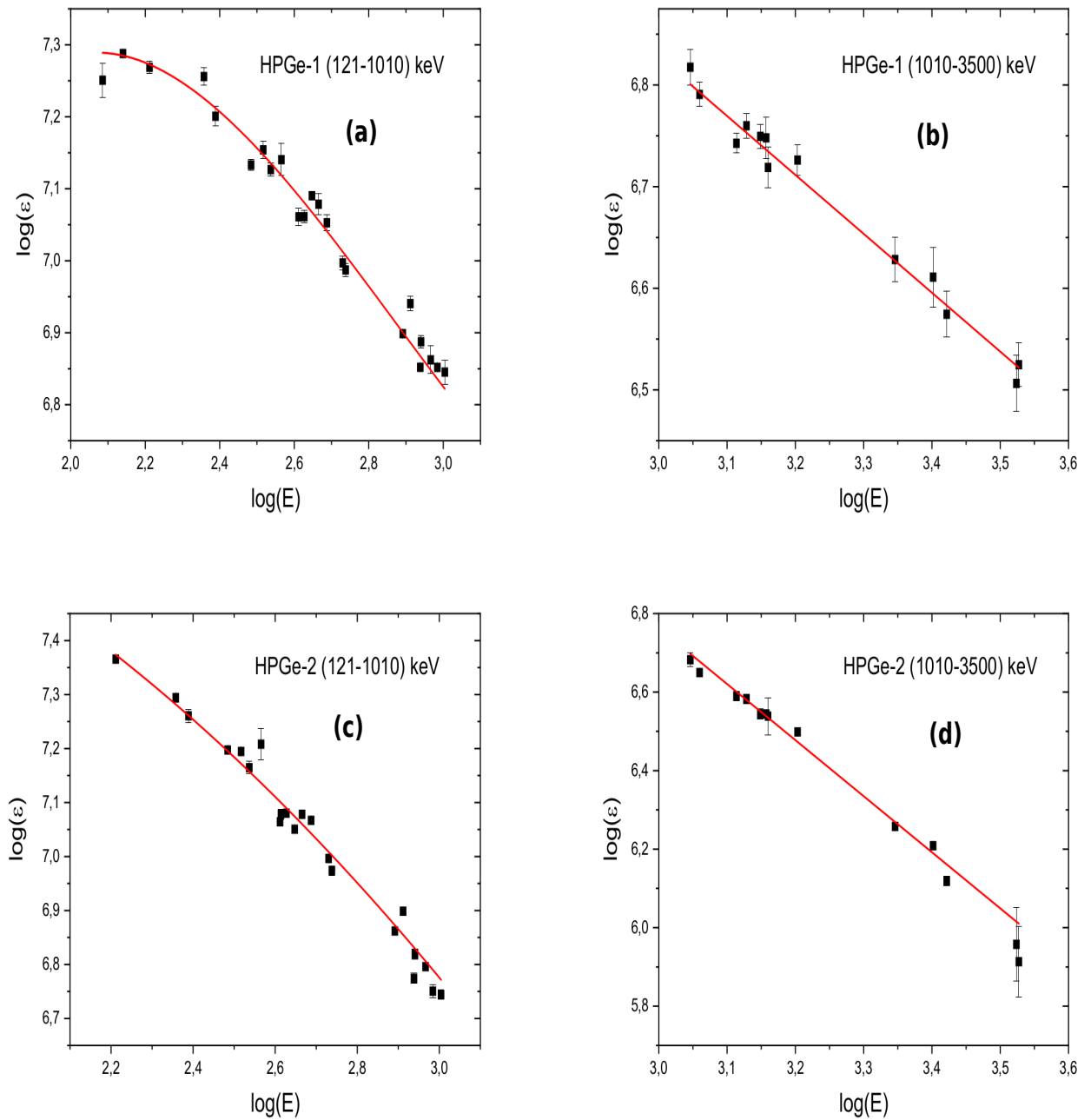


FIGURE 2.29 – L’efficacité relative obtenue pour le détecteur HPGe-1, où la première région (121-1010) keV a été modélisée par une fonction polynomiale de degré 3, et la deuxième région (1010-3500) keV par une fonction linéaire. L’efficacité relative obtenue pour le détecteur HPGe-2 a été modélisée par une fonction polynomiale de degré 2 pour la région (121-1010) keV et une fonction linéaire pour la région (1010-3500) keV.

de la précision des mesures des efficacités relatives pour chaque énergie analysée.

Isotope	Énergie (KeV)	Intensité (%)
^{152}Sm	121.8	107.3(4)
^{152}Sm	244.7	28.39(10)
^{152}Sm	443.9	10.63(3)
^{152}Sm	867.4	15.90(9)
^{152}Sm	964.0	54.57(13)
^{152}Sm	1112.1	51.40(23)
^{152}Sm	1408.0	78.48(13)
^{152}Gd	344.2	100.0(6)
^{152}Gd	367.7	3.232(15)
^{152}Gd	411.1	8.413(26)
^{152}Gd	778.9	48.62(22)
^{152}Gd	1299.1	6.14(3)
^{140}La	162.6	25.5(3)
^{140}La	304.9	17.6(2)
^{140}La	423.7	12.92(15)
^{140}La	537.7	100.0(3)
^{140}Ce	328.7	21.3(3)
^{140}Ce	487.0	47.7(6)
^{140}Ce	815.8	24.4(2)
^{140}Ce	925.2	7.23(7)
^{140}Ce	1596.2	100.0(15)
^{140}Ce	2521.4	3.63(4)
^{138}Ba	138.1	19.5(11)
^{138}Ba	227.8	19.8(5)
^{138}Ba	409.0	61.1(12)
^{138}Ba	462.8	403(8)
^{138}Ba	547.0	141(3)
^{138}Ba	871.8	67.0(17)
^{138}Ba	1009.8	391(8)
^{138}Ba	1147.2	16.3(9)
^{138}Ba	1343.6	15.0(7)
^{138}Ba	1435.8	1000(20)
^{138}Ba	1445.0	12.7(25)
^{138}Ba	2218.0	199(4)
^{138}Ba	2639.6	100(3)
^{138}Ba	3339.0	1.98(12)
^{138}Ba	3367.0	2.98(17)

TABLEAU 2.1 – Les énergies et les intensités des sources ^{152}Eu , ^{138}Cs et ^{140}Ba utilisées pour la calibration en efficacité des détecteurs HPGe. Les données sont tirées de [86–88].

E(keV) HPGe-1	Incertitude	E(keV) HPGe-2	Incertitude
121 - 2000	2 - 6 %	121 - 3300	5 - 10 %
2000 - 3000	8 - 9 %	> 3300	15 %
3000 - 3200	10 %		
> 3300	15 %		

TABEAU 2.2 – Les incertitudes de mesure associées aux efficacités relatives des deux détecteurs HPGe.

2.16 Résumé du chapitre

L'expérience et l'analyse des données dans le domaine de la structure nucléaire visent à comprendre la composition et les propriétés des noyaux atomiques. Des faisceaux radioactifs sont produits dans des états excités, puis analysés à l'aide d'installations expérimentales dédiées.

Dans le cadre de cette thèse, l'expérience s'est déroulée à l'installation ISOLDE du CERN, où un faisceau quasi pur d'isotopes de zinc a été obtenu. Cette installation est basée sur la méthode ISOL, qui utilise des faisceaux de protons de haute énergie pour provoquer la spallation des noyaux cibles. Cela génère une grande variété de fragments de réaction, qui sont ensuite séparés en fonction de leur rapport masse sur charge à l'aide d'un système de séparateurs magnétiques. Cette technique permet d'isoler les faisceaux radioactifs spécifiques recherchés pour les expériences scientifiques.

Les données ont été recueillies près d'un système de détection composé de détecteurs HPGe pour la détection précise des rayons γ , de deux cristaux scintillateurs LaBr₃(Ce) pour la synchronisation électronique, et d'un scintillateur plastique mince pour les particules β . En utilisant des signaux de coïncidence, des combinaisons de détecteurs HPGe-HPGe et bêta-HPGe ont été utilisées pour déterminer les schémas de niveaux des noyaux étudiés. L'électronique associée au système de détection est essentielle pour la collecte, le traitement et l'analyse des données provenant des détecteurs. Elle permet d'amplifier, de mettre en forme et de convertir les signaux faibles émis par les détecteurs, et utilise la carte Pixie-4 pour l'acquisition et le traitement numérique des données.

La méthode "fast-timing" est une technique de synchronisation électronique qui permet de mesurer avec précision les durées de vie des niveaux excités des noyaux atomiques. Cette méthode utilise une configuration électronique comprenant des détecteurs LaBr₃(Ce), des détecteurs HPGe, un détecteur β , ainsi que des modules électroniques tels que le TAC (time-to-amplitude converter) et le CFD (constant fraction discriminator). Les signaux "temps" et "énergie" générés par les détecteurs sont enregistrés, et la différence de temps entre les signaux est extraite par le TAC. Cette différence de temps est utilisée pour mesurer la durée de vie du niveau d'intérêt.

Le décalage du centre de gravité de la réponse temporelle par rapport à une durée de vie

négligeable est utilisé pour mesurer les courtes durées de vie, tandis que pour les durées de vie plus longues, la réponse temporelle est modélisée à l'aide d'une fonction de convolution.

La calibration permet d'associer les numéros de canal à des valeurs d'énergie ou de temps correspondantes. Pour la calibration en énergie des détecteurs, des pics intenses de la source d'euporium ^{152}Eu ont été utilisés, et un ajustement linéaire a été effectué pour décrire le comportement des détecteurs HPGe, tandis que le détecteur LaBr_3 a été étalonné à l'aide d'une fonction polynomiale.

Quant à la calibration en temps des modules électroniques TAC, elle a été réalisée à l'aide d'une source de césium ^{138}Cs , établissant une relation entre le temps et le numéro de canal. Les paramètres de calibration ont été déterminés pour les deux modules TAC.

Une attention particulière a été accordée au calibrage de l'efficacité des détecteurs HPGe pour mesurer les intensités relatives des transitions. Des sources d'étalonnage standards telles que ^{138}Cs , ^{140}Ba et ^{152}Eu ont été utilisées pour cette étape et les courbes d'efficacité ont été déterminées pour les deux détecteurs HPGe.

Chapitre 3

Étude de la décroissance β du noyau ^{80}Zn

Ce chapitre explore la désintégration bêta du ^{80}Zn , offrant un regard privilégié sur la dynamique nucléaire des isotopes exotiques riches en neutrons. Malgré sa position décalée de la ligne de stabilité, ^{80}Zn et ses descendants tels que ^{80}Ga , ^{80}Ge et ^{80}As jouent un rôle crucial dans l'étude des mécanismes de désintégration et des transitions γ , essentiels à la compréhension de la structure nucléaire. Notre étude menée à ISOLDE, nous a permis de produire et d'étudier ces isotopes par spectroscopie γ avancée. Cette approche révèle des détails complexes des schémas de désintégration et des transitions énergétiques, enrichissant ainsi notre compréhension des interactions proton-neutron et des propriétés fondamentales des noyaux magiques. Ces isotopes jouent un rôle crucial dans notre exploration des processus astrophysiques, notamment dans la capture rapide de neutrons, influençant directement la formation des éléments lourds dans l'univers.

3.1 Noyau de $^{80}_{31}\text{Ga}_{49}$

Le premier noyau formé par désintégration β du ^{80}Zn est le ^{80}Ga . La figure 3.1 présente une description des différentes voies de désintégration du ^{80}Zn . L'étude détaillée du noyau ^{80}Ga a déjà été réalisée par R. Lică [3], où le schéma de niveaux a été amélioré et étendu jusqu'à 3.4 MeV. Dans cette étude, l'état fondamental a été identifié comme un état 6^- , et l'isomère situé à une très basse énergie de 22.4 keV a été attribué au spin 3^- . De plus, un niveau isomérique a été identifié à 708 keV avec une demi-vie de 18.3(5) ns, et il a été attribué une multipolarité M2 en raison de la transition de désexcitation à 685 keV. Dans le cadre du présent travail, il est proposé de vérifier la valeur de la demi-vie de l'état isomérique à 708 keV et de mesurer la demi-vie du noyau parent ^{80}Zn , qui n'a pas été abordée dans l'article de Lică [3]. Nous nous concentrerons sur une présentation concise des résultats obtenus pour le noyau ^{80}Ga , sans aborder les détails spécifiques de l'analyse de données.

La demi-vie de l'état à 708 keV a été mesurée en utilisant la technique de synchronisation

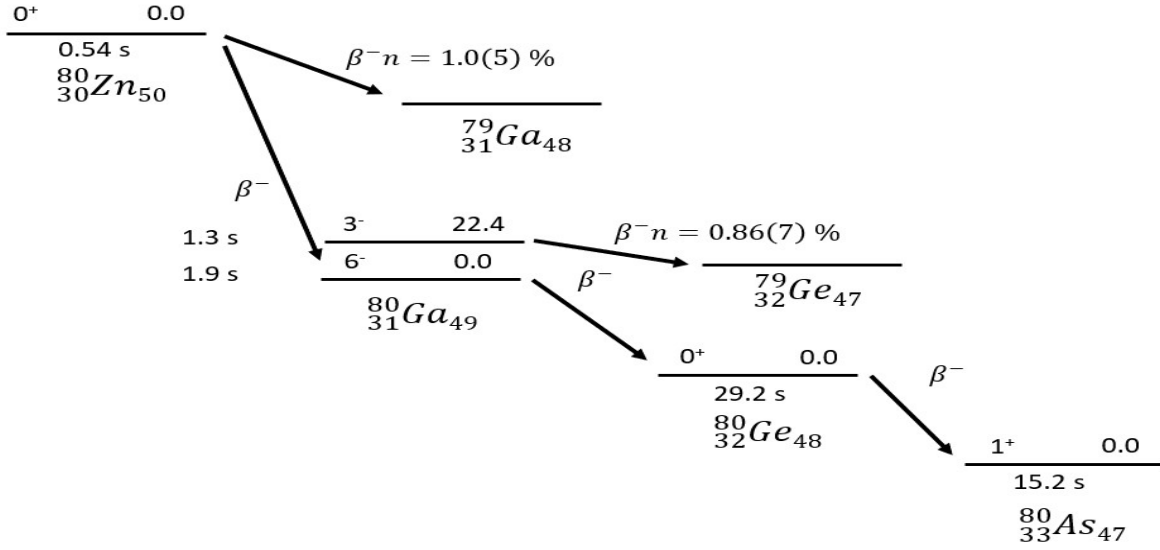


FIGURE 3.1 – Schéma de la décroissance β^- et β^-n du noyau ^{80}Zn .

rapide ("fast-timing") en combinant des coïncidences $\beta\gamma$ et en sélectionnant soigneusement les événements présentant un retard temporel supérieur à 8 ns. Cette approche permet de générer un pic d'intensité élevée dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ à 685 keV, dont la projection sur le convertisseur temps-amplitude (TAC) donne le spectre temporel illustré dans la figure 3.2. Ce spectre révèle une composante de décroissance à longue demi-vie, qui a été ajustée à l'aide d'une fonction exponentielle, fournissant une valeur de 19.1(4) ns, en accord étroit avec la valeur précédemment mesurée de 18.3(5) ns par [3].

L'étude des transitions du noyau ^{80}Ga , résultant de la désintégration β du ^{80}Zn , permet de mesurer la demi-vie du noyau parent. Pour ce faire, une matrice énergie-temps est construite, représentant les énergies des transitions γ détectées par le HPGe en fonction du temps de référence choisi, correspondant à l'instant de création des isotopes dans la cible. Les transitions les plus intenses du ^{80}Ga sont ensuite sélectionnées et projetées sur l'échelle de temps. Les réponses temporelles obtenues sont présentées dans la figure 3.3. Les parties retardées de ces courbes sont ajustées à l'aide de fonctions exponentielles. Les mesures individuelles des transitions 712, 685, 742 et 965 keV donnent des valeurs de demi-vies de 0.61(5) s, 0.59(6) s, 0.60(4) s et 0.59(5) s respectivement. Cela permet d'obtenir une valeur moyenne de 0.60(5) s pour la demi-vie du noyau parent ^{80}Zn .

Cette valeur est en bonne concordance avec les mesures précédentes réalisées dans des travaux antérieurs, présentant des incertitudes de mesure similaires, notamment 0.54(3) s [89], 0.55(2) s [90] et 0.53(5) s [6]. Ainsi, cette étude consolide davantage la robustesse et la fiabilité de la technique utilisée pour la mesure des demi-vies des noyaux.

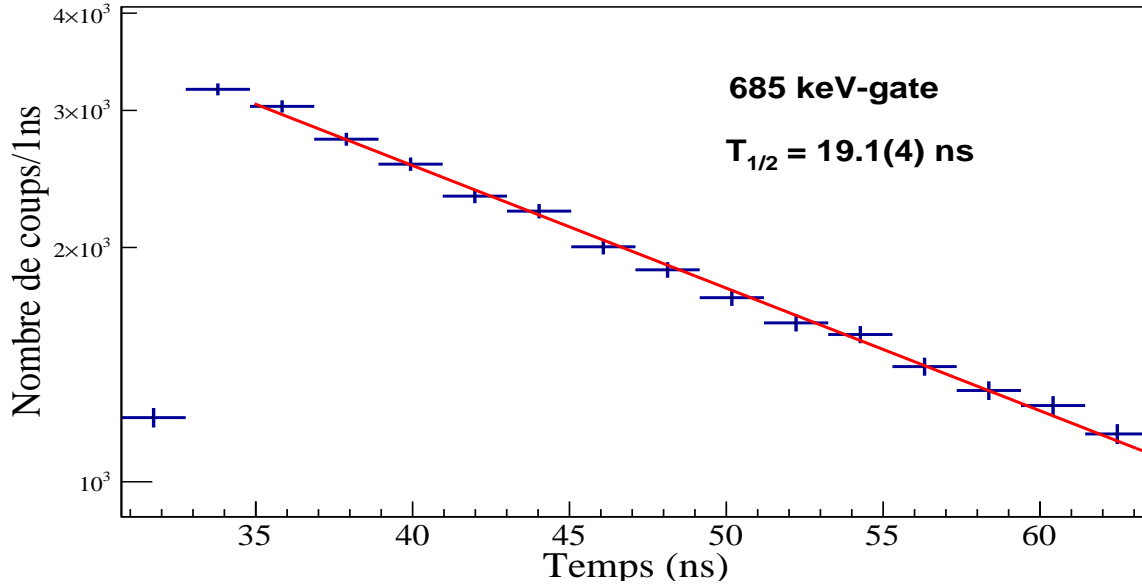


FIGURE 3.2 – Spectre en temps conditionné par la détection de la transition 685 keV dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Le spectre correspond aux événements retardés avec un temps supérieur à 8 ns. La courbe a été modélisée par une fonction exponentielle.

3.2 Noyau de $^{80}_{32}\text{Ge}_{48}$

L'évolution de la structure en couches pour les noyaux riches en neutrons est un sujet de vif intérêt dans les études récentes de la structure nucléaire. La compétition et la coexistence de configurations à basse énergie, issues à la fois des orbitales standards du modèle en couches et des configurations dites "intruses", ont déjà été observées dans plusieurs noyaux. Les configurations intruses apparaissent lorsque l'écart énergétique entre les orbitales nucléaires est réduit. Elles peuvent présenter des propriétés collectives distinctes des configurations sphériques d'équilibre, suggérant une possible coexistence de formes.

Dans les noyaux paires-paires, la présence d'un état excité 0^+ à basse énergie au-dessus de l'état fondamental 0^+ peut être considérée comme une signature de la coexistence de formes. Les premières observations de ce phénomène dans les noyaux atomiques ont commencé avec la découverte du premier état excité 0^+ pour le noyau doublement magique ^{16}O , et son interprétation comme résultant des excitations de plusieurs nucléons au-dessus de la fermeture de couche [91]. De plus, ces états excités 0^+ présentent également une propriété de déformation. La coexistence de formes a également été suggérée pour l'isotope ^{40}Ca , qui possède une double fermeture de couches [92, 93]. Une approche microscopique basée sur le modèle en couches a été utilisée pour expliquer l'émergence de la déformation, résultant du remplissage des orbitales par les protons et les neutrons, avec un chevauchement significatif près des sous-couches fermées [94].

Avec l'avènement des faisceaux radioactifs produisant des noyaux éloignés de la stabilité

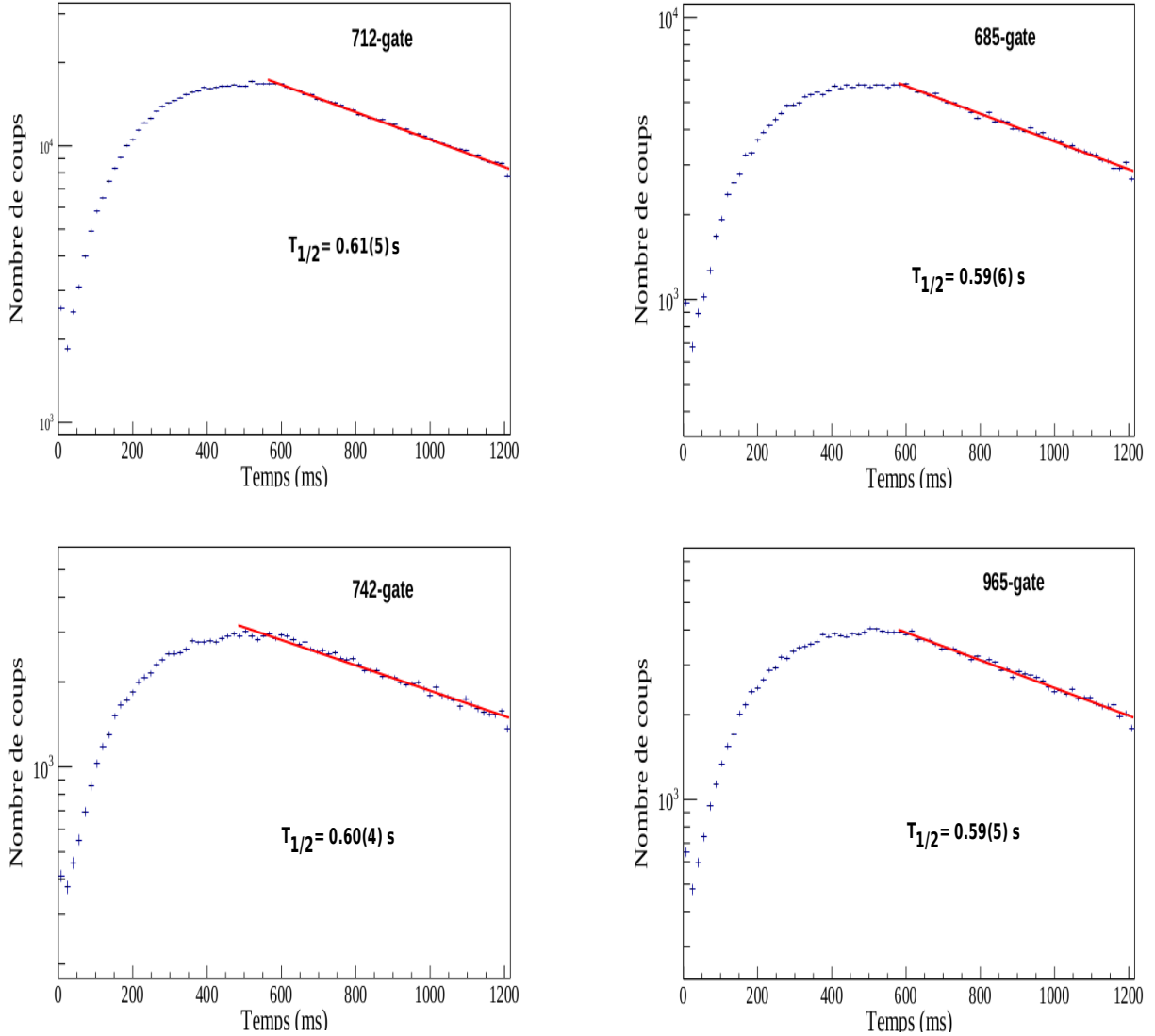


FIGURE 3.3 – Spectres en temps du noyau ^{80}Ga conditionnés par la détection des transitions d'énergie 712, 685, 742 et 965 keV dans le HPGe, en fonction de leur temps d'émission dans le cycle de mesure. La partie retardée des courbes a été modélisée par une fonction exponentielle.

dans les années 80, on a observé la disparition de certains nombres magiques et l'apparition de nouveaux nombres, ce qui a été interprété comme l'existence d'un îlot d'inversion dans la région $N = 20$ autour du ^{32}Mg [1]. À des rapports N/Z élevés, le gap $N = 20$ ne peut plus empêcher les excitations, et les corrélations conduisent à la coexistence de formes, où les états intrus deviennent plus liés que les états normaux. Ce phénomène a également été observé dans d'autres régions de la carte nucléaire [95]. Dans les noyaux paires-paires, il se manifeste par l'existence d'un premier état excité 0^+ à basse énergie, résultant d'un mélange de configurations de formes différentes ou du déplacement d'une paire de nucléons au-dessus d'une sous-couche.

Dans la région des masses intermédiaires, le noyau ^{78}Ni est supposé être doublement

magique en raison de ses nombres de protons (28) et de neutrons (50). Le rapport N/Z y est considérablement élevé, et les noyaux voisins de ^{78}Ni sont particulièrement exotiques, ce qui rend leur production et leur étude expérimentale difficiles [44]. La nature doublement magique de ^{78}Ni a récemment été confirmée par Taniuchi *et al.* [38]. Cependant, le rôle des effets collectifs, avec l'apparition d'états déformés à faible énergie d'excitation, a également été souligné. C'est l'une des raisons pour lesquelles cette zone exotique de la carte nucléaire suscite un grand intérêt, car la coexistence de formes nucléaires à faibles énergies d'excitation peut fournir des informations sur les forces qui induisent les changements de structure nucléaire dans les noyaux exotiques.

Les isotopes du germanium ($Z = 32$) riches en neutrons, avec $32 \leq N \leq 50$, revêtent une grande importance dans ce contexte. Ils se caractérisent par la présence de quatre protons dans les couches $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ à l'extérieur de la couche fermée $Z = 28$. Ces isotopes présentent des excitations quadrupolaires collectives dominées par les particules de valence en dehors des couches fermées. Étant des systèmes nucléaires relativement simples avec un nombre limité de particules de valence, ils peuvent être étudiés dans le cadre du modèle en couches. Ces isotopes peuvent révéler des modes d'excitation simples qui mettent en évidence la compétition entre les mouvements des particules indépendantes et les mouvements collectifs quadrupolaires. En étudiant les isotopes du germanium plus lourds, l'exploration de la magie du nombre de neutrons $N = 50$ en dehors de la zone de stabilité a révélé la persistance de l'écart correspondant jusqu'au nickel ($Z = 28$), avec un minimum observé à $Z = 32$ qui peut être associé à un maximum de collectivité [44].

L'étude de la structure des isotones $N = 48$ met en évidence des caractéristiques intéressantes liées aux combinaisons d'excitations entre protons et neutrons. Ces isotones complètent les études sur les isotones $N = 50$, où seules les excitations protoniques impliquant les orbitales $f_{5/2}$, $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$ sont présentes à basse énergie. Une différence majeure entre ces noyaux et les isotones $N = 50$ réside dans la possibilité de former un état 8^+ avec une paire brisée de neutrons dans la couche $g_{9/2}$. Certains de ces états ont été rapportés pour les isotones $N = 48$ par Makishima [96]. Une autre différence notable réside dans la présence d'états de parité négative à basse énergie dans les isotones $N = 48$, qui ne sont pas observés dans les isotones $N = 50$. Ces états se caractérisent par la brisure d'une paire de neutrons dans les couches $p_{1/2}$ ou $f_{5/2}$, et leur promotion dans l'orbitale vide $g_{9/2}$, ce qui conduit à la formation d'un doublet d'états 4^- et 5^- , ainsi que six niveaux supplémentaires allant de 2^- à 7^- . La position de ces niveaux, ainsi que celle de l'état 8^+ mentionné précédemment, fournit une mesure de l'énergie nécessaire pour briser une paire de neutrons.

Les isotopes pairs-pairs du germanium, tels que $^{72-78}\text{Ge}$ ($Z = 32$), présentent une collectivité nucléaire remarquable en raison de la présence de nucléons de valence supplémentaires. La variation de la structure le long de la chaîne isotopique du germanium au-delà de $N = 40$ est particulièrement intrigante, notamment en raison des états excités 0^+ à basse énergie qui

ont été observés [97]. Dans le cas particulier du ^{72}Ge avec $N = 40$, le premier état excité 0_2^+ se trouve en dessous du premier niveau 2^+ , généralement interprété comme étant associé à une bande de rotation construite sur l'état excité 0^+ [98]. Bien que certains modèles proposent une forme sphérique pour l'état 0_2^+ du ^{72}Ge [99], d'autres études suggèrent une configuration triaxiale déformée pour les états 0_1^+ et 0_2^+ [100]. De plus, il est important de noter que l'énergie d'excitation de l'état 0_2^+ varie considérablement parmi les autres isotopes du germanium. Une étude systématique des états 0_2^+ sera présentée et discutée ultérieurement, ce qui contribuera à approfondir notre compréhension de la structure nucléaire des isotopes pairs-pairs du germanium.

3.2.1 Les expériences sur le ^{80}Ge

Dans le cadre de cette étude, notre attention se porte sur le noyau ^{80}Ge ($Z = 32$, $N = 48$), pour lequel les propriétés de ses états ont été examinées à l'aide de diverses méthodes de recherche. Les premières indications sont apparues lors de la désintégration β -n du ^{81}Ga et la désintégration β du ^{80}Ga , observées par Hoff et Fogelberg au laboratoire de recherche scientifique de Studsvik en Suède [8]. Les auteurs ont suggéré la possibilité de deux états de désintégration β dans le ^{80}Ga , basée sur la quasi-dégénérescence des configurations $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$, sans être en mesure de les distinguer clairement.

Une expérience a été réalisée en utilisant un faisceau de ^{82}Se sur les cibles ^{198}Pt [96] et ^{192}Os [101], ce qui a permis de peupler la bande de niveaux construite à partir de l'état fondamental jusqu'au niveau d'énergie 8^+ . Ces résultats suggèrent que les états yrast, c'est-à-dire les états nucléaires de plus basse énergie pour chaque valeur de spin donnée, sont caractérisés par une configuration à deux trous ($\nu g_{9/2}^{-2}$). De plus, la présence de l'état 8^+ indique l'existence d'un état isomérique à haut spin lors de la désintégration β du ^{80}Ga . Cet état a été identifié grâce à des mesures de durée de vie réalisées par Mach *et al.* [102]. Ils ont rapporté une valeur de $T_{1/2} = 2.95(6)$ ns pour la transition $8^+ \rightarrow 6^+$.

D'autres expériences, utilisant l'excitation coulombienne en cinématique inverse [103], ont mis en évidence l'importance d'une description précise de la partie proton-neutron (pn) de l'interaction effective pour les modèles nucléaires.

Les états 2_1^+ et 2_2^+ de l'isotope ^{80}Ge ont été étudiés par Iwasaki *et al.* [104] à l'aide de la diffusion d'ions lourds à énergie intermédiaire, fournissant ainsi pour la première fois la valeur expérimentale de $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+)$ pour ce noyau. Les données expérimentales sont en bon accord avec les calculs du modèle en couches à grande échelle, ce qui met en évidence l'importance de l'excitation des protons de type "particule-trou" $2p_{3/2}-1f_{5/2}$ dans la configuration de l'état 2_2^+ .

L'existence de deux états de désintégration β a été confirmée par spectroscopie laser collinéaire effectuée par Cheal *et al.* [105], révélant un état isomérique de bas spin avec une durée

de vie supérieure à 200 ms. Les deux états ont été attribués aux spins 3^- et 6^- . Cependant, lorsqu'ils ont combiné la spectroscopie laser avec la "balance de précision" ISOLTRAP, un dispositif utilisé à ISOLDE pour mesurer les masses, Cheal et al. [105] n'ont pas pu observer de signature de l'état isomérique. Leurs mesures ont indiqué que les deux états se situent dans une plage d'énergie de 50 keV, correspondant à la résolution expérimentale de cette mesure.

Une expérience plus récente a été réalisée à l'installation ALTO à Orsay [106, 107], dans laquelle un faisceau primaire d'électrons a été utilisé pour bombarder une cible épaisse de carbure d'uranium (UC_x). Les auteurs ont entrepris d'attribuer les rayons γ à la désintégration des deux états isomériques du ^{80}Ga , qui ont des demi-vies de 1.9(1) s et 1.3(2) s respectivement. Ils ont utilisé des spectres en temps des rayons γ conditionnés par les désintégrations β afin de séparer les schémas de niveaux associés aux décroissances des deux états isomériques.

Les ambiguïtés relatives aux états de désintégration β du ^{80}Ga ont été dissipées grâce à des études récentes. Ces travaux ont apporté des éclaircissements précis en identifiant distinctement un état fondamental de spin 6^- et un état isomérique de spin 3^- , dont les niveaux énergétiques sont remarquablement proches avec une différence de seulement 22.4 keV [3].

D'autres études, telles que celle menée par Faul [108], ont permis d'approfondir la compréhension de la structure du ^{80}Ge via des réactions profondément inélastiques. Faul a étendu la bande yrast jusqu'à l'état 10^+ et a identifié de nombreuses transitions non observées auparavant. Ces résultats ont été confirmés par les travaux récents de Forney *et al.* [109], qui ont utilisé des réactions de transfert multinucléon sur des cibles d'uranium.

Ces études fournissent une image cohérente de la structure du ^{80}Ge peuplé lors de la désintégration β du ^{80}Ga . Cependant, Gottardo *et al.* [53] ont rapporté de manière surprenante un état 0_2^+ à basse énergie de 639(1) keV dans le ^{80}Ge , situé en dessous de l'état excité 2^+ et interprété comme une excitation à deux neutrons au-dessus de $N = 50$.

Lors de cette expérience à l'installation ALTO à Orsay, le noyau ^{80}Ge a été formé par la désintégration β d'un mélange d'états isomériques du ^{80}Ga . Des mesures de spectroscopie γ et de conversion électronique ont été réalisées afin d'étudier la structure du ^{80}Ge . Cependant, conformément aux règles de sélection, l'état 0_2^+ ne peut être peuplé à partir d'un état 3^- lors de la désintégration β . Pour expliquer la présence de l'état 0_2^+ dans le ^{80}Ge , une nouvelle transition γ de faible intensité à 1764(1) keV a été proposée, n'ayant pas été observée précédemment [8]. Cette transition serait associée à la désexcitation d'un nouveau niveau 2^+ situé à 2403(1) keV, qui peuple ensuite l'état 0_2^+ à 639 keV. Cette hypothèse est soutenue par l'observation d'une nouvelle raie de conversion électronique à 628(1) keV en coïncidence avec la transition γ à 1764(1) keV.

Les schémas de niveaux du ^{80}Ge résultant des différentes études sont représentés sur la figure 3.4, extraite du travail de Forney [109].

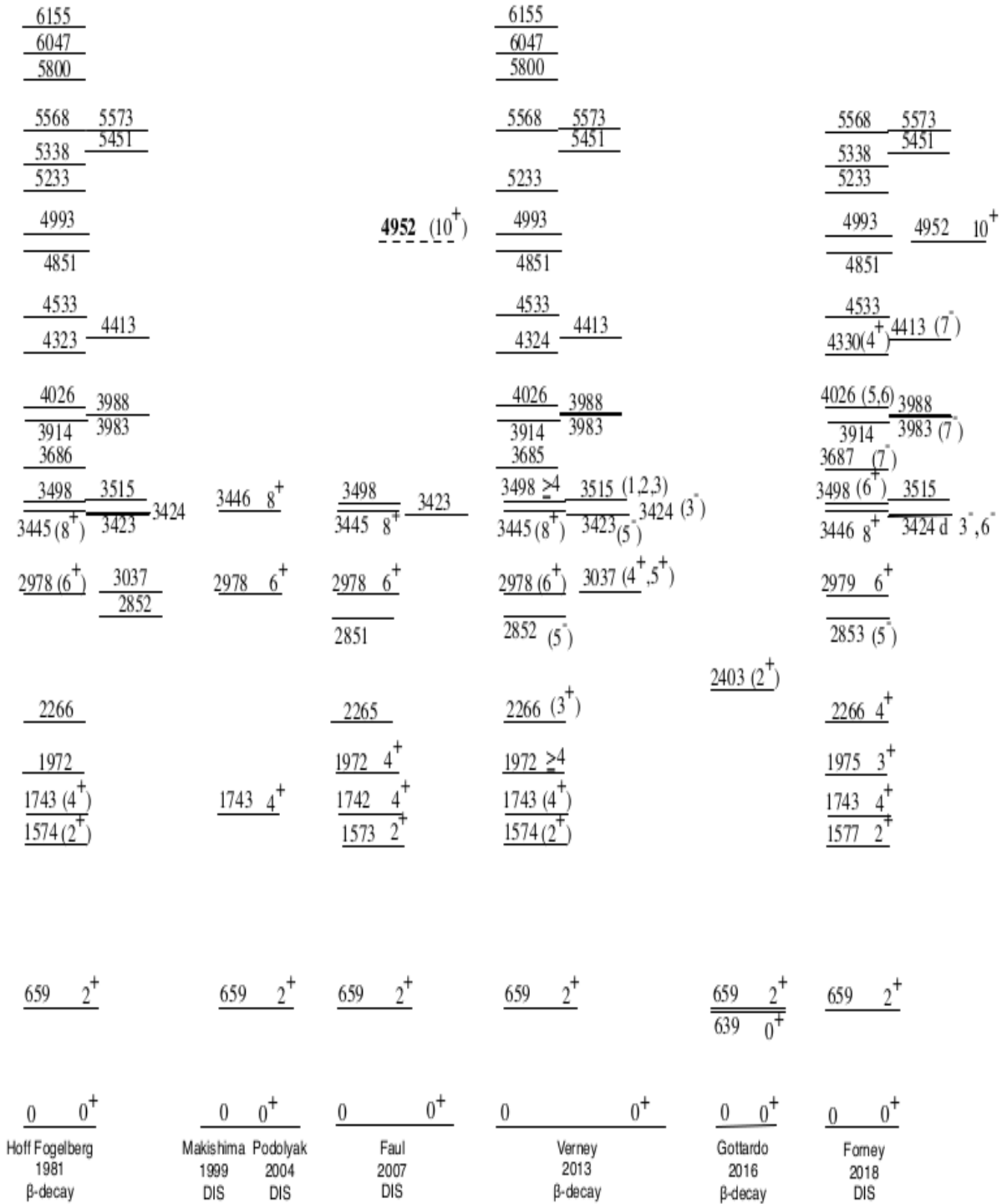


FIGURE 3.4 – Les schémas de niveaux obtenus dans différentes expériences sur le noyau ^{80}Ge [8, 53, 96, 101, 107–109].

Une expérience similaire a été récemment réalisée par García *et al.* [110] au spectromètre GRIFFIN, situé à l'installation TRIUMF au Canada. Cette expérience a bénéficié d'une

meilleure statistique en utilisant une source mixte de ^{80}Ga , bien que le taux de contamination en ^{80}Rb ait été élevé, atteignant 78%. Malgré cela, aucune preuve n'a été trouvée dans la spectroscopie de conversion électronique en faveur de la transition du $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$ à 639 keV. De plus, plusieurs transitions γ dans la région d'énergie autour de 1764 keV ont été identifiées en coïncidence avec des rayons γ dépeuplant les niveaux 5^- , 6^+ et 8^+ .

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'étude de l'état 0_2^+ observé dans le noyau ^{80}Ge , tel que rapporté précédemment par Gottardo [53], ainsi qu'à l'identification d'autres états à bas spin grâce à une spectroscopie γ . Les études antérieures sur la décroissance β du ^{80}Ga ont toutes utilisé des sources contenant un mélange d'états 3^- et 6^- . Dans notre analyse, nous utilisons une source spécifique en ionisant le ^{80}Zn préalablement purifié par le biais de l'ionisation laser, ce qui nous permet de générer principalement l'état isomérique de spin 3^- du ^{80}Ga [3]. Cet isomère se désintègre subséquemment en ^{80}Ge par le biais de la désintégration β . Nous étudierons la désintégration β du ^{80}Ga en utilisant des coïncidences $\gamma\gamma$ afin de confirmer la position de la nouvelle transition γ à 1764(1) keV dans le schéma de niveau et d'identifier les niveaux correspondants. Parallèlement, nous effectuerons des calculs basés sur le modèle en couches pour obtenir des prédictions théoriques sur la position de l'état excité 0_2^+ . Il sera essentiel de confronter de manière systématique ces résultats théoriques avec les données expérimentales afin d'approfondir notre compréhension de la structure nucléaire du ^{80}Ge .

3.2.2 Analyse des résultats

Ce travail porte sur l'étude des états excités du ^{80}Ge peuplés lors de la désintégration β du ^{80}Ga . Le ^{80}Ga est produit à partir de la désintégration β^- d'une source de ^{80}Zn qui a été sélectivement ionisée et séparée en masse. Parmi les deux états observés, 3^- et 6^- , la désintégration β du ^{80}Zn peuple principalement l'isomère 3^- à 22.4 keV, avec un taux d'alimentation de 98.2(5)% (dédié du schéma de niveaux dans [3]). Par conséquent, la désintégration β subséquente du ^{80}Ga provient principalement de cet état, ce qui facilite la recherche des états à bas spin dans le ^{80}Ge .

La désintégration du ^{80}Ga en ^{80}Ge a été soigneusement optimisée en appliquant une fenêtre temporelle spécifique, de 1150 à 2250 ms après l'impact des protons sur la cible. Cette fenêtre temporelle a été choisie afin de sélectionner les événements de désintégration pertinents, tout en excluant les périodes précoces (30 à 1140 ms) et retardées (2260 à 3600 ms) qui pourraient être influencées par les activités à courte durée de vie correspondant à la désintégration du ^{80}Zn et à longue durée de vie associée à la désintégration du ^{80}Ge et ^{80}As , respectivement. De plus, le spectre des rayons γ a été soumis à une condition de désintégration β afin de réduire le bruit de fond. Cette approche nous permet d'obtenir le spectre présenté dans la figure 3.5, qui contient les événements individuels correspondant aux rayons γ attribués à la désintégration

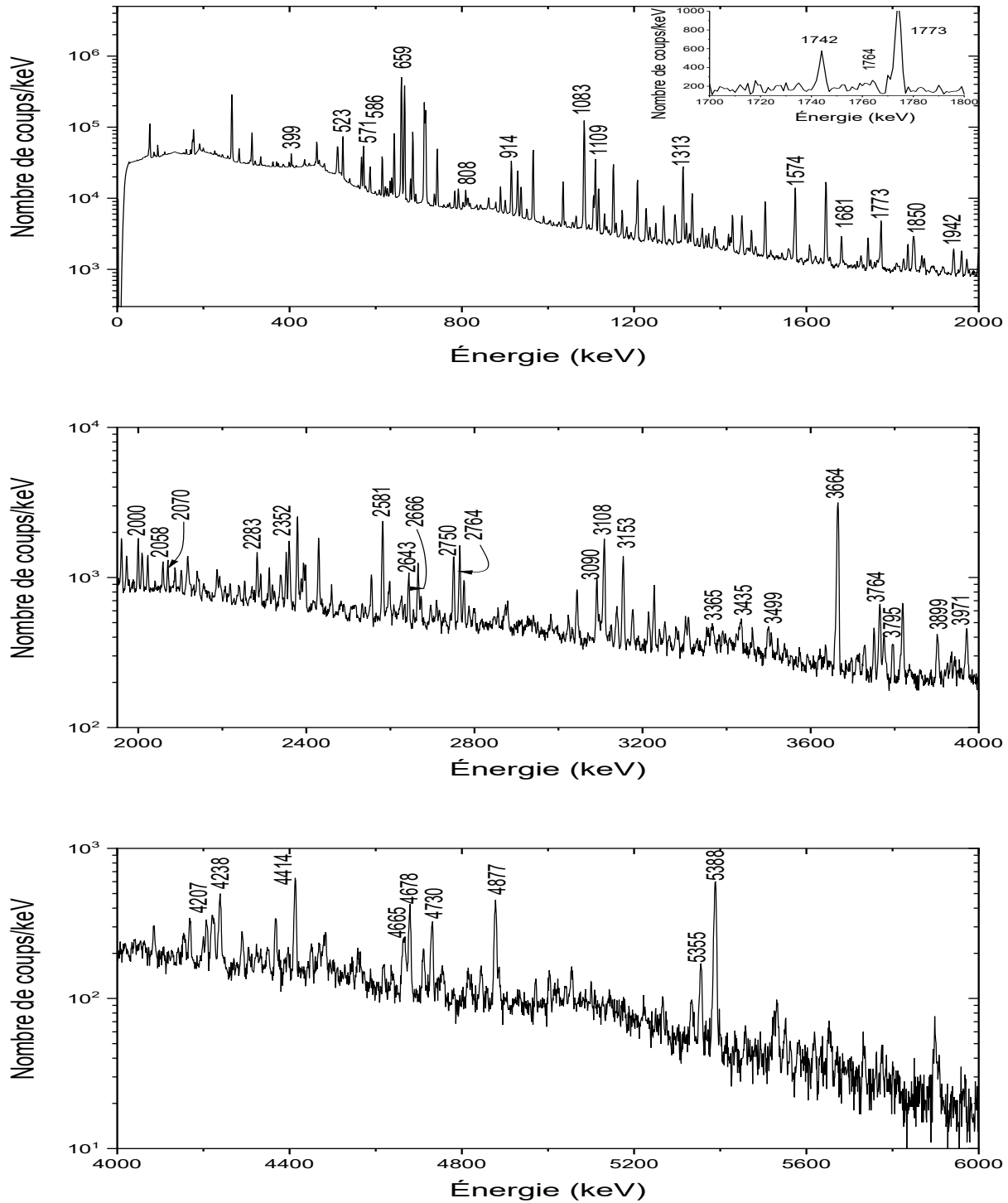


FIGURE 3.5 – Spectre γ conditionné β contenant les évènements de la décroissance β du noyau ^{80}Zn . Les conditions temporelles relatives à l'impact du proton sur la cible ont été appliquées (voir le texte pour plus de détails). Les raies γ les plus intenses appartenant au noyau ^{80}Ge sont étiquetées. L'encadré dans le coin supérieur de la figure représente une zone élargie autour de la transition à 1764 keV.

β du ^{80}Zn . Ce spectre présente une statistique élevée et une précision améliorée, avec une prédominance des transitions γ du ^{80}Ge provenant de la désintégration de l'état 3^- du ^{80}Ga .

Les intensités relatives des transitions γ sont mesurées par rapport à l'intensité de la raie la plus intense. Dans notre cas, nous avons utilisé les pics d'absorption totale du spectre des rayons γ , illustré dans la figure 3.5, pour déterminer les intensités relatives par rapport à la raie la plus intense à 659 keV. Pour effectuer ces mesures, nous avons utilisé l'équation 2.15 en considérant l'efficacité des détecteurs HPGe, qui a été préalablement déterminée. Cette équation permet de corriger les données expérimentales en tenant compte des performances spécifiques des détecteurs, assurant ainsi une évaluation précise des intensités relatives des transitions γ observées. Ainsi, nous pouvons comparer et quantifier les différentes intensités en les rapportant à l'intensité de référence de la raie la plus intense à 659 keV.

L'objectif principal de cette étude est de vérifier l'emplacement de la transition à 1764 keV, qui a été observée par Gottardo [53]. Un constat initial réside dans la présence d'une faible raie γ à 1763.8 keV dans le spectre (voir encadré sur la figure 3.5), avec une intensité estimée inférieure à 0.2% par rapport à la raie γ de référence à 659 keV. Les intensités de cette transition, avant et après la soustraction des composantes précoce et retardée, sont présentées sur la figure 3.6. Les rapports d'intensité, pour différentes conditions temporelles depuis l'impact des protons sur la cible, indiquent que le pic à 1764 keV pourrait contenir une contribution provenant du bruit de fond ou des désintégrations à longue durée de vie telles que ^{80}Ge et ^{80}As . Par ailleurs, on observe une transition intense à 1773 keV dans le spectre, correspondant à une raie γ du ^{80}Ge déjà répertoriée dans le schéma de niveaux lors d'études précédentes [8]. Quant à la transition à 1742 keV, il s'agit d'un pic somme résultant de la détection simultanée des transitions intenses à 1083 et 659 keV dans les détecteurs HPGe.

Pour identifier et localiser les transitions γ appartenant au ^{80}Ge , une étude de coïncidence $\gamma\gamma$ a été réalisée en utilisant les deux détecteurs HPGe. Cette méthode repose sur la construction d'une matrice énergie-énergie qui permet de détecter les événements où deux photons γ sont émis simultanément. Une fenêtre de coïncidence de 267 ns a été déterminée en analysant la différence de temps entre les signaux des deux détecteurs HPGe, ce qui permet de sélectionner uniquement les événements réels tout en maintenant une bonne statistique. De plus, nous avons choisi une fenêtre temporelle de 1200 à 3600 ms après l'impact des protons sur la cible afin de minimiser la présence d'activités à longue durée de vie.

Les spectres de coïncidences les plus significatifs obtenus au cours de cette expérience sont présentés dans la figure 3.7. Les transitions identifiées sont clairement indiquées, tandis que les transitions entre parenthèses correspondent à des raies γ non encore attribuées. Les transitions à basses énergies sont probablement des contaminants.

Des coïncidences avec les transitions intenses à 659 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) et 1083 keV ($4^+ \rightarrow 2^+$) ont été observées. Pour cette dernière coïncidence, l'amplitude de la transition à 659 keV ($2^+ \rightarrow 0^+$) atteint près de 1000 coups. En revanche, dans le spectre conditionné par la

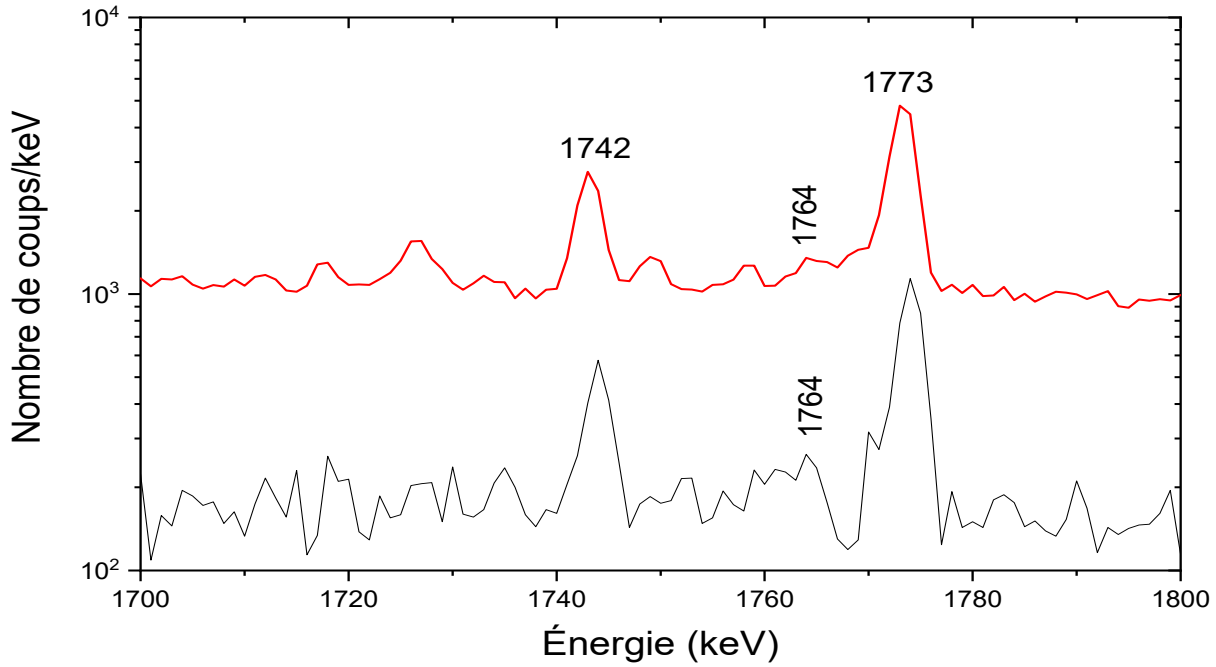


FIGURE 3.6 — La région du spectre γ autour de 1764 keV avant (en noir) et après (en rouge) soustraction des activités de désintégration à courte et à longue durée de vie.

détection d'un photon d'énergie 1236 keV ($6^+ \rightarrow 4^+$), aucun signal n'est observé à 467 keV, correspondant à l'énergie de la transition $8^+ \rightarrow 6^+$. Cette absence de signal révèle une faible population de l'état 8^+ à 3445 keV, habituellement attribuée exclusivement à la désintégration de l'isomère 6^- du ^{80}Ga . Ainsi, on peut en conclure que la présence de l'isomère 6^- dans la source de désintégration du ^{80}Ga est très limitée.

À quelques exceptions près, il convient de noter que le schéma de niveaux proposé par Hoff et al. [8] a été confirmé par l'analyse des différents spectres de coïncidences.

Le schéma de niveau élaboré au cours de cette étude est présenté de manière détaillée dans les figures 3.8, 3.9 et 3.10. Les valeurs des énergies et intensités relatives correspondantes sont fournies dans le tableau 3.1, et elles sont comparées aux données rapportées dans les références [8] et [111]. Il convient de souligner que les intensités présentées sont spécifiques à cette étude en raison de la composition principale de la source ^{80}Ga utilisée, qui est l'isomère 3^- , ce qui explique les différences observées dans les intensités attribuées aux différents mélanges de spins des états parents, comme le montre clairement le tableau 3.1.

La désintégration de l'isomère 3^- conduit principalement à la population des états 4^+ , qui peuvent ensuite se désintégrer vers l'état 6^+ à une énergie de 2978 keV par une transition E2 unique. En revanche, la population de l'isomère 8^+ à 3445 keV nécessiterait deux transitions E2 consécutives, qui devraient rivaliser avec des transitions M1 et E2 à des énergies plus élevées vers des niveaux à des énergies beaucoup plus basses. Étant donné que de nombreux

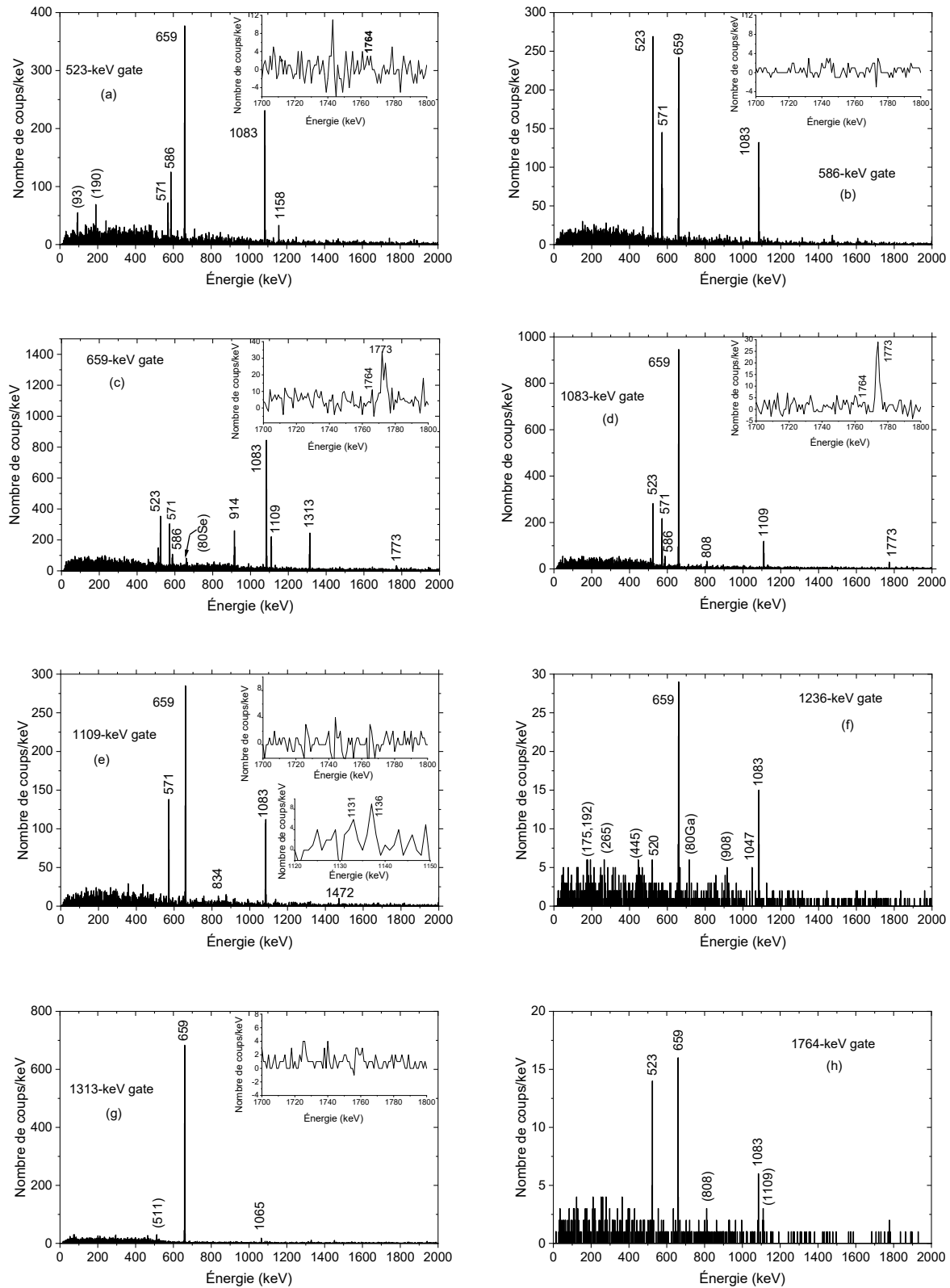


FIGURE 3.7 – Spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ du noyau ^{80}Ge , conditionnés par la détection de transitions de différentes énergies (523, 586, 659, 1083, 1109, 1236, 1313 et 1764 keV) dans le HPGe.

niveaux à basse énergie sont peuplés par ce mécanisme, seules les décroissances β et les valeurs de $\log ft$ des niveaux présentant une intensité égale ou supérieure à celle rapportée par Hoff *et al.* [8] sont affichées dans les figures 3.8, 3.9 et 3.10. En d'autres termes, ces valeurs sont affichées uniquement pour les niveaux susceptibles d'avoir un spin de 2, 3 ou 4. Les intensités absolues sont déterminées en utilisant l'équation de normalisation suivante :

$$I_{gs\ \gamma}^{Ge} = 100 - I_{\beta n}^{Ga}(\%) - I_{\beta,gs}^{Ge}(\%) \quad (3.1)$$

Lorsque l'on considère 100 désintégrations du ^{80}Ga , l'intensité totale de la désintégration β est répartie entre les états du ^{80}Ge ($I_{\beta,gs}^{Ge}$) et les états du ^{79}Ge ($I_{\beta n}^{Ga}$), formés par l'émission de neutrons β -retardés, avec une probabilité de 0.86(7) [112–114]. Contrairement à Hoff *et al.*, qui ont supposé une valeur de $\log ft$ de 6.5 et une alimentation β de 18% vers l'état fondamental, nous avons choisi de négliger toute alimentation de l'état 0^+ du ^{80}Ge à partir de l'état 3^- du ^{80}Ga ($I_{\beta,gs}^{Ge}$). Cela est dû au fait que la transition β vers l'état fondamental est de type "troisième transition interdite", et toute alimentation β vers l'état fondamental est négligeable. La somme des intensités relatives des transitions γ alimentant l'état fondamental, notée $I_{gs\gamma}^{Ge}$, est évaluée à 108 (en unités arbitraires). Cette valeur est obtenue en additionnant les intensités relatives des transitions γ à 659 et 1574 keV. Dans le cadre de cette étude, nous avons déterminé un facteur de normalisation de 0.92(6) en égalant les deux membres de l'équation précédente. Ce facteur de normalisation est essentiel pour convertir des unités arbitraires en unités absolues. Il convient de souligner que notre valeur diffère de manière significative de celle rapportée par Hoff [8], qui était de 0.78.

Dans l'article de Gottardo [53], la détection de la raie γ de 1764 keV en coïncidence avec une transition E0 de 639 keV a été rapportée. La figure 3.7 met en évidence les coïncidences observées entre la transition de 1764 keV et les raies γ à 523, 659 et 1083 keV dans le ^{80}Ge , présentant des intensités similaires. Des coïncidences réciproques avec la transition de 523 keV ($4_2^+ \rightarrow 4_1^+$) sont également observées, suggérant une origine à partir d'un niveau de spin relativement élevé. En revanche, aucune coïncidence entre la raie de 1764 keV et la transition de 1313 keV, qui désexcite le niveau de 1972 keV, n'est mise en évidence dans la figure 3.7. De plus, aucune transition reliant les niveaux connus de la figure 3.8 à l'état 0^+ à 639 keV et à l'état 2^+ à 2403 keV proposés dans l'article de Gottardo n'a été observée. Plus précisément, aucune transition connectant l'état de 2403 keV aux niveaux 2^+ à 659 keV et 1574 keV dans les spectres de coïncidences n'a été détectée. Ces résultats sont cohérents avec l'absence d'un niveau 0_2^+ à 639 keV, comme rapporté par Garcia *et al.* [111].

Les travaux de Hoff *et al.* [8], confirmés ultérieurement par Verney *et al.* [107], ont proposé l'existence d'un doublet d'états à 3423 keV. Selon leur proposition, la transition de 571 keV dépeuple un niveau de spin élevé, tandis que les transitions à 1158, 1850 et 2764 keV dépeuplent un autre niveau de spin inférieur, très proche en énergie. Dans notre étude,

nous avons remarqué une intensité relative plus élevée du pic à 571 keV par rapport aux valeurs précédemment rapportées [8, 111]. Cette observation suggère que ce pic peut être attribué à la désintégration de l'isomère 3^- du ^{80}Ga . Par conséquent, dans la figure 3.8, nous avons représenté un seul niveau à 3423 keV. Ce niveau présente un taux de décroissance β élevé, ce qui indique qu'il est très probablement peuplé par une transition β autorisée. Cette caractéristique favorise une attribution de spin de 3^- . Bien que nous ayons examiné la possibilité d'un doublet de raies γ à 571 keV, nous n'avons malheureusement pas pu l'identifier avec une précision suffisante.

La proposition d'un niveau unique à 3423 keV est solidement étayée par la figure 3.11, qui présente les spectres de coïncidences conditionnées par les nouvelles transitions γ à 559, 900 et 1428 keV. Ces spectres permettent d'observer simultanément les transitions qui désexcitent individuellement le doublet d'états à 3423 keV, ce qui confirme l'existence d'un unique niveau à cette énergie. De plus, les études précédentes [8, 109, 111] ont établi que la raie γ à 989 keV peuple le niveau à 3423.7 keV. Dans notre étude, nous avons observé une claire coïncidence entre cette transition et la raie de 571 keV, qui est également associée au niveau 3423.0 keV selon les mêmes études. Cette corrélation entre les deux raies est mise en évidence dans les figures 3.11-c et 3.11-d. Ces résultats expérimentaux solides confirment donc la présence d'un unique niveau à 3423 keV dans le noyau ^{80}Ge , avec une attribution de spin/parité de 3^- .

Les études antérieures ont proposé une seule transition γ à 1941 keV pour relier les niveaux d'énergie 3914 et 1972 keV. Cependant, l'analyse des spectres de coïncidences présentés dans les figures 3.11-a et 3.11-b suggère la présence d'un doublet de transitions à 1942 keV. Cette conclusion est basée sur la simultanéité des transitions de désexcitation provenant de niveaux différents, à savoir 808, 1313 et 1574 keV. De plus, une nouvelle raie γ reliant les niveaux d'énergie 3515 et 1574 keV a été mise en évidence.

Les travaux de Hoff *et al.* [8] ont rapporté l'observation des transitions à 1867, 2008, 2666, 3090, 3971, 4238, 4730 et 5355 keV, sans pouvoir les placer dans le schéma de niveaux du ^{80}Ge . Dans notre étude, nous avons progressé par rapport aux travaux de Hoff *et al.* en proposant des emplacements pour ces différentes transitions dans le schéma de niveaux.

Au total, nous avons identifié 51 nouvelles transitions confirmées, accompagnées de 38 nouveaux niveaux, bien que 9 d'entre eux présentent encore une certaine incertitude quant à leur position exacte dans le schéma de niveaux. Notre analyse a proposé uniquement 4 nouvelles transitions γ incertaines. Par ailleurs, plusieurs de ces observations ont également été relevées par Garcia *et al.* [111], qui ont en outre suggéré plusieurs états à haute énergie comportant un grand nombre de nouvelles transitions γ qui n'avaient pas été détectées lors des autres expériences. Il convient de noter que lors de notre expérience, nous avons observé plusieurs nouvelles transitions γ . Néanmoins, en raison de la complexité de leur positionnement dans le schéma de niveaux existant, nous n'avons pas été en mesure de les attribuer de manière certaine.

L'analyse des spectres de coïncidences de la transition à 1764 keV a révélé la présence d'un niveau incertain à 4030 keV dans le noyau ^{80}Ge . Ce niveau présente une caractéristique intéressante avec une alimentation β très faible ($\log ft \sim 7.4$) et une similitude structurale avec l'état 8^+ , qui se désintègre vers l'état 4_2^+ à 2266 keV. Dans le but de mieux comprendre la configuration de ce niveau, nous avons exploré différentes hypothèses, notamment celle où la transition à 1764 keV alimenterait le niveau à 2852 keV, conduisant à un état à 4616 keV. Cependant, aucune coïncidence significative entre la transition à 1764 keV et les raies à 1109 et 586 keV n'a été observée, comme en témoignent les résultats présentés dans la figure 3.7. De plus, nos recherches n'ont pas permis d'identifier de transitions de connexion entre les niveaux incertains à 4030 keV (et 4616 keV) et les états à 659, 1574, 1743 et 1972 keV.

En résumé, nos résultats diffèrent significativement des études de Gottardo concernant la transition à 1764 keV dans le noyau ^{80}Ge . Contrairement à leur étude où cette transition était en coïncidence avec la transition E0 à 639 keV, nos résultats montrent des coïncidences avec des raies γ déjà connues, notamment la transition E2 la plus intense à 659 keV. Bien qu'il soit possible que le pic à 1764 keV soit un doublet, similaire à ce qui a été observé dans le noyau ^{72}Ge [115–117], notre étude basée sur les données de spectroscopie γ ne permet pas de confirmer la présence de l'état 0_2^+ à 639 keV.

3.2.3 Étude systématique

Les isotopes du germanium jusqu'à $A = 82$ présentent des protons et des neutrons de valence dans la même couche principale, située entre la fermeture des couches 28 et 50. Ces isotopes ont longtemps été considérés comme presque sphériques. Cependant, malgré les récentes études théoriques et expérimentales suggérant une coexistence de formes, impliquant des configurations déformées et sphériques, leur structure nucléaire n'a pas encore été complètement établie. Un intérêt particulier est porté sur la compréhension du comportement anormal de l'état 0_2^+ , qui atteint un minimum pour le ^{72}Ge , devenant ainsi le premier état excité [116] en dessous de l'état 2_1^+ . Une telle particularité, déjà observée dans des isotopes tels que le ^{72}Kr [118] et le ^{98}Mo [119], est peu fréquente et peut être interprétée comme un signe de déformation dans cette région. Cependant, la présence d'un état 0_2^+ très bas dans le ^{80}Ge , situé en dessous de l'état 2_1^+ , constitue une caractéristique inattendue qui remet en question les prédictions systématiques et aura un impact significatif sur notre compréhension de la coexistence de formes dans cette région de masse.

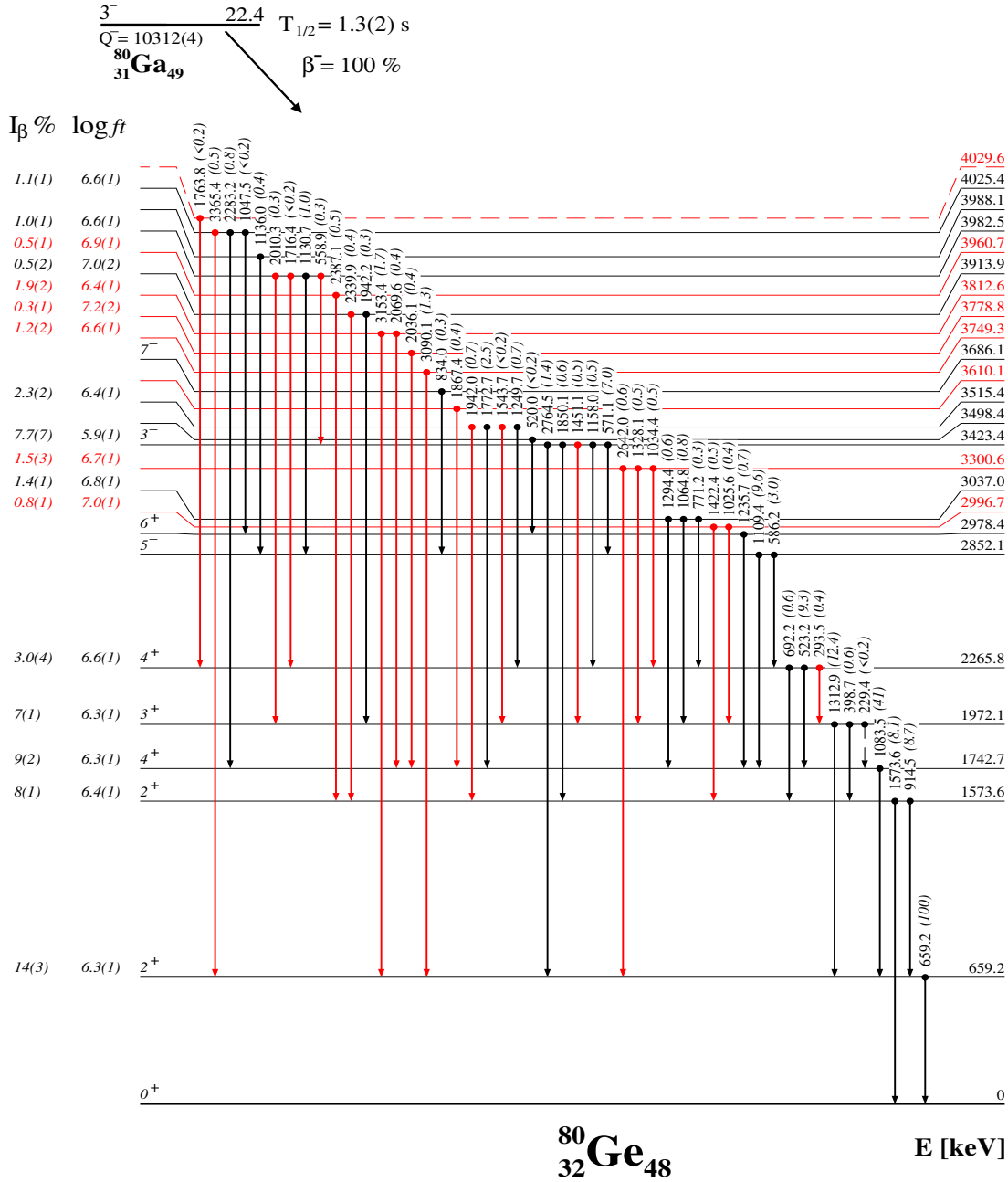


FIGURE 3.8 – Schéma de niveaux à basse énergie du noyau ^{80}Ge peuplé dans la désintégration β du ^{80}Ga obtenu dans ce travail, montrant l’emplacement des transitions γ présentées dans le tableau 3.1 avec leurs intensités relatives associées. Pour obtenir une intensité absolue pour 100 désintégrations, il faut multiplier les intensités relatives par 0.92(6). Les assignations de spin-parité sont tirées de la littérature [107, 109]. Les valeurs de $\log ft$ ont été calculées en utilisant $Q_\beta = 10312(4)$ keV [120], en supposant une décroissance β à partir de l’état 3^- à 22.4 keV dans le ^{80}Ga . La demi-vie de l’état 3^- est tirée de [107]. Les données incertaines sont indiqués en pointillés. En rouge, les nouvelles transitions γ ainsi que leurs niveaux associés par rapport au travail de Hoff [8].

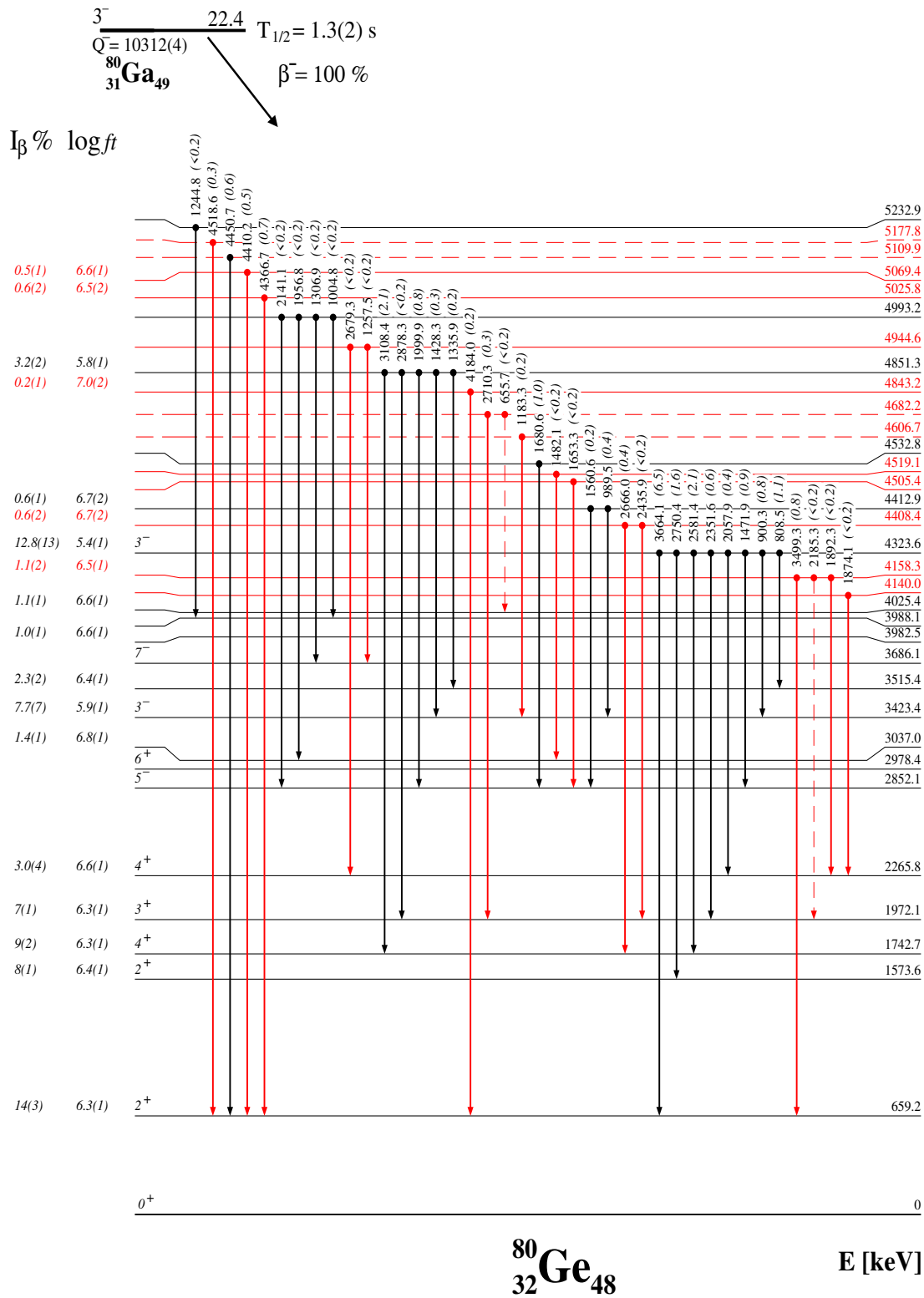


FIGURE 3.9 – Schéma de niveaux à des énergies intermédiaires du noyau ^{80}Ge peuplé dans la désintégration β du ^{80}Ga obtenue dans ce travail, montrant l’emplacement des transitions γ présentées dans le tableau 3.1 avec leurs intensités relatives associées.

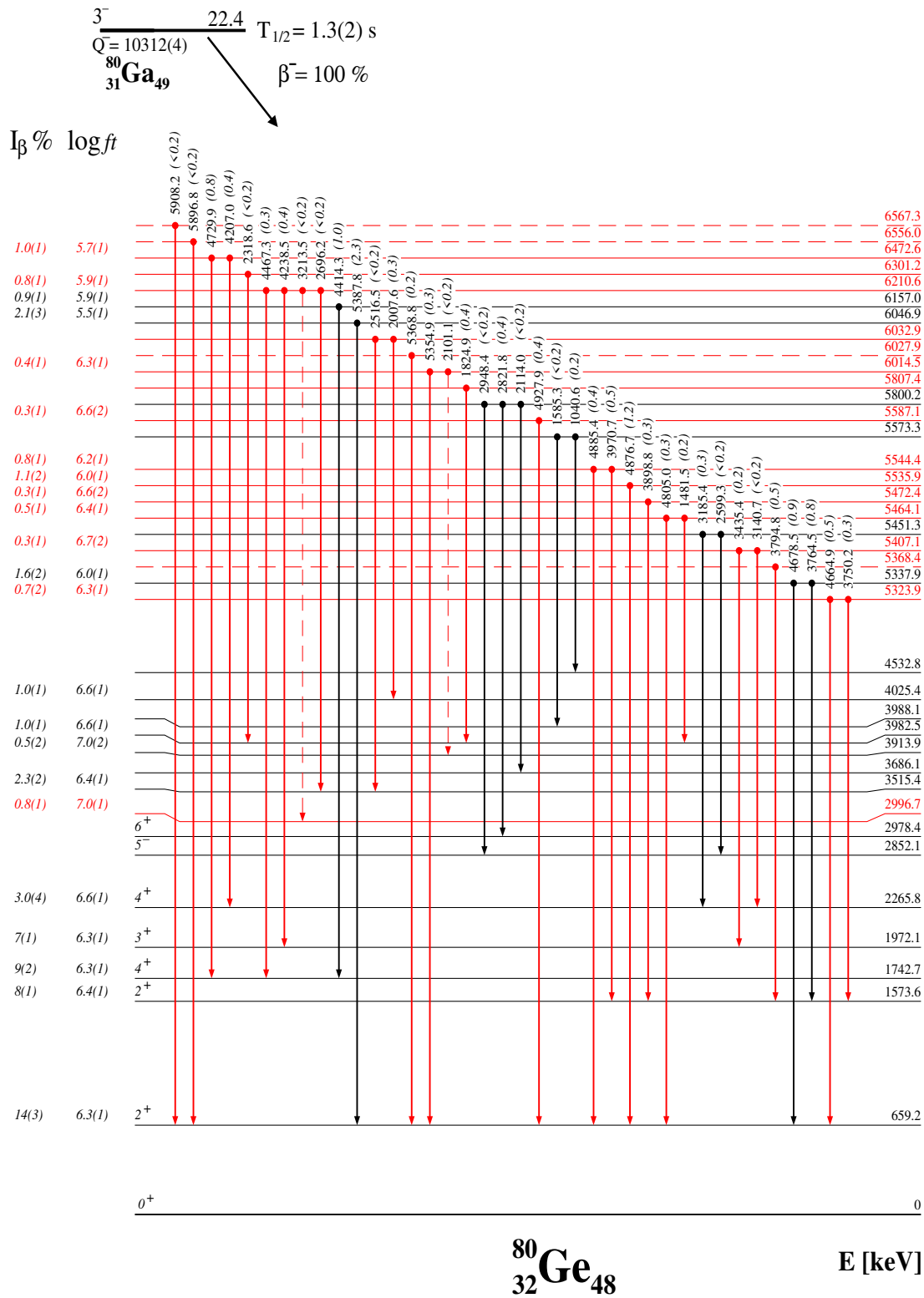


FIGURE 3.10 – Schéma de niveaux à haute énergie du noyau ^{80}Ge peuplé dans la désintégration β du ^{80}Ga obtenue dans ce travail, montrant l'emplacement des transitions γ présentées dans le tableau 3.1 avec leurs intensités relatives associées.

TABLEAU 3.1 – Comparaison des données expérimentales du noyau ^{80}Ge obtenues au cours de cette étude avec celles de Hoff [8] et Garcia [111]. Les valeurs les plus élevées parmi les différentes études sont indiquées en gras. Les intensités des transitions sont normalisées par rapport à la raie γ la plus intense à 659 keV, qui est fixée à 100. Les transitions γ non confirmées sont marquées par un symbole t . Les intensités des transitions intenses ont été calculées à partir du spectre γ des événements singuliers, tandis que celles des transitions de faible intensité et des raies mixtes ont été déduites à partir des spectres de coïncidences. Les erreurs sont basées sur les incertitudes statistiques et les approximations d’ajustement. Les nouveaux niveaux sont marqués d’un symbole *. Les niveaux soulignés dans l’étude de Hoff [8] correspondent aux transitions non observées dans notre expérience.

Ce travail		Hoff [8]		Garcia [111]			
E_γ (keV)	$I_\gamma(\%)$	E_γ (keV)	$I_\gamma(\%)$	E_γ (keV)	$I_\gamma(\%)$	E_{initial}	E_{final}
293.5(3)	0.4(3)	-	-	293.8(2)	0.192(4)	2265.8	1972.1
398.7(3)	0.6(1)	399.5(5)	0.5(1)	398.2(2)	0.448(7)	1972.1	1573.6
-	-	466.76(4)	1.36(5)	466.8(2)	2.10(3)	<u>3445.1</u>	<u>2978.4</u>
520.0(3) ^t	<0.2	519.98(12)	1.25(11)	520.0(2)	1.07(10)	3498.4	2978.4
523.2(1)	9.3(2)	523.18(4)	12.9(4)	523.3(2)	14.6(2)	2265.8	1742.7
558.9(8)	0.30(4)	-	-	559.1(2)	0.240(6)	3982.5	3423.4
571.1(2)	7.0(2)	571.06(4)	5.8(2)	571.0(2)	5.92(8)	3423.4	2852.1
586.2(2)	3.0(2)	586.16(3)	6.6(4)	586.2(2)	8.92(13)	2852.1	2265.8
655.7(10) ^t	< 0.2	-	-	-	-	*4682.2	4025.4
659.2(1)	100(2)	659.14(4)	100(3)	659.2(2)	100.0(1.4)	659.2	0
692.2(7)	0.6(1)	692.22(5)	0.58(3)	692.3(2)	0.655(10)	2265.8	1573.6
-	-	707.63(14)	0.3(3)	707.6(2)	0.301(6)	3686.1	2978.4
771.2(2)	0.30(3)	771.16(5)	0.47(2)	771.2(2)	0.571(9)	3037.0	2265.8
808.5(5)	1.1(1)	808.45(4)	0.73(4)	808.5(2)	0.613(10)	4323.6	3515.4
834.0(2)	0.30(4)	834.04(5)	5.6(3)	834.1(2)	8.48(13)	3686.1	2852.1
900.3(5)	0.8(1)	-	-	900.2(2)	0.400(7)	4323.6	3423.4
914.5(1)	8.7(3)	914.47(5)	5.3(2)	914.5(2)	3.94(6)	1573.6	659.2
989.5(4)	0.4(1)	989.51(4)	1.13(5)	989.5(2)	1.89(3)	4412.9	3423.4
1004.8(5) ^t	<0.2	1004.79(4)	0.91(4)	1004.9(2)	1.56(3)	4993.2	3988.1
1025.6(2)	0.4(1)	-	-	-	-	*2996.7	1971.2
1034.4(6)	0.5(2)	-	-	-	-	*3300.6	2265.8
1040.6(3)	0.24(3)	1040.58(4)	1.71(7)	1040.7(2)	2.64(4)	5573.3	4532.8
1047.5(10) ^t	<0.2	1047.5(1)	0.3(1)	1047.9(2)	0.347(6)	4025.4	2978.4
1064.8(2)	0.8(1)	1064.80(6)	0.89(5)	1064.4(2)	1.64(3)	3037.0	1972.1
1083.5(1)	41(2)	1083.47(4)	62(2)	1083.6(2)	75.7(12)	1742.7	659.2
1109.4(1)	9.6(4)	1109.36(4)	23.8(8)	1109.4(2)	31.7(5)	2852.1	1742.7

1130.7(3)	1.00(4)	1130.70(6)	1.17(5)	1130.6(2)	1.14(2)	3982.5	2852.1
1136.0(3)	0.4(1)	1135.96(4)	4.2(2)	1136.0(2)	6.59(11)	3988.1	2852.1
-	-	1154.85(9)	0.77(5)	1154.7(2)	0.755(13)	<u>5568.0</u>	<u>4413.2</u>
1158.0(5)	0.5(1)	1158.01(18)	0.34(3)	1157.6(2)	0.807(15)	3423.4	2265.8
1183.3(3)	0.23(3)	-	-	-	-	*4606.7	3423.4
1235.7(1)	0.7(1)	1235.74(6)	6.2(4)	1235.8(2)	9.05(2)	2978.4	1742.7
1244.8(6) ^t	<0.2	1244.84(7)	0.79(4)	1244.9(2)	1.35(2)	5232.9	3988.1
1249.7(2)	0.70(4)	1249.76(8)	0.29(3)	1249.6(2)	0.369(7)	3515.4	2265.8
1257.5(10) ^t	<0.2	-	-	1257.2(2)	0.708(12)	*4944.6	3686.1
1294.4(3)	0.6(1)	1294.37(8)	0.69(5)	1294.4(2)	0.90(2)	3037.0	1742.7
1306.9(5) ^t	<0.2	1306.89(6)	2.26(10)	1306.8(2)	3.16(5)	4993.2	3686.1
1312.9(1)	12.4(7)	1313.00(4)	8.5(3)	1313.1(2)	6.76(12)	1972.1	659.2
1328.1(7)	0.5(1)	-	-	-	-	*3300.6	1972.1
1335.9(3)	0.2(1)	-	-	1336.0(2)	0.061(7)	4851.3	3515.4
1422.4(8)	0.5(1)	-	-	1421.0(2)†	0.009(3)	*2996.7	1573.6
1428.3(4)	0.3(1)	-	-	-	-	4851.3	3423.4
1451.1(2)	0.5(1)	-	-	1451.8(2)	0.38(5)	3423.4	1972.1
1471.9(5)	0.9(1)	1471.93(5)	0.67(4)	1471.9(2)	0.46(3)	4323.6	2852.1
1481.5(2)	0.2(1)	-	-	-	-	*5464.1	3982.5
1482.1(9) ^t	<0.2	-	-	1481.9(2)	0.240(6)	*4519.1	3037.0
1543.7(5) ^t	< 0.2	-	-	-	-	3515.4	1972.1
1560.6(5)	0.23(2)	1561	0.3	1560.5(2)	0.11(2)	4412.9	2852.1
1573.6(1)	8.1(7)	1573.57(5)	4.4(2)	1573.7(2)	3.35(6)	1573.6	0.0
1585.3(4) ^t	<0.2	1585.34(5)	0.63(3)	1585.5(2)	1.21(2)	5573.3	3988.1
1653.3(9) ^t	<0.2	-	-	1654.8(3)†	0.047(5)	*4505.4	2852.1
1680.6(1)	1.0(1)	1680.58(5)	5.4(2)	1680.7(2)	7.86(14)	4532.8	2852.1
1716.4(8) ^t	<0.2	-	-	1716.8(2)	0.096(1)	3982.5	2265.8
1763.8(3) ^t	<0.2	-	-	1763.4(2)†	0.31(3)	*4029.6	2265.8
1772.7(1)	2.5(2)	1772.67(14)	1.63(12)	1772.9(2)	1.41(3)	3515.4	1742.7
1824.9(2)	0.4(1)	-	-	1824.4(2)	0.075(2)	*5807.4	3982.5
1850.1(3)	0.6(1)	1850.10(5)	0.67(4)	1849.5(2)	0.77(2)	3423.4	1573.6
1867.4(3)	0.40(3)	1867.46(10)‡	0.31(2)	1867.0(2)†	0.603(12)	*3610.1	1742.7
1874.1(4) ^t	<0.2	-	-	1873.4(2)	0.123(12)	*4140.0	2265.8
-	-	1882	0.2	1881.2(2)	0.427(8)	<u>5568.0</u>	<u>3685.89</u>
1892.3(4) ^t	<0.2	-	-	1891.7(2)	0.099(4)	*4158.3	2265.8
1942.0(2)	0.7(1)	-	-	-	-	3515.4	1573.6
1942.2(5)	0.35(4)	1941.54(9)	0.59(3)	1941.7(3)	0.498(10)	3913.9	1972.1
1956.8(9) ^t	<0.2	-	-	1957.5(2)	0.050(8)	4993.2	3037.0

1999.9(8)	0.8(1)	1999.20(10)	0.62(4)	1999.4(2)	0.365(7)	4851.3	2852.1
2007.6(2)	0.3(1)	2008.78(9)‡	0.52(3)	2008.9(2)	0.558(11)	*6032.9	4025.4
2010.3(2)	0.3(1)	-	-	2010.6(2)	0.27(4)	3982.5	1972.1
2036.1(3)	0.4(1)	-	-	-	-	*3778.8	1742.7
2057.9(3)	0.40(4)	-	-	2058.1(2)	0.122(9)	4323.6	2265.8
2069.6(3)	0.40(3)	-	-	-	-	*3812.6	1742.7
2101.1(9) ^t	< 0.2	-	-	-	-	*6014.5	3913.9
2114.0(7) ^t	<0.2	2114.63(7)	1.14(5)	2114.5(2)	1.56(3)	5800.2	3686.1
2141.1(6) ^t	<0.2	2140.54(13)	0.88(6)	2140.9(2)	0.88(3)	4993.1	2852.1
2185.3(10) ^t	<0.2	-	-	2184.7(2)	0.046(2)	*4158.3	1972.1
2283.2(6)	0.8(1)	2283.22(6)	1.28(6)	2283.3(2)	1.84(4)	4025.4	1742.7
2318.6(3) ^t	< 0.2	-	-	2318.9(2)	0.194(4)	*6301.2	3982.5
2339.9(5)	0.4(1)	-	-	2339.2(2)	0.252(6)	3913.9	1573.6
2351.6(2)	0.6(1)	2351.59(10)	0.39(3)	2351.7(2)	0.367(9)	4323.6	1972.1
2387.1(4)	0.5(2)	-	-	-	-	*3960.7	1573.6
2435.9(9) ^t	< 0.2	-	-	-	-	*4408.4	1972.1
2516.5(10) ^t	<0.2	-	-	2517.3(2)	0.0046(1)	*6032.9	3515.4
2581.4(6)	2.1(2)	2581.35(10)	1.12(5)	2581.2(2)	0.92(2)	4323.6	1742.7
2599.3(10) ^t	<0.2	2599.28(16)	0.86(5)	2600.3(2)	0.97(2)	5451.3	2852.1
2642.0(7)	0.6(2)	-	-	-	-	*3300.6	659.2
2666.0(3)	0.4(1)	2665.18(15)‡	0.57(5)	2665.6(2)†	0.562(13)	*4408.4	1742.7
2679.3(6) ^t	< 0.2	-	-	-	-	*4944.6	2265.8
2696.2(10) ^t	< 0.2	-	-	-	-	*6210.6	3515.4
2710.3(5)	0.3(3)	-	-	-	-	*4682.2	1971.7
2750.4(5)	1.6(2)	2750.35(11)	0.64(4)	2750.4(2)	0.495(11)	4323.6	1573.6
2764.5(2)	1.4(1)	2764.45(10)	1.08(6)	2764.4(2)	1.02(2)	3423.4	659.2
2821.8(3)	0.4(1)	2821.82(20)	0.41(4)	2822.2(2)	0.66(2)	5800.2	2978.4
2878.3(10) ^t	<0.2	-	-	2879.1(2)	0.13(2)	4851.3	1972.1
2948.4(6) ^t	<0.2	2948.40(10)	0.98(5)	2948.4(2)	1.62(4)	5800.2	2852.1
3090.1(2)	1.3(2)	3090.57(14)‡	0.55(4)	-	-	*3749.3	659.2
3108.4(1)	2.1(2)	3108.44(10)	1.35(7)	3108.7(2)	1.12(3)	4851.3	1742.7
3140.7(10) ^t	< 0.2	-	-	-	-	*5407.1	2265.8
3153.4(1)	1.7(1)	-	-	-	-	*3812.6	659.2
3185.4(6)	0.3(1)	-	-	-	-	5451.3	2265.8
3213.5(10) ^t	< 0.2	-	-	-	-	*6210.6	*2996.7
3365.4(8)	0.5(1)	-	-	3365.8(2)†	0.072(11)	4025.4	659.2
3435.4(4)	0.2(1)	-	-	3436.3(2)†	0.036(6)	*5407.1	1972.1
3499.3(4)	0.8(1)	-	-	3498.7(2)†	0.196(6)	*4158.3	659.2

3664.1(1)	6.5(7)	3664.37(7)	3.7(2)	3664.4(4)	2.9(9)	4323.6	659.2
3750.2(3)	0.3(2)	-	-	-	-	*5323.9	1573.6
3764.5(4)	0.8(1)	3764.47(18)	0.48(4)	3764.3(4)	0.46(15)	5337.9	1573.6
3794.8(8)	0.5(1)	-	-	-	-	*5368.4	1573.6
3898.8(5)	0.3(1)	-	-	-	-	*5472.4	1573.6
3970.7(5)	0.5(1)	3971.6‡	0.42(6)	3971.2(4)	0.33(11)	*5544.4	1573.6
4184.0(1)	0.2(1)	-	-	-	-	*4843.2	659.2
4207.0(3)	0.4(1)	-	-	4207.2(4)	0.23(8)	*6472.6	2265.8
4238.5(5)	0.4(1)	4238.6(2)‡	0.53(4)	4238.5(4)	0.43(15)	*6210.6	1972.1
4366.7(2)	0.7(2)	-	-	-	-	*5025.8	659.2
4410.2(4)	0.5(1)	-	-	-	-	*5069.4	659.2
4414.3(1)	1.0(1)	4412.6(2)	0.72(5)	4412.7(4)	0.7(3)	6157.0	1742.7
4450.7(4)	0.6(1)	-	-	-	-	*5109.9	659.2
4467.3(6)	0.3(1)	-	-	-	-	*6210.6	1742.7
4518.6(1)	0.3(1)	-	-	-	-	*5177.8	659.2
4664.9(4)	0.5(1)	-	-	-	-	*5323.9	659.2
4678.5(1)	0.9(1)	4678.94(20)	0.66(4)	4678.9(4)	0.6(2)	5337.9	659.2
4729.9(4)	0.8(1)	4729.9(3)‡	0.42(4)	4730.2(4)	0.41(15)	*6472.6	1742.7
4805.0(3)	0.3(1)	-	-	-	-	*5464.1	659.2
4876.7(3)	1.2(2)	-	-	-	-	*5535.9	659.2
4885.4(5)	0.4(1)	-	-	-	-	*5544.4	659.2
4927.9(4)	0.4(1)	-	-	-	-	*5587.1	659.2
5354.9(8)	0.3(1)	5354.9(2)‡	0.25(2)	5354.4(4)†	0.27(11)	*6014.5	659.2
5368.8(6)	0.2(1)	-	-	-	-	*6027.9	659.2
5387.8(1)	2.3(4)	5387.8(2)	1.41(6)	5388.0(4)	1.3(5)	6046.9	659.2
5896.8(10) ^t	<0.2	-	-	5897.6(4)	0.13(5)	*6556.0	659.2
5908.1(10) ^t	< 0.2	-	-	-	-	*6567.3	659.2

La systématique des niveaux d'énergie pour les isotones pairs-pairs avec $N = 48$, du nickel ($Z = 28$) au molybdène ($Z = 42$), est représentée dans la figure 3.12-a.

Dans les isotones avec $N = 48$, les états yrast jusqu'à 8^+ sont généralement attribués à la configuration à deux trous ($\nu g_{9/2}^{-2}$) dans la couche fermée $N = 50$. On observe une fermeture de sous-couche à $Z = 38$ et $Z = 40$, ce qui se traduit par des états 2^+ et 4^+ plus élevés dans ^{86}Sr et ^{88}Zr par rapport aux niveaux correspondants dans les autres isotones. Une observation intéressante concerne les écarts d'énergie entre les états 8^+ et 6^+ , ainsi qu'entre 6^+ et 4^+ , qui sont plus importants pour le germanium et le sélénium. De plus, l'état 8^+ , qui n'a pas d'origine collective, est excité à des énergies plus élevées pour ^{80}Ge et ^{82}Se . En ce qui concerne

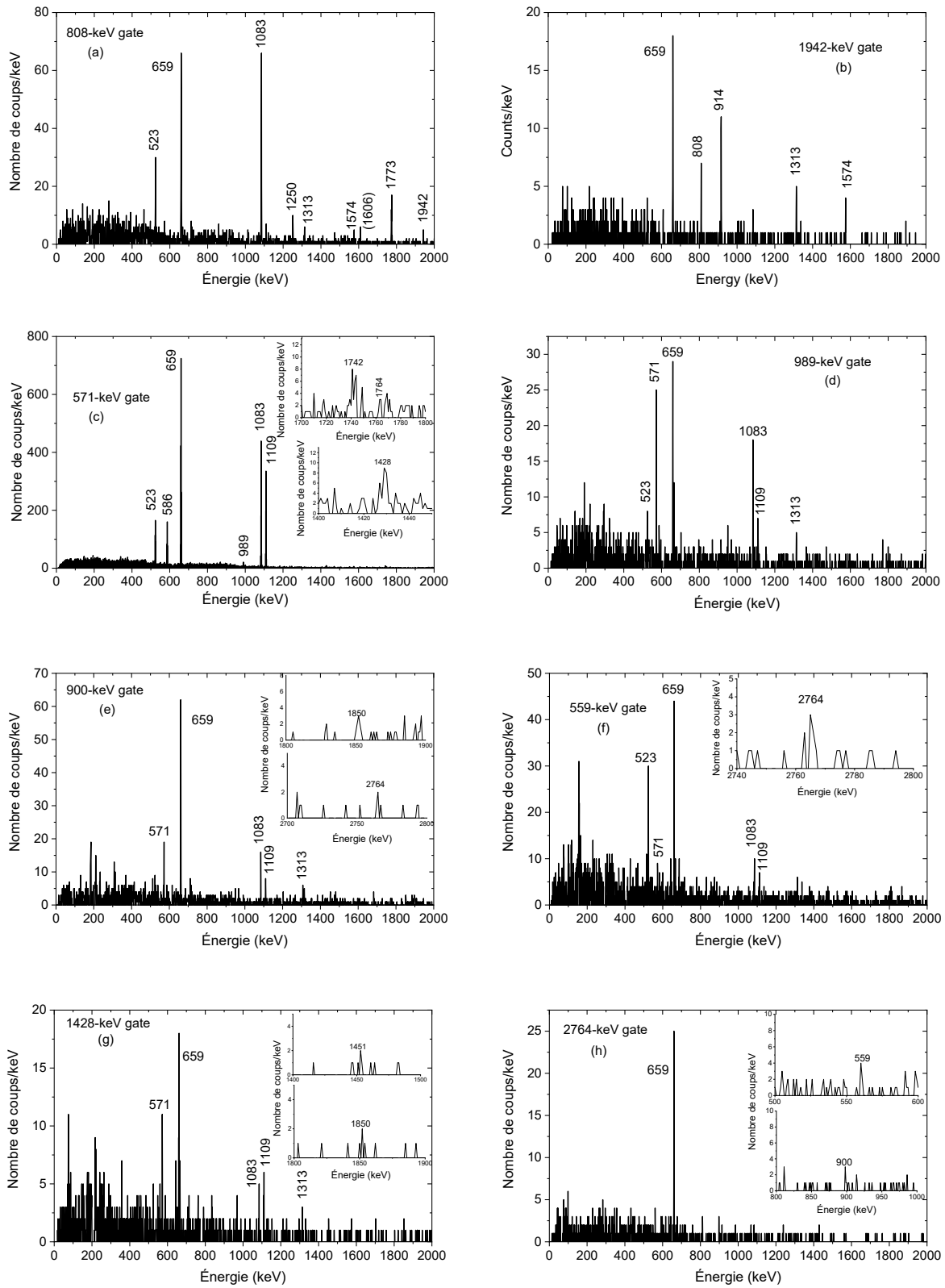


FIGURE 3.11 – Spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ du noyau ^{80}Ge , conditionnés par la détection de transitions de différentes énergies (808, 1942, 571, 989, 900, 560, 1428 et 2764 keV) dans le HPGe.

les états 0_2^+ , l'écart entre les différents isotones est généralement inférieur à 400 keV, sauf dans le cas de la fermeture de sous-couche ($N = 40$) dans ^{88}Zr et dans le cas de ^{80}Ge où l'état 0_2^+ proposé dans [53] est situé en dessous de 700 keV. Il est important de noter que l'écart entre les états 0_2^+ et 2_2^+ est beaucoup plus grand pour ^{80}Ge , avec plus de 900 keV, tandis qu'il reste inférieur à 400 keV pour les autres isotones. Par conséquent, la proposition de l'état 0_2^+ dans [53] n'est pas en accord avec la systématique $N = 48$.

La figure 3.12-b présente la systématique des isotopes $Z = 32$, complétant ainsi notre étude précédente sur les isotones $N = 48$.

En observant les énergies d'excitation des états 2_1^+ , 2_2^+ et 4^+ en fonction du numéro atomique Z , une tendance particulière se manifeste. Entre ^{70}Ge et ^{76}Ge , ces énergies diminuent de manière monotone à mesure que Z augmente. Cependant, après cette séquence, ces énergies commencent à augmenter. Il est remarquable que l'énergie de l'état 2_1^+ atteint un minimum local à $N = 44$, plutôt qu'à la couche semi-fermée $N = 40$, comme on pourrait s'y attendre. De plus, l'écart entre les états 2_1^+ et 4^+ varie dans cette région, allant de 681 keV pour le ^{82}Ge à 1115 keV pour le ^{70}Ge .

Le rapport énergétique des états 4^+ et 2^+ , $R_{4/2} = E(4_1^+)/E(2_1^+)$, est une observable couramment utilisée pour évaluer l'évolution de la collectivité nucléaire. Dans le cas du ^{80}Ge , ce rapport expérimental est mesuré à 2.64, ce qui suggère que le ^{80}Ge est principalement triaxial γ -mou. Cette valeur est supérieure à celle typiquement observée pour un vibreur harmonique (2.0-2.4), et significativement inférieure à celle d'un noyau rotationnel (3.0-3.3).

Cependant, en raison de la présence de formes instables dans cette région nucléaire, l'utilisation de modèles rotationnels ou vibrationnels ne permet pas d'expliquer de manière satisfaisante les spectres observés. En conséquence, plusieurs études théoriques ont été entreprises en utilisant divers modèles afin de mieux appréhender la structure des isotopes du germanium.

La théorie de la fonctionnelle de densité nucléaire a été employée pour analyser l'évolution des formes quadrupolaires au sein des isotopes $^{72-82}\text{Ge}$. Les calculs issus de ce modèle sont en accord avec la tendance empirique des observables collectives, prévoyant une évolution des formes nucléaires allant de faiblement triaxiales pour le ^{74}Ge à une prédominance des formes γ -mou pour les noyaux $^{78-80}\text{Ge}$ [121].

Selon l'approche du modèle en couches projeté triaxial multi-quasi-particules, des études menées par Bhat *et al.* [122] ont montré que le noyau ^{76}Ge présente une déformation " γ -rigide" dans ses états de basse énergie, où la déformation nucléaire reste constante. Cependant, pour les noyaux voisins $^{70,72,74,78,80}\text{Ge}$, le mélange de différentes configurations de quasi-particules peut entraîner une transition dynamique d'un noyau à déformation " γ -rigide" à un noyau à déformation " γ -mou", où la forme du noyau varie de manière significative. Il est important de souligner que ce modèle prend en compte à la fois les effets de couche et les interactions collectives entre les nucléons.

Le comportement de l'état 0_2^+ dans les isotopes du germanium est remarquablement dif-

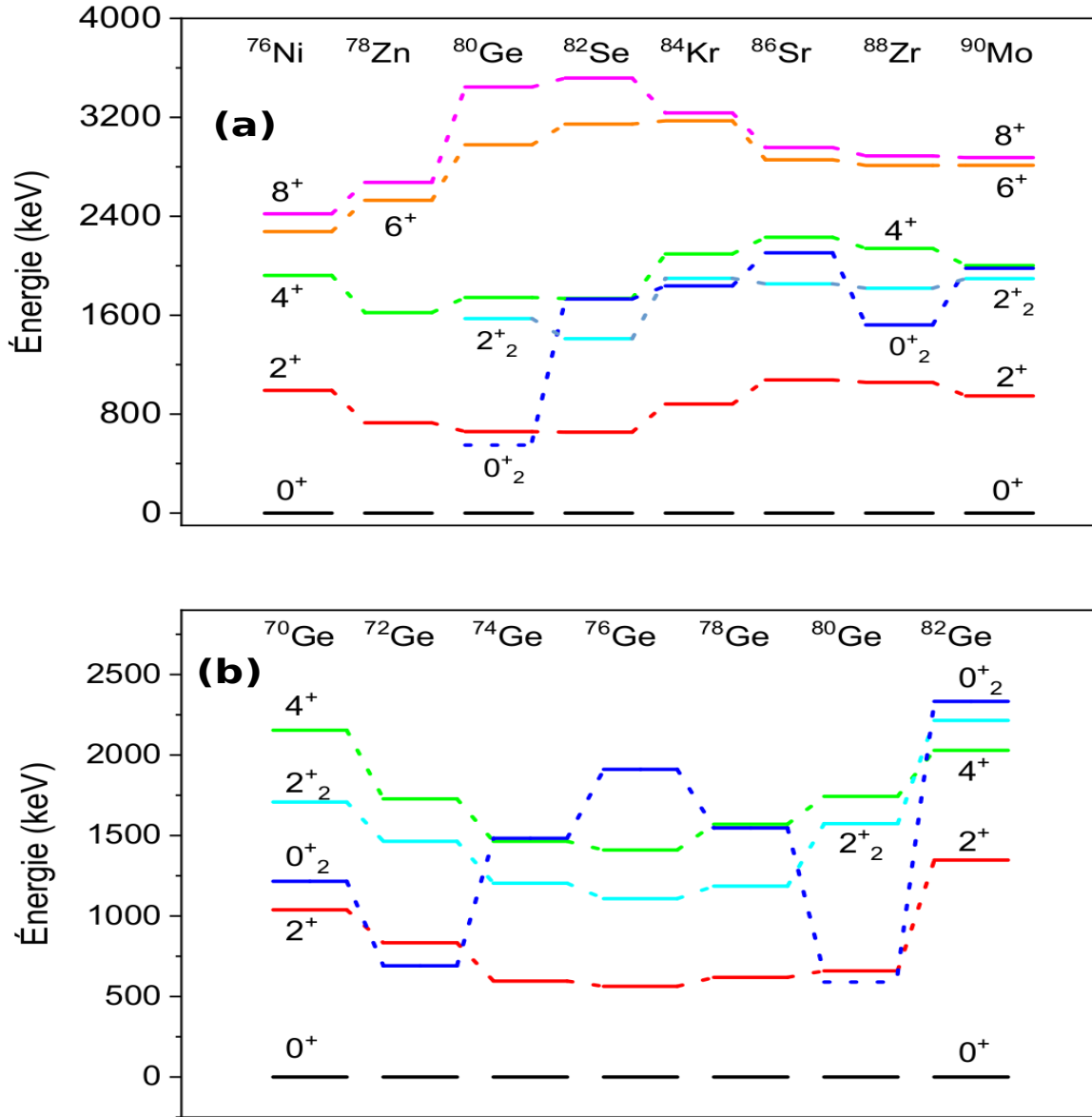


FIGURE 3.12 – Étude systématique des niveaux d'énergie pour les isotones $N = 48$ (a) et les isotopes $Z = 32$ (b). Les valeurs des énergies sont tirées de la base de données NNDC [20].

férent. On observe des énergies d'excitation inférieures à 700 keV pour le ^{72}Ge et le ^{80}Ge , autour de 1200 keV pour le ^{70}Ge , entre 1450 et 1950 keV pour les $^{74,76,78}\text{Ge}$, et au-dessus de 2300 keV pour le ^{82}Ge . Dans le ^{72}Ge , l'état 0^+_2 devient le premier état excité situé en dessous du niveau 2^+ , et une situation similaire se produit dans le ^{80}Ge , comme rapporté dans [53].

En utilisant un calcul du modèle en couches à grande échelle, Hasegawa *et al.* [97] ont observé une corrélation étroite entre la variation de l'énergie d'excitation de l'état 0^+_2 dans les isotopes $^{70,72,74}\text{Ge}$ et l'occupation de la couche $g_{9/2}$. Cette corrélation est attribuée à une forte interaction proton-neutron. Dans le cas du noyau ^{72}Ge , la faible énergie d'excitation du

niveau 0_2^+ s'explique par l'excitation de protons et de neutrons vers l'orbitale $g_{9/2}$.

L'état 0_2^+ observé dans le noyau ^{80}Ge est un cas particulier, car il s'agit de l'état intrus le plus bas dans cette région nucléaire. Cela soulève des questions quant aux mécanismes responsables de la réduction d'un tel état intrus. Un scénario similaire est observé dans le noyau ^{78}Ni , où l'état intrus est un mélange de configurations $4p4h$ et $6p6h$, mais son énergie est d'environ 2500 keV [123]. La systématique des isotopes avec $Z = 32$ et des isotones avec $N = 48$ ne parvient pas à fournir une explication satisfaisante pour l'existence de l'état 0_2^+ à basse énergie dans le noyau ^{80}Ge , tel que proposé précédemment par Gottardo *et al.* [53].

3.2.4 Les niveaux d'énergie du ^{80}Ge

Après la découverte des deux états de désintégration du noyau ^{80}Ga (3^- et 6^-), les études se sont concentrées sur l'attribution des états du noyau ^{80}Ge à la désintégration de l'un de ces états. Cette approche a été tentée par Verney [107] et Forney [109]. Dans la suite de cette discussion, nous examinerons les différents états du ^{80}Ge peuplés à ISOLDE et discuterons les suggestions proposées par Verney et Forney.

Selon les suggestions de Verney [107], l'état 3^- alimente les états de spin 1, 2 et 3, tandis que l'état 6^- peuple les états de spin ≥ 4 . Cependant, dans notre analyse, nous adoptons plutôt l'hypothèse proposée par Forney [109], où l'état 3^- peut alimenter les états de spin 2, 3 et 4 grâce à une première transition interdite non unique, tandis que l'état 6^- alimente les états de spin ≥ 5 .

Hoff [8] a souligné la possibilité de l'existence d'un niveau 0_2^+ faiblement peuplé dans le ^{80}Ge , similaire au niveau à 1547 keV dans le ^{78}Ge . Ce niveau a été identifié par Gottardo [53] à une énergie basse de 639 keV, bien que les statistiques associées soient assez faibles.

L'assignation spin/parité 2^+ pour les niveaux à 659 keV et 1574 keV est cohérente avec la systématique des isotopes $Z = 32$ et des isotones $N = 48$. Le niveau à 659 keV est caractérisé par la transition la plus intense à cette énergie, ce qui en fait une référence pour la mesure des intensités relatives. Récemment, des mesures du moment quadrupolaire $Q_s(2_1^+)$ de l'état 2_1^+ et de la probabilité de transition $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ ont été effectuées au Laboratoire national du cyclotron supra-conducteur NSCL à l'université du Michigan, et les résultats ont indiqué une grande déformation prolate pour le ^{80}Ge [124].

Le niveau d'énergie de 1743 keV a été identifié comme un niveau yrast peuplé par l'état isomérique 6^- , conformément à l'étude de Verney et al. [107]. Cette attribution a été soutenue par notre analyse, qui a révélé une intensité relative de la transition à 1083 keV nettement inférieure à celle proposée précédemment par Hoff [8] et Garcia [111].

Pour le niveau d'énergie de 1972 keV, Forney [109] a proposé un spin de 3^+ , tandis que Verney et al. [107] ont suggéré un spin de 4^+ . Dans notre analyse, nous avons adopté le spin proposé par Forney, même si nous avons observé une transition de très faible intensité à 229

keV, qui pourrait peupler le niveau 4^+ à 1743 keV, renforçant ainsi l'assignation de Verney pour ce niveau en respectant les règles de sélection appropriées. Ce niveau se désintègre par deux transitions à 399 et 1313 keV. La dernière transition présente une intensité supérieure à celle rapportée par Hoff [8] et Garcia [111], ce qui confirme que ce niveau est fortement peuplé par l'état isomérique 3^- .

Pour l'état à 2266 keV, une nouvelle transition à 293 keV est observée, qui peuple le niveau 3^+ (également observée par Garcia [111]). Nous adoptons l'attribution spin/parité de 4^+ proposée par Forney [109]. Ce niveau est peuplé par l'état 5^- à 2852 keV et se désexcite par une transition intense de 523 keV pour peupler l'état 4^+ . Cependant, l'intensité de cette dernière transition est plus faible que celle mesurée par Hoff [8] et Garcia [111], suggérant que ce niveau peut être peuplé par l'état 6^- , qui peut ensuite peupler l'état 4^+ via une première transition interdite unique.

Les états à 2852 et 2978 keV présentent des décroissances β très faibles, et les transitions qui désexcitent ces niveaux (586 et 1109 keV pour l'état à 2852 keV, et 1236 keV pour le niveau à 2978 keV) ont des intensités relatives nettement inférieures à celles observées par Hoff [8] et Garcia [111]. Cela justifie également l'attribution respective de 5^- et 6^+ proposée par Verney et al. [107].

Deux nouveaux états ont été identifiés à des énergies de 2997 et 3301 keV. Des transitions supplémentaires ont été observées, à savoir 1422 et 1026 keV, qui désexcitent le premier état à 2997 keV pour peupler les niveaux 2^+ et 3^+ respectivement. De plus, les transitions à 2643, 1328 et 1034 keV désexcitent le second état à 3301 keV, peuplant ainsi les niveaux 2^+ , 3^+ et 4^+ . Ces deux nouveaux états n'ont été détectés que lors de notre expérience et il est possible qu'ils soient peuplés par l'état isomérique 3^- . Cependant, en raison du manque de données, nous ne sommes pas en mesure de déterminer leur spin avec certitude.

Concernant le niveau d'énergie de 3037 keV, nous observons des similarités entre la décroissance β et les intensités relatives des transitions par rapport aux données de Hoff [8] et Garcia [111]. Par conséquent, il est difficile de déterminer avec certitude si cet état est peuplé par l'un des deux états isomériques, à savoir 3^- ou 6^- . Cependant, selon l'attribution proposée par Forney [109], cet état est considéré comme ayant un spin de 5^+ .

Forney [109] a proposé l'existence d'un niveau d'énergie à 3117 keV, accompagné d'une transition de désintégration de 1544 keV. Cependant, cette transition n'a pas été observée dans l'étude de Hoff et al. [8]. Lors de notre analyse, nous avons détecté une transition de très faible intensité à 1544 keV, qui désexcite le niveau à 3515 keV. Malheureusement, cette faible intensité ne permet pas de confirmer de manière concluante l'existence du niveau proposé par Forney à 3117 keV.

Contrairement aux autres travaux, un seul niveau est proposé à 3423 keV, comme indiqué dans la section précédente.

D'après le travail de Forney [109], les niveaux d'énergie de 3498 et 3686 keV ont été

identifiés respectivement avec des spins de 6^+ et 7^- . Il est probable que ces niveaux soient peuplés par l'état isomérique 6^- , ce qui est corroboré par les faibles valeurs des décroissances β ainsi que par les intensités relatives des transitions observées dans notre étude. Ces mesures diffèrent des résultats obtenus dans les travaux de Hoff [8] et Garcia [111].

Le niveau à 3515 keV est très probablement peuplé par l'état isomérique 3^- . Cela est justifié par une décroissance β plus élevée que celle proposée par Hoff [8]. De plus, une observation importante concerne la transition à 1942 keV, initialement placée par Hoff [8] entre les niveaux à 3914 et 1972 keV. Cette transition a été identifiée comme un doublet, avec un deuxième emplacement situé entre les niveaux à 3515 et 1574 keV.

De nouveaux états ont été identifiés à 3610, 3749, 3779 et 3961 keV, accompagnés des transitions respectives à 1867, 3090 (non placées par Hoff [8]), 2036 et 2387 keV, se désexcitant vers les états à 1743, 659, 1743 et 1574 keV. De plus, la présence de deux nouvelles transitions à 2070 et 3153 keV, en coïncidence avec 1083 et 659 keV respectivement, suggère l'existence d'un niveau à 3813 keV. Ces niveaux, observés uniquement à ISOLDE, sont probablement peuplés par l'état isomérique 3^- .

Il est probable que le niveau d'énergie de 3914 keV soit peuplé par l'état isomérique 3^- . Cette hypothèse est étayée par l'observation d'une nouvelle transition à 2340 keV, qui désexcite ce niveau et peuple ainsi le niveau 2^+ à 1574 keV.

Forney a suggéré que l'état d'énergie de 3982 keV soit peuplé par l'état isomérique 6^- , et par conséquent, ce niveau avait été attribué à un spin de 5, 6 ou 7. Cependant, de nouvelles observations remettent en question cette attribution. Des raies γ supplémentaires ont été détectées en direction des niveaux 3^+ , 4^+ et 3^- . Ces observations rendent improbable l'assignation précédente de ce niveau avec l'un des spins proposés (5, 6 ou 7). Il semble plus plausible de considérer un spin maximal de 4^- pour ce niveau, suggérant ainsi qu'il est peuplé par l'état isomérique à bas spin 3^- . Une autre possibilité à envisager est que ce niveau soit un 5^+ , avec l'état isomérique 3^- qui peuple ce niveau par le biais d'une transition initialement interdite.

Le niveau d'énergie de 3988 keV, probablement peuplé par l'état isomérique 6^- , est caractérisé par une transition à 1136 keV avec une intensité relative nettement plus faible que celles rapportées par Hoff [8] et Garcia [111].

Le niveau d'énergie de 4025 keV présente des caractéristiques similaires à celles rapportées par Hoff [8] et Garcia [111]. On observe que cet état alimente les niveaux 6^+ , 4^+ et 2^+ , ce qui rend complexe son attribution à la désintégration de l'un des deux états isomériques.

En raison des difficultés à déterminer précisément la position de la nouvelle transition à 1764 keV dans le schéma de niveaux, il subsiste une incertitude quant à l'attribution d'un niveau d'énergie à 4030 keV.

De nouveaux états ont été identifiés aux énergies suivantes : 4140, 4158, 4408, 5069, 5407, 5464, 5472, 5544, 5587, 5807, 6014, 6211 et 6473 keV. Garcia [111] a également proposé

l'existence d'un niveau à 4140 keV dans son travail. Cependant, la faible intensité de la transition à 1874 keV qui désexcite ce niveau dans notre expérience suggère une population préférentielle par l'état 6^- . Les états à 5407, 5544 et 5807 keV, observés dans notre analyse, présentent des similitudes avec les états proposés par Garcia, mais avec des transitions de désexcitation différentes. Par conséquent, il n'est pas possible de confirmer avec certitude s'il s'agit des mêmes niveaux ou non. Les états à 4158 et 6473 keV ont également été observés par Garcia, avec les mêmes transitions correspondantes.

Le niveau à 4324 keV se désexcite par des transitions qui peuplent des niveaux de spin 2^+ , 3^+ , 4^+ , 4^- , 5^- et 3^- . Forney suggère spécifiquement une assignation de 3^- pour ce niveau. Cette suggestion semble plausible en raison de la décroissance β importante mesurée lors de l'étude, ce qui indique une forte population de l'état 3^- .

Le niveau à 4413 keV peut peupler les états 3^- et 5^- . Par conséquent, le spin maximum possible pour cet état est de 5^- ou 5^+ , avec d'autres spins inférieurs également autorisés. Cependant, sans informations supplémentaires, il est difficile de déterminer avec certitude son origine de désintégration.

Le niveau observé à 4505 keV, spécifique à l'expérience ISOLDE, présente des ambiguïtés quant à son attribution à la désintégration de l'état 3^- , notamment en raison de sa transition à 1653 keV qui peuple l'état 5^- à 2852 keV.

Les niveaux à 4533, 4993, 5233, 5573 et 5800 keV, qui ont déjà été observés par Hoff [8], sont mesurés avec une faible population dans notre expérience, ce qui suggère qu'ils sont probablement peuplés par l'état isomérique 6^- .

Les niveaux d'énergie à 4843, 4519, 6033 et 6301 keV sont observés à la fois dans notre travail et dans l'étude de Garcia [111]. Cependant, dans notre expérience, ces niveaux sont caractérisés par une faible population, ce qui suggère leur peuplement probable par l'état isomérique 6^- .

Les niveaux à 4607, 4682, 5110, 5178, 5368, 6028, 6556 et 6567 keV sont uniquement observés dans notre expérience. Cependant, en raison de l'incertitude concernant leur position précise, il est difficile de les attribuer avec certitude à un état spécifique de désintégration.

Le niveau d'énergie à 4851 keV présente une situation similaire au niveau à 4413 keV, où de nouvelles transitions ont été observées, notamment une transition à 1428 keV qui peuple le niveau 3^- à 3423 keV. De plus, d'autres transitions peuplent les niveaux 5^- , 3^+ et 4^+ . Le spin maximum de ce niveau peut être 5^- ou 5^+ , avec d'autres spins inférieurs également possibles. Cependant, l'intensité relative de la transition à 3108 keV, qui désexcite ce niveau, est plus élevée dans notre expérience que dans les travaux de Hoff et Garcia. Par conséquent, il est probable que ce niveau à 4851 keV soit peuplé par l'état isomérique 3^- .

Le niveau à 4952 keV, proposé par Faul [108] et Forney [109] comme étant un état 10^+ , n'a pas pu être observé dans notre expérience. Cette absence s'explique par le fait que notre source de désintégration 3^- ne peuple pas les états à haut spin.

Le niveau à 5451 keV décroît vers les niveaux 5^- et 4^+ , et ses caractéristiques sont similaires à celles rapportées par Hoff. Cependant, compte tenu de ces similitudes, il est difficile de déterminer avec certitude si cet état est attribuable à la désintégration de l'un des deux états isomériques, à savoir 3^- ou 6^- .

Les niveaux à 5338 et 6047 keV peuplent un état de bas spin 2^+ . De plus, nous avons observé une décroissance β plus importante pour ces niveaux par rapport aux données de Hoff, ce qui suggère que leur population est principalement due à l'état isomérique 3^- .

Le niveau à 6157 keV est suggéré par Forney comme étant principalement peuplé par l'état 6^- . Cependant, la décroissance β de cet état, telle que mesurée à ISOLDE, présente une légère différence par rapport à celle proposée par Hoff. Il est donc difficile de confirmer de manière définitive si ce niveau est réellement alimenté par l'état 6^- . De plus, il est important de noter qu'une transition autour de 4412 keV présente un doublet dans notre analyse, avec deux positions différentes identifiées.

Les niveaux à 3445 et 5568 keV ne sont pas observés dans notre expérience, ce qui suggère qu'ils sont principalement peuplés par l'état 6^- .

Dans l'étude de Garcia [110], la présence de l'isomère 3^- dans la source de désintégration du ^{80}Ga a été estimée à 41(3)%, 62(4)% et 52% respectivement pour les expériences de Garcia [110], Hoff [8] et Verney [107].

Pour étayer et résumer l'analyse précédente sur les niveaux du ^{80}Ge , nous présentons dans le tableau 3.2 les intensités les plus élevées observées à ISOLDE, classées par ordre décroissant. Ces intensités sont comparées aux résultats de l'expérience la plus récente menée par Garcia et ses collaborateurs [111], où la proportion d'isomères 3^- dans la source de désintégration est la plus faible parmi toutes les expériences. Nous répertorions uniquement les niveaux communs aux deux études. Les transitions présentant des intensités nettement plus faibles par rapport aux valeurs rapportées par Garcia [111] sont placées à la fin du tableau, mettant en évidence la faible population des états correspondants dans notre expérience. Un état fortement peuplé par l'isomère 3^- devrait se désintégrer par des transitions présentant des intensités relatives plus importantes dans notre travail par rapport aux autres expériences.

L'analyse des niveaux du ^{80}Ge révèle plusieurs observations significatives. Tout d'abord, le niveau 2^+ à 659 keV est déjà connu pour être principalement peuplé par l'isomère 3^- . Parmi les transitions observées à ISOLDE, certaines se distinguent par leurs intensités relativement élevées, telles que les transitions à 1313, 914, 1574, 571, 3664, 1773, 5388, 2581, 3108, 2750, 2764 et 808 keV. Ces transitions indiquent clairement que les niveaux à 1574, 1972, 3423, 3515, 4324 et 6047 keV sont fortement peuplés par l'état 3^- . Toutefois, il convient de noter que l'attribution du spin et de l'origine de désintégration au niveau 4851 keV demeure incertaine, comme cela a été discuté précédemment.

En ce qui concerne les niveaux non observés à ISOLDE, à savoir les niveaux 3445 et 5568 keV, ils sont considérés comme étant principalement peuplés par l'état 6^- . Par ailleurs, en

TABLEAU 3.2 – Classement décroissant des intensités relatives obtenues à ISOLDE, comparées aux données de Garcia [111]. Les valeurs les plus élevées entre les deux études sont mises en évidence en caractères gras.

E_i (keV)	E_γ (keV)	$I_\gamma(\%)$ ISOLDE	$I_\gamma(\%)$ [111]	Suite ...			
659	659	100(2)	100(3)	3423	1850	0.6(1)	0.77(2)
1743	1083	41(2)	62(2)	4324	2352	0.6(1)	0.367(9)
1972	1313	12.4(7)	8.5(3)	5544	3971	0.5(1)	0.33(11)
2852	1109	9.6(4)	31.7(5)	2997	1422	0.5(1)	0.009(3)
2266	523	9.3(2)	14.6(2)	3423	1158	0.5(1)	0.807(15)
1574	914	8.7(3)	3.94(6)	3423	1451	0.5(1)	0.38(5)
1574	1574	8.1(7)	3.35(6)	4025	3365	0.5(1)	0.072(11)
3423	571	7.0(2)	5.92(8)	2266	293	0.4(3)	0.192(4)
4324	3664	6.5(7)	2.9(9)	3914	2340	0.4(1)	0.252(6)
2852	586	3.0(2)	8.92(13)	3988	1136	0.4(1)	6.59(11)
3515	1773	2.5(2)	1.41(3)	4324	2058	0.40(4)	0.122(9)
6047	5388	2.3(4)	1.3(5)	4408	2666	0.4(1)	0.562(13)
4324	2581	2.1(2)	0.92(2)	4413	989	0.4(1)	1.89(3)
4851	3108	2.1(2)	1.12(3)	5800	2822	0.4(1)	0.66(2)
4324	2750	1.6(2)	0.495(11)	5807	1825	0.4(1)	0.075(2)
3423	2764	1.4(1)	1.02(2)	6211	4238	0.4(1)	0.43(15)
4324	808	1.1(1)	0.613(10)	6473	4207	0.4(1)	0.23(8)
3983	1131	1.00(4)	1.14(2)	3914	1942	0.35(4)	0.498(10)
4533	1681	1.0(1)	7.86(14)	3037	771	0.30(3)	0.571(9)
6157	4414	1.0(1)	0.7(3)	3886	834	0.30(4)	8.48(13)
4324	1472	0.9(1)	0.46(3)	3983	559	0.30(4)	0.240(6)
5338	4678	0.9(1)	0.6(2)	3983	2010	0.3(1)	0.27(4)
3037	1065	0.8(1)	1.64(3)	6014	5355	0.3(1)	0.27(11)
4025	2283	0.8(1)	1.84(4)	6033	2008	0.3(1)	0.558(11)
4158	3499	0.8(1)	0.196(6)	5573	1041	0.24(3)	2.64(4)
4324	900	0.8(1)	0.400(7)	4413	1561	0.23(2)	0.11(2)
4851	2000	0.8(1)	0.365(7)	5407	3435	0.2(1)	0.036(6)
5338	3764	0.8(1)	0.46(15)	4993	1307	≤ 0.2	3.16(5)
6473	4730	0.8(1)	0.41(15)	5800	2948	≤ 0.2	1.62(4)
2978	1236	0.7(1)	9.05(2)	4993	1005	≤ 0.2	1.56(3)
3515	1250	0.70(4)	0.369(7)	5800	2114	≤ 0.2	1.56(3)
1972	399	0.6(1)	0.448(7)	5233	1245	≤ 0.2	1.35(2)
2266	692	0.6(1)	0.655(10)	5573	1585	≤ 0.2	1.21(2)
3037	1294	0.6(1)	0.90(2)	3498	520	≤ 0.2	1.07(10)

examinant les résultats, on constate aussi que les niveaux 1743, 2266, 2852, 2978, 3686, 3988, 4533 et 4993 keV sont fortement peuplés par l'état 6^- . Quant aux niveaux 3914, 3982 et 4413 keV, les résultats des deux études montrent une concordance, et leur attribution à la désintégration de l'un des deux états isomériques ne peut être confirmée de manière définitive.

Cette dernière analyse est renforcée par les données présentées dans le tableau 3.3, qui

compare les valeurs des décroissances β obtenues à ISOLDE avec celles de Hoff. Les valeurs des décroissances β rapportées par Hoff sont considérées comme étant plus réalistes que celles de Garcia, qui sont plutôt estimatives. Dans son étude, Garcia a présenté deux schémas de niveaux associés aux deux états isomériques, en indiquant les valeurs des décroissances β pour chaque désintégration. Étant donné que l'expérience menée à TRIUMF utilisait une source mixte de désintégration, leurs résultats reposaient plutôt sur des calculs de balance d'intensité pour chaque isomère, afin d'estimer séparément les valeurs de décroissance β pour les niveaux peuplés par les états 3^- et 6^- .

L'observation d'une augmentation de la décroissance β dans notre travail par rapport aux autres expériences suggère que le niveau est plus probablement peuplé par l'état 3^- , compte tenu de la composition de notre source de désintégration. En revanche, il est attendu que les niveaux peuplés par l'état 6^- présentent des décroissances β relativement faibles.

Cette analyse renforce la conclusion que les niveaux 1574, 1972, 3423, 3515, 4324 et 6047 keV sont principalement peuplés par l'état 3^- , ce qui est soutenu par des décroissances β plus élevées dans notre étude, notamment pour le niveau 4324 keV. De plus, la décroissance β du niveau 4851 keV est deux fois plus élevée que celle rapportée par Hoff, ce qui constitue une preuve solide pour attribuer la population de ce niveau à la désintégration de l'état 3^- . Les résultats confirment également que les niveaux 2266, 2852, 2978, 3686, 4533 et 4993 keV sont principalement peuplés par l'état 6^- , comme mentionné précédemment. On retrouve la même observation pour les niveaux 3498, 5233, 5573 et 5800 keV, qui sont faiblement peuplés par l'état 3^- . Les résultats sont similaires pour les niveaux 3037, 3914, 3982, 4025, 4413 et 5451 keV, où il est difficile de déterminer avec certitude leur origine. En ce qui concerne le niveau 1743 keV, qui est probablement peuplé par l'état 6^- , la valeur de la décroissance β rapportée par Hoff est très proche de notre valeur. Cependant, la fiabilité de cette information est remise en question car l'intensité relative de la transition 1083 keV qui désexcite ce niveau dans notre étude est environ 30% plus faible que celle rapportée par Hoff.

Parmi les niveaux observés exclusivement à ISOLDE, on peut identifier deux états, à savoir 3301 et 3813 keV, qui présentent des décroissances β relativement élevées. De plus, les niveaux 2997, 3749, 3961, 5026, 5069, 5324, 5464, 5536, 5587 et 6014 keV peuplent un état 2^+ , suggérant qu'ils sont principalement peuplés par l'état 3^- .

3.2.5 Calculs du modèle en couches

Afin d'analyser la structure systématique et la position de l'état 0_2^+ dans le noyau ^{80}Ge , nous avons réalisé des calculs basés sur le modèle en couches. Ces calculs comparent les niveaux d'énergie obtenus avec les données expérimentales disponibles. Deux codes ont été utilisés, à savoir Antoine [125] et NUSHELLX@MSU [126], avec les interactions effectives JUN45 [127] et jj44bnp [128], respectivement.

TABLEAU 3.3 – Comparaison des décroissances β obtenues à ISOLDE pour le noyau ^{80}Ge avec celles de Hoff [8]. Les valeurs les plus élevées entre les deux travaux sont mises en évidence en caractères gras.

Décroissances β			Suite		
E (keV)	ISOLDE	[8]	E (keV)	ISOLDE	[8]
659	14(3)	13	4607	$< \mathbf{0.2}$	-
1574	8(1)	5.3	4682	0.3(2)	-
1743	9(2)	9.5	4843	0.2(1)	-
1972	7(1)	5.5	4851	3.2(2)	1.52
2266	3.0(4)	4.5	4945	0.3(1)	-
2852	0.4(4)	3.0	4993	0.5(1)	3.1
2978	0.2(2)	2.0(2)	5026	0.6(2)	-
2997	0.8(1)	-	5069	0.5(1)	-
3037	1.4(1)	1.59	5110	0.6(1)	-
3301	1.5(3)	-	5178	0.3(1)	-
3423	7.7(7)	4.5	5233	< 0.2	0.61
3445	-	1.05	5324	0.7(2)	-
3498	< 0.2	0.97	5338	1.6(2)	0.88
3515	2.3(2)	0.92	5368	0.42(5)	-
3610	0.30(3)	-	5407	0.3(1)	-
3686	< 0.2	1.8	5451	0.4(1)	0.67
3749	1.2(2)	-	5464	0.5(1)	-
3779	0.3(1)	-	5472	0.3(1)	-
3813	1.9(2)	-	5536	1.1(2)	-
3914	0.5(2)	0.46	5544	0.8(1)	-
3961	0.5(1)	-	5573	0.4(1)	1.81
3982	1.0(1)	0.91	5800	0.3(1)	1.96
3988	< 0.2	1.45	5807	0.3(1)	-
4025	1.1(1)	1.22	6014	0.4(1)	-
4030	$< \mathbf{0.2}$	-	6028	$< \mathbf{0.2}$	-
4140	$< \mathbf{0.2}$	-	6033	0.4(1)	-
4158	1.1(2)	-	6047	2.1(3)	1.09
4324	12.8(13)	5.6	6157	0.9(1)	0.56
4408	0.6(2)	-	6211	0.8(1)	-
4413	0.6(1)	0.51	6301	$< \mathbf{0.2}$	-
4505	$< \mathbf{0.2}$	-	6473	1.0(1)	-
4519	$< \mathbf{0.2}$	-	6556	$< \mathbf{0.2}$	-
4533	0.7(1)	2.9	6567	$< \mathbf{0.2}$	-

Les potentiels tels que l'oscillateur harmonique et Woods-Saxon sont des potentiels de champ moyen utilisés dans le modèle en couches pour définir les niveaux d'énergie des nucléons, similaires aux couches électroniques des atomes. En revanche, les interactions résiduelles comme JUN45 et jj44 sont spécifiquement adaptées à des espaces de valence restreints tels que $p_{3/2}, p_{1/2}, f_{5/2}$ et $g_{9/2}$. Contrairement aux interactions résiduelles, les potentiels de

champ moyen s'appliquent à tout l'espace de Hilbert. Dans le modèle en couches, on travaille dans un espace tronqué comprenant le cœur, l'espace de valence et l'espace externe. Ainsi, chaque espace de valence nécessite une interaction effective appropriée pour décrire correctement les propriétés nucléaires.

Les interactions JUN45 et jj44bnp sont basées sur le potentiel de Bonn-C avec une dépendance en masse de $A^{1/3}$. L'interaction résiduelle JUN45 a été dérivée à partir d'un ajustement optimal de 400 points de données provenant de 69 noyaux avec $28 \leq N \leq 50$ et $28 \leq Z \leq 50$, couvrant la région de masse $A \sim 63-96$. Les énergies des particules individuelles et les éléments de matrice à deux corps ont été ajustés de manière empirique dans cette région. Concernant l'hamiltonien de l'interaction jj44bnp, il a été ajusté en utilisant 600 énergies de liaison et énergies d'excitation provenant de 77 noyaux avec $Z = 28 - 30$ et $N = 48 - 50$, disponibles dans la même région. Les calculs ont été effectués en utilisant le noyau à cœur fermé ^{56}Ni et un espace de valence comprenant les orbitales $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ pour les protons et les neutrons.

Avant d'analyser l'état 0_2^+ dans le ^{80}Ge , on propose d'étudier les noyaux voisins tels que le ^{78}Ge , ^{82}Ge , ^{82}Se et ^{80}Zn . Ces noyaux diffèrent de ^{80}Ge par la présence de deux neutrons ou protons en plus ou en moins. L'analyse de ces noyaux permettra d'évaluer la capacité prédictive des calculs du modèle en couches dans cette région.

Dans le noyau ^{78}Ge , une étude basée sur des réactions (t,p) [129] a révélé l'existence d'un état 0_2^+ à 1539 keV. Ce type d'état peut être interprété dans le cadre du modèle en couches par l'échange d'une paire de neutrons de l'orbitale $g_{9/2}$ vers $p_{1/2}$, et/ou d'une paire de protons de l'orbitale $f_{5/2}$ vers $p_{3/2}$. Les résultats des calculs du modèle en couches, présentés dans la figure 3.13-a, démontrent une bonne concordance avec les données expérimentales. En ce qui concerne spécifiquement l'état 0_2^+ , l'interaction jj44bnp reproduit correctement l'énergie de cet état, tandis que l'utilisation de l'interaction JUN45 surestime son énergie de 629 keV par rapport à la valeur expérimentale.

Dans le cas du noyau ^{82}Ge , où seules les excitations des protons sont possibles à basse énergie en raison de la fermeture de la couche $N = 50$, un état 0_2^+ a été observé [130]. Cet état résulte du déplacement d'une paire de protons de l'état fondamental $f_{5/2}$ vers l'état excité $p_{3/2}$, tandis qu'un autre état à une énergie plus élevée peut être obtenu en déplaçant la paire vers l'état excité $p_{1/2}$. En ajoutant quatre protons répartis sur les orbitales $f_{5/2}$, $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$, plusieurs états jusqu'à 6^+ peuvent être formés. Ces états devraient également être observés dans le noyau ^{80}Ge , mélangés avec des états à deux neutrons.

Les résultats des calculs du modèle en couches pour le noyau ^{82}Ge , présentés dans la figure 3.13-b, sont en accord satisfaisant avec l'ensemble des données expérimentales. L'état 0_2^+ est reproduit avec une différence inférieure à 250 keV. Deux configurations de protons sont possibles : la première implique la promotion d'une paire de protons de l'orbitale $f_{5/2}$ [$f_{5/2}^{+2}$], conduisant aux états 2^+ et 4^+ , tandis que la seconde configuration implique la rupture

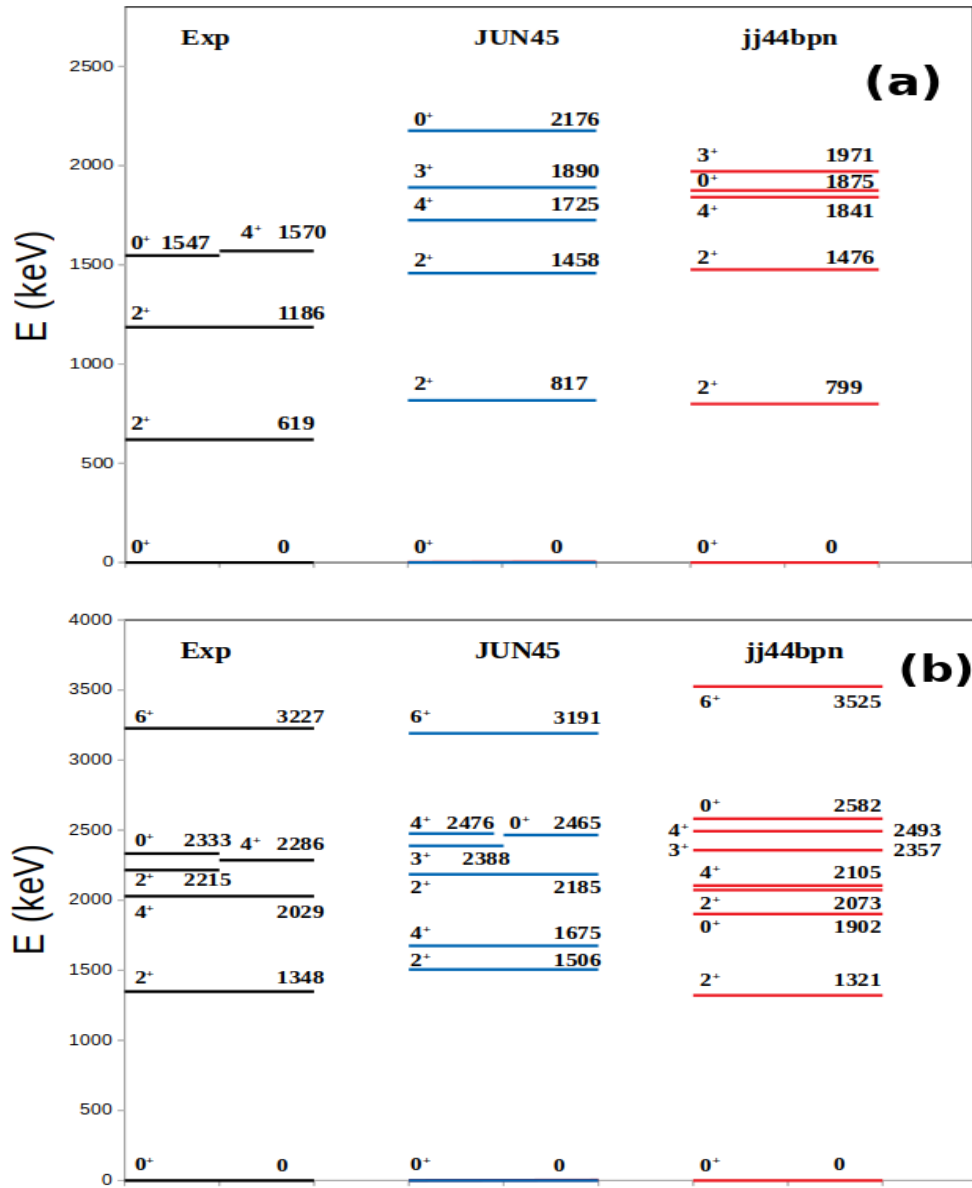


FIGURE 3.13 – Comparaison des données expérimentales des noyaux ^{78}Ge (a) et ^{82}Ge (b) avec les calculs du modèle en couches basés sur les interactions JUN45 et jj44bpn.

d'une paire de protons dans l'orbitale $p_{3/2}$ [$f_{5/2}^{+1} \cdot p_{3/2}^{+1}$], pour former les états 1^+ , 2^+ , 3^+ et 4^+ . Ces deux configurations sont observées à basse énergie à la fois dans les noyaux ^{80}Ge et ^{82}Ge .

La structure des niveaux du ^{80}Zn est comparée aux calculs du modèle en couches utilisant les interactions jj44bpn et JUN45, comme illustré dans la figure 3.14. Les cinq premiers états excités montrent une bonne correspondance avec les données expérimentales. Les calculs du modèle en couches fournissent une description adéquate en utilisant les trois orbitales protoniques disponibles dans cette région de masse, même avec seulement deux protons disponibles.

Le tableau 3.4 fournit les occupations des orbitales protoniques pour le noyau ^{80}Zn . Les

occupations neutroniques ne sont pas indiquées en raison de la fermeture de la couche $N = 50$. les états de spin 1^+ et 3^+ , mis en gras dans le tableau, ne sont pas mixtes. En revanche, l'état fondamental et l'état excité 0^+ sont mixtes, ce qui entraîne une séparation d'environ 3000 keV entre ces deux états, avec des énergies calculées à 3060 et 2299 keV par JUN45 et jj44bpn respectivement. Si l'on considère le noyau ^{80}Zn comme étant formé d'un noyau ^{79}Cu (une partie du schéma de niveaux de ^{79}Cu est présentée dans la figure 3.14) avec un proton célibataire, l'énergie de l'état 0^+_2 pour ^{80}Zn serait d'environ 1500 keV s'il y avait simplement un déplacement de deux protons de l'état fondamental à l'état excité à 656 keV (différence due à la perte d'énergie de couplage). Cependant, en raison de la mixture de ces états, leur séparation dépasse 2000 keV. L'état fondamental et l'état excité sont calculés avec une occupation d'environ 75% pour l'orbitale $f_{5/2}$ et l'orbitale $p_{3/2}$ selon l'interaction jj44bpn, et d'environ 80% selon l'interaction JUN45.

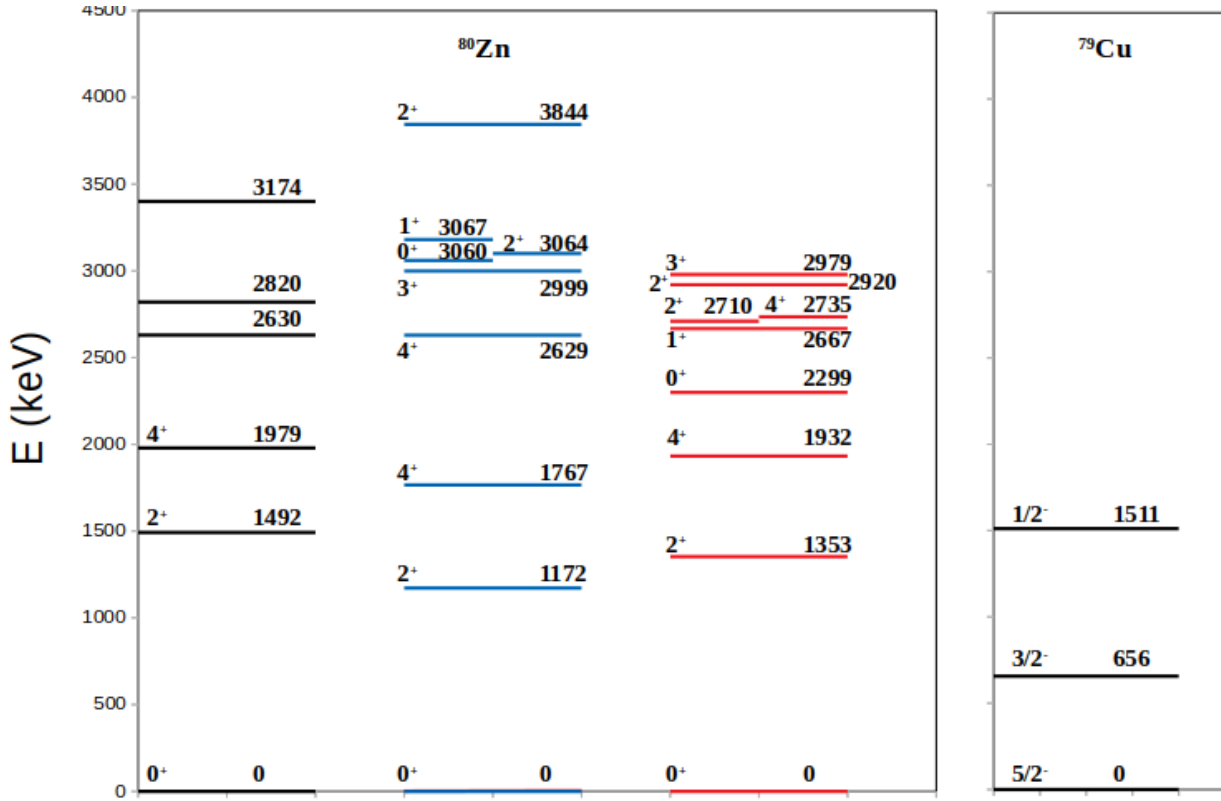
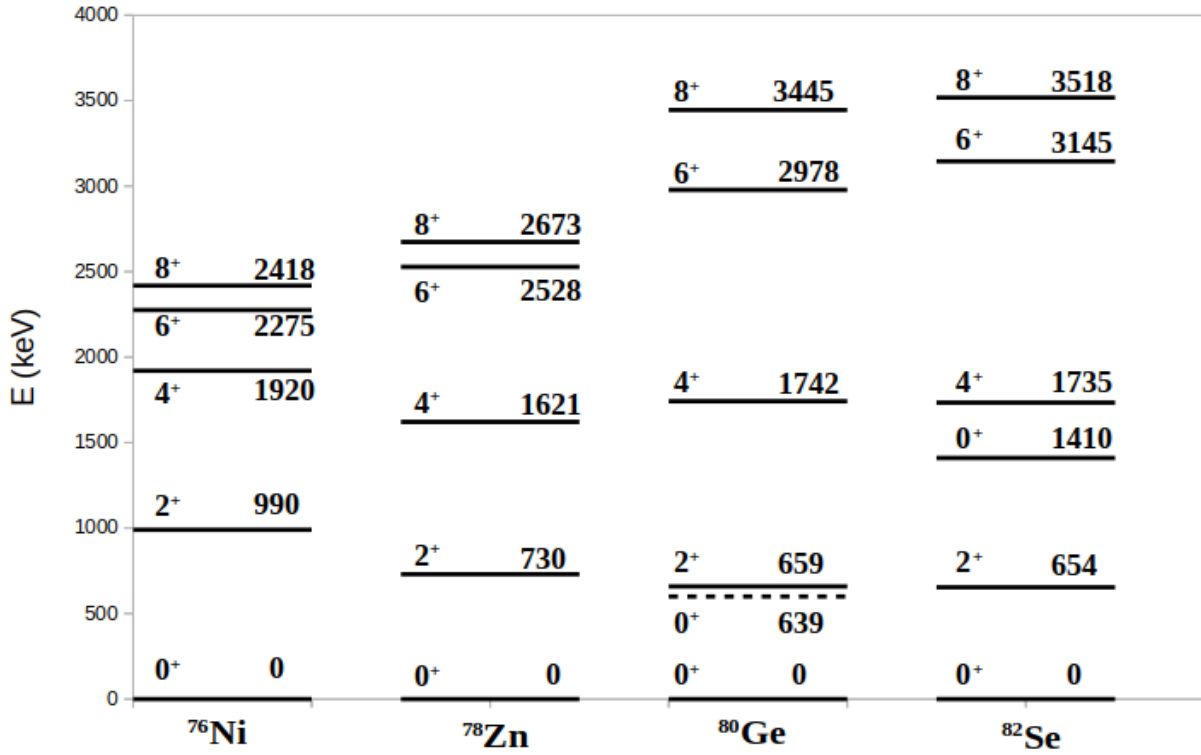


FIGURE 3.14 – Comparaison des données expérimentales du noyau ^{80}Zn avec les calculs du modèle en couches basés sur les interactions JUN45 et jj44bpn. Sur la droite, on présente une partie du schéma de niveaux du ^{79}Cu .

La figure 3.15 montre une structure pure de deux trous de neutrons $(g_{9/2})^{-2}$ dans le noyau ^{76}Ni ($Z = 28$), avec une séquence de niveaux 2^+ , 4^+ , 6^+ et 8^+ . Lorsqu'une paire de protons est ajoutée pour former le noyau ^{78}Zn , la combinaison de l'état 2^+ associé aux deux trous de neutrons du ^{76}Ni avec l'état 2^+ associé aux deux trous de protons du ^{78}Zn entraîne une diminution de l'énergie du niveau 2^+_1 . Cependant, dans le même contexte, le niveau 0^+_2 dans

TABLEAU 3.4 – Les occupations protoniques des orbitales $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ pour le noyau ^{80}Zn , calculées à l’aide des interactions JUN45 et jj44bpn.

jj44bpn					JUN45				
État	$\pi 1p_{3/2}$	$\pi 0f_{5/2}$	$\pi 1p_{1/2}$	$\pi 0g_{9/2}$	État	$\pi 1p_{3/2}$	$\pi 0f_{5/2}$	$\pi 1p_{1/2}$	$\pi 0g_{9/2}$
0^+	0.38	1.48	0.05	0.1	0^+	0.23	1.65	0.04	0.08
2^+	0.12	1.75	0.12	0.01	2^+	0.27	1.66	0.05	0.016
4^+	0.51	1.49	0,00	0.01	4^+	0.28	1.66	0.054	0.016
0^+	1.5	0.44	0.06	0,00	0^+	1.61	0.29	0.08	0.016
1^+	1,00	1,00	0,00	0,00	1^+	1.00	1.00	0.00	0.00
2^+	1.31	0.63	0.03	0.02	2^+	0.80	1.15	0.039	0.008
4^+	0.49	1.51	0,00	0,00	4^+	0.80	1.15	0.039	0.008
2^+	1.46	0.52	0.03	0,00	2^+	0.80	1.15	0.039	0.008
3^+	1.00	1.00	0,00	0.00	3^+	1.00	1.00	0.00	0.00

**FIGURE 3.15** – Systématique des niveaux d’énergie autour du ^{76}Ni .

le noyau ^{78}Ge est situé à 1547 keV, tandis que dans le noyau ^{82}Se , qui possède deux protons et deux neutrons supplémentaires, ce niveau est situé à 1410 keV. À l’exception de l’état 0_2^+ proposé par Gottardo et al. [53] à 639 keV, aucune coexistence de forme n’a été revendiquée dans la littérature dans cette région de masse.

Pour appréhender plus en détail la situation du noyau ^{80}Ge , caractérisé par la présence de deux trous de neutrons, il convient d’examiner les isotones $N = 49$ qui comportent un seul trou de neutron. Parmi ces isotones, on trouve les noyaux ^{81}Ge , ^{82}As , ^{83}Se , ^{84}Br et

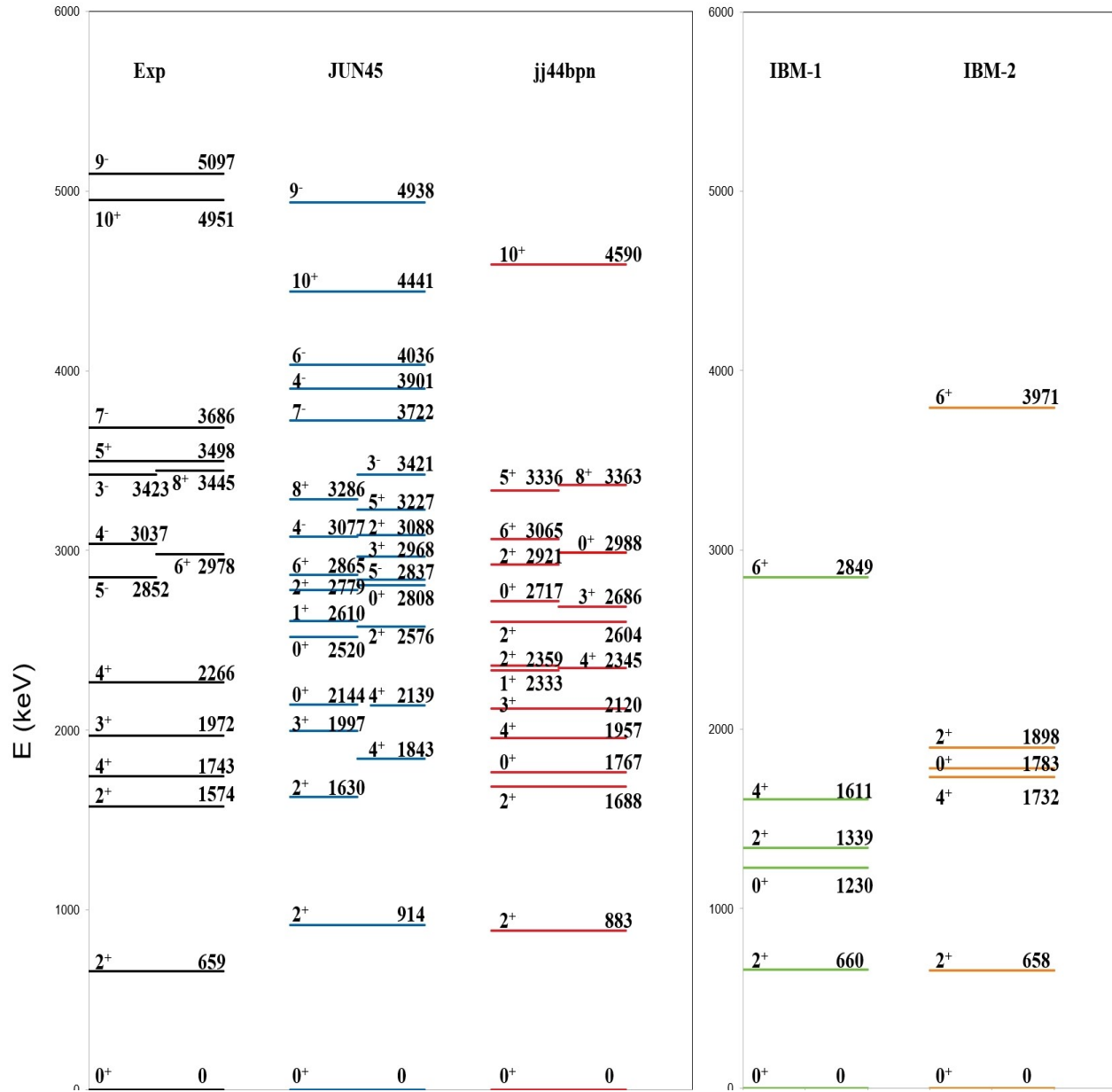


FIGURE 3.16 – Comparaison des données expérimentales du noyau ^{80}Ge avec les calculs du modèle en couches basés sur les interactions JUN45 et jj44bnp, ainsi que les calculs IBM de Subber *et al.* [131]. L'espace modèle utilisé pour les interactions du modèle en couches est $p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}g_{9/2}$. Les valeurs expérimentales proviennent de la base de données NNDC [20].

^{85}Kr , qui présentent des isomères de longues durées de vie. Plus spécifiquement, les isotones adjacents au ^{80}Ge , à savoir ^{81}Ge et ^{83}Se , exhibent des niveaux de spin bas $1/2^+$ et $1/2^-$, résultant d'excitations de type « une particule-deux trous ». C'est sur la base de ces niveaux que Gottardo s'est intéressé à l'existence d'un niveau 0_2^+ à basse énergie, correspondant à une excitation de type « deux particules-deux trous » au sein du noyau ^{80}Ge . Ces niveaux impliquent le transfert d'un neutron célibataire à travers la couche fermée $N = 50$, en direction des états bien établis $d_{5/2}$ et $s_{1/2}$. Une autre caractéristique essentielle de ces noyaux réside

dans la présence d'un état trou $p_{1/2}^{-1}$. Ainsi, il est possible de former un niveau excité 0^+ dans des isotones $N = 48$, par le déplacement d'une paire de neutrons depuis l'orbitale $p_{1/2}$ vers l'orbitale $g_{9/2}$, permettant ainsi de compléter la couche avec dix neutrons. Les états de parité négative de basse énergie sont formés par la rupture d'une paire de neutrons de l'orbitale $p_{1/2}$ et leur déplacement vers l'orbitale $g_{9/2}$. De même, les états de parité négative d'énergie plus élevée peuvent être obtenus en brisant une paire de neutrons des orbitales $f_{5/2}$ ou $p_{3/2}$, et en déplaçant les neutrons vers l'orbitale $g_{9/2}$.

La figure 3.16 présente une comparaison entre les résultats du calcul du modèle en couches pour les états du noyau ^{80}Ge et les données expérimentales disponibles dans la littérature. Pour fournir une analyse approfondie, les calculs du modèle des bosons en interaction, à savoir IBM-1 (modèle des bosons en interaction sans distinction des protons et des neutrons) et IBM-2 (modèle des bosons en interaction avec distinction des protons et des neutrons), développés par Subber [131], sont également inclus dans la comparaison.

Les calculs du modèle en couches utilisant les interactions JUN45 et jj44bnp reproduisent très précisément la séquence yrast ainsi que l'ordre des états excités, et offrent une excellente description de l'état 2_2^+ à 1574 keV. En comparaison, les calculs IBM-1 et IBM-2 rendent compte de manière satisfaisante des premiers états 2^+ et 4^+ , tandis que l'état 6^+ est surestimé par les calculs IBM-2. Toutefois, les deux approches du modèle IBM ne reproduisent pas aussi bien l'état 2_2^+ .

Concernant l'état d'intérêt 0_2^+ , les calculs du modèle en couches prévoient une position nettement supérieure à 1000 keV, atteignant même 2140 keV avec l'utilisation de l'interaction JUN45. La valeur la plus basse, 1230 keV, est rapportée dans les calculs IBM-1 [131]. Quoi qu'il en soit, aucun des calculs disponibles n'est en mesure de reproduire de manière satisfaisante un niveau 0_2^+ à une énergie très basse dans l'espace de valence considéré. Les calculs du modèle en couches, utilisant les deux interactions mentionnées, placent un tel état au-dessus du niveau 2_2^+ .

Tous les niveaux à bas spin en dessous de 2300 keV devraient se désexciter vers l'état 2^+ à 659 keV. Parmi ces niveaux, certains pourraient correspondre aux niveaux 0_2^+ , 1^+ , 2^+ , ou 3^+ . Étant donné la grande valeur de $Q_\beta = 10312(4)$ keV [120], l'état parent 3^- pourrait peupler les niveaux 2^+ , qui à leur tour pourraient se désexciter vers le niveau 0_2^+ . Lorsque les deux paires de protons dans les orbitales $p_{3/2}$ et $f_{7/2}$ sont brisées, cela peut conduire à la formation des niveaux 5^+ , tandis que la rupture des paires de neutrons dans les orbitales $p_{1/2}$ et $f_{5/2}$ peut conduire à des états de parité négative. L'interaction JUN45 reproduit de manière très précise les niveaux 3^- , 4^- , 5^- et 7^- . De plus, l'interaction JUN45 reproduit parfaitement l'état 3^+ et prédit un état 5^+ à 3.2 MeV, proche de l'état expérimental situé à 3.5 MeV. D'autre part, l'interaction jj44bnp prédit un état 3^+ à moins de 150 keV de la valeur expérimentale, ainsi qu'un état 5^+ à 3.3 MeV. En revanche, l'état 10^+ est prédit en dessous de l'état expérimental à 4.9 MeV, avec une différence de 361 et 510 keV selon les interactions

JUN45 et jj44bpn respectivement. Les calculs montrent plusieurs niveaux de bas spin autour de 3 MeV qui pourraient correspondre aux niveaux expérimentaux à 2997 et 3301 keV, avec cinq niveaux 2^+ situés en-dessous de 3 MeV.

Les calculs ont été étendus à d'autres isotopes du germanium afin d'étudier la position de l'état 0_2^+ . Les résultats sont présentés sur la figure 3.17-a et comparés aux valeurs expérimentales ainsi qu'aux calculs IBM [131]. Les calculs IBM montrent des irrégularités dans la prédiction des états 0_2^+ et ne parviennent pas à reproduire l'état intrus du ^{72}Ge mesuré à 691 keV. En revanche, les calculs du modèle en couches fournissent une bonne description de la position des états 0_2^+ . L'interaction JUN45 reproduit plus précisément les énergies par rapport à l'interaction jj44bpn. L'état intrus à basse énergie du ^{72}Ge est très bien prédit par JUN45, avec une déviation d'environ 80 keV, démontrant ainsi la capacité prédictive de cette interaction dans cette région. Cependant, les interactions JUN45 et jj44bpn ne parviennent pas à prédire avec précision la position de l'état expérimental 0_2^+ du ^{80}Ge , présentant un écart supérieur à 1 MeV. Pour les autres isotopes, cet écart est nettement plus faible.

Une étude des états 0_2^+ a également été entreprise pour les isotones $N = 48$, couvrant la plage de $A = 80 - 90$, comme illustré de manière explicite dans la figure 3.17-b. Alors que les calculs reproduisent avec succès la position des états 0_2^+ avec un écart inférieur à 400 keV, l'énergie calculée de l'état 0_2^+ pour le ^{80}Ge diffère de 1100 keV. Ces résultats indiquent que nos calculs, dans un espace modèle restreint, permettent une description raisonnable des énergies d'excitation du ^{80}Ge et de ses isotopes et isotones voisins. Cependant, ils ne parviennent pas à reproduire une valeur très basse pour l'état 0_2^+ du ^{80}Ge .

Les nombres d'occupation des protons et des neutrons pour le ^{80}Ge , calculés à l'aide des interactions JUN45 et jj44bpn, sont présentés respectivement dans les tableaux 3.5 et 3.6. Dans les isotopes du germanium, il est attendu que les quatre protons de valence au-delà de $Z = 28$ occupent la sous-couche $p_{3/2}$ afin de la remplir complètement. Les résultats indiquent qu'une paire complète de protons occupe toujours l'orbitale $f_{5/2}$, tandis que l'autre paire se répartit sur les autres orbitales, en particulier $p_{3/2}$. L'occupation de l'orbitale $p_{1/2}$ est toujours inférieure à 0.4. Les occupations des protons de l'orbitale $g_{9/2}$ sont faibles, toujours inférieures à 0.20. Ainsi, les calculs suggèrent que les excitations protoniques vers l'orbitale $g_{9/2}$ jouent un rôle mineur. Les occupations des orbitales $f_{5/2}$ et $p_{3/2}$ sont respectivement d'environ 70% et 25%. En ce qui concerne les neutrons, les calculs confirment qu'il y a toujours un trou de neutrons dans l'orbitale $g_{9/2}$ du ^{80}Ge , tandis que la probabilité de présence de l'autre trou est répartie sur les autres orbitales. Les calculs confirment également que l'état excité 0_2^+ correspond à une excitation « deux particules-deux trous » (2p-2h) des orbitales $p_{1/2}$ et $p_{3/2}$ vers l'orbitale $g_{9/2}$.

En se basant sur les résultats présentés dans cette section, on peut conclure que le modèle en couches fournit une description généralement satisfaisante de la région de masse étudiée, ce qui permet de considérer le noyau ^{80}Ge comme étant bien décrit par ce modèle. Les

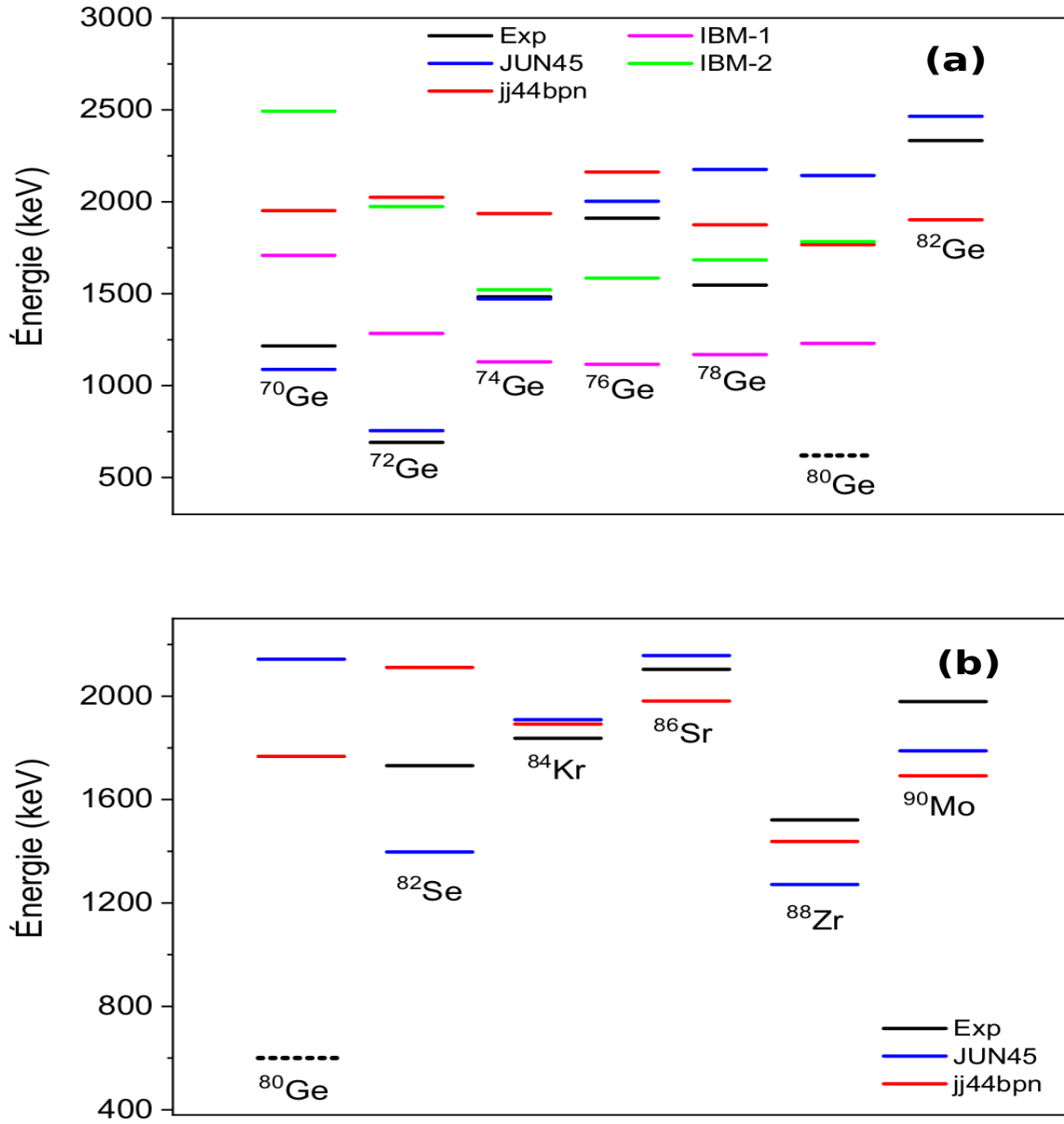


FIGURE 3.17 – Comparaison des données expérimentales de l'état 0_2^+ avec les calculs du modèle en couches basés sur les interactions JUN45, jj44bpn et IBM pour les isotopes $Z = 32$ (a) et les isotones $N = 48$ (b). Les valeurs expérimentales proviennent de la base de données NNDC [20]. Les calculs IBM sont tirés de [131].

niveaux du ^{80}Ge sont en grande partie reproduits avec précision par les calculs, à l'exception notable de l'état intrus 0_2^+ proposé par Gottrado [53], qui est situé nettement en dessous des prédictions théoriques.

Bien qu'une expérience similaire menée à TRIUMF [110], dans des conditions similaires à celles de l'expérience de Gottrado [53], n'ait pas réussi à confirmer cet état, il est important de

noter que la forte contamination en ^{80}Rb et l'utilisation d'une source mixte pourraient ouvrir la voie à de potentielles autres expériences plus précises. Par conséquent, il est vivement recommandé d'étudier le noyau ^{80}Ge en utilisant des états purs isolés de manière isomérique afin de mieux clarifier cette situation. La mesure séparée de la désintégration du niveau fondamental 6^- et de l'isomère 3^- à 22.4 keV dans le ^{80}Ge permettra de déterminer de manière précise les modes de désintégration des états excités, ainsi que les taux d'alimentation β apparents et les valeurs $\log ft$. Cette approche offrira une opportunité d'obtenir les demi-vies de désintégration β de ces deux états de manière indépendante. De plus, cette mesure jouera un rôle crucial dans la recherche active de l'état énigmatique 0_2^+ , dont on suppose qu'il est principalement alimenté par la désintégration β de l'isomère 3^- du ^{80}Ge .

TABLEAU 3.5 – Les occupations protoniques et neutroniques des orbitales $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ pour le noyau ^{80}Ge , calculées à l'aide de l'interaction JUN45.

protons					neutrons				
État	$\pi 1p_{3/2}$	$\pi 0f_{5/2}$	$\pi 1p_{1/2}$	$\pi 0g_{9/2}$	État	$\pi 1p_{3/2}$	$\pi 0f_{5/2}$	$\pi 1p_{1/2}$	$\pi 0g_{9/2}$
0^+	1.03	2.61	0.17	0.19	0	3.84	5.86	1.80	8.49
2^+	1.10	2.52	0.22	0.15	2	3.89	5.90	1.88	8.32
4^+	1.32	2.46	0.13	0.09	4	3.86	5.88	1.85	8.39
0^+	1.01	2.80	0.12	0.07	0	3.81	5.86	1.66	8.66
1^+	1.15	2.64	0.15	0.06	1	3.87	5.88	1.66	8.38
2^+	1.28	2.36	0.27	0.09	2	3.87	5.89	1.66	8.37
4^+	1.10	2.55	0.22	0.12	4	3.92	5.92	1.66	8.23
2^+	1.27	2.36	0.23	0.13	2	3.81	5.84	1.66	8.57
3^+	1.30	2.39	0.24	0.07	3	3.88	5.89	1.66	8.36

TABLEAU 3.6 – Les occupations protoniques et neutroniques des orbitales $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ pour le noyau ^{80}Ge , calculées à l'aide de l'interaction jj44bnp.

protons					neutrons				
État	$\pi 1p_{3/2}$	$\pi 0f_{5/2}$	$\pi 1p_{1/2}$	$\pi 0g_{9/2}$	État	$\pi 1p_{3/2}$	$\pi 0f_{5/2}$	$\pi 1p_{1/2}$	$\pi 0g_{9/2}$
0^+	1.11	2.48	0.22	0.19	0	3.90	5.80	1.85	8.45
2^+	1.13	2.43	0.29	0.15	2	3.93	5.87	1.91	8.28
4^+	1.33	2.32	0.24	0.11	4	3.94	5.87	1.93	8.27
0^+	1.06	2.66	0.20	0.08	0	3.91	5.84	1.82	8.44
1^+	1.17	2.49	0.28	0.06	1	3.93	5.85	1.91	8.31
2^+	1.26	2.33	0.32	0.09	2	3.93	5.85	1.91	8.32
4^+	1.18	2.43	0.24	0.14	4	3.96	5.93	1.96	8.15
2^+	1.18	2.55	0.20	0.07	2	3.92	5.87	1.87	8.34
3^+	1.24	2.34	0.34	0.07	3	3.94	5.87	1.92	8.27

3.3 Noyau de $^{80}_{33}\text{As}_{47}$

La structure des niveaux d'énergie des isotopes pairs de l'arsenic a été largement étudiée à l'aide de différents types de réactions [132–143], ce qui a permis de recueillir un grand nombre de données nucléaires dans cette région de masse. Cette abondance de données expérimentales offre la possibilité de tester les modèles théoriques à grande échelle. La systématique des niveaux d'énergie de ces isotopes est présentée dans la figure 3.18. L'état fondamental de ces isotopes est généralement un état 2^- , et un premier état excité situé à moins de 50 keV a été mesuré pour les isotopes ^{70}As , ^{72}As , ^{76}As et ^{84}As . Dans cette section, nous proposons d'étudier le schéma des niveaux du noyau ^{80}As , ce qui pourrait révéler l'existence d'un état excité de très basse énergie.

L'état fondamental 0^+ du ^{80}Ge se désintègre pour peupler les états du noyau ^{80}As , avec une énergie de désintégration Q_β de 2.64(7) MeV. Le schéma de niveau proposé par Hoff *et al.* [8] pour le noyau ^{80}As se révèle relativement simple compte tenu de cette valeur énergétique. Dans notre analyse, nous exploitons la décroissance pratiquement pure de l'état parent 3^- du noyau ^{80}Ga pour rechercher de nouvelles informations dans cette chaîne de désintégration.

Afin de vérifier le schéma de niveaux du noyau ^{80}As , nous avons étudié les spectres de coïncidence associés à certaines transitions de cet isotope. La plupart de ces spectres ne fournissent pas de nouvelles informations. Cependant, les spectres conditionnés par la détection de transitions d'énergie de 370, 626 et 265 keV se révèlent particulièrement intéressants. Ces spectres sont présentés dans la figure 3.19, où l'on peut observer des structures significatives.

Les figures 3.19-a et 3.19-b mettent clairement en évidence que les transitions à 370 et 626 keV sont en coïncidence avec deux raies γ à 46 et 265 keV. Il est intéressant de noter que la transition à 265 keV, déjà présente dans le schéma de niveaux à un autre emplacement, permet la désexcitation du niveau à 265 keV, conduisant ainsi au peuplement de l'état fondamental du noyau ^{80}As . Cela suggère fortement que la transition à 265 keV constitue un doublet de raies γ , ce qui conduit à l'existence d'un premier état excité très bas à 46 keV. Cette observation est renforcée par la figure 3.19-c, où l'on peut voir que la transition à 265 keV est en forte coïncidence avec la raie à 415 keV, comme déjà présenté par Hoff [8]. De plus, la transition à 265 keV est également en coïncidence avec les transitions à 46, 370, 626 et 672 keV. Cette corrélation justifie l'ajout d'un nouveau niveau à 46 keV dans le schéma de niveaux du noyau ^{80}As . De plus, cette analyse permet également de mettre en évidence une nouvelle transition à 672 keV, qui désexcite le niveau à 937 keV. Il est intéressant de noter que cet état excité à 46 keV se situe très près en énergie des états isomériques déjà observés pour les noyaux ^{72}As et ^{76}As , avec des durées de vie mesurées respectivement à 10.7(3) ns et 1.93(6) μs par Henry [136] et Hubner [144]. Afin de compléter notre compréhension de cet état, il serait pertinent de réaliser une expérience appropriée pour vérifier la durée de vie de l'état à 46 keV dans l'isotope ^{80}As .

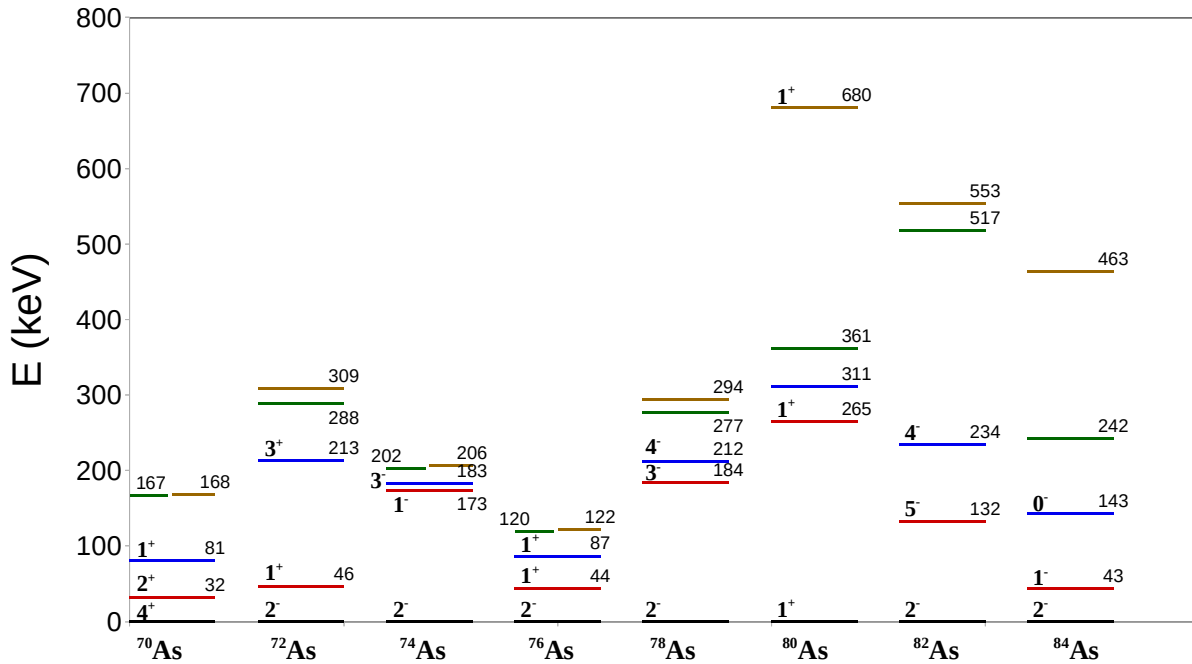


FIGURE 3.18 – Étude systématique des niveaux d'énergie pour les isotopes d'arsenic avec $Z = 33$. Les valeurs des énergies sont tirées de la base de données NNDC [20].

Les intensités relatives obtenues dans cette étude, normalisées à la transition la plus intense à 265 keV, sont comparées aux données de Hoff [8] et présentées dans le tableau 3.7. On observe un très bon accord entre les deux études.

Le schéma de niveaux obtenu dans notre analyse est présenté sur la figure 3.20, où les taux de décroissance β et les valeurs $\log ft$ correspondantes sont indiqués à gauche de la figure. Les niveaux du noyau ^{80}As sont principalement peuplés par des transitions autorisées, comme en témoignent les valeurs $\log ft$ inférieures à 5.5, ce qui confirme également les assignations de spin 1^+ pour ces différents niveaux. En revanche, les niveaux à 46, 311 et 361 keV ne devraient pas être directement peuplés par des transitions β , ce qui est cohérent avec leurs valeurs $\log ft$ très élevées.

Le spectre expérimental du noyau ^{80}As est comparé aux calculs du modèle en couches basés sur les interactions JUN45 et jj44bnp, comme présenté sur la figure 3.21. L'interaction JUN45 prédit un état excité à 78 keV avec une attribution de spin-parité de 3^- , cependant, il est peu probable que cet état soit peuplé par la décroissance β de l'état 0^+ du ^{80}Ge . De plus, les spin-parités des états du ^{80}As ne sont pas fidèlement reproduites par cette interaction.

En revanche, l'interaction jj44bnp reproduit le spin-parité de l'état fondamental et prédit un premier état excité 2^+ à 94 keV, ce qui pourrait correspondre à l'état expérimental à 45 keV. Toutefois, il est essentiel de noter que les calculs du modèle en couches ne se révèlent pas aussi appropriés pour les noyaux impair-impair, comme c'est le cas pour le noyau ^{80}As .

L'état fondamental 1^+ du noyau ^{80}As est peuplé à partir de l'état 0^+ du ^{80}Ge par une

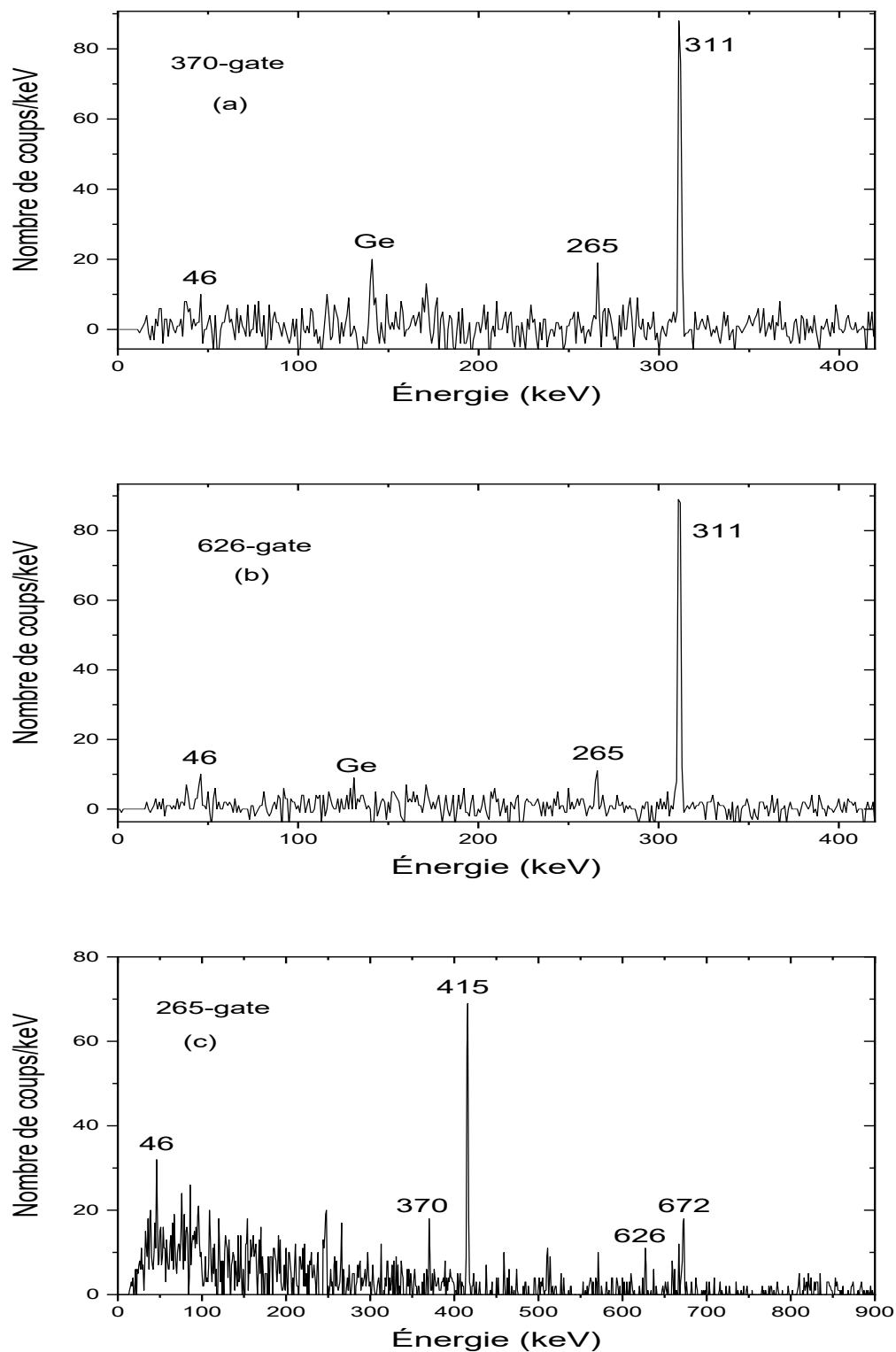


FIGURE 3.19 – Spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ du noyau ^{80}As , conditionnés par la détection de transitions de différentes énergies (370, 626 et 265 keV) dans le HPGe.

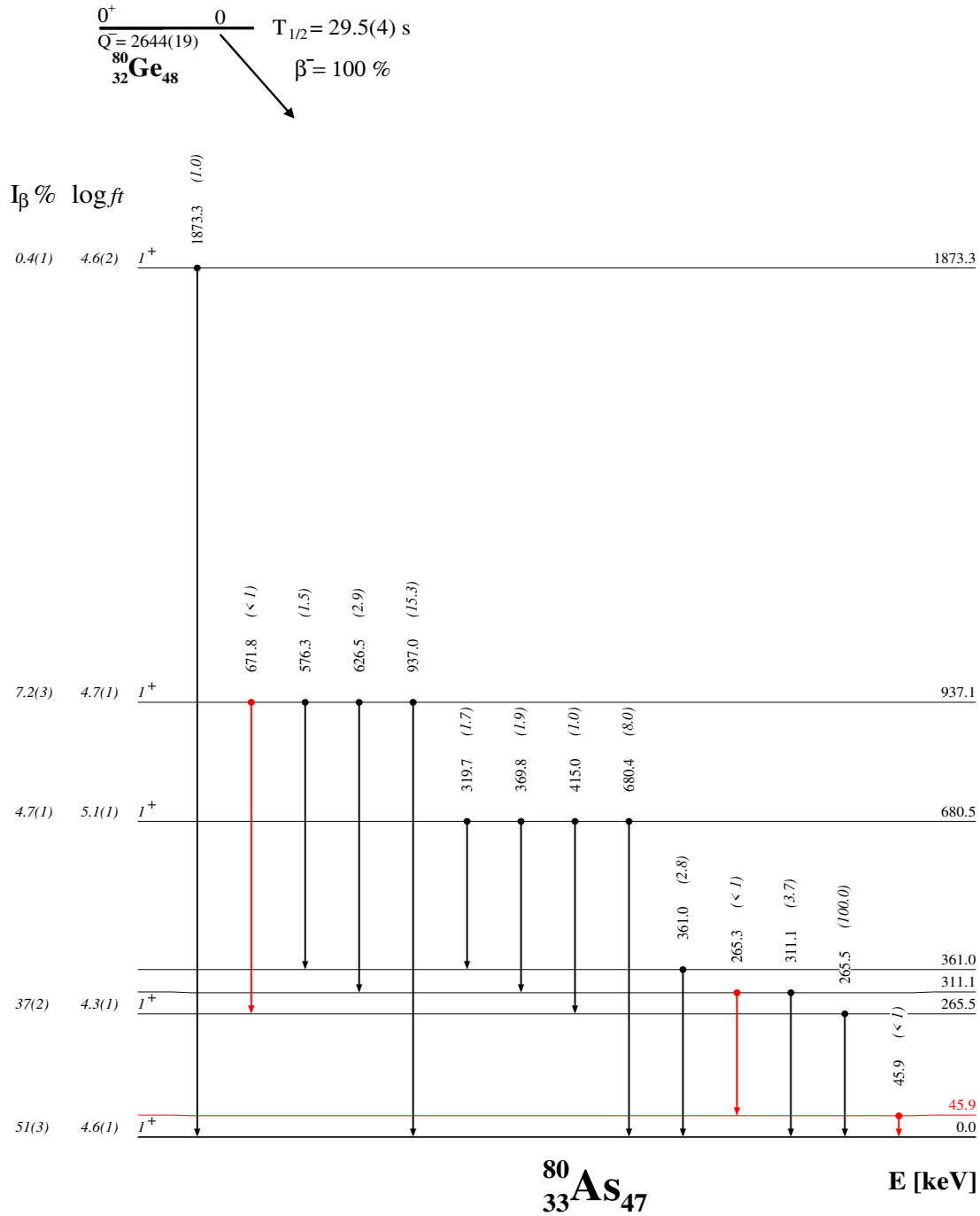


FIGURE 3.20 – Schéma de niveaux du noyau ^{80}As peuplé dans la désintégration β du ^{80}Ge obtenu dans ce travail, montrant l’emplacement des transitions γ présentes dans le tableau 3.7 avec leurs intensités relatives associées. Pour obtenir une intensité absolue pour 100 désintégrations, il faut multiplier les intensités relatives par 0.37(6). Les valeurs $\log ft$ ont été calculées en utilisant $Q_\beta = 2644(19)$ keV [120] en supposant une décroissance β à partir de l’état 0^+ à 0.0 keV dans le ^{80}Ge . La demi-vie de l’état 0^+ du ^{80}Ge est tirée de [145]. En rouge, les nouvelles transitions γ ainsi que leurs niveaux associés par rapport au travail de Hoff [8].

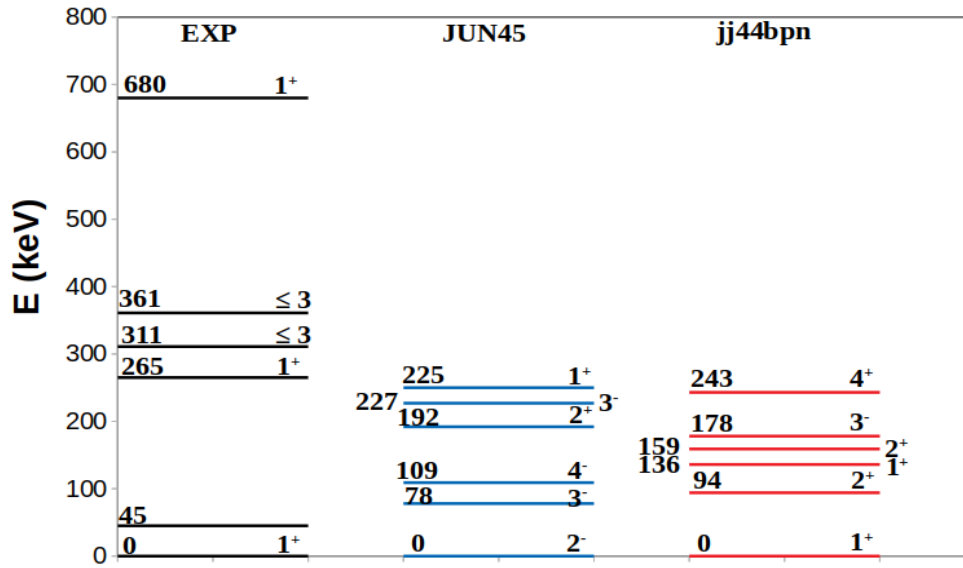


FIGURE 3.21 – Comparaison des données expérimentales du noyau ^{80}As en avec les calculs du modèle en couches basés sur les interactions JUN45 et jj44bpn.

transition autorisée. Par conséquent, son alimentation n'est pas négligeable et doit être calculée en utilisant le facteur de normalisation des intensités absolues. Ce facteur peut être déterminé en évaluant le rapport du nombre total de noyaux fils produits (^{80}As) au nombre total de noyaux parents présents (^{80}Ge), en supposant que le temps de mesure est significativement plus long que la durée de vie de 29 s du ^{80}Ge . Ainsi, le nombre total de noyaux produits peut être calculé en utilisant la formule suivante :

$$N_{\beta}^0 = \frac{N_{\gamma}}{\epsilon(E) \cdot I_{abs}} \quad (3.2)$$

Dans cette équation :

- N_{β}^0 représente le nombre total de noyaux produits.
- N_{γ} correspond au nombre d'événements γ calculé à partir de l'aire sous la courbe du pic d'absorption totale de la transition considérée.
- $\epsilon(E)$ représente l'efficacité absolue à l'énergie correspondante de la transition d'intérêt.
- I_{abs} représente l'intensité absolue de la transition γ .

Étant donné que nous ne disposons pas de données suffisantes pour mesurer les intensités absolues dans cette étude, nous utilisons le pic somme à 1742 keV observé dans le ^{80}Ge comme référence. Chaque fois que le niveau à 1743 keV est peuplé, la désintégration doit passer par les transitions à 659 et 1083 keV. Ainsi, la détection du pic somme à 1742 keV est le produit des efficacités absolues de ces deux transitions, comme suit :

$$N_{1742} = \epsilon(1083) \cdot \epsilon(659) \cdot N_0 \quad (3.3)$$

$$N_{1083} = \epsilon(1083).N_0 \quad (3.4)$$

L'efficacité absolue à l'énergie 659 keV peut être déterminée en utilisant le rapport entre les deux équations précédentes. Cette approche est applicable lorsque le niveau d'intérêt est alimenté indépendamment, comme c'est le cas pour le niveau à 659 keV. Nous avons obtenu une valeur d'efficacité absolue de 1.7(1)% à 659 keV. En utilisant cette valeur, ainsi que l'intensité absolue de la transition à 659 keV obtenue précédemment (93(2)%), nous pouvons estimer le nombre de noyaux de ^{80}Ge produits, soit environ $20(2).10^3$ noyaux. En utilisant cette valeur, les intensités absolues des transitions dans le ^{80}Ge déterminées précédemment, ainsi que quelques intensités absolues mesurées par Lică [3], nous pouvons tracer la courbe de l'efficacité absolue moyenne des deux détecteurs HPGe, comme illustré dans la figure 3.22. Cette courbe nous permet d'obtenir une valeur de 3.3(5)% pour l'efficacité absolue à l'énergie 265 keV ($\epsilon(265)$). En supposant que le nombre total de noyaux parents produits (^{80}Ge) est égal au nombre total de noyaux fils (^{80}As) et en remplaçant les différents termes, nous pouvons écrire l'équation suivante :

$$\frac{N_\gamma(659)}{\epsilon(659).I_{abs(659)}} = \frac{N_\gamma(265)}{\epsilon(265).I_{abs(265)}} \quad (3.5)$$

L'intensité absolue de la raie 265 keV, obtenue à partir de la formule précédente, est de 37(6)%. Cette valeur est proche des valeurs de 27(5)% et 25(10)% obtenues respectivement par Leino [146] et Del Marmol [147], au voisinage des incertitudes de mesure. Cependant, elle diffère de la valeur de 48(2)% obtenue par Hoff [8]. L'alimentation de l'état fondamental est calculée en utilisant l'équation suivante :

$$I_{1+}^\beta = 100 - (\sum I_{up}.NF) \quad (3.6)$$

où $\sum I_{up}$ correspond à la somme des intensités relatives qui peuplent l'état fondamental et NF est le facteur de normalisation des intensités absolues.

En utilisant la valeur du facteur de normalisation (NF) obtenue, qui est de 0.37(6), ainsi que la somme des intensités relatives peuplant l'état fondamental, évaluée à 131.3 (unités arbitraires), nous pouvons déduire que l'alimentation de l'état fondamental représente 51(3)% du total d'alimentation. Cette valeur diffère des valeurs de 37% et 65% rapportées respectivement par Hoff [8] et Leino [146]. Concernant les états excités, l'alimentation β est déterminée par la différence entre les intensités absolues des transitions qui peuplent et dépeuplent le niveau considéré.

TABEAU 3.7 – Comparaison des données expérimentales du noyau ^{80}As obtenues au cours de cette étude avec celles de Hoff [8]. Les intensités des transitions sont normalisées par rapport à la raie γ la plus intense à 265 keV, qui est fixée à 100.

Ce travail		Hoff [8]		E_{initial}	E_{final}
E_γ (keV)	$I_\gamma(\%)$	E_γ (keV)	$I_\gamma(\%)$		
45.9(3)	0.5(1)	-	-	45.9	0.0
265.3(4)	0.7(2)	-	-	311.1	45.9
265.5(1)	100(2)	265.36(7)	100(5)	265.5	0.0
311.1(2)	3.7(5)	310.72(7)	4.7(3)	311.1	0.0
319.7(3)	1.7(1)	319.45(8)	1.67(16)	680.5	361.0
361.0(2)	2.8(2)	360.87(7)	3.0(2)	361.0	0.0
369.8(4)	1.9(1)	369.67(8)	2.21(15)	680.5	311.1
415.0(1)	1.0(1)	414.92(10)	1.27(12)	680.5	265.5
576.3(2)	1.5(1)	576.27(8)	1.36(10)	937.1	361.0
626.5(6)	2.9(2)	626.45(13)	3.1(4)	937.1	311.1
671.8(2)	0.4(1)	-	-	937.1	265.5
680.4(2)	8.0(3)	680.16(8)	8.2(5)	680.5	0.0
937.0(1)	15.3(7)	936.97(8)	15.0(9)	937.1	0.0
1873.3	1.0(1)	1873.1(2)	0.52(4)	1873.3	0.0

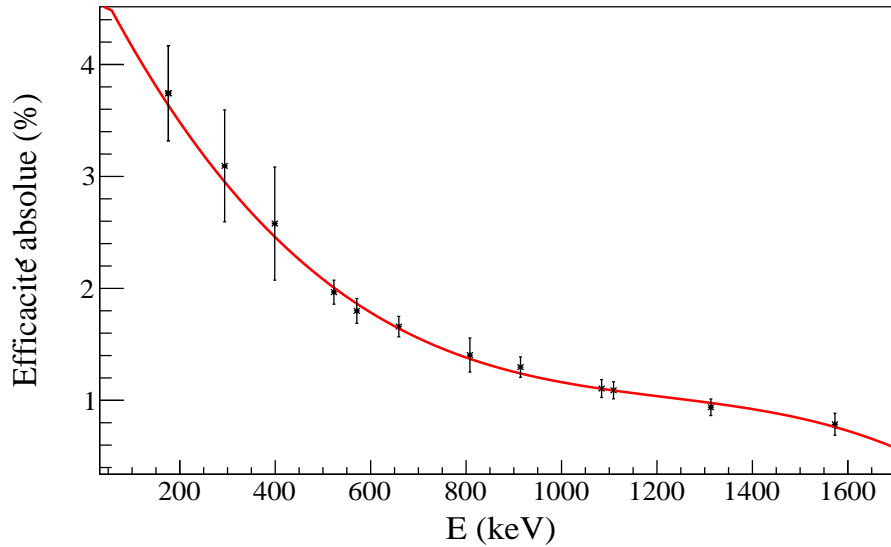


FIGURE 3.22 – La courbe de l'efficacité absolue moyenne des deux détecteurs HPGe.

3.3.1 Résumé du chapitre

Dans cette étude, nous avons examiné la structure du noyau ^{80}Ge avec $N = 48$ et $Z = 32$ à l'installation ISOLDE du CERN. Le ^{80}Ge a été produit lors de la chaîne de désintégration β du ^{80}Zn pur et ionisé au laser. L'état fondamental 0^+ du ^{80}Zn peuple principalement l'état

isomérique 3^- à 22.4 keV du ^{80}Ga , qui se désintègre ensuite par décroissance β en ^{80}Ge . Une étude antérieure [53] a suggéré la présence d'un état déformé 0_2^+ à 639(1) keV, basée sur l'observation d'une transition monopôle en coïncidence avec une nouvelle raie γ à 1764(1) keV. Nous avons examiné la position de cet état intrus 0_2^+ dans le noyau ^{80}Ge en utilisant la spectroscopie γ et des calculs de modèle en couches. Nous avons recherché l'alimentation des nouveaux états proposés en utilisant des coïncidences $\gamma\gamma$. La transition γ à 1764 keV a été observée en coïncidence avec la raie γ la plus intense à 659 keV ($2_1^+ \rightarrow 0^+$) ainsi qu'avec d'autres transitions du ^{80}Ge . Cependant, aucune transition de connexion entre les niveaux précédemment connus [8, 109] et les états proposés à 639 et 2403 keV (0_2^+ et 2_3^+ respectivement) [53] n'a pu être établie.

Des calculs basés sur le modèle en couches ont été effectués en utilisant les interactions effectives JUN45 et jj44bnp dans l'espace modèle $pf_{5/2}g_{9/2}$ pour les protons et les neutrons, dans le but de déterminer la position de l'état déformé 0_2^+ . Ces calculs reproduisent de manière satisfaisante la plupart des caractéristiques expérimentales des isotopes du germanium ainsi que des isotones avec $N = 48$. Cependant, ils ne parviennent pas à décrire de manière adéquate l'état très bas 0_2^+ dans le ^{80}Ge . Les preuves expérimentales et les calculs basés sur le modèle en couches ne sont pas en accord quant à l'existence d'un tel état à basse énergie d'excitation. Afin d'exclure complètement l'existence de l'état 0_2^+ dans le ^{80}Ge et de fournir des preuves de la coexistence de formes dans le ^{80}Ge , une expérience de spectroscopie γ et de conversion électronique avec une grande statistique serait nécessaire. Une telle expérience a récemment été rapportée [110] et n'a trouvé aucune preuve de l'existence d'un niveau 0_2^+ à 639 keV dans le ^{80}Ge .

Par la suite, nous avons analysé la structure des niveaux d'énergie du noyau ^{80}As , qui est peuplé par la désintégration β du ^{80}Ge . En utilisant des spectres de coïncidence, nous avons identifié de nouvelles transitions γ et proposé un schéma de niveaux pour ce noyau. Nous avons observé un état excité à une énergie très basse (46 keV) ainsi qu'une nouvelle transition à 672 keV. Ces résultats confirment et étendent le schéma de niveaux déjà connu pour le noyau ^{80}As . Les intensités relatives mesurées sont en accord avec les données précédentes. Afin de parfaire notre compréhension de la structure de ce noyau, il serait essentiel d'effectuer des mesures supplémentaires, notamment la détermination de la durée de vie de l'état à 46 keV.

Chapitre 4

Étude de la décroissance β du noyau ^{79}Zn

Ce chapitre se concentre sur l'étude de la désintégration bêta du ^{79}Zn et des propriétés spécifiques des isotopes ^{79}Ga , ^{79}Ge et ^{79}As qui en résultent. Ces isotopes, caractérisés par leur nombre impair de masse nucléaire, fournissent une plateforme importante pour explorer la compétition entre les mouvements des particules indépendantes et collectives au sein des noyaux atomiques. Nous utilisons une approche avancée combinant spectroscopie γ et méthode $\beta\gamma\gamma(t)$ pour mesurer avec précision les demi-vies des niveaux excités de ces noyaux, contribuant ainsi à une meilleure compréhension de leur structure nucléaire.

4.1 Noyau de $^{79}_{31}\text{Ga}_{48}$

La valeur de la probabilité de transition réduite $B(E2)$ offre une indication précieuse sur l'évolution de la structure en couches des noyaux riches en neutrons près de $Z = 28$, ce qui suscite un intérêt particulier pour l'interprétation de la structure nucléaire dans cette région. Une mesure réalisée par le biais de l'excitation coulombienne pour le noyau ^{70}Ni ($Z = 28$, $N = 42$) a révélé une valeur étonnamment élevée de $B(E2)$, suggérant que le remplissage de la couche neutronique $g_{9/2}$ induit une polarisation rapide du coeur fermé des protons à $Z = 28$ [148]. De plus, les mesures des énergies de séparation de deux neutrons des isotopes du germanium, de l'arsenic et du sélénium effectuées par Hakala [44] fournissent des preuves d'une réduction de l'écart en énergie de la couche $N = 50$ vers le germanium ($Z = 32$), suivie d'une augmentation vers le gallium ($Z = 31$).

Les valeurs élevées de $B(E2)$ mesurées pour les noyaux ^{71}Cu et ^{73}Cu dans l'étude de référence [149] révèlent un changement significatif dans la structure des noyaux impairs du cuivre au-delà de $N = 40$. Cette observation suggère la coexistence d'excitations de particules et de mouvements collectifs à des énergies d'excitation très faibles. La complexité de la situation est accrue lorsqu'une paire de protons est ajoutée à la couche pfg pour former du gallium. L'analyse du spin de l'état fondamental des isotopes $^{71,73,75,77,79,81}\text{Ga}$ met en évidence

une transition brusque de la structure entre $N = 40$ et $N = 50$ [105]. Ces caractéristiques nucléaires essentielles autour de ^{78}Ni jouent un rôle crucial dans le processus astrophysique de capture rapide des neutrons [150].

L'évolution des énergies d'une seule particule peut être étudiée à travers l'analyse des états des isotopes du gallium de masse impaire. La position de ces noyaux entre les couches $Z = 28$ et 40 peut aider à comprendre l'interaction entre les configurations de protons et de neutrons, et donner une véritable indication du rôle de la collectivité. La structure des isotopes $^{71-81}\text{Ga}$ a été étudiée dans diverses expériences, notamment par désintégration β du Zn [4, 6, 151–153], par spectroscopie laser [105], par réactions de transfert [154], et par diffusion inélastique [155]. Ces isotopes possèdent trois protons de valence dans l'orbitale $p_{3/2}$, conformément à la configuration standard du modèle en couches, conduisant à un état fondamental $3/2^-$. Deux exceptions ont été observées dans cette région de masse. Tout d'abord, le noyau ^{73}Ga avec $N = 42$, dont l'état fondamental a été mesuré comme étant $1/2^-$, formant un doublet avec un état $3/2^-$ situé à moins de 300 eV [105, 156]. L'autre isotope est le ^{81}Ga avec $N = 50$, pour lequel une assignation de spin $5/2^-$ a été proposée pour l'état fondamental lors d'une expérience de spectroscopie laser réalisée à ISOLDE [105]. Les calculs basés sur le modèle en couches effectués pour les isotopes de gallium confirment l'assignation de spin $3/2^-$ pour l'état fondamental, à l'exception du ^{81}Ga où le modèle prédit une inversion de l'ordre des premiers états $3/2^-$ et $5/2^-$ par rapport à l'expérience. Les différents calculs confirment également la présence du doublet d'états pour le ^{73}Ga [157–159].

Dans cette étude, nous nous intéressons particulièrement au noyau ^{79}Ga ($Z = 31$ et $N = 48$) produit par désintégration β du ^{79}Zn dans le cadre de l'expérience IS441. Une description des différentes voies de désintégration du ^{79}Zn est présentée sur la figure 4.1.

La décroissance du ^{79}Zn a été initialement observée à l'installation OSIRIS à Studsvik, en Suède, par B. Ekström *et al.* [6], qui ont déterminé un certain nombre de données spectroscopiques pour différents isotopes du gallium. Le schéma de niveaux proposé par [6] a ensuite été légèrement modifié et amélioré dans le cadre du travail de thèse de S. Padgett [160], réalisé au laboratoire national d'Oak Ridge.

4.1.1 Schéma de niveaux du ^{79}Ga

L'objectif principal de cette étude portant sur le noyau ^{79}Ga est de vérifier la validité du schéma de niveaux existant et de détecter de nouvelles transitions γ en utilisant des coïncidences $\gamma\gamma$. Pour ce faire, il est nécessaire de construire une matrice "énergie-énergie" en utilisant des détecteurs HPGe. De plus, nous appliquons une condition β et sélectionnons uniquement les événements survenant dans une fenêtre temporelle de 50 ms à 2400 ms après l'impact du faisceau de protons sur la cible. Cette sélection nous permet de réduire la présence d'activités à longue durée de vie.

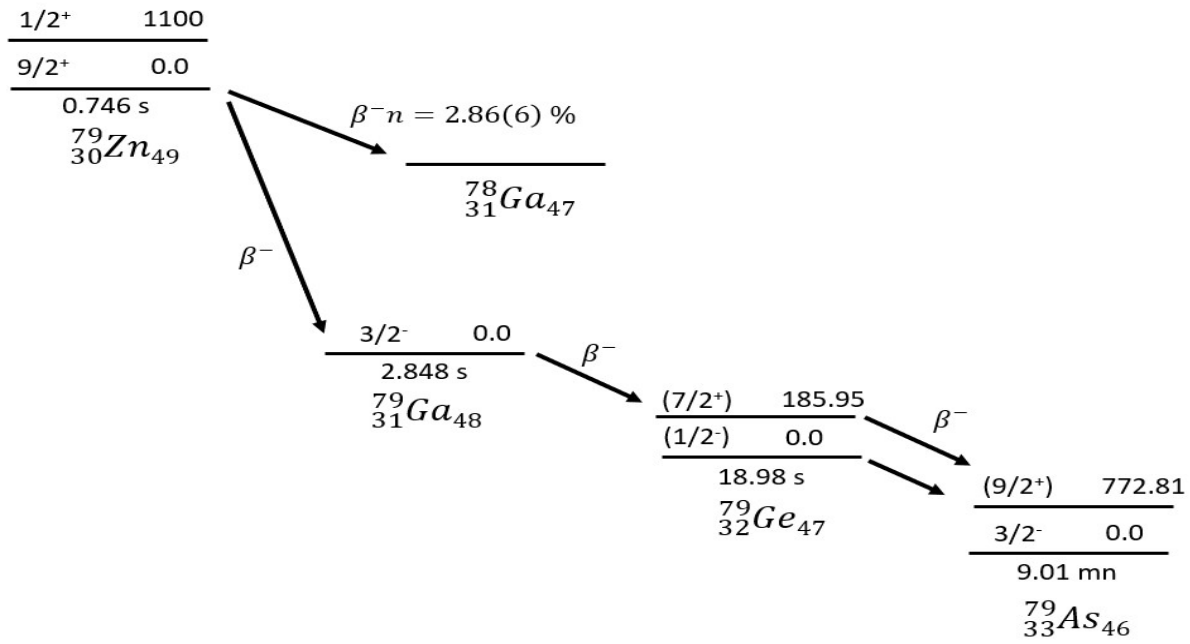


FIGURE 4.1 – Schéma de la décroissance β^- et β^-n du noyau ^{79}Zn .

Les intensités relatives à la raie la plus intense à 702 keV, fixée à une valeur de 100, ont été déterminées en utilisant les pics d'absorption totale présents dans le spectre des événements individuels des rayons γ , illustré sur la figure 4.2. Les intensités des transitions faibles ainsi que des transitions mixtes, impliquant d'autres isotopes de la chaîne de désintégration, ont été déduites à partir des spectres de coïncidence. Les valeurs obtenues dans cette étude sont présentées dans le tableau 4.1. Par ailleurs, ces données sont comparées aux valeurs rapportées dans l'article de référence [6]. Il convient de noter que les intensités relatives n'ont pas été répertoriées dans le travail de thèse de Padgett [160].

Dans l'ensemble, les intensités relatives mesurées dans cette étude sont proches des valeurs de la littérature [6] dans les limites des incertitudes de mesure, à quelques exceptions près.

Tout d'abord, la transition à 279 keV a été identifiée comme un doublet dans cette étude, ce qui justifie l'écart observé par rapport au travail de référence pour la transition qui alimente directement l'état fondamental. Cet écart est attribué à la deuxième transition à 278 keV, située entre les niveaux 3019 et 2741 keV.

L'intensité relative de la transition à 653 keV est plus faible dans cette étude par rapport à celle mesurée par [6], ce qui peut sembler surprenant étant donné que l'intensité de la transition à 813 keV, qui désexcite le même niveau à 1616 keV, est très proche entre les deux travaux. Le même constat peut être fait pour la transition à 2034 keV, qui présente une intensité plus faible dans notre expérience, tandis que la transition à 1778 keV, qui dépeuple le même niveau que la transition à 2034 keV, est en bon accord avec la valeur mesurée dans [6] compte tenu des incertitudes de mesure.

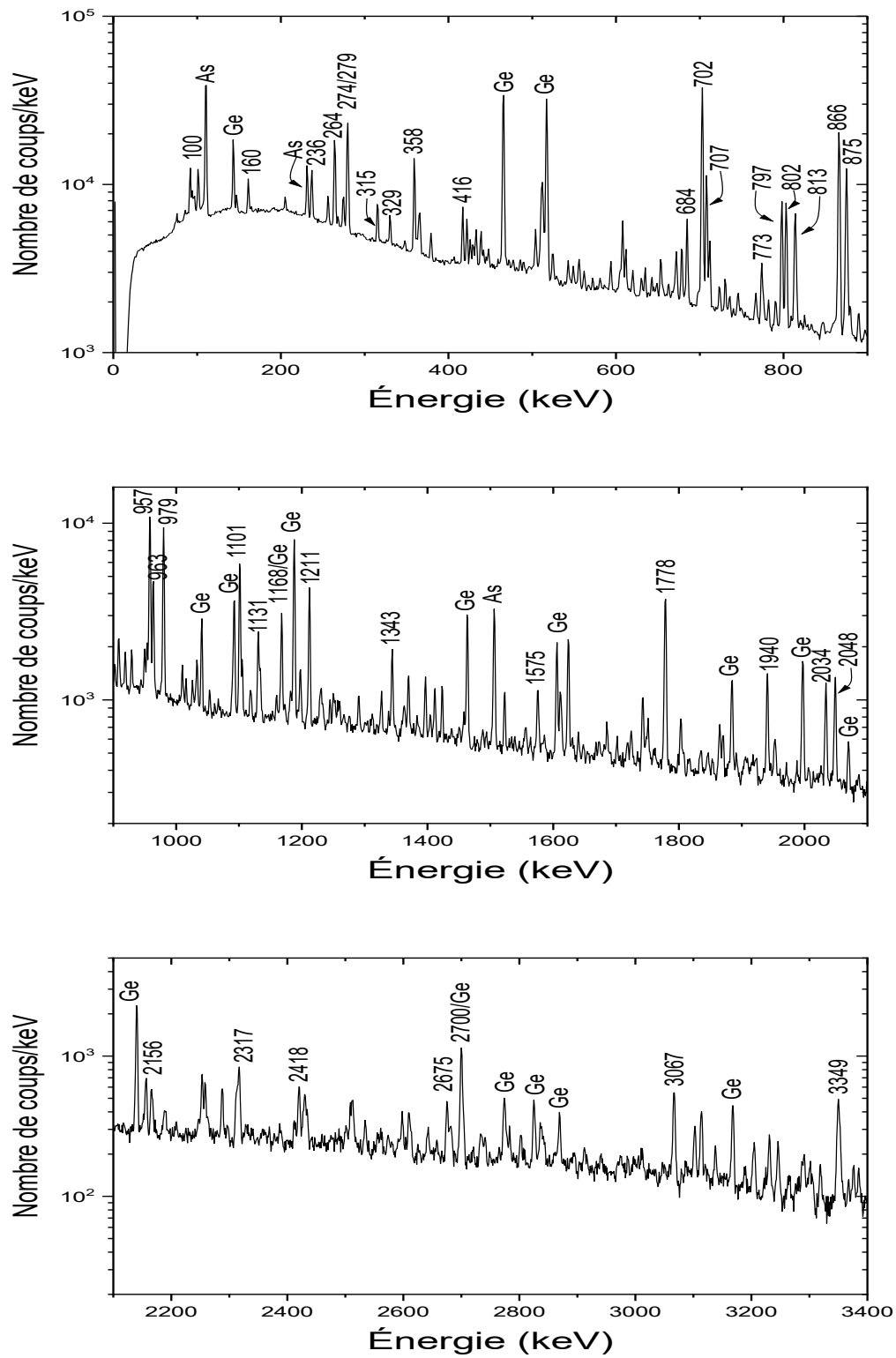


FIGURE 4.2 – Spectre γ conditionné β contenant les évènements de la décroissance β du ^{79}Zn . Les conditions temporelles relatives à l'impact du proton sur la cible ont été appliquées (voir le texte pour plus de détails). Les raies γ les plus intenses appartenant au ^{79}Ga sont étiquetées.

Une intensité plus faible de la transition à 1211 keV a été mesurée à ISOLDE, ce qui a conduit à inverser l'emplacement des deux transitions à 1211 et 1101 keV dans notre schéma de niveaux. Le même constat a également été fait par Padgett dans son travail [160]. En outre, les spectres de coïncidence présentés dans les figures 4.3-a et 4.3-b fournissent des éléments supplémentaires pour confirmer l'emplacement de ces deux dernières transitions.

La mesure plus précise de l'intensité de la transition à 707 keV dans notre expérience pose une difficulté quant à l'explication de l'écart observé par rapport à la valeur rapportée dans [6], d'autant plus que cette transition ne semble pas être une raie mixte. Un autre cas énigmatique concerne la transition à 957 keV, qui a été mesurée avec une valeur largement supérieure à celle rapportée par [6], même en utilisant les spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ afin d'éviter toute contribution éventuelle des autres isotopes. La valeur obtenue est confirmée par l'observation de la figure 4.3-c. Cette figure présente le spectre conditionné par la détection d'un photon d'énergie 1778 keV, et la projection résultante met en évidence de manière claire que le pic à 957 keV est au moins deux fois plus intense que le pic à 963 keV, qui lui-même présente une intensité relative de 15%.

Le schéma de niveaux proposé par [6] a été largement corroboré par notre étude, avec seulement quelques ajustements mineurs. Les figures 4.4 et 4.5 détaillent ce schéma, offrant une représentation visuelle de la structure des niveaux énergétiques du ^{79}Ga telle qu'établie dans notre expérience.

Le premier état excité mesuré à 5 keV est attribué à la différence d'énergie entre les transitions à 274 et 279 keV d'une part, et les transitions à 702 et 707 keV d'autre part. Cela est observé dans les spectres de coïncidence qui présentent simultanément ces deux couples de transitions (figures 4.3-d et 4.3-e). De plus, notre étude a permis de mettre en évidence des états à basses énergies similaires à ceux rapportés dans les travaux précédents [6, 160]. Nous avons également détecté de nouvelles transitions à 429, 94 et 160 keV qui désexcitent respectivement les niveaux à 707, 802 et 963 keV.

Dans notre analyse, nous avons confirmé l'existence du niveau à 1808 keV proposé par Padgett [160]. Ce niveau se désexcite par deux transitions, à 1101 et 1803 keV, qui conduisent respectivement aux niveaux à 707 et 5 keV.

La présence d'un nouveau niveau énergétique à 2130 keV a été observée. Ce niveau se désexcite par le biais de transitions de 515, 548, 1168 et 1423 keV, conduisant à la population des niveaux énergétiques à 1616, 1582, 963 et 707 keV respectivement. Par ailleurs, nous avons également détecté deux nouvelles transitions à 648 et 1522 keV en coïncidence avec les raies à 875 et 702 keV respectivement. Cette observation suggère la présence d'un autre niveau énergétique à 2230 keV dans le noyau ^{79}Ga .

Les nouvelles transitions à 268 et 1610 keV dépeuplent un nouveau niveau situé à 2481 keV. Cette désexcitation alimente également les niveaux à 2214 et 871 keV, respectivement.

Un autre niveau a été identifié à 2705 keV. Les transitions à 1089, 1742, 1833 et 2700 keV

alimentent les niveaux à 1616, 963, 871 et 5 keV, respectivement, à partir de ce niveau.

Deux nouveaux niveaux énergétiques de haute énergie ont été observés à ISOLDE. Le premier niveau, localisé à 3481 keV, est dépeuplé par les transitions à 562 et 2610 keV, conduisant respectivement aux niveaux à 2919 et 871 keV. Le deuxième niveau, d'énergie 3973 keV, se désexcite par une transition à 3103 keV, alimentant ainsi le niveau à 871 keV.

Une réorganisation du schéma de niveaux a été réalisée à la suite des coïncidences observées sur la figure 4.3-f. La transition à 1131 keV, précédemment placée entre les niveaux à 1838 et 707 keV dans les travaux antérieurs, a été déplacée vers un nouveau niveau à 4150 keV, alimentant ainsi le niveau à 3019 keV. Les niveaux à 1838 et 1919 keV ont été supprimés.

Dans l'ensemble, notre étude a permis d'améliorer le schéma de niveaux du noyau ^{79}Ga grâce à l'identification de 45 nouvelles transitions et de 10 nouveaux niveaux (dont 3 présentent une certaine incertitude). Cependant, il convient de noter que le dernier niveau observé, situé autour de 4 MeV, diffère considérablement de la valeur Q_{β^-} du parent ^{79}Zn , qui est d'environ 9 MeV. Habituellement, on s'attendrait à peupler des niveaux d'énergie allant jusqu'à cette valeur.

TABEAU 4.1 – Comparaison des données du ^{79}Ga obtenues au cours de cette étude avec celles d'Ekström [6] et Padgett [160]. Les intensités des transitions sont normalisées par rapport à la raie γ la plus intense à 702 keV, qui est fixée à 100. Les intensités des transitions de forte intensité ont été déterminées à partir du spectre γ des événements individuels, tandis que les intensités des transitions de faible intensité et des raies mixtes ont été déduites à partir des spectres de coïncidence. Les erreurs sont basées sur les incertitudes statistiques et les approximations d'ajustement. Les nouveaux niveaux sont marqués d'un astérisque (*).

Ce travail		Ekström [6]				Padgett [160]		
E_{γ} (keV)	$I_{\gamma}(\%)$	E_{γ} (keV)	$I_{\gamma}(\%)$	$E_{initial}$	E_{final}	E_{γ} (keV)	$E_{initial}$	E_{final}
94.1(10)	2.7(3)	-	-	802.3	707.3	-	-	-
100.0(2)	3.4(6)	-	-	3019.4	2919.5	-	-	-
160.4(2)	4.3(3)	-	-	962.8	802.3	-	-	-
236.3(1)	8.3(4)	236.2(3)	6.6(20)	2977.3	2740.9	236.0(2)	2977.0	2741.1
255.7(3)	4.0(3)	256.0(4)	7.0(20)	962.8	707.3	-	-	-
263.6(1)	20(1)	263.4(3)	18.0(20)	1066.0	802.3	263.0(2)	1066.0	802.0
267.7(6)	< 1	-	-	*2481.1	2214.0	-	-	-
273.9(1)	4.6(3)	274.0(6)	7.0(15)	279.0	5.1	273.8(2)	278.9	5.1
278.3(2)	5.8(7)	-	-	3019.4	2740.9	-	-	-
279.0(1)	24(2)	278.9(2)	33(2)	279.0	0.0	278.9(2)	278.9	0.0
314.6(1)	5.6(3)	-	-	3019.4	*2704.8	-	-	-
347.3(5)	< 1	-	-	2561.2	2214.0	-	-	-
329.5(5)	2.8(4)	-	-	2977.3	2647.9	-	-	-

358.4(1)	16.4(7)	358.2(2)	18.1(20)	2919.5	2561.2	358.0(3)	2919.0	2561.0
363.3(3)	4.4(6)	-	-	3382.7	3019.4	-	-	-
378.3(3)	3.1(4)	-	-	3119.2	2740.9	-	-	-
416.2(1)	6.7(4)	415.8(4)	8.5(20)	2977.3	2561.2	416.0(4)	2977.0	2561.1
428.7(6)	2.7(6)	-	-	707.3	279.0	-	-	-
515.1(6)	< 1	-	-	*2130.4	1615.6	-	-	-
548.5(3)	1.6(4)	-	-	*2130.4	1581.9	-	-	-
555.3(4)	3.0(4)	-	-	3937.7	3382.7	-	-	-
561.7(3)	2.1(5)	-	-	3481.1	2919.5	-	-	-
593.3(3)	2.9(4)	-	-	3334.5	2740.9	-	-	-
619.4(3)	3.0(2)	-	-	1581.9	962.8	-	-	-
629.7(3)	1.5(3)	-	-	3649.2	3019.4	-	-	-
647.9(6)	< 1	-	-	*2229.6	1581.9	-	-	-
652.8(1)	4.2(6)	653.9(4)	16(3)	1615.6	962.8	653.0(6)	1615.0	962.0
671.8(5)	< 1	-	-	3649.2	2977.3	-	-	-
684.1(4)	11.9(5)	684.3(3)	13.1(15)	962.8	279.0	684.0(6)	962.0	278.9
702.2(1)	100(4)	702.20(10)	100(3)	707.3	5.1	702.0(7)	707.1	5.1
707.4(1)	24(1)	707.5(2)	32.2(20)	707.3	0.0	707.1(7)	707.1	0.0
711.2(1)	5.9(7)	711.4(4)	6.4(20)	1581.9	870.7	710.0(7)	1581.0	871.0
729.7(3)	3.0(4)	-	-	3649.2	2919.5	730.7(7)	3649.0	2919.0
773.4(2)	7.5(11)	773.3(3)	7.2(15)	3334.5	2561.2	773.0(7)	3335.0	2561.0
787.0(4)	< 1	-	-	1066.0	279.0	-	-	-
789.8(4)	2.2(5)	-	-	3019.4	*2229.6	-	-	-
797.2(1)	21(1)	797.1(2)	19.0(20)	802.3	5.1	797.1(7)	802.0	5.1
802.5(2)	21(1)	802.5(2)	19.0(20)	802.3	0.0	802.0(8)	802.0	0.0
813.3(1)	22(1)	813.3(2)	19.3(15)	1615.6	802.3	813.0(8)	1615.0	802.0
865.6(1)	72(3)	865.80(10)	75(3)	870.7	5.1	865.9(8)	871.0	5.1
874.6(1)	42(2)	874.4(2)	40(4)	1581.9	707.3	874.0(8)	1581.0	707.1
889.2(3)	2.5(5)	-	-	3019.4	*2130.4	-	-	-
908.4(6)	< 1	-	-	3649.2	2740.9	-	-	-
918.4(2)	4.8(6)	-	-	3937.7	3019.4	-	-	-
928.6(3)	3.4(5)	-	-	3948.0	3019.4	-	-	-
957.5(3)	30(3)	956.2(5)	15(3)	962.8	5.1	956.9(9)	962.0	5.1
962.9(2)	16(1)	962.6(4)	16.1(20)	962.8	0.0	962.0(9)	962.0	0.0
979.3(1)	35(2)	979.3(2)	36.3(20)	2561.2	1581.9	979.0(9)	2561.0	1581.0
1032.4(2)	3.8(4)	-	-	2647.9	1615.6	-	-	-
1089.1(3)	2.5(7)	-	-	*2704.8	1615.6	-	-	-
1100.6(1)	26(3)	1100.6(2)	25.4(20)	1807.9	707.3	1100.0(11)	1807.0	707.1

1130.6(3)	5.1(5)	1130.7(4)	10.0(20)	*4150.3	3019.4	1130.0(11)	1837.1	707.1
1167.6(1)	8.5(8)	-	-	*2130.4	962.8	-	-	-
1197.0(3)	4.0(3)	-	-	3937.7	2740.9	-	-	-
1211.5(1)	18(1)	1211.9(3)	31(4)	3019.4	1807.9	1212.0(12)	3020.0	1807.0
1230.3(5)	1.7(5)	-	-	*4150.3	2919.5	-	-	-
1343.3(1)	6.8(5)	1343.1(4)	7.1(20)	2214.0	870.7	1343.0(13)	2214.0	871.0
1368.6(5)	< 1	-	-	2434.6	1066.0	-	-	-
1422.9(5)	< 1	-	-	*2130.4	707.3	-	-	-
1522.2(2)	3.7(5)	-	-	*2229.6	707.3	-	-	-
1575.0(3)	4.5(4)	1573.8(4)	7.3(20)	3382.7	1807.9	1575.0(15)	3381.0	1807.0
1610.2(3)	2.6(8)	-	-	*2481.1	870.7	-	-	-
1685.3(4)	1.5(3)	-	-	2647.9	962.8	-	-	-
1723.6(4)	1.7(3)	-	-	3937.7	2214.0	1723.0(17)	3937.0	2214.0
1742.0(2)	4.3(5)	-	-	*2704.8	962.8	-	-	-
1777.2(5)	< 1	-	-	2647.9	870.7	-	-	-
1778.1(1)	27(2)	1778.5(4)	30(6)	2740.9	962.8	1778.0(17)	2741.1	962.0
1802.6(3)	2.2(4)	-	-	1807.9	5.1	1802.0(18)	1807.0	5.1
1833.5(6)	< 1	-	-	*2704.8	870.7	-	-	-
1870.3(3)	1.6(2)	-	-	2740.9	870.7	-	-	-
1940.5(1)	7.5(6)	1941.4(4)	12.9(20)	2647.9	707.3	1941.0(19)	2648.1	707.1
2033.7(1)	7.2(5)	2034.2(5)	17(4)	2740.9	707.3	2034.1(20)	2741.1	707.1
2048.5(3)	4.0(6)	-	-	2919.5	870.7	-	-	-
2156.4(2)	3.6(5)	-	-	3119.2	962.8	2156.0(21)	3118.0	962.0
2316.9(2)	3.1(4)	-	-	3382.7	1066.0	-	-	-
2411.8(4)	1.2(3)	-	-	3119.2	707.3	-	-	-
2418.5(15)	< 1	-	-	3382.7	962.8	2419.0(24)	3381.0	962.0
2610.2(2)	2.5(6)	-	-	3481.1	870.7	-	-	-
2675.2(2)	2.6(3)	-	-	3382.7	707.3	-	-	-
2699.7(7)	< 1	-	-	*2704.8	5.1	-	-	-
3066.7(4)	5.9(7)	-	-	3937.7	870.7	-	-	-
3102.6(4)	2.5(4)	-	-	*3973.3	870.7	-	-	-
3113.9(4)	3.8(5)	-	-	4179.9	1066	3114.0(31)	4180.0	1066.0
3230.6(7)	< 1	-	-	3937.7	707.3	-	-	-
-	-	-	-	-	-	3205.0(32)	3483.0	278.9
3245.9(4)	2.3(4)	-	-	4048.3	802.3	-	-	-
3348.8(10)	2.2(7)	-	-	*4150.3	802.3	-	-	-
-	-	-	-	-	-	3933.0(39)	3937.0	5.1

En considérant les différentes voies de désintégrations du ^{79}Zn , les intensités absolues peuvent être déterminées à partir de l'équation de normalisation suivante :

$$I_{gs\ \gamma}^{Ga} = 100 - I_{\beta n}^{Zn}(\%) - I_{\beta,gs}^{Ga}(\%)$$

Dans une description du modèle en couche, l'état fondamental $9/2^+$ du ^{79}Zn se désintègre pour peupler l'état fondamental $3/2^-$ du ^{79}Ga avec une troisième transition interdite ayant une très faible probabilité. Par conséquent, l'alimentation de l'état fondamental $I_{\beta,gs}^{Ga}$ peut être négligée.

L'alimentation de l'état fondamental doit inclure la contribution des transitions vers le premier état excité à 5 keV, étant donné que cette transition ne peut pas être observée expérimentalement. La somme des intensités relatives qui alimentent les états à 0 et 5 keV, $I_{gs\ \gamma}^{Ga}$, s'élève à 314 en unités arbitraires.

La probabilité d'émission de neutrons retardés lors de la désintégration du ^{79}Zn , notée $I_{\beta n}^{Zn}$, est calculée en se basant sur la voie de décroissance $^{78}\text{Ga} \rightarrow ^{78}\text{Ge}$. La valeur obtenue dans l'étude de Padgett est de 2.86(6)%.

Par conséquent, le facteur de normalisation permettant de convertir les unités arbitraires en unités absolues est de 0.31(1), en parfait accord avec la valeur de 0.311(7) rapportée dans [6].

L'état fondamental a été mesuré avec un spin de $3/2$ [105] et une parité négative, attribuée aux trois protons occupant les orbitales πf et πp . En revanche, le premier état excité ne peut pas être mesuré expérimentalement en raison de son énergie très basse. Son spin et sa parité ont été assignés de manière incertaine $5/2^-$, basés sur des considérations théoriques et une analyse systématique des isotopes du gallium, qui favorisent des assignations de $3/2^-$ ou $5/2^-$. Pour les autres états excités, les attributions de spin/parité demeurent incertaines. Les calculs réalisés à l'aide du modèle en couches ne parviennent pas non plus à prédire de manière précise les valeurs de spin/parité pour ces états excités [105, 157].

Les taux de décroissance β et les valeurs de $\log ft$ sont présentés sur la gauche des figures 4.4 et 4.5.

Les valeurs de $\log ft$ obtenues dans cette étude sont en bon accord avec celles rapportées dans [6, 160], avec des écarts se situant à proximité des incertitudes de mesure.

Les niveaux d'énergie de 3938, 3383, 3334, 3019 et 2977 keV reçoivent une alimentation β importante à partir de l'état fondamental $9/2^+$ du ^{79}Zn . Les valeurs correspondantes de $\log ft$ relativement faibles suggèrent que les transitions β qui les relient sont autorisées. Par conséquent, ces états pourraient être assignés avec un spin de $7/2^+$, $9/2^+$ ou $11/2^+$, conformément aux règles de sélection. À l'exception du niveau à 802 keV, qui ne semble pas être directement peuplé par une transition β , les autres niveaux sont probablement peuplés par une première transition β interdite à partir de l'état fondamental $9/2^+$, avec

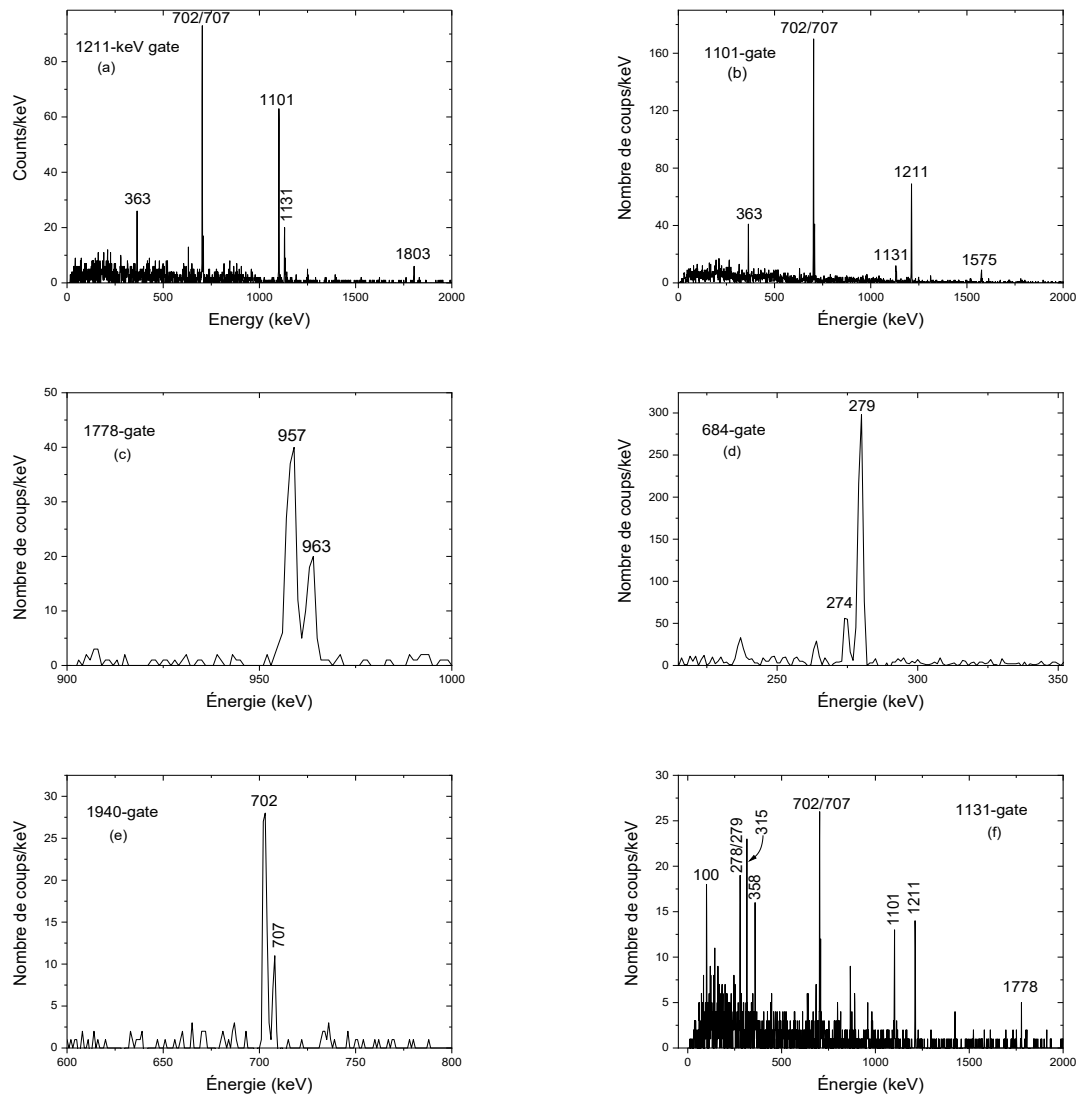


FIGURE 4.3 – Spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ du noyau ^{79}Ge , conditionnés par la détection de transitions de différentes énergies (1211, 1101, 1778, 684, 1940 et 1130 keV) dans le HPGe. L'intervalle de temps entre 50 ms et 2400 ms après l'impact du proton sur la cible a été choisi afin de réduire au minimum la présence d'activités à longue durée de vie.

un changement de spin $\Delta J = 0, 1$ ou 2 . Par conséquent, il est plausible que ces niveaux aient des valeurs de spin/parité de $7/2^-$, $9/2^-$ ou $11/2^-$.

4.1.2 Identification de l'état isomérique dans le ^{79}Zn

Les états isomériques sont des états excités à longue durée de vie qui peuvent persister pendant plusieurs années. Leur durée de vie prolongée est attribuée à une probabilité de transition relativement faible, principalement en raison de la différence de spin entre l'état isomérique et l'état final. La formation de ces états est influencée par l'interaction résiduelle

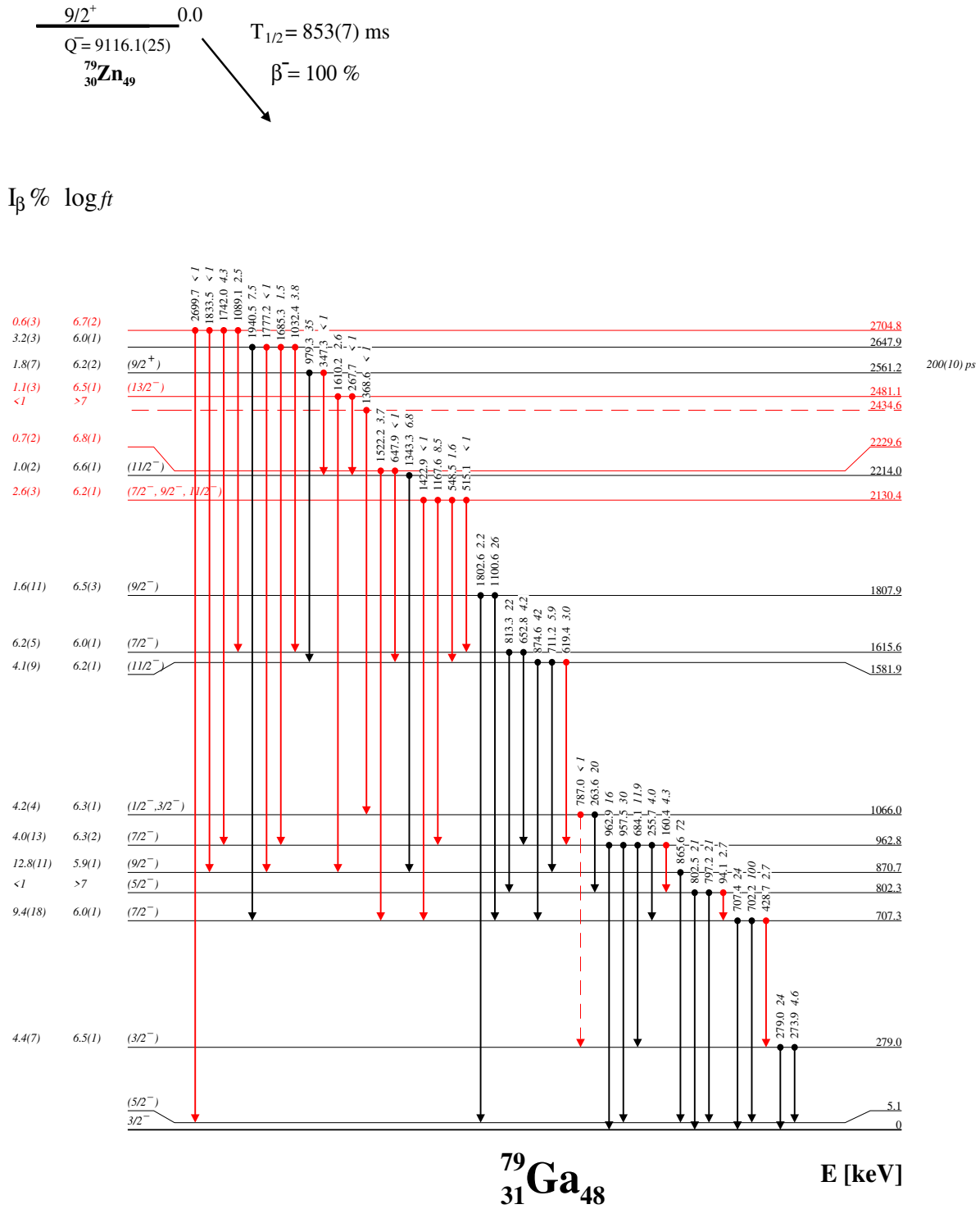


FIGURE 4.4 — Schéma de niveaux à basses énergies du noyau ^{79}Ga peuplé dans la désintégration β du ^{79}Zn obtenu dans ce travail, montrant l'emplacement des transitions γ présentes dans le tableau 4.1 avec leurs intensités relatives associées. Pour obtenir une intensité absolue pour 100 désintégrations, il faut multiplier par 0.31(1). Les assignations de spin-parité sont issues de de notre étude. Les valeurs $\log ft$ ont été calculées en utilisant $Q_\beta = 9116.1(25)$ keV [120] en supposant une désintégration β à partir de l'état $9/2^+$ à 0.0 keV dans le ^{79}Zn . La demi-vie de l'état $9/2^+$ est déduite du présent travail. Les données incertaines sont indiquées en pointillés. En rouge, les nouvelles transitions γ ainsi que leurs niveaux associés par rapport aux travaux antérieurs [6, 160].

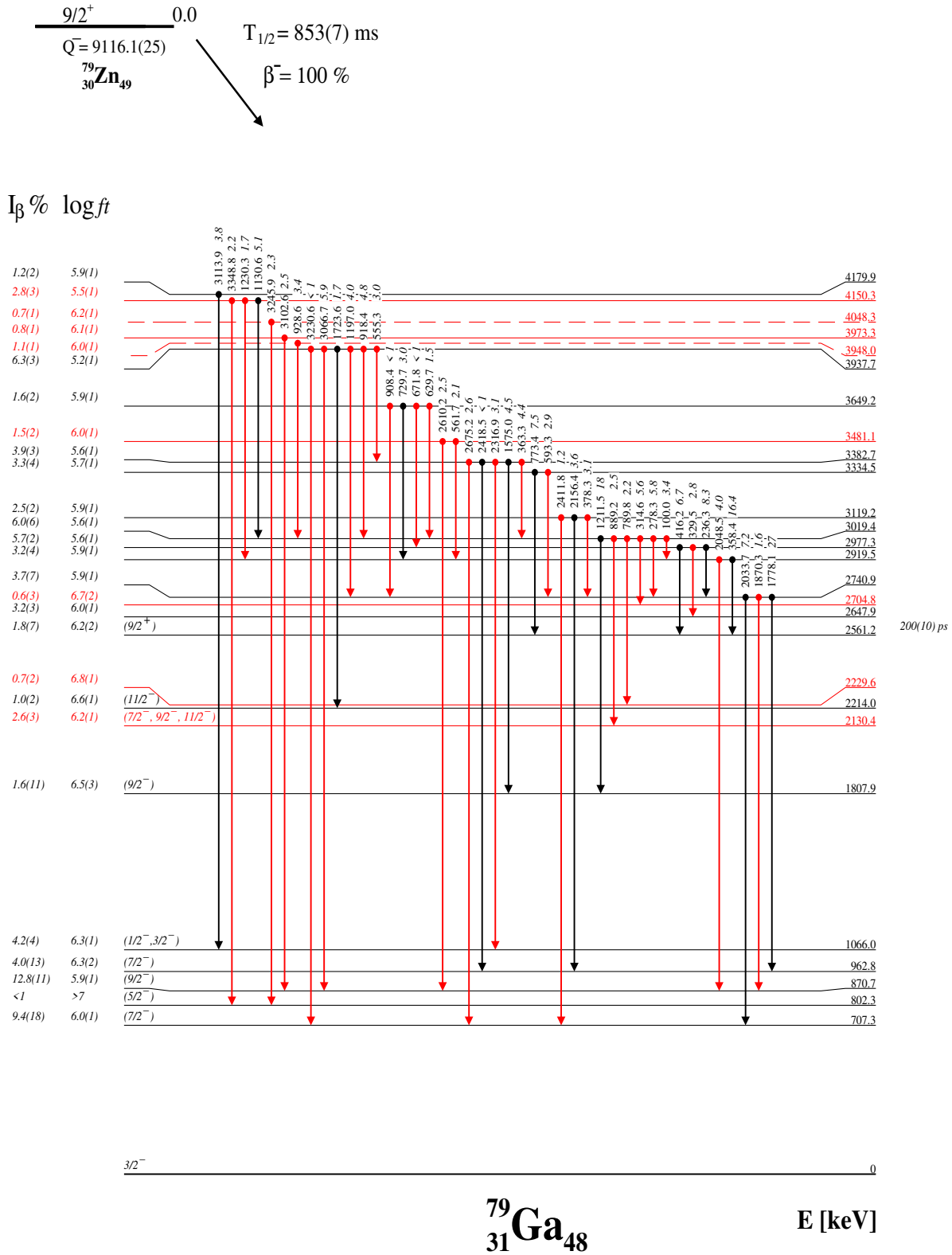


FIGURE 4.5 – Schéma de niveaux à hautes énergies du ^{79}Ga peuplé dans la désintégration β du ^{79}Zn obtenu dans ce travail, montrant l'emplacement des transitions γ présentes dans le tableau 4.1 avec leurs intensités relatives associées.

entre protons et neutrons, ce qui conduit à une énergie de séparation plus élevée. Les états isomériques se distinguent souvent par des spins élevés et sont fréquemment observés dans les noyaux à proximité des principales fermetures de couches. L'étude de ces états permet de mieux comprendre la structure nucléaire près des principales fermetures de couches et offre l'opportunité de tester les prédictions du modèle en couches.

Plusieurs isotones ayant un nombre de neutrons N égal à 49, situés à proximité du noyau ^{78}Ni , présentent des états isomériques, comme illustré dans la figure 4.6. Dans ces isotones, le nucléon célibataire occupant l'orbitale $\nu g_{9/2}$ permet de créer un état de spin $9/2^+$ proche des états de spin $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$, qui, à leur tour, peuvent être formés par différentes combinaisons sur les orbitales $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ et $f_{5/2}$. À l'exception du ^{81}Ge , où l'état isomérique est un état $1/2^+$, les autres isotones présentent des états isomériques formés par une particule ou un trou dans un état $\nu p_{1/2}$ proche des états formés par une particule ou un trou dans $\nu g_{9/2}$.

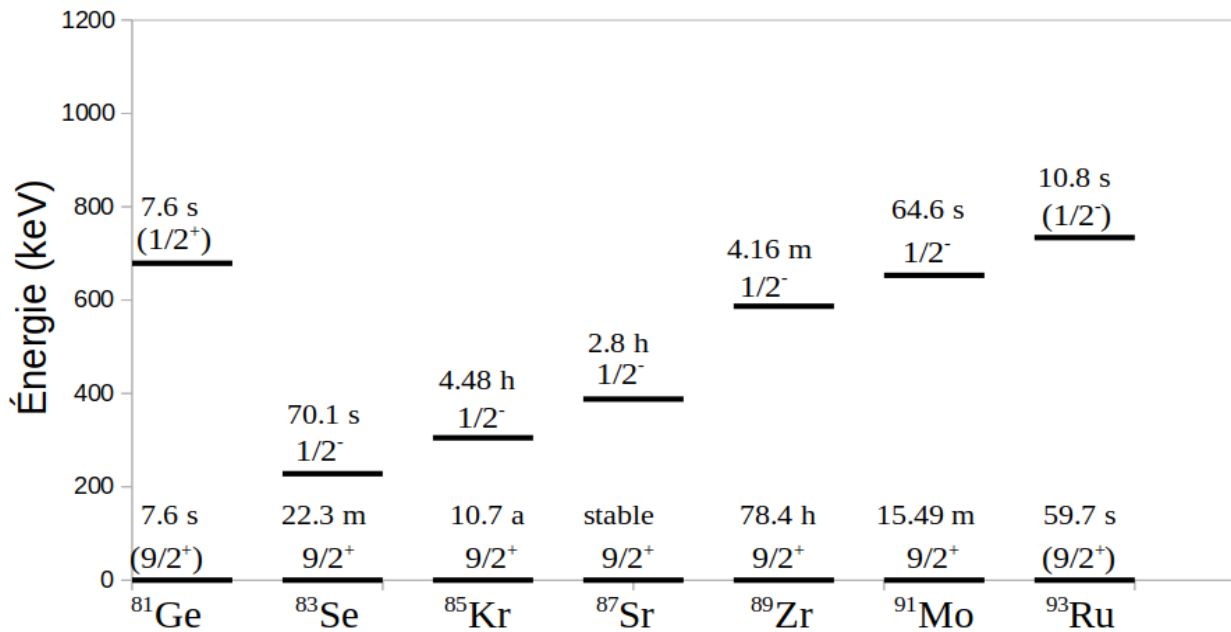


FIGURE 4.6 – Les états fondamentaux et isomériques des isotones $N = 49$ avec A impair, ainsi que leurs spins et demi-vies associés [20].

La spectroscopie laser colinéaire menée à ISOLDE-CERN a permis de réaliser la première mesure de la structure hyperfine de l'état fondamental et de l'état isomérique du noyau ^{79}Zn [7]. Les résultats obtenus confirment la présence d'un isomère de longue durée de vie, estimée à quelques centaines de millisecondes, et attribuent respectivement un spin/parité de $9/2^+$ et $1/2^+$ à l'état fondamental et à l'état isomérique. La fonction d'onde associée à cet isomère est principalement déterminée par l'excitation d'un neutron (une particule-deux trous) au-delà de l'écart en énergie de la couche $N = 50$.

Dans le cas présent, il est possible d'observer un isomère dans le noyau ^{79}Zn en mesurant les durées de vie des transitions γ du noyau fils ^{79}Ga , qui est formé par la désintégration β

du ^{79}Zn . Si un état isomérique existe dans le noyau parent, les transitions γ émises à partir de cet état devraient avoir une demi-vie différente de celles émises par l'état fondamental. Pour réaliser cette mesure, il est nécessaire de construire une matrice de coïncidence "énergie-temps" entre les détecteurs HPGe et le temps d'impact du proton sur la cible, qui sert de référence pour le début de la création des isotopes. L'objectif serait donc de mesurer avec précision la durée de vie de l'état isomérique tel que proposé par Yang [7].

Pour estimer la demi-vie d'une transition, une approche courante consiste à sélectionner cette transition dans le détecteur HPGe et à l'analyser dans le domaine temporel afin d'obtenir un spectre de décroissance radioactive retardée. En ajustant la partie retardée du spectre avec une fonction exponentielle, il est possible de déterminer de manière précise la demi-vie de la transition étudiée. Dans le cas du noyau ^{79}Ga , les demi-vies de toutes ses transitions γ ont été mesurées en utilisant cette technique. La figure 4.7 présente une série de demi-vies mesurées pour différentes transitions. La plupart de ces valeurs correspondent à la demi-vie du noyau parent ^{79}Zn . En particulier, la demi-vie de la transition la plus intense à 702 keV a été évaluée à 853(7) ms. Cette valeur se rapproche de la valeur de 891(12) ms rapportée par Padgett [160], mais elle est supérieure à la valeur de 746(42) ms mesurée par Hosmer [150].

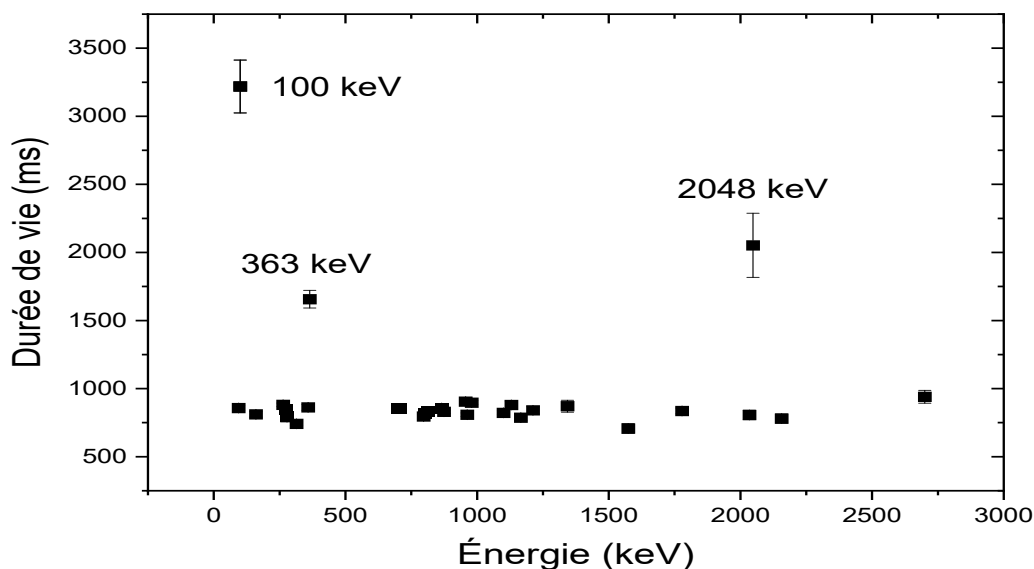


FIGURE 4.7 – Demi-vies de vies des différentes transitions du noyau ^{79}Ga .

Parmi les nouvelles transitions dans notre schéma de niveau du ^{79}Ga , trois cas se distinguent : les transitions à 100, 363 et 2048 keV. Les spectres de coïncidence conditionnés par la détection de ces transitions sont présentés sur la figure 4.8. D'après cette figure, on peut observer que ces trois transitions correspondent à des raies mixtes, impliquant d'autres isotopes de la chaîne de désintégration de la masse 79. Plus précisément, la transition à

100 keV est une raie mixte entre ^{79}Ga et ^{79}As , la transition à 363 keV est une raie mixte entre ^{79}Ga et ^{79}Se , et la transition à 2048 keV est une raie mixte entre ^{79}Ga et ^{79}Ge . Les spectres en temps de ces trois transitions, ainsi que celui de la transition la plus intense à 702 keV, sont présentés sur la figure 4.9. Les parties retardées de ces spectres ont été ajustées à l'aide de fonctions exponentielles, ce qui nous a permis d'obtenir les valeurs des demi-vies correspondantes. Ces demi-vies sont également représentées sur la figure 4.7.

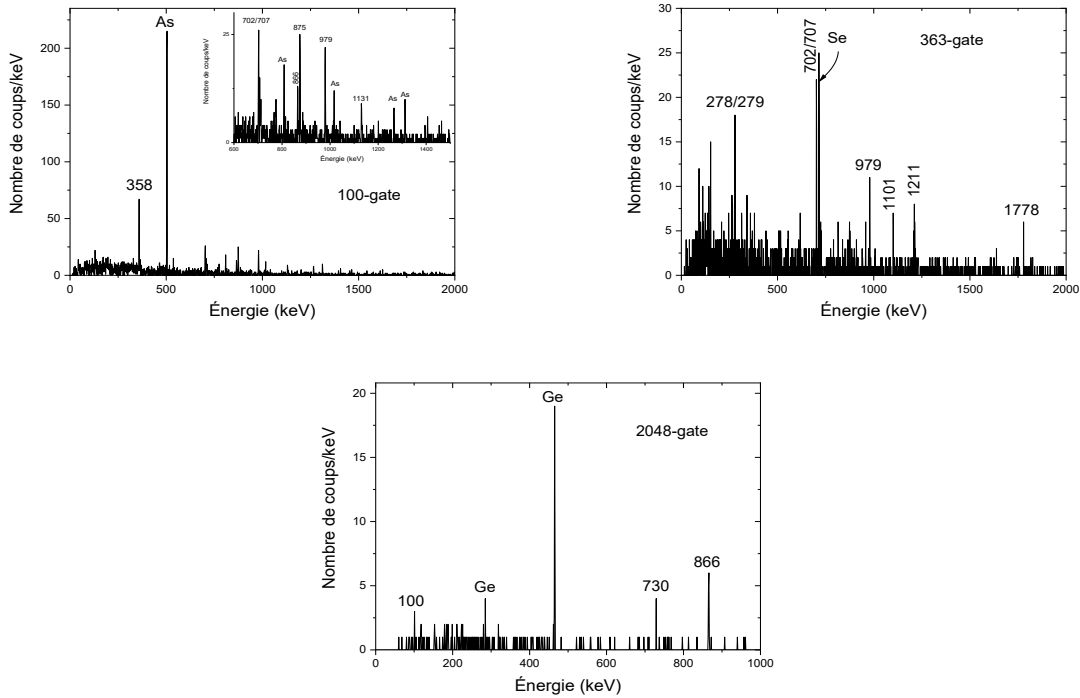


FIGURE 4.8 – Spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ du noyau ^{79}Ga , conditionnés par la détection de transitions de différentes énergies (100, 363 et 2048 keV) dans le HPGe.

Les résultats obtenus sur les demi-vies des transitions du ^{79}Ga révèlent des observations significatives. En général, la plupart des transitions présentent des demi-vies proches de la valeur moyenne de 840 ms, caractéristique de l'état fondamental du ^{79}Zn . Cependant, les trois nouvelles transitions à 100, 363 et 2048 keV se distinguent par leurs demi-vies plus longues, respectivement 3.2(2) s, 1.60(6) s et 2.0(2) s. Ces valeurs sont considérablement supérieures à la demi-vie de l'état fondamental, qui est inférieure à 1 s. En raison de la faible statistique associée à ces nouvelles transitions et de la possible contribution d'autres isotopes, il est difficile de déterminer avec certitude la demi-vie de l'isomère correspondant. Cela souligne l'importance de mener des études plus approfondies afin d'obtenir une évaluation précise de cette demi-vie. Dans une étude récente, Nies et al. [161] ont situé l'état isomérique $1/2^+$ à 942(10) keV, légèrement en dessous de l'état $5/2^+$ à 983(3) keV. En supposant une transition E4 entre les états $1/2^+$ et $9/2^+$ avec une valeur de E4 d'environ 1 W.u. selon les systématiques d'Endt [37], la demi-vie de l'état isomérique $1/2^+$ est estimée à environ 800 ms. Cette valeur

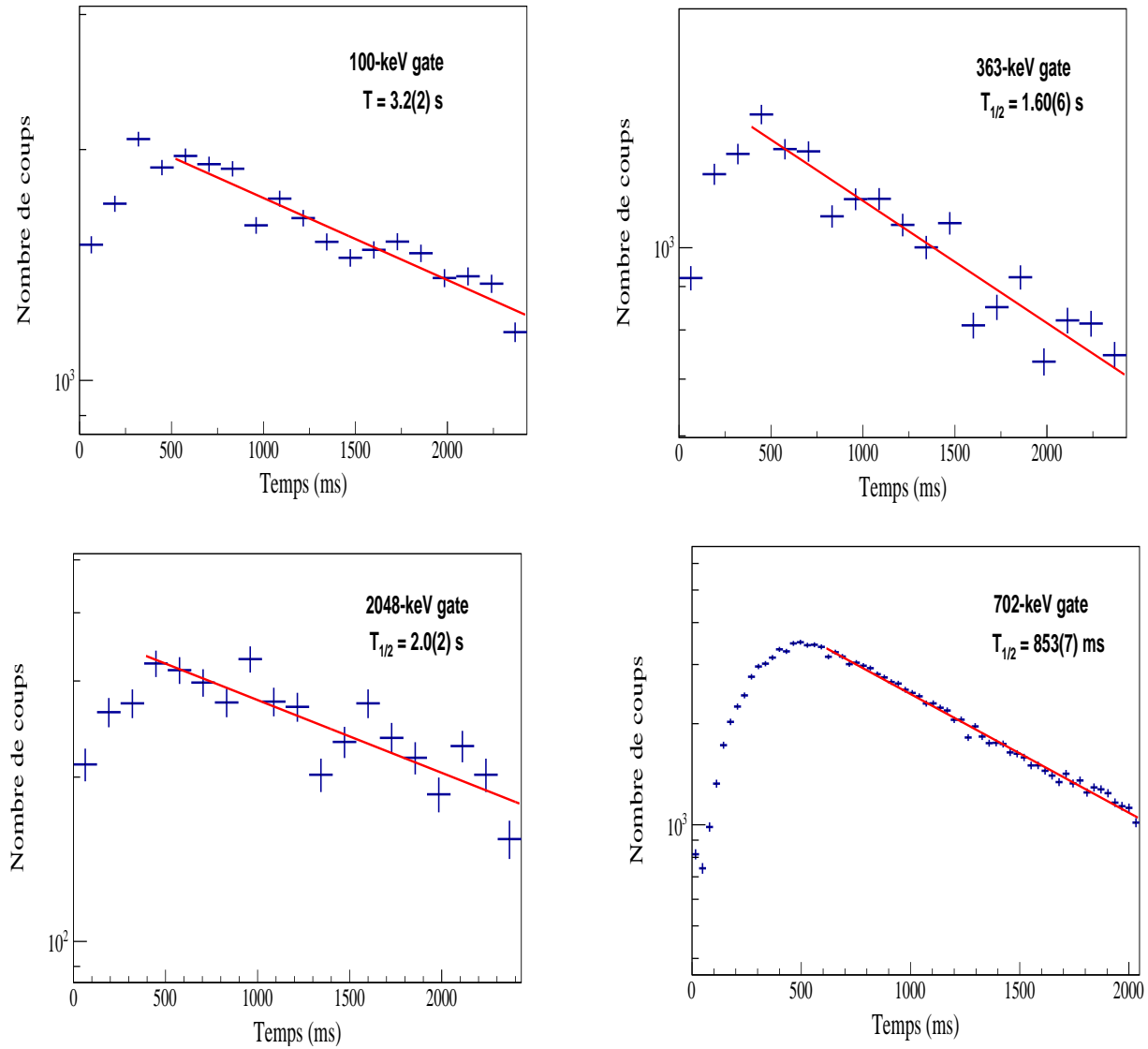


FIGURE 4.9 – Spectres en temps du noyau ^{79}Ga conditionnés par la détection des transitions d'énergie 100, 363, 2048 et 702 keV dans le HPGe, en fonction de leur temps d'émission dans le cycle de mesure. La partie retardée des courbes a été modélisée par une fonction exponentielle.

est très proche de celle de l'état fondamental (700-900 ms), ce qui rend difficile la distinction entre les demi-vies des niveaux de l'état fondamental et de l'isomère dans le noyau fils ^{79}Ga .

4.1.3 La recherche d'un état $9/2^+$ dans le ^{79}Ga

Le noyau ^{79}Zn , caractérisé par un état fondamental ayant un spin et une parité de $9/2^+$, peut subir une désintégration pour peupler un état excité dans le noyau fils ^{79}Ga , conservant la même valeur de spin et de parité ($9/2^+$). Cet état excité se forme sur l'orbitale $g_{9/2}$, une des orbitales nucléaires disponibles pour cette région de masse, suggérant une possible longue durée de vie. Si un tel état existe, il serait probablement localisé aux alentours de 2.5 MeV,

en se basant sur l'évolution des niveaux d'énergie des isotopes de Ga.

L'utilisation des coïncidences $\beta\gamma$ offre une approche permettant d'explorer la présence éventuelle d'un état de longue demi-vie à haute énergie dans le noyau ^{79}Ga .

La figure 4.10 présente le spectre en énergie obtenu à partir du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ utilisé dans le cadre de cette étude. Ce spectre contient les noyaux radioactifs résultant de la désintégration β du ^{79}Zn , dont la demi-vie est de 0.764(42) s. Le premier noyau fils issu de cette désintégration est le ^{79}Ga , avec une demi-vie de 2.847(3) s. Par la suite, le ^{79}Ga se désintègre pour former le ^{79}Ge , qui présente une demi-vie de 18.98(3) s. Enfin, le ^{79}Ge subit une désintégration pour donner lieu au noyau ^{79}As , dont la demi-vie est de 9.01(15) min.

L'ensemble du spectre en énergie issu de la désintégration β du ^{79}Zn a été exploré en utilisant des coïncidences entre les détecteurs β et $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. L'analyse des spectres en temps révèle un cas intéressant qui suscite une étude approfondie. Plus précisément, nous avons observé une cascade de transitions γ $979 \rightarrow 875 \rightarrow 707$ désexcitant le niveau 2561 keV. Cette cascade de transitions est susceptible d'être associée à une longue demi-vie pour le niveau désexcité.

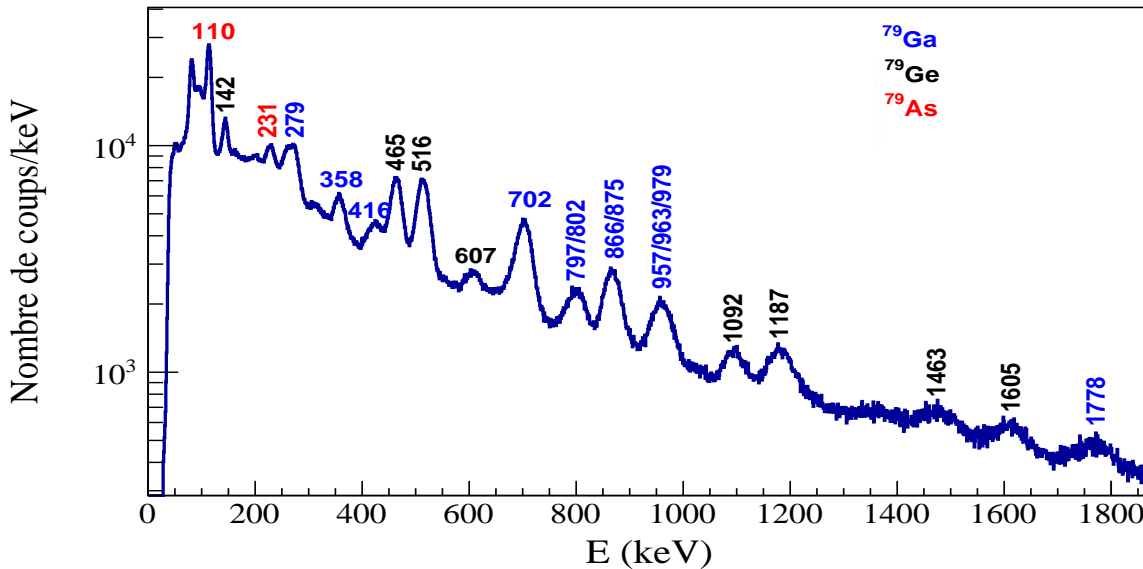


FIGURE 4.10 – Spectre en énergie du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ obtenu par la décroissance β du ^{79}Zn . Les transitions les plus intenses sont identifiées et étiquetées.

Dans le cadre de l'analyse des coïncidences $\beta\gamma$, nous avons procédé à la sélection des transitions à 979 keV, 875 keV et 707 keV à partir du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Par la suite, ces transitions ont été soumises à une projection sur le TAC pour obtenir les réponses temporelles correspondantes. Les résultats de ces projections sont représentés graphiquement sur les figures 4.11-a, 4.11-b et 4.11-c. Les parties retardées de ces spectres ont été modélisées à l'aide de fonctions exponentielles, ce qui a permis d'obtenir des demi-vies d'environ 200 ps. Cependant, en raison de la résolution en énergie limitée du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, le pic large

observé autour de 979 keV contient une contribution des transitions voisines à 957 et 963 keV, qui désexcitent l'un des niveaux inférieurs situé à 963 keV. Afin d'isoler ces transitions plus efficacement, nous avons utilisé des coïncidences $\beta\gamma\gamma$, qui requièrent des conditions spécifiques sur les transitions peuplant le niveau à 963 keV dans le détecteur HPGe. Plus précisément, nous avons sélectionné les transitions à 653 et 1778 keV, et en projetant ces transitions sur le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, nous avons obtenu un pic ne contenant que les transitions à 957 et 963 keV. La projection de ce pic sur le TAC, qui a été modélisée par une fonction de convolution, est présentée sur la figure 4.11-d. Nous avons ainsi obtenu une demi-vie d'environ 80 ps, démontrant ainsi que la demi-vie de 200 ps obtenue dans la figure 4.11-a n'est pas associée au niveau à 963 keV.

Cependant, afin d'obtenir une mesure plus précise de la demi-vie associée à la transition de 979 keV, il est nécessaire d'isoler le pic correspondant dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ en utilisant des conditions de coïncidence avec d'autres transitions. Pour ce faire, des transitions peuplant le niveau 2561 keV, à savoir les transitions de 358, 416 et 773 keV, ont été sélectionnées dans le détecteur HPGe. En projetant ces transitions sur le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, le pic à 979 keV est clairement identifié. Ensuite, ce pic est projeté sur le TAC afin d'effectuer une analyse temporelle de la réponse résultante. Les spectres 358-979, 416-979 et 773-979 ont été additionnés afin d'augmenter la statistique.

La réponse temporelle obtenue est présentée dans la figure 4.12. Une distribution prompte de forme gaussienne sera toujours ajoutée aux spectres en temps à titre comparatif. En modélisant cette réponse à l'aide d'une fonction de convolution, une demi-vie de 200(10) ps a été obtenue. Cette valeur représente la demi-vie du niveau à 2561 keV, avec une possible contribution des niveaux supérieurs se désexcitant par les transitions de 358, 416 et 773 keV. Toutefois, il est important de noter que cette valeur est en excellent accord avec celle obtenue dans la figure 4.11-a, où seule la transition de 979 keV est utilisée pour mesurer la demi-vie du niveau à 2561 keV. Par conséquent, toute contribution des niveaux supérieurs peut être négligée, et une demi-vie de 200(10) ps est attribuée au niveau à 2561 keV. La demi-vie mesurée pour l'état à 2561 keV suggère une transition E1 avec un taux de transition $B(\text{E1})$ de $1.96(6) \times 10^{-6}$ W.u. Cette valeur est en accord avec la limite supérieure de 0.01 établie par Endt pour les transitions E1 dans cette région de masse [37]. Cette transition E1 relie l'état à 2561 keV, attribué au spin $9/2^+$, à l'état à 1582 keV, qui peut être attribué soit au spin $11/2^-$, soit au spin $7/2^-$.

La systématique des états $9/2^+$ pour les isotopes de gallium est présentée sur la figure 4.13, où la plupart de ces états ont des demi-vies variant de la picoseconde aux nanosecondes. L'état mesuré à 2561 keV pour le ^{79}Ga , avec une demi-vie de 200 ps, correspond bien à cette tendance et peut être attribué au spin $9/2^+$. La position de l'état $9/2^+$ est autour de 2 MeV lorsque le nombre de neutrons est compris entre 32 et 38. Par la suite, à mesure que l'on s'éloigne de la zone de stabilité en ajoutant des neutrons, la position de cet état diminue, atteignant un

minimum pour $N = 42$. Cependant, lorsque l'on se rapproche du nombre magique $N = 50$, cette position commence à augmenter à nouveau.

La systématique des niveaux $9/2^+$ par rapport aux niveaux $5/2^-$ pour les isotopes de cuivre (Cu), arsenic (As), brome (Br) et rubidium (Rb) présente une similitude remarquable, comme rapporté par Bączyk *et al.* dans leur étude illustrée par la figure 4.14 [162]. Ces travaux mettent en évidence des similarités significatives dans les propriétés des niveaux $9/2^+$ et $5/2^-$ pour ces différents isotopes.

La configuration habituelle des protons pour le noyau de gallium est caractérisée par les orbitales $f_{5/2}$ et $p_{3/2}$. Lorsqu'un proton interagit avec l'état 2^+ du cœur de ^{78}Zn ($Z = 30, N = 48$) situé à 730 keV, cela peut générer 9 niveaux d'énergie. Ces niveaux incluent un niveau $9/2^-$, deux niveaux $7/2^-$, deux niveaux $5/2^-$, deux niveaux $3/2^-$, et deux niveaux $1/2^-$. Cependant, seuls 6 de ces niveaux ont été observés expérimentalement. À l'énergie de l'état 4^+ du cœur de ^{78}Zn (1621 keV), il devrait y avoir deux niveaux de chaque $7/2^-$, $9/2^-$, $11/2^-$, et un seul niveau $13/2^-$. En comparant avec le ^{77}Ga et en tenant compte de l'espacement entre les niveaux, la cascade 874-707 semble correspondre à la cascade $11/2^- \rightarrow 7/2^- \rightarrow 3/2^-$ et la cascade 1610-865 semble correspondre à la cascade $13/2^- \rightarrow 9/2^- \rightarrow 5/2^-$.

Ces transitions représentent des changements de configuration à l'intérieur du noyau de gallium, où le proton interagit avec les états yrast (les états d'énergie les plus bas) du cœur de ^{78}Zn .

Dans notre étude, nous nous sommes concentrés exclusivement sur la désintégration β de l'état fondamental du ^{79}Zn , et la désintégration de l'état isomérique n'a pas été prise en compte. La partie du schéma de niveaux du ^{79}Ga , peuplée par la désintégration β de l'isomère $1/2^+$, est basée sur l'identification des états fortement peuplés à haute énergie qui se désexcitent directement vers les niveaux de spin faible de $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$. Cette forte population entraîne des valeurs faibles de $\log ft$, autorisant ainsi les transitions β qui relient l'état isomérique $1/2^+$ du ^{79}Zn aux états du ^{79}Ga . Les règles de sélection de la désintégration β suggèrent des attributions de spin-parité $1/2^+$ et $3/2^+$. Comme les transitions γ qui relient ces états de haute énergie aux états excités de spin faible ont généralement une faible multipolarité, nous pouvons conclure que les niveaux présentant une alimentation β élevée proviennent de la désintégration de l'état $1/2^+$ du ^{79}Zn . Cependant, notre schéma de niveaux ne montre pas clairement ces cas, sauf pour les niveaux à 4180 et 4150 keV où une certaine incertitude persiste.

4.2 Noyau de $^{79}_{32}\text{Ge}_{47}$

La compétition entre les phénomènes à particules indépendantes et les mouvements collectifs est particulièrement observée dans les noyaux avec $40 \leq N \leq 50$, ce qui en fait une région d'étude très active. Des études portant sur les noyaux $^{80,82}\text{Se}$ ($N = 46$ et 48) ont été

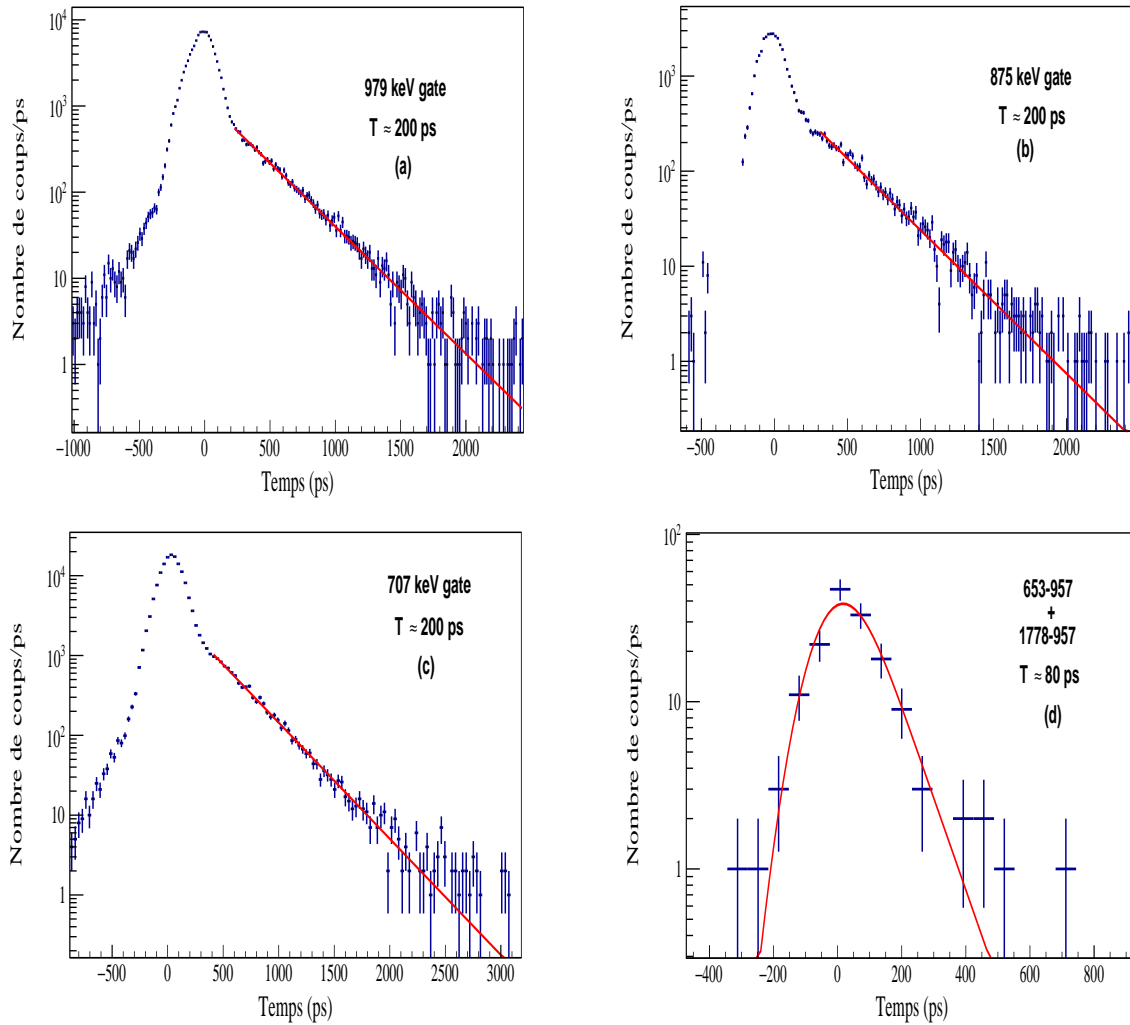


FIGURE 4.11 – Spectres en temps conditionnés par la détection des transitions d'énergie 979 keV (a), 875 keV (b) et 707 keV (c) dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. La partie retardée des spectres a été modélisée par une fonction exponentielle. Spectre en temps conditionné par la détection des transitions d'énergie 653 keV et 1778 keV dans le HPGé et la transition 957 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, modélisé par une fonction de convolution (d).

menées par Jones *et al.* [163] en utilisant des réactions de transfert de plusieurs nucléons induites par des collisions d'ions lourds. Ces études ont révélé des modifications de la structure à haut spin lorsque le nombre de neutrons approche $N = 50$. Les états de ces noyaux ont été interprétés en termes d'alignement des neutrons sur l'orbitale $g_{9/2}$ et d'excitations des protons de la sous-couche $f_{5/2}$ vers les orbites $p_{3/2}$ ou $p_{1/2}$. Dans une étude réalisée par Padilla-Rodal *et al.* [103], l'évolution de la collectivité dans les isotopes du germanium a été étudiée en mesurant les probabilités de transition réduites $B(E2)$. Cette étude a mis en évidence la fragilité de la fermeture de la sous-couche $N = 40$ et suggéré une persistance de $N = 50$ en tant que nombre magique, avec une forte dépendance des valeurs de $B(E2)$ sur l'interaction effective utilisée.

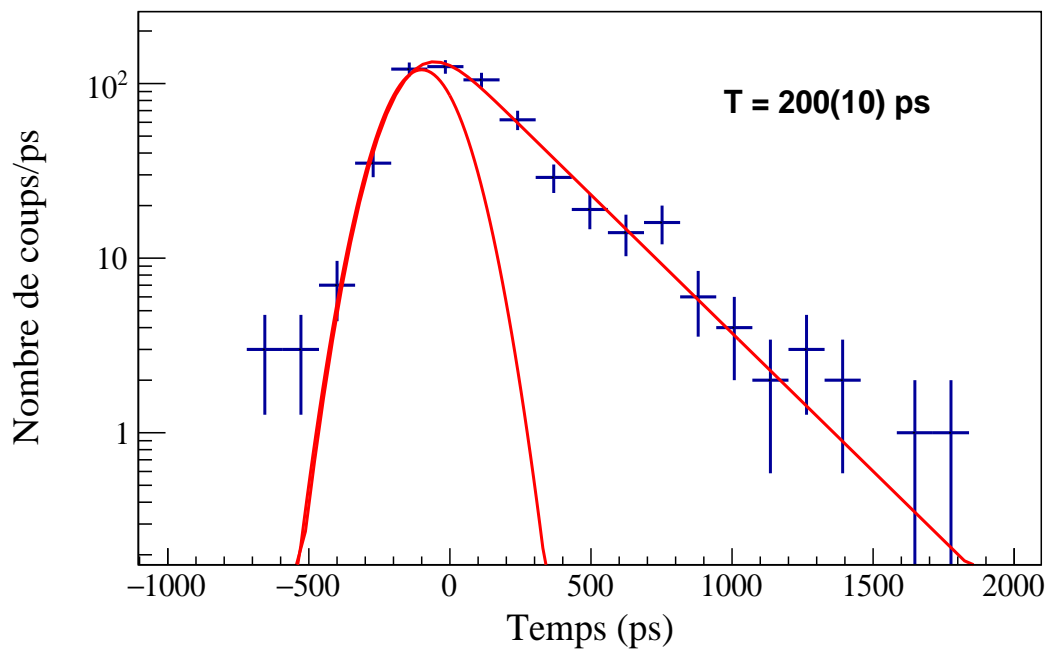


FIGURE 4.12 – Spectre en temps conditionné par la détection des transitions d’énergie 358, 416 et 773 keV dans le HPGe et la transition d’énergie 979 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, modélisé par une fonction de convolution.

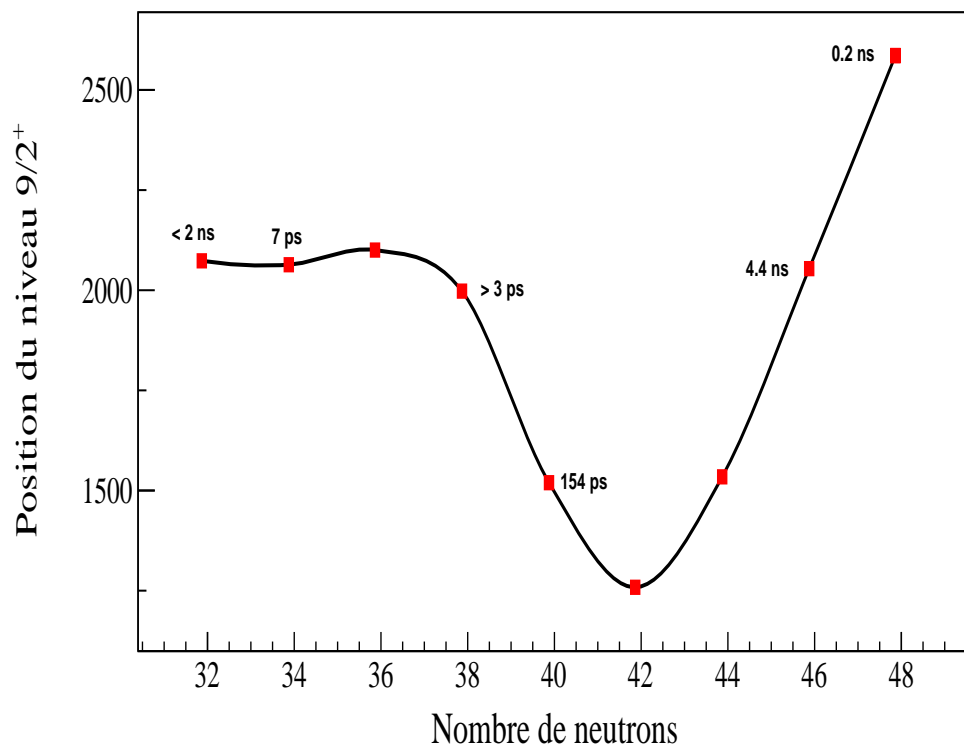


FIGURE 4.13 – La position de l’état $9/2^+$ en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes de gallium ($Z = 31$) avec les demi-vies associées [20].

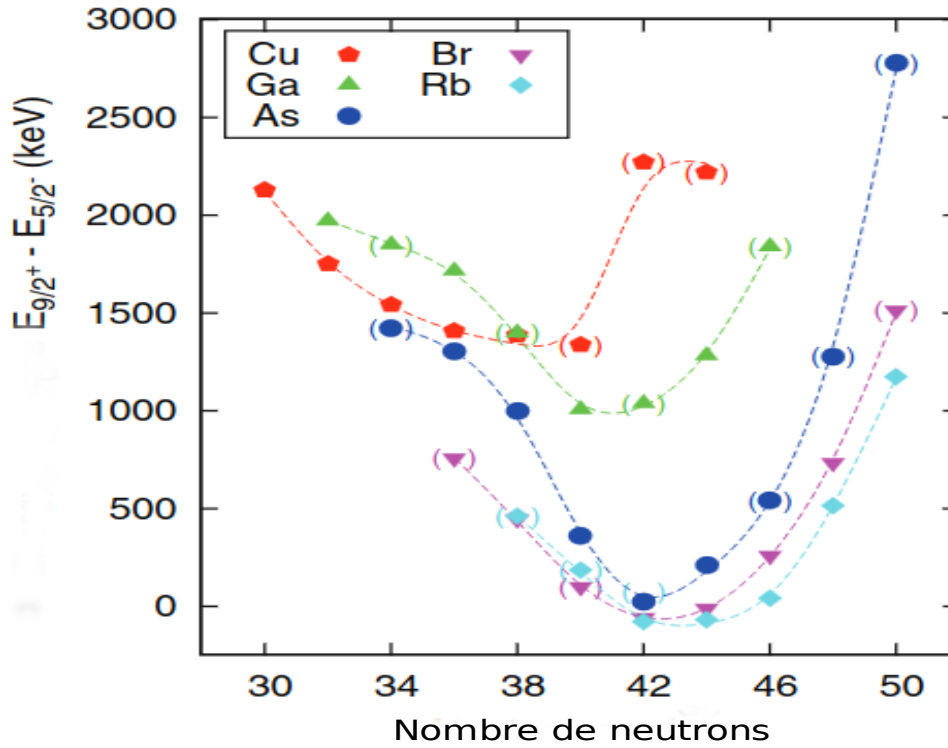


FIGURE 4.14 – La systématique des niveaux $9/2^+$ par rapport aux niveaux $5/2^-$ dans les isotopes Cu, Ga, As, Br et Rb, tirée de [162].

Dans notre expérience, le noyau ^{79}Zn a été produit à ISOLDE au CERN et s'est désintégré par voie β pour peupler le ^{79}Ga , qui à son tour s'est désintégré pour former le ^{79}Ge . Ce dernier noyau présente un déficit de trois neutrons par rapport au noyau doublement magique ^{78}Ni . La statistique obtenue dans notre travail n'a pas permis d'étendre le schéma de niveau du ^{79}Ge proposé par Hoff et al. [8]. Cependant, nous avons utilisé les transitions intenses du ^{79}Ge observées dans les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ pour étudier les demi-vies des états excités de basse énergie.

Les demi-vies des états excités ont été mesurées en utilisant la méthode de synchronisation électronique "fast-timing", dont les principes ont déjà été exposés dans le deuxième chapitre. La mesure des demi-vies repose sur l'utilisation des détecteurs HPGe, $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ et β . Cependant, des corrections doivent être appliquées pour tenir compte de certaines particularités de ces détecteurs, qui peuvent avoir un impact sur la détermination des centroïdes dans le cadre de la méthode de décalage du centroïde. Cette méthode a été exclusivement appliquée aux états excités du noyau ^{79}Ge dans le contexte de notre travail. Le détecteur β présente une réponse en temps fortement dépendante de l'énergie, ce qui nécessite une correction appropriée. De plus, les événements d'absorption totale et de diffusion Compton dans les cristaux génèrent des réponses en temps différentes. Il est donc nécessaire de corriger la contribution des événements Compton qui se trouvent sous les pics d'absorption totale.

Une fois que ces corrections sont appliquées, il devient possible de déterminer les demi-vies des états excités du ^{79}Ge .

4.2.1 Correction de l'effet de marche " β -walk"

L'utilisation d'un plastique mince de 3 mm permet d'obtenir une distribution d'énergie quasi continue des particules β , car une partie de leur énergie est déposée dans le plastique. Cependant, certaines particules ne pénètrent pas le détecteur de manière perpendiculaire, ce qui peut entraîner une épaisseur effective plus importante. De plus, les particules β à l'intérieur du plastique subissent diverses collisions, et d'autres particules telles que les rayons γ et les neutrons rapides peuvent également être détectées dans le plastique. Le traitement numérique peut également affecter le spectre en énergie des particules β en raison du phénomène d'empilement, où le temps entre deux événements est très court. Tous ces facteurs combinés entraînent des irrégularités dans la région des basses énergies du spectre d'énergie de la désintégration β , comme illustré sur la figure 4.15-a.

Dans la pratique, malgré toutes les précautions prises, le temps de réponse du détecteur plastique présente une dépendance vis-à-vis de l'énergie déposée et de la valeur Q_β des particules β . Cette dépendance se traduit par une courbe non uniforme connue sous le nom de "courbe de l'effet de marche" (β -walk). La courbe de cet effet, illustrée sur la figure 4.15-b, représente la déviation en temps en fonction de l'énergie (exprimée en canal) des particules β détectées. Pour obtenir cette courbe, une coïncidence $\beta\gamma$ est réalisée en utilisant un détecteur γ en coïncidence avec un TAC et un plastique NE111A. Dans le cas du noyau ^{79}Ge , une transition γ intense à 465 keV est sélectionnée dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ et projetée dans le spectre β . Ensuite, le spectre en énergie β est divisé en petits intervalles qui sont projetés sur le module TAC. Cette projection fournit une réponse en temps sous la forme d'une distribution gaussienne, dont la moyenne représente la déviation en temps correspondante. Ainsi, la courbe est construite en considérant différentes valeurs de la moyenne correspondant à différents intervalles d'énergie.

Afin de corriger cet effet, des ajustements sont effectués sur les événements en utilisant le module TAC. Par l'ajout ou la soustraction d'un certain nombre de canaux, les événements sont déplacés pour obtenir une réponse en temps presque constante, comme illustré sur la figure 4.15-c. La déviation en temps est ainsi limitée à une valeur de ± 5 ps, ce qui constitue une nette amélioration par rapport à la fluctuation de ± 15 ps observée sur la figure 4.15-b avant la correction de l'effet de marche. Il est important de souligner que cet effet dépend de la valeur Q_β de la désintégration, ce qui nécessite une correction spécifique pour chaque noyau et source radioactive utilisés.

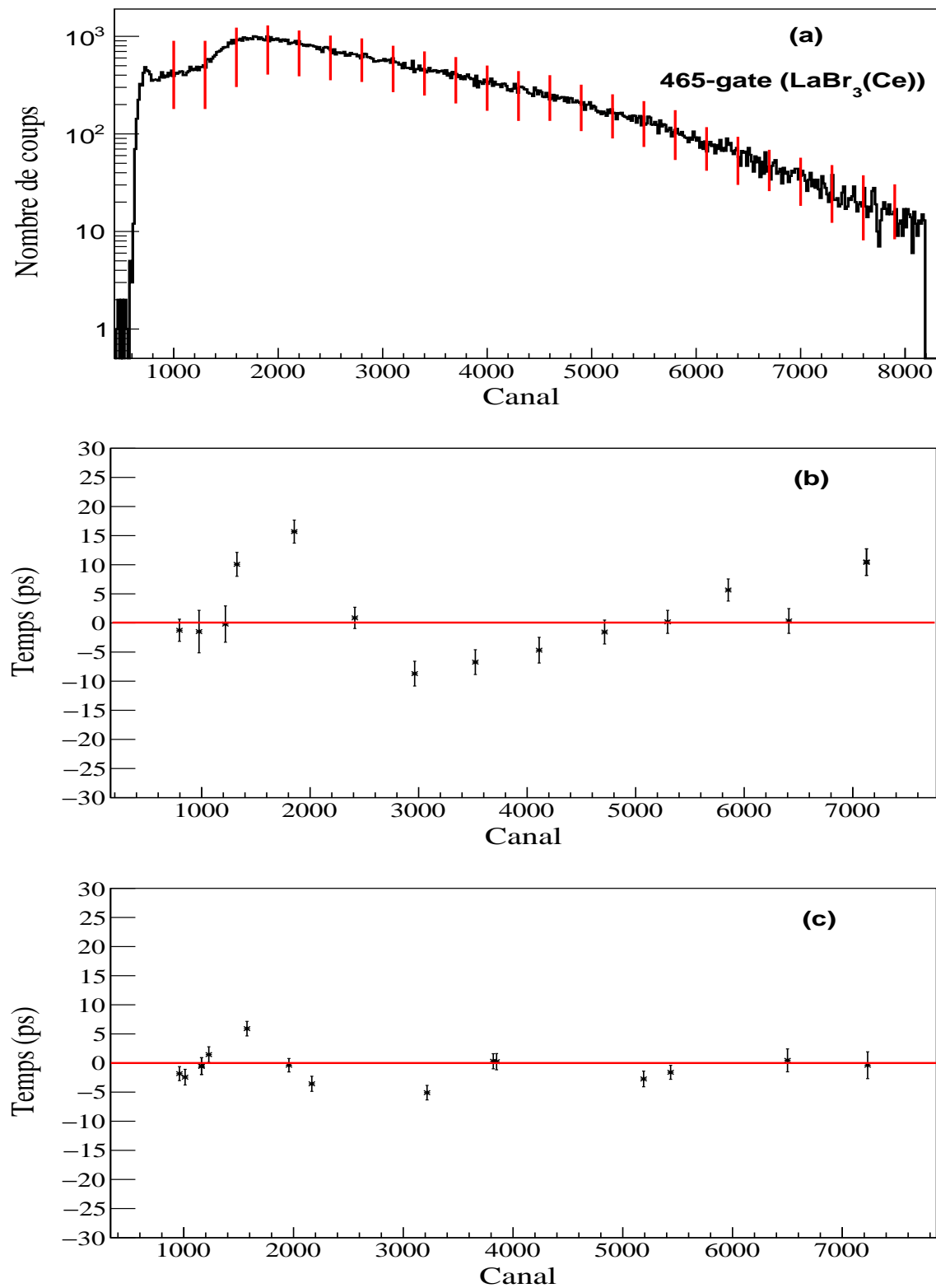


FIGURE 4.15 – (a) Spectre en énergie β avec la sélection de la transition intense du ^{79}Ge à 465 keV dans un détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. La réponse en temps du détecteur plastique avant (b) et après (c) la correction de l'effet de marche.

4.2.2 Courbe de réponse "Compton"

Les pics d'absorption totale siègent sur un bruit de fond principalement causé par les événements Compton résultant de transitions à des énergies plus élevées. Les réponses en temps de ces deux effets étant différentes, il est nécessaire d'effectuer une correction séparée de leurs contributions. Dans le spectre γ du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, la position centrale de la réponse en temps correspondant à un pic d'énergie donnée est déterminée par la relation suivante :

$$A_{c+a}C_{c+a} = A_aC_a + A_cC_c \quad (4.1)$$

où A_i et C_i représentent respectivement l'aire sous la courbe et la position centrale de la réponse temporelle correspondante (l'indice (a) fait référence à l'absorption totale et l'indice (c) à l'effet Compton).

Pour contourner l'incapacité à identifier spécifiquement les événements Compton dans le spectre, une région située à gauche ou à droite du pic d'absorption totale est choisie en supposant que la contribution Compton y est similaire à celle présente sous le pic. Cependant, le centroïde de cette région sera décalé par rapport à la position souhaitée C_c , ce qui nécessite la construction d'une courbe de réponse Compton pour les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ en fonction de l'énergie déposée afin de corriger cette différence.

Pour construire cette courbe, le front Compton du spectre γ provenant de la désintégration β de la source ^{138}Cs , qui produit le noyau ^{138}Ba , est utilisé. Ce spectre est obtenu en réalisant des coïncidences triples $\beta\gamma\gamma$ entre les détecteurs β , HPGe et $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Le spectre en énergie du ^{138}Ba présente deux transitions γ intenses en coïncidence à 1010 keV et 1436 keV. Le détecteur HPGe est utilisé pour détecter un photon d'énergie de 1010 keV, et en projetant le spectre sur le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, on peut mettre en évidence la transition à 1436 keV, accompagnée de son front Compton, comme illustré dans la figure 4.16. En plus de ces transitions, on observe également un pic de rayons X autour de 100 keV et un pic d'environ 250 keV correspondant à la rétrodiffusion. Pour obtenir la courbe de réponse Compton, on projette de petits intervalles du spectre présenté dans la figure 4.16 sur le TAC correspondant. Cette projection génère des réponses temporelles qui suivent une distribution gaussienne. En déterminant la valeur moyenne de chaque réponse temporelle pour chaque intervalle d'énergie, nous obtenons la courbe de réponse Compton.

La courbe de réponse Compton, illustrée dans la figure 4.17, est construite pour les deux détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Elle représente les déviations en temps en fonction de l'énergie déposée. Pour modéliser ces courbes, nous utilisons une courbe de tendance polynomiale, dont les coefficients sont utilisés pour corriger les déviations des réponses en temps Compton à l'aide de l'équation 4.1. Ainsi, nous obtenons les valeurs de C_c , qui correspondent aux positions centrales corrigées des réponses en temps Compton.

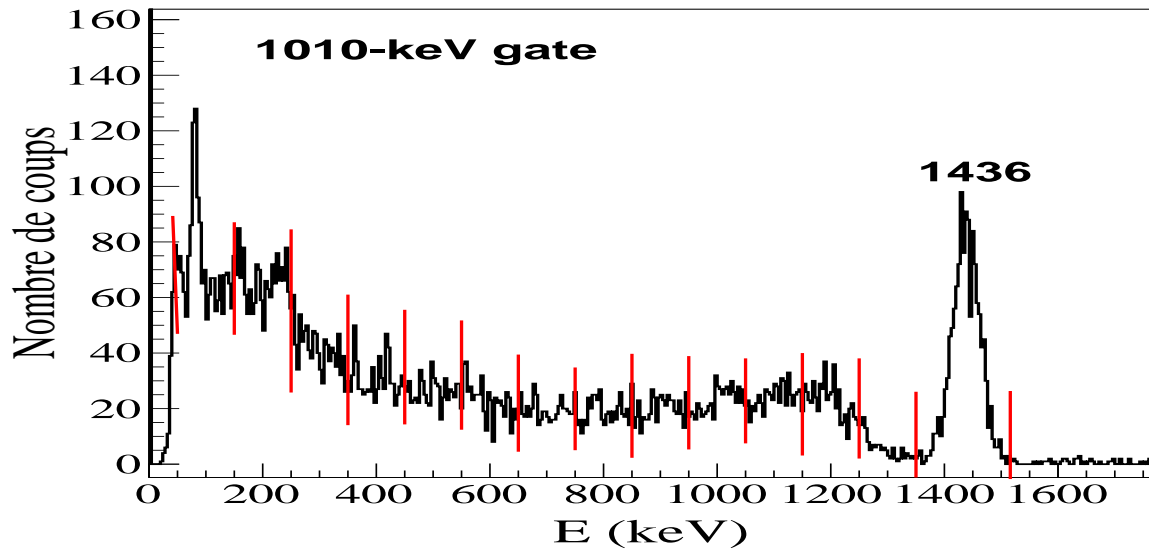


FIGURE 4.16 – Spectre en énergie de la désintégration β du ^{138}Cs en ^{138}Ba , conditionné par la détection de la transition à 1010 keV dans le détecteur HPGe, illustrant le pic d'absorption totale à 1436 keV avec son bruit de fond Compton correspondant dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Les pics autour de 100 keV et 250 keV correspondent respectivement aux rayons X et à l'émission de rétrodiffusion.

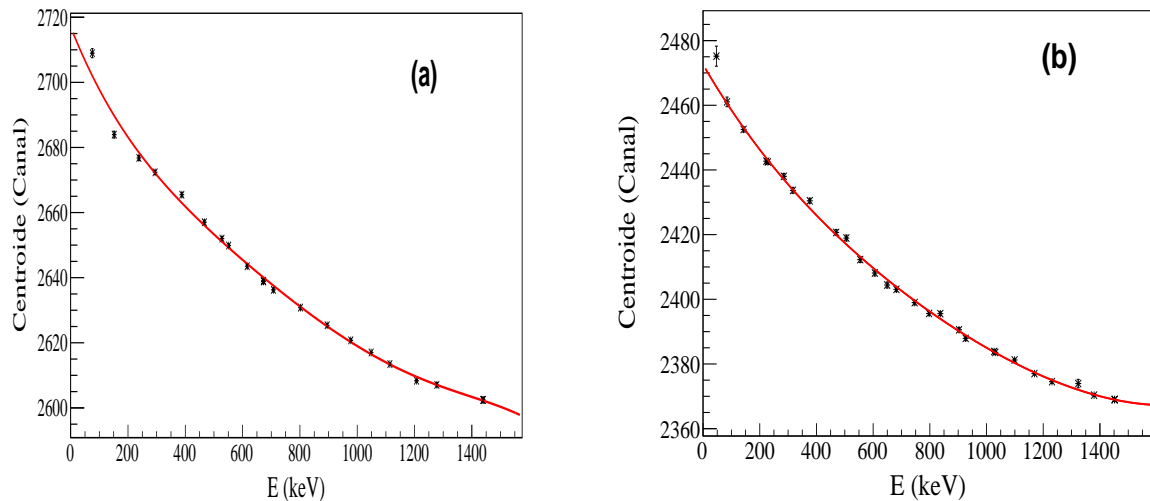


FIGURE 4.17 – Les courbes de réponse Compton pour les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -1 (a) et $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -2 (b) obtenues avec une source de ^{138}Cs , modélisées par une fonction polynomiale.

4.2.3 Courbe de réponse "prompte"

Après avoir corrigé les effets liés aux événements Compton, il est nécessaire de déterminer la courbe de calibration pour les événements d'absorption totale qui présentent une réponse en temps différente de celle de l'effet Compton. La réponse en temps des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ associée aux pics d'absorption totale présente une forte dépendance en énergie qui doit être réduite.

Pour construire cette courbe de calibration, on utilise des transitions promptes provenant de niveaux ayant de courtes demi-vies ($T_{1/2} < 10$ ps). Les sources de calibration ^{138}Cs et ^{140}Ba sont particulièrement utiles, car elles disposent de plusieurs transitions promptes. Ces transitions, associées à leurs niveaux et demi-vies respectifs, sont présentées dans le tableau 4.2. Elles permettent ainsi de construire la courbe de réponse prompte des pics d'absorption totale.

Les positions des centroïdes des distributions en temps correspondant aux pics d'absorption totale sont déterminées en utilisant les coïncidences $\beta\gamma$. Pour cela, on sélectionne les transitions répertoriées dans le tableau 4.2 qui sont détectées par le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Ces transitions sont projetées sur le TAC, ce qui permet d'obtenir une distribution en temps gaussienne. Afin de réduire le bruit de fond, il est possible d'ajouter des conditions supplémentaires en incluant le détecteur HPGe dans les coïncidences. Les positions des centroïdes sont ensuite corrigées en utilisant les demi-vies indiquées dans la dernière colonne du tableau 4.2.

Les données de la source ^{138}Cs doivent être ajustées verticalement pour correspondre aux données de la source ^{140}Ba . Il s'agit d'une procédure standard permettant de couvrir une large gamme d'énergie. Les courbes obtenues pour les deux détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, modélisées par des fonctions polynomiales, sont présentées dans la figure 4.18. Ces fonctions servent à construire une courbe de réponse prompte des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ et, pour chaque énergie, les positions correspondantes dans le TAC sont corrigées par rapport à cette courbe. Ces corrections permettent d'éliminer la dépendance en énergie et d'obtenir une courbe presque constante, comme présenté dans la figure 4.19.

TABLEAU 4.2 – Les transitions des sources de calibration ^{138}Cs et ^{140}Ba utilisées pour la construction de la courbe de réponse prompte des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, avec leurs niveaux et demi-vies associés. Les données sont tirées de [88] et [164].

Noyaux	Transitions (keV)	Niveaux (keV)	Demi-vies de vie (ps)
^{138}Ba	138.08(6)	2445.64	4.9(36)
^{138}Ba	227.76(6)	2445.64	4.9(36)
^{140}Ce	328.762(8)	2412.02	1.3(4)
^{138}Ba	408.98(6)	2307.59	7.0(26)
^{140}Ce	432.493(12)	2515.77	≤ 2.5
^{138}Ba	546.990(15)	2445.64	4.9(36)
^{140}Ce	751.637(18)	2347.89	0.15(10)
^{140}Ce	815.772(19)	2412.02	1.3(4)
^{138}Ba	871.72(7)	2307.59	7.0(26)
^{140}Ce	925.189(21)	2521.43	≤ 2.4
^{138}Ba	1009.78(8)	2445.64	4.9(36)
^{138}Ba	1435.77(7)	1435.86	0.202(8)
^{140}Ce	1596.21(4)	1596.24	0.0916(19)
^{138}Ba	2218.00(10)	2217.92	0.123(14)

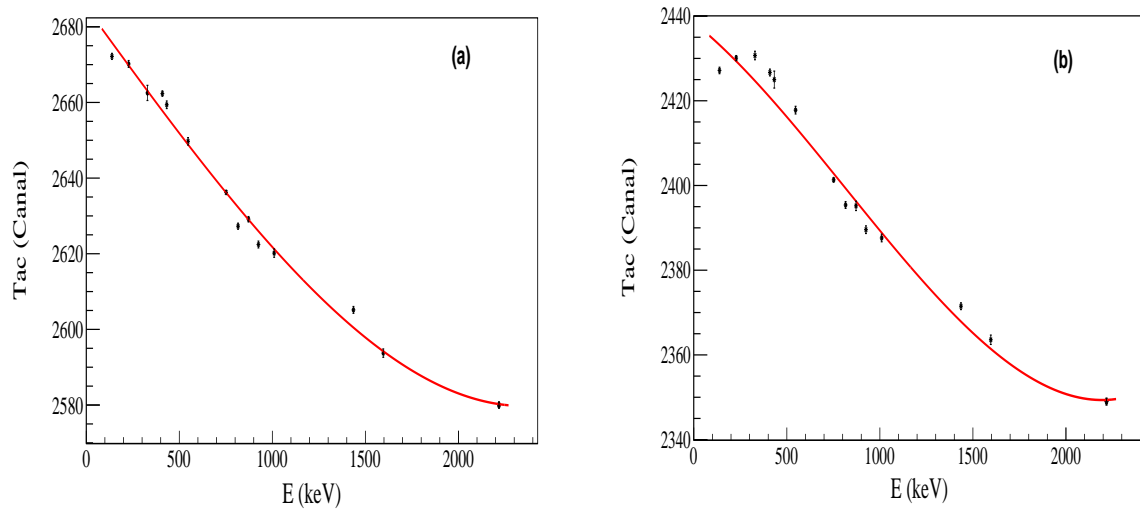


FIGURE 4.18 – Les courbes de réponses promptes pour les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -1 (a) et $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -2 (b) obtenues avec les sources de ^{138}Cs et de ^{140}Ba , modélisées par une fonction polynomiale.

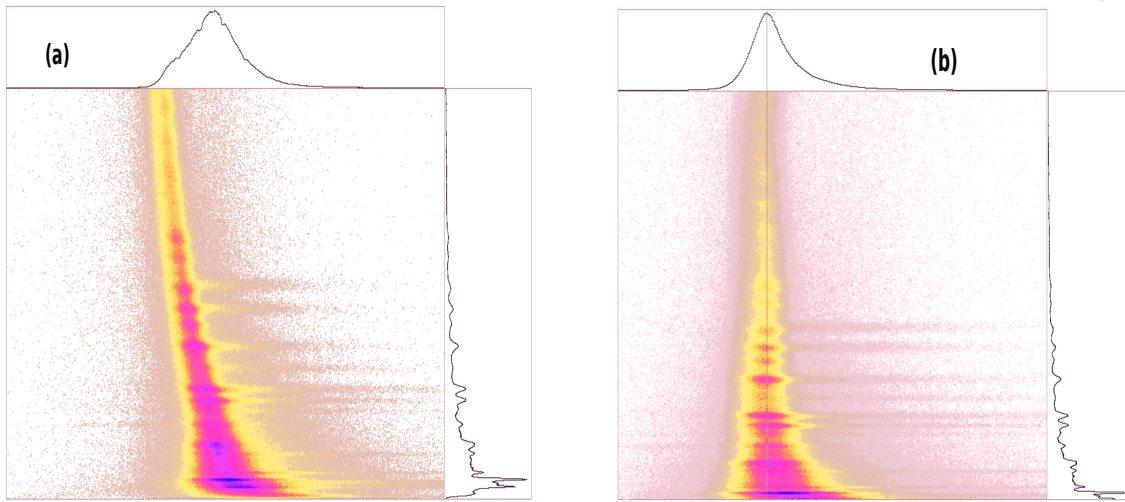


FIGURE 4.19 – La réponse temporelle du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ avant (a) et après (b) l'application des corrections liées aux événements d'absorption totale et Compton.

4.2.4 Mesure des demi-vies

Dans le cadre de cette analyse, nous nous intéressons aux états excités à 465, 516 et 607 keV du ^{79}Ge , qui se dés excitent par les transitions intenses à 465, 516 et 142 keV, respectivement.

Dans le spectre illustré par la figure 4.10, les transitions d'intérêt présentent des intensités élevées, ce qui facilite leur sélection dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ lors de l'application de la technique de "fast-timing". L'objectif de notre étude est d'obtenir une détermination plus précise de la demi-vie du niveau à 465 keV, pour laquelle une limite supérieure de 0.3 ns

a été établie par Hoff *et al.* [8]. Le schéma partiel des niveaux, illustré dans la figure 4.20, met en évidence les transitions d'intérêt qui seront utilisées dans notre étude, ainsi que leurs intensités absolues correspondantes.

La détermination des demi-vies s'appuie sur l'utilisation du module TAC, qui mesure la différence de temps entre les détecteurs β et $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ lors des coïncidences $\beta\gamma$, ainsi qu'entre les deux détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ lors des coïncidences $\gamma\gamma$. Pour réduire le bruit de fond associé à l'effet Compton, le détecteur HPGe est inclus dans l'analyse des données, permettant ainsi d'obtenir des coïncidences triples $\beta\gamma\gamma$. Cette configuration facilite une première sélection des transitions γ dans le détecteur HPGe, isolant ainsi la transition d'intérêt dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.

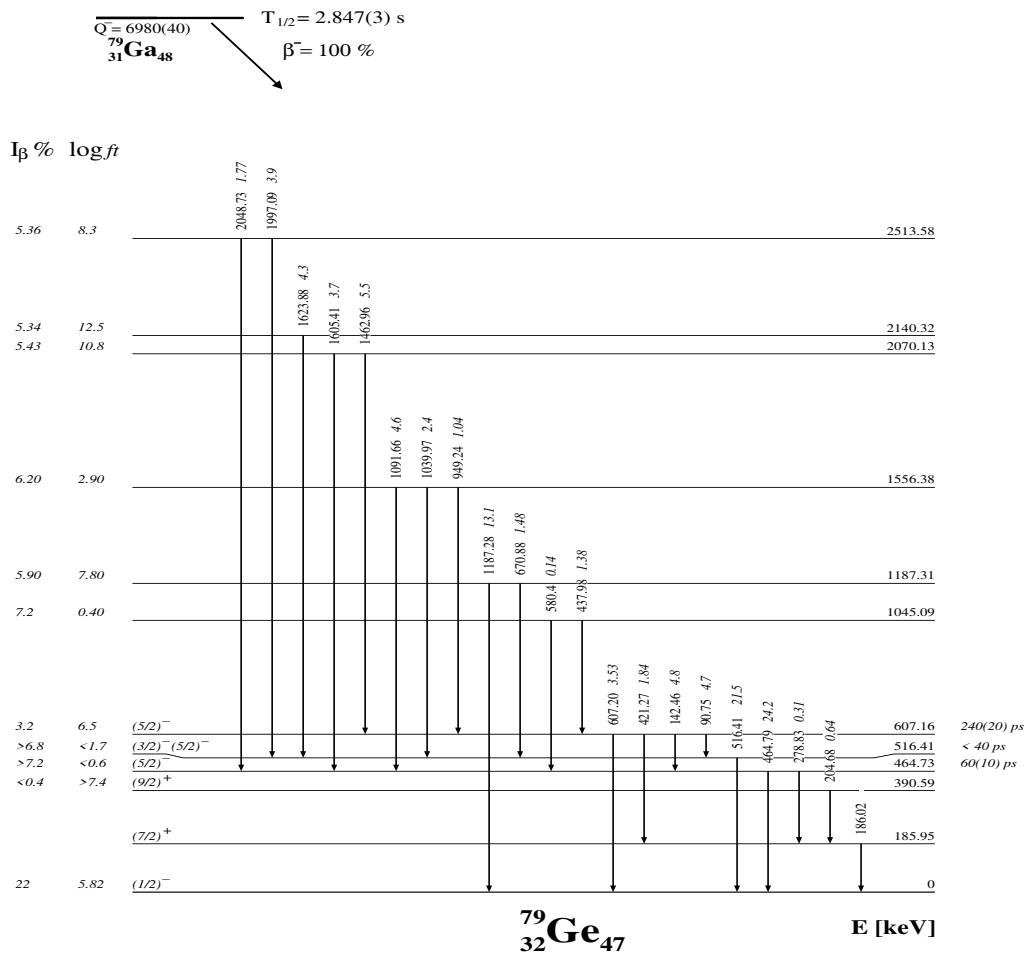


FIGURE 4.20 – Schéma de niveau partiel de la décroissance β du ^{79}Ga vers ^{79}Ge [8].

4.2.4.1 Demi-vies des niveaux supérieurs

Afin d'obtenir des mesures précises des demi-vies, il est préférable de privilégier les transitions issues d'états excités à courte durée de vie, étant donné que les demi-vies mesurées

incluent souvent la contribution des états excités supérieurs. Dans cette section, nous examinerons les demi-vies de certains états excités du ^{79}Ge qui seront utilisées dans le cadre de la technique de "fast-timing".

Lorsqu'une transition γ est sélectionnée dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ et enregistrée sur le TAC, la réponse temporelle obtenue reflète la durée de vie de l'état qui se désexcite par cette transition. Si la réponse temporelle ne présente aucune décroissance apparente et peut être adéquatement ajustée par une fonction gaussienne, la transition γ correspondante peut être considérée comme "prompte" et la demi-vie de l'état correspondant peut être négligée.

La figure 4.21 présente les spectres conditionnés par la détection des transitions d'énergie 580, 1187, 1092, 1463, 1624 et 1997 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, permettant ainsi d'obtenir les demi-vies des niveaux à 1045, 1187, 1556, 2070, 2140 et 2514 keV respectivement. La transition intense de 1187 keV a été directement sélectionnée dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, tandis que les autres spectres sont conditionnés par la détection des transitions d'énergie 91, 465 et 516 keV dans le détecteur HPGe. Les spectres obtenus ne montrent pas de décroissance apparente et peuvent donc être modélisés par des fonctions gaussiennes, ce qui permet de négliger les demi-vies des niveaux correspondants. Les événements observés entre 200 et 400 ps dans les spectres 465-580 et 1187 sont attribuables aux transitions voisines émises par d'autres isotopes présents dans la chaîne de désintégration. De plus, les niveaux à hautes énergies (supérieures à 2 MeV) sont généralement caractérisés par de courtes demi-vies inférieures à 1 ps.

4.2.4.2 Le niveau à 465 keV

En raison de la résolution en énergie limitée du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, il est fortement déconseillé de sélectionner directement la transition de 465 keV dans ce détecteur lors d'une coïncidence $\beta\gamma$. Le pic large observé autour de 465 keV contient la contribution des transitions voisines, notamment la transition de 607 keV qui désexcite un niveau susceptible d'avoir une longue demi-vie, comme cela sera présenté ultérieurement. Afin d'isoler de manière plus précise la transition à 465 keV, des conditions supplémentaires doivent être ajoutées dans le détecteur HPGe pour sélectionner spécifiquement les transitions peuplant ce niveau.

Selon le schéma de niveau présenté dans la figure 4.20, le niveau d'énergie de 465 keV est peuplé par plusieurs transitions. Lorsque des coïncidences $\beta\gamma\gamma$ sont effectuées, si l'une de ces transitions est détectée dans le HPGe et que le pic d'énergie de 465 keV est sélectionné dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, la réponse temporelle obtenue représente la combinaison des durées de vie du niveau à 465 keV et du niveau supérieur (celui qui se désexcite par la transition sélectionnée dans le HPGe). Cependant, si l'on inverse la configuration en sélectionnant la transition de 465 keV dans le HPGe et la transition du niveau supérieur dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, le spectre temporel obtenu représente la durée de vie du niveau supérieur qui alimente le

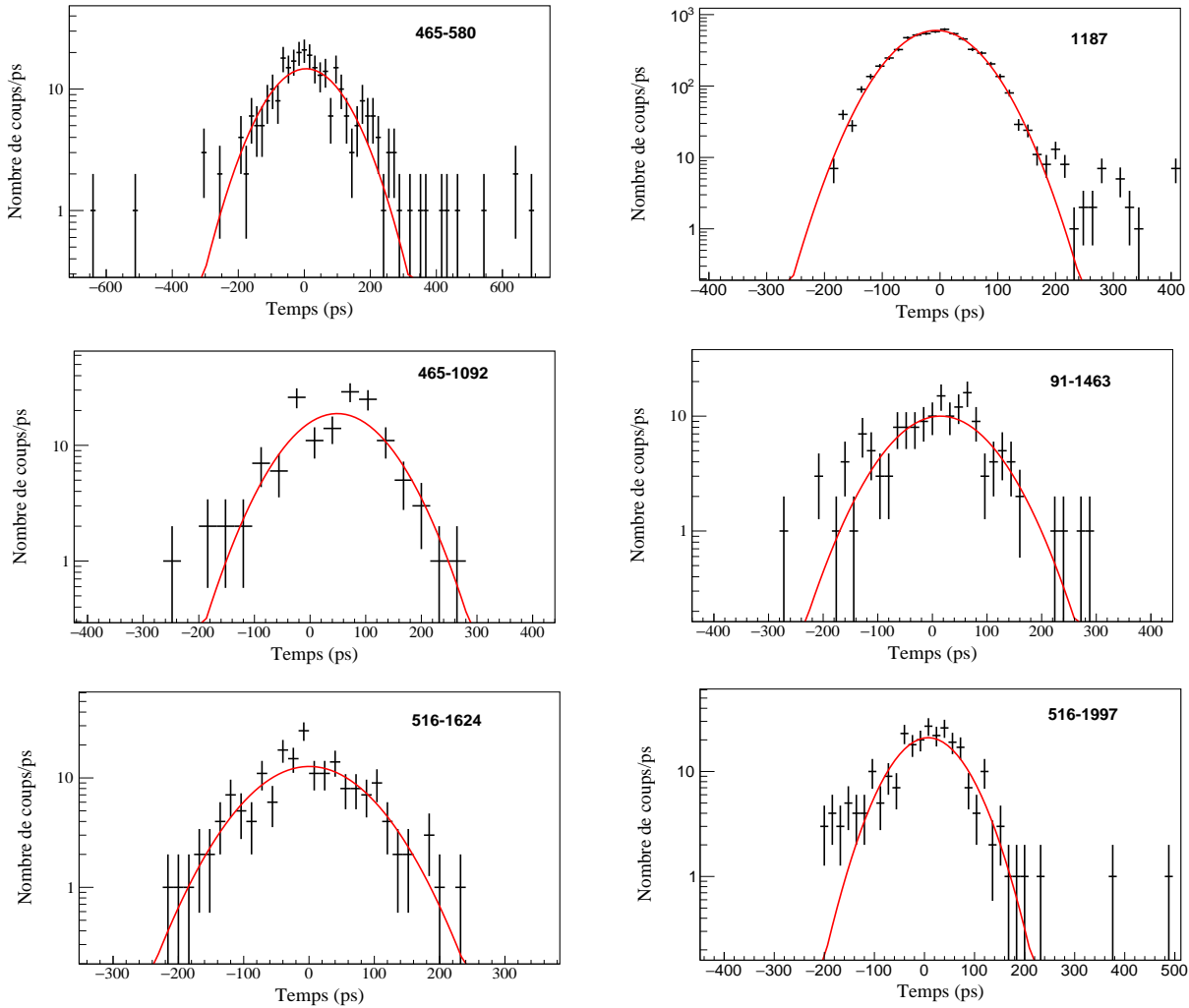


FIGURE 4.21 – Spectres en temps conditionnés par la détection des transitions d'énergie 580, 1187, 1092, 1463, 1624 et 1997 keV dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ lors des coïncidences $\beta\gamma$ et $\beta\gamma\gamma$ (voir le texte pour plus de détails). Les spectres ont été modélisés par une fonction gaussienne.

niveau à 465 keV. Il convient de noter que dans les deux cas, il peut y avoir une éventuelle contribution des durées de vie des niveaux supérieurs.

Dans la limite de la sensibilité de la technique "fast-timing", les transitions qui dépeuplent des états excités avec des demi-vies inférieures à 10 ps sont considérées comme promptes.

Méthode de convolution

Pour mettre en œuvre la procédure décrite précédemment pour le niveau 465 keV, nous nous concentrons sur les transitions de 1092, 1605 et 2049 keV qui alimentent ce niveau à partir des niveaux respectifs de 1556, 2070 et 2514 keV. Comme indiqué dans la figure 4.21, les demi-vies de ces niveaux peuvent être négligées. Par conséquent, les spectres obtenus en conditionnant la détection sur les transitions de 1092, 1605 et 2049 keV dans le HPGe, ainsi que sur la transition de 465 keV dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, permettent d'obtenir

spécifiquement la demi-vie du niveau 465 keV.

Afin d'améliorer les statistiques, les données des trois spectres sont combinées et modélisées en utilisant une fonction de convolution. Le résultat obtenu est présenté dans la figure 4.22, où la demi-vie moyenne $T_{1/2}$ entre les deux détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ est estimée à 58(22) ps.

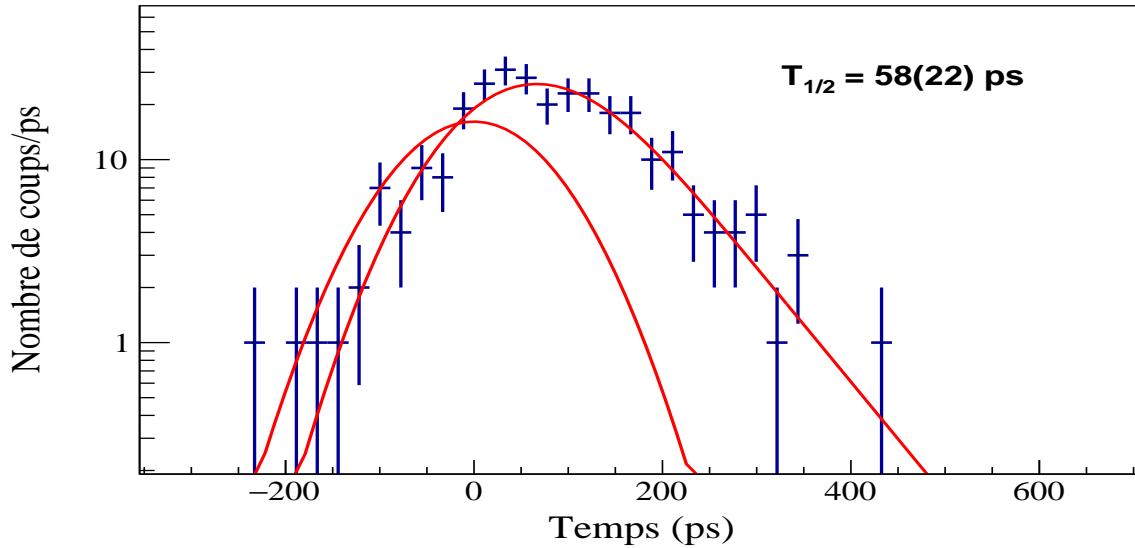


FIGURE 4.22 – Spectre en temps conditionné par la détection des transitions promptes d'énergie 1092, 1605 et 2049 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 465 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Le spectre a été modélisé par une fonction de convolution.

Méthode de décalage du centroïde

Le niveau d'énergie de 465 keV se peuple et se désexcite par des transitions séquentielles qui peuvent être sélectionnées individuellement dans les détecteurs HPGe et $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Cette configuration permet d'utiliser la méthode de décalage du centroïde dans le cadre des coïncidences $\beta\gamma\gamma$ et $\beta\gamma$. Les transitions séquentielles $1092 \rightarrow 465 \rightarrow 0$ et $1605 \rightarrow 465 \rightarrow 0$ sont utilisées pour mesurer la demi-vie du niveau 465 keV. Dans cette méthode, la première transition est sélectionnée dans le premier détecteur et sert de signal de départ (start), tandis que la deuxième transition, sélectionnée dans le deuxième détecteur, est utilisée comme signal d'arrêt (stop) afin d'obtenir la première réponse en temps. Cette réponse en temps est ensuite comparée à la deuxième réponse en temps obtenue en inversant le choix des transitions entre les deux détecteurs. Les deux réponses en temps sont modélisées par des fonctions gaussiennes, et la différence entre les centroïdes des deux distributions représente la demi-vie du niveau concerné.

Un exemple illustrant le principe de cette méthode est présenté dans la figure 4.23, où les situations (a) et (b) correspondent aux deux réponses en temps obtenues en inversant

le choix des transitions entre les détecteurs HPGe et $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. En négligeant les demi-vies des niveaux d'énergie de 1556 et 2070 keV, la demi-vie du niveau 465 keV peut être déterminée en comparant les distributions 1092-465 et 465-1092 pour le premier cas, ainsi que les distributions 1605-465 et 465-1605 pour le deuxième cas. Les réponses en temps obtenues pour ces deux cas sont présentées dans la figure 4.24. En calculant la différence entre les centroïdes des distributions, on peut estimer une demi-vie $T_{1/2}$ de 61(13) ps et 61(17) ps pour les cas 1092-465 et 1605-465, respectivement.

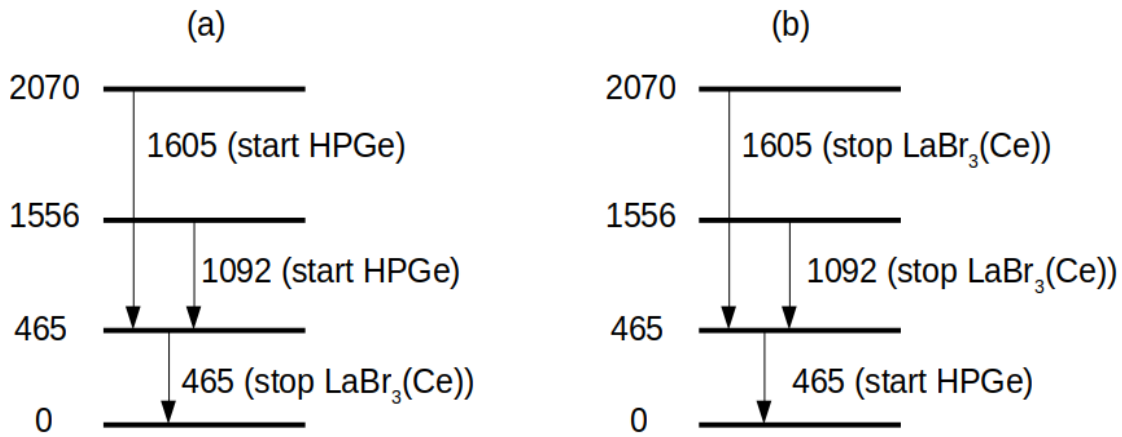


FIGURE 4.23 – Principe de la méthode de décalage du centroïde utilisée pour mesurer la demi-vie du niveau 465 keV dans le cadre des coïncidences $\beta\gamma\gamma$.

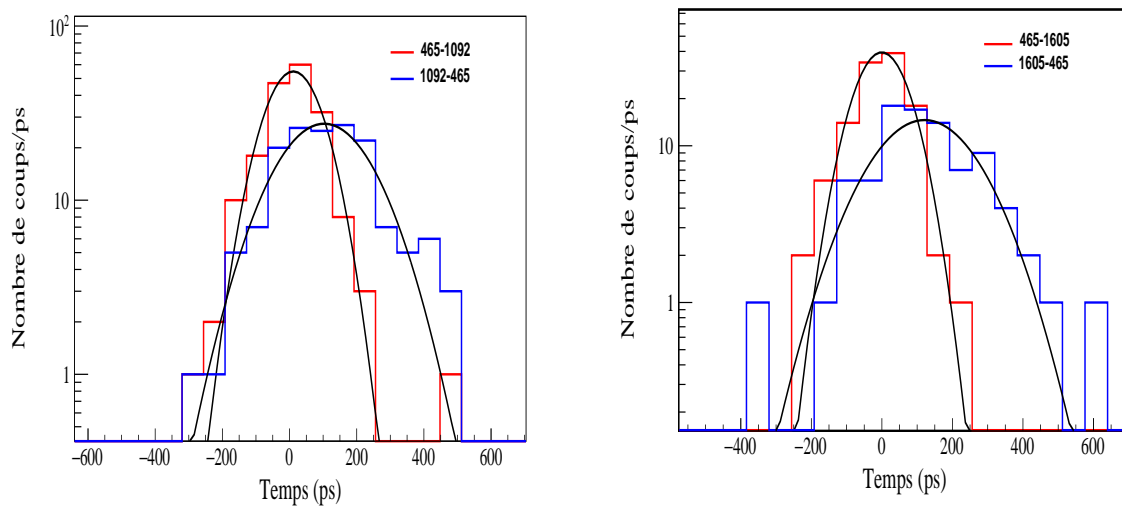


FIGURE 4.24 – Spectres en temps obtenus pour les cas 465-1092/1092-465 et 465-1605/1605-465 en utilisant des coïncidences $\beta\gamma\gamma$. Les spectres ont été modélisés par une fonction gaussienne.

Si nous nous concentrons maintenant sur les coïncidences $\gamma\gamma$, nous pouvons examiner les

spectres en temps obtenus en utilisant la condition de détection de la transition de 465 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -1, ainsi que les transitions de 1092 et 1605 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -2. De plus, nous avons également étudié la situation inverse, où les conditions de détection sont inversées entre les deux détecteurs. Les résultats de ces deux configurations sont présentés dans la figure 4.25. Pour déterminer les demi-vies, nous calculons la différence entre les centroïdes des réponses en temps. Les valeurs obtenues sont de 50(11) ps pour le cas 465-1092 et de 60(10) ps pour le cas 465-1605.

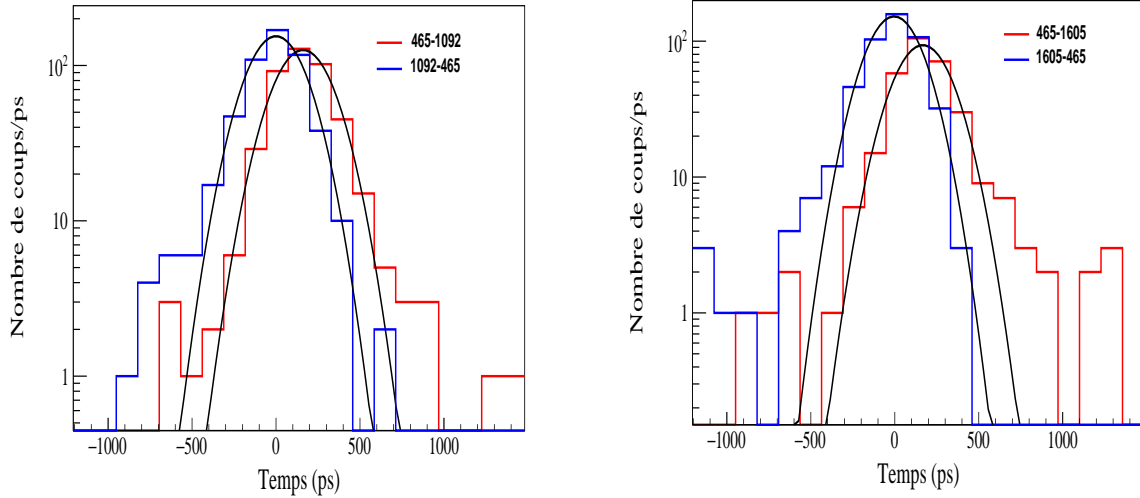


FIGURE 4.25 – Spectres en temps obtenus pour les cas 465-1092/1092-465 et 465-1605/1605-465 en utilisant des coïncidences $\gamma\gamma$. Les spectres ont été modélisés par une fonction gaussienne.

4.2.4.3 Le niveau à 516 keV

Un pic large à 516 keV est observé sur le spectre en énergie du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (figure 4.10). Ce pic correspond à une transition déjà identifiée dans le schéma de niveau du noyau ^{79}Ge [8], qui permet la désexcitation du niveau 516 keV vers l'état fondamental. Cependant, ce pic présente également une contribution importante de la transition adjacente à 503 keV, qui désexcite le niveau 604 keV du noyau ^{79}As résultant de la désintégration β du ^{79}Ge . Par conséquent, l'inclusion du détecteur HPGe en coïncidence est nécessaire pour obtenir une meilleure détermination de la demi-vie du niveau 516 keV.

Les transitions d'énergie de 671, 1040, 1624 et 1997 keV alimentent le niveau 516 keV à partir des états excités de 1187, 1556, 2140 et 2514 keV respectivement. Selon la figure 4.21, les durées de vie de ces niveaux supérieurs sont négligeables. En revanche, le niveau 516 keV se désexcite exclusivement par la transition de 516 keV vers l'état fondamental.

Méthode de convolution

De manière similaire au niveau 465 keV, les spectres obtenus en conditionnant la détection des transitions promptes de 671, 1040, 1624 et 1997 keV dans le HPGe, ainsi que la détection de la transition de 516 keV dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, permettent de caractériser la demi-vie du niveau 516 keV. En combinant ces spectres, les statistiques sont améliorées, ce qui permet d'obtenir une meilleure estimation. La figure 4.26 présente le résultat de cette sommation, où une modélisation par une fonction de convolution est utilisée pour estimer la demi-vie du niveau 516 keV. Les résultats indiquent une demi-vie de 20(15) ps pour le niveau 516 keV.

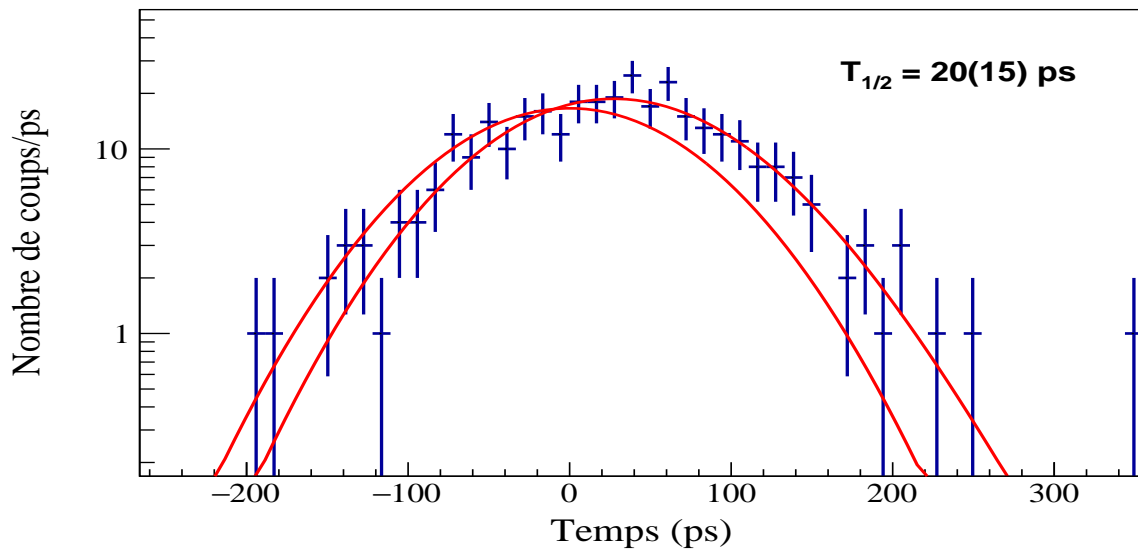


FIGURE 4.26 – Spectre en temps conditionné par la détection des transitions promptes d'énergie 671, 1040, 1624 et 1997 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 516 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Le spectre a été modélisé par une fonction de convolution.

Méthode de décalage du centroïde

Les transitions qui alimentent le niveau 516 keV sont de faibles intensités et ne peuvent pas être observées efficacement dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Par conséquent, la mesure de la demi-vie du niveau 516 keV est limitée à l'utilisation des coïncidences $\beta\gamma\gamma$. Dans ce contexte, nous utilisons les réponses temporelles conditionnées par la détection de la transition d'énergie 516 keV dans le détecteur HPGe et celles des transitions 671 et 1040 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ dans deux configurations inversées. Les résultats de ces comparaisons sont présentés sur la figure 4.27. En calculant la différence entre les centroïdes des distributions, nous obtenons des estimations de demi-vie de 10(20) ps et 14(14) ps pour les cas 516-671/671-516 et 516-1040/1040-516, respectivement.

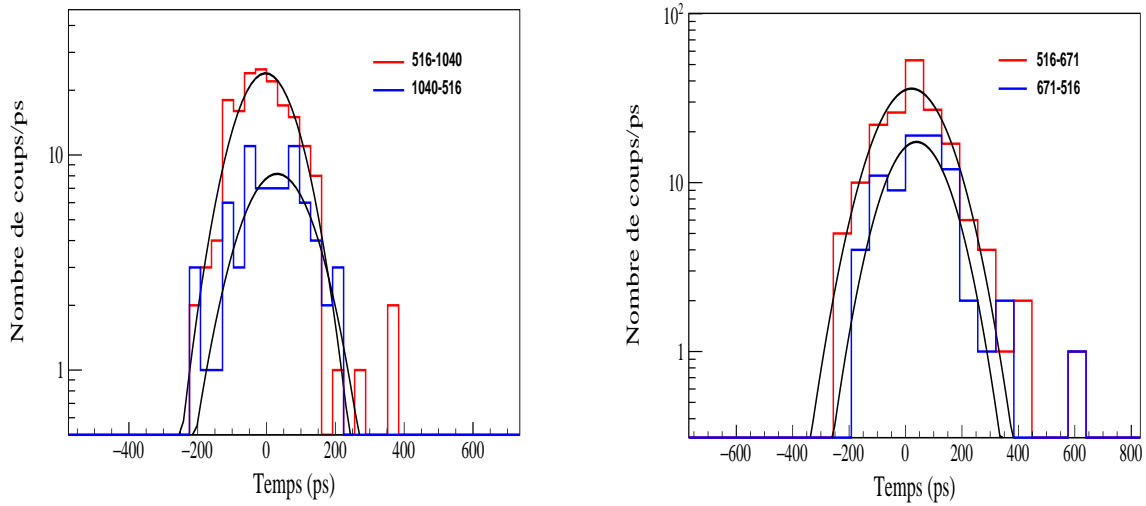


FIGURE 4.27 – Spectres en temps obtenus pour les cas 516-1040/1040-516 et 516-671/671-516 en utilisant des coïncidences $\beta\gamma\gamma$. Les spectres ont été modélisés par une fonction gaussienne.

4.2.4.4 Le niveau à 607 keV

Le niveau d'énergie de 607 keV subit des désexcitations par l'intermédiaire de transitions intenses de 91, 142 et 607 keV vers les niveaux d'énergie de 516, 465 et l'état fondamental, respectivement.

Pour caractériser la demi-vie du niveau 607 keV, nous avons procédé à l'analyse des spectres en temps correspondants obtenus en sélectionnant les transitions de 142 et 607 keV dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ et en les projetant sur le TAC. Les spectres ainsi obtenus, présentés dans la figure 4.28, révèlent une décroissance apparente, suggérant une demi-vie relativement longue pour le niveau 607 keV. En ajustant les parties retardées de ces courbes à l'aide de fonctions exponentielles, nous avons estimé la demi-vie à 286(3) ps pour la transition de 142 keV et à 289(8) ps pour la transition de 607 keV. Toutefois, il convient de souligner que ces estimations manquent de précision en raison de la possible contribution du bruit de fond et des demi-vies d'autres niveaux.

Afin de réduire les contributions indésirables et d'améliorer la précision de la mesure, une approche proposée consiste à ajouter des conditions de détection dans le HPGe pour les transitions supérieures qui alimentent le niveau 607 keV.

Afin de mesurer avec précision la demi-vie du niveau 607 keV, notre approche se concentre sur trois transitions promptes d'énergie : 438, 949 et 1463 keV. Ces transitions sont détectées par le HPGe en combinaison avec la transition de 142 keV détectée par le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Les spectres temporels correspondant à ces transitions sont sommés et présentés dans la figure 4.29. Le spectre a été ajusté à l'aide d'une fonction de convolution, révélant une demi-vie moyenne de 244(33) ps pour le niveau 607 keV.

Une autre configuration permettant de mesurer la demi-vie du niveau 607 keV consiste

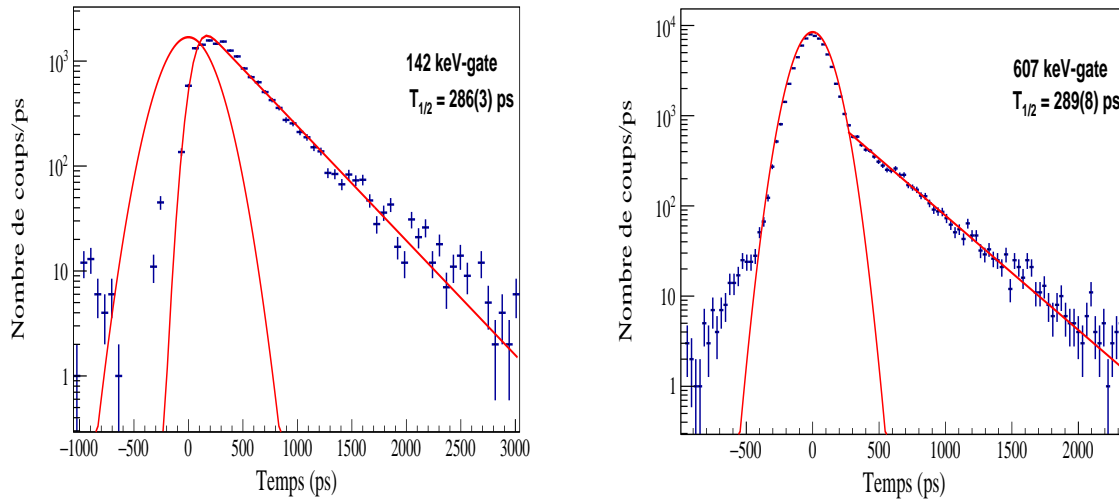


FIGURE 4.28 – Spectres en temps conditionnés par la détection des transitions d'énergie de 142 et 607 keV dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. La partie retardée du spectre 607 a été modélisée par une fonction exponentielle, tandis que le spectre 142 a été modélisé par une fonction de convolution.

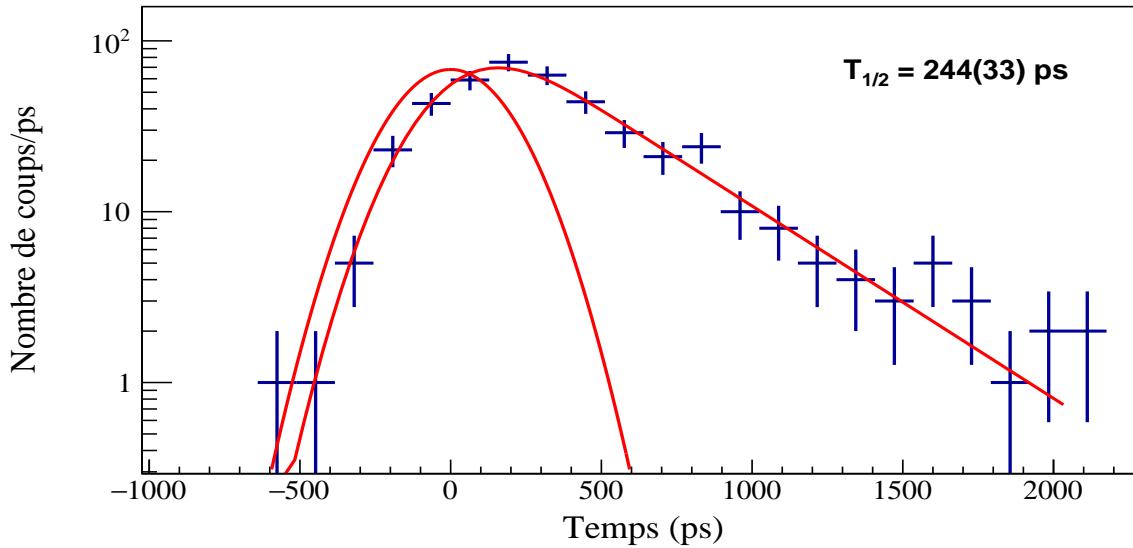


FIGURE 4.29 – Spectre en temps conditionné par la détection des transitions promptes d'énergie 438, 949 et 1463 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 142 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Le spectre a été modélisé par une fonction de convolution.

à sélectionner la transition 142 keV dans le détecteur HPGe et la transition 465 keV dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, ce qui donne la réponse temporelle 142-465. En inversant le choix des transitions entre les deux détecteurs, on obtient la deuxième réponse temporelle 465-142. Selon les principes du travail de Mach et al. [5], la valeur moyenne des décroissances observées dans les réponses temporelles 142-465 et 465-142 représente la somme des demi-vies des niveaux 465 et 607 keV. De même, la valeur moyenne des décroissances observées dans les réponses temporelles 91-516 et 516-91 représente la somme des demi-vies des niveaux 516 et

607 keV. Les résultats de ces deux derniers cas sont présentés dans la figure 4.30. En utilisant une fonction de convolution pour modéliser les différents spectres, on obtient des demi-vies de 300(18) et 282(22) ps pour les cas 142-465/465-142 et 91-516/516-91 respectivement. Ces valeurs incluent une contribution des niveaux 465 et 516 keV et doivent être corrigées en soustrayant les valeurs de $T_{1/2}(465)$ et $T_{1/2}(516)$ obtenues précédemment pour déduire la demi-vie spécifique du niveau 607 keV. Alternativement, il est également possible d'utiliser la demi-vie du niveau 607 keV ($T_{1/2}(607) = 244(33)$ ps à partir de la figure 4.29) pour déduire les demi-vies des niveaux 465 et 516 keV.

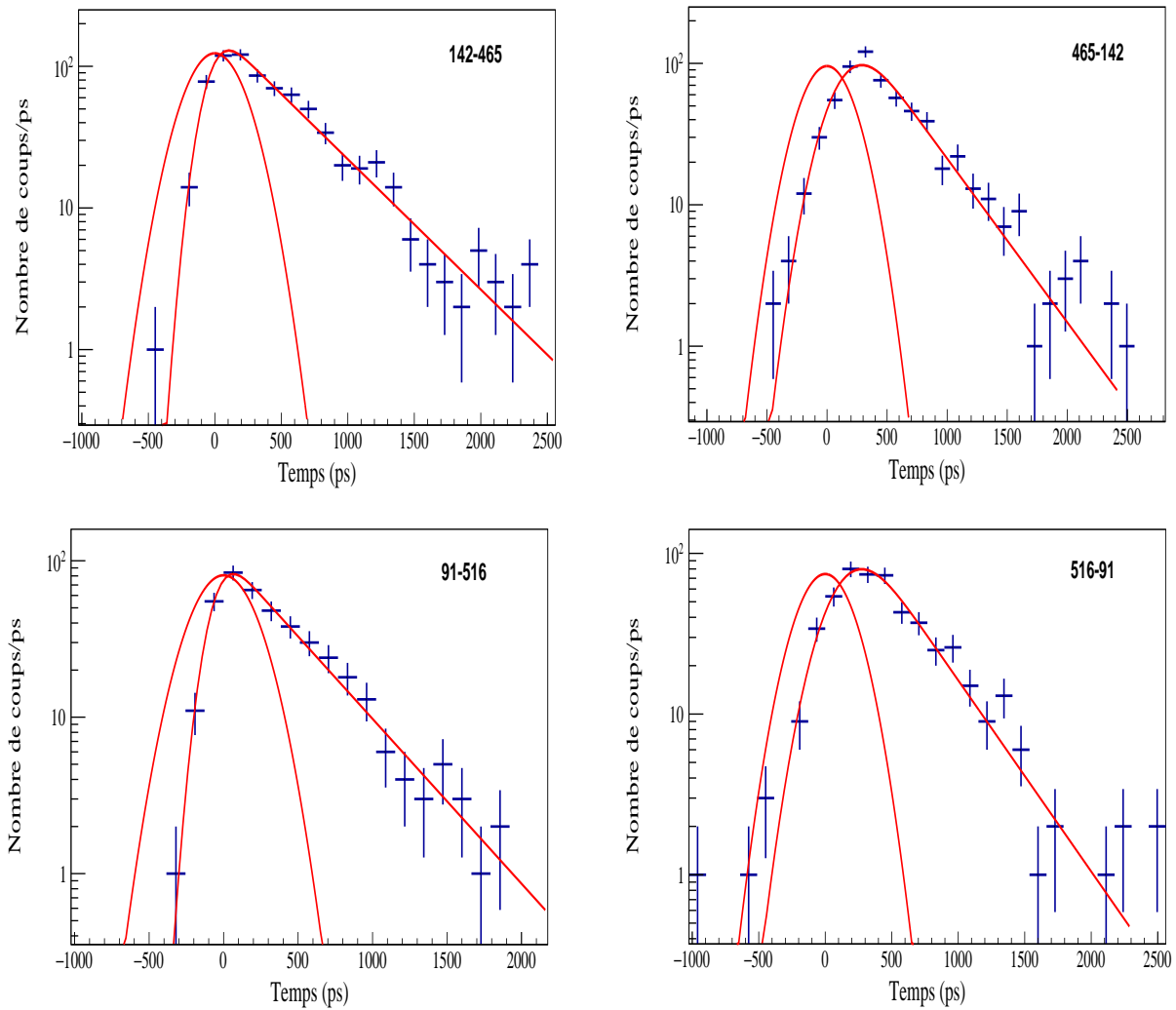


FIGURE 4.30 – Spectres en temps conditionnés par la détection des transitions d'énergie 91, 142, 465 et 516 keV dans les détecteurs HPGe et LaBr₃(Ce), illustrant les cas 142-465, 465-142, 91-516 et 516-91. Les spectres ont été modélisés par une fonction de convolution.

Les résultats obtenus pour les niveaux d'énergie 465, 516 et 607 keV en utilisant différentes méthodes sont récapitulés dans le tableau 4.3.

Pour le niveau 465 keV, les résultats obtenus sont très similaires et se situent à proximité

des incertitudes de mesure. Si l'on prend en compte la demi-vie de 244(33) ps obtenue pour le niveau 607 keV par la méthode de convolution, ainsi que la somme des demi-vies des niveaux 465 et 607 keV, qui est de 300(18) ps (selon la figure 4.30), on peut estimer une valeur de 57(11) ps pour le niveau 465 keV. Toutefois, nous adoptons la demi-vie de 60(10) ps pour le niveau 465 keV obtenue par des coïncidences $\gamma\gamma$.

Les résultats pour le niveau 516 keV varient selon la méthode utilisée, il serait donc plus approprié d'établir une limite supérieure de 40 ps pour ce niveau.

Enfin, en considérant la demi-vie de 60(10) ps pour le niveau 465 keV et la valeur de 300(18) ps ($T_{1/2}(465) + T_{1/2}(607)$), on peut déduire une demi-vie plus précise de 240(20) ps pour le niveau 607 keV, qui sera adoptée.

TABLEAU 4.3 – Les demi-vies des niveaux d'énergie 465, 516 et 607 keV obtenues dans le présent travail avec les différentes méthodes. Les demi-vies adoptées pour les niveaux 465 et 607 keV sont indiquées en gras. Une limite supérieure de 40 ps a été établie pour le niveau 516 keV.

Le niveau	Méthode utilisée					
	Déconvolution	Décalage du centroïde $\beta\gamma$		Décalage du Centroïde $\gamma\gamma$		Déduite du niveau 607
465 keV		1092-465	1605-465	1092-465	1605-465	
$T_{1/2}$ (ps)	58(22)	61(13)	61(17)	50(11)	60(10)	57(11)
516 keV						
		516-1040	516-671	-	-	
$T_{1/2}$ (ps)	20(16)	14(14)	6(16)	-	-	38(8)
607 keV						
						Déduite
$T_{1/2}$ (ps)	244(33)					240(20)

Pour faciliter la comparaison avec les estimations théoriques, il est plus pratique d'exprimer les demi-vies en unités Weisskopf. En utilisant les équations de la section 1.12.1 et en se basant sur les intensités des rayons γ répertoriées dans [8], les probabilités de transition des raies γ désexcitant les niveaux d'intérêt ont été calculées en prenant en compte les multipolarités les plus probables, ainsi que les demi-vies partielles associées à ces transitions.

Lorsqu'un état excité se désintègre vers plusieurs niveaux, la probabilité de transition totale est la somme des probabilités de transition de toutes les raies γ qui dépeuplent ce niveau. Ainsi, la durée de vie partielle d'une transition est corrigée par l'intensité correspondante. Par conséquent, le temps de vie partiel d'une transition τ_γ est donné par :

$$\tau_\gamma = \tau \left(\frac{I_\gamma}{\sum_i I_{\gamma i} (1 + \alpha_i)} \right)^{-1}$$

où τ est le temps de vie du niveau concerné, $I_{\gamma i}$ représente les intensités des transitions dépeuplant le niveau d'intérêt, et α_i sont les coefficients de conversion électronique ($\alpha_{91} = 0.48(13)$ et $\alpha_{142} = 0.11(8)$) calculés par [165].

Les demi-vies des états du noyau ^{79}Ge , exprimées en unités Weisskopf, sont résumées dans le tableau 4.4.

Selon la compilation des probabilités de transition réalisée par P. M. Endt [37], les valeurs de $B(E2)$ varient entre 1 et 95 unités Weisskopf aux alentours de la masse 79, tandis que les valeurs de $M1$ se situent entre 7.10^{-5} et 0.24 W.u.

En comparant les résultats obtenus dans notre expérience, nous observons que la valeur de $B(E2)$ pour la transition à 607 keV est de 0.34 W.u., légèrement inférieure à la limite de 1 W.u. établie par [37]. La valeur de $9.7(1).10^{-5}$ pour $B(M1)$ se rapproche de la limite établie par [37], bien que cette transition ne puisse pas être attribuée à une transition $M1$ selon les valeurs spin/parité rapportées par [8]. Les valeurs obtenues pour les transitions à 91 et 142 keV favorisent une attribution $M1$ et excluent la possibilité d'une transition électrique $E2$. En ce qui concerne les niveaux à 465 et 516 keV, les valeurs des probabilités de transition à 465 et 516 keV sont en accord avec la systématique établie par [37] et peuvent être attribuées conjointement à des transitions $E2$ et $M1$.

TABLEAU 4.4 – Comparaison des valeurs expérimentales des probabilités de transition réduites $B(M1)$ et $B(E2)$, associées aux demi-vies des états excités du noyau ^{79}Ge obtenues lors de cette étude, avec les valeurs théoriques calculées à l'aide des interactions effectives JUN45 et jj44b. Les charges effectives (1.5, 0.5)/(1.5, 1.1) sont utilisées pour $B(E2)$, et (5.586, -3.826)/(4.189, -2.869) pour $B(M1)$.

E_{niveau} (keV)	$T_{1/2}$ (ps)	E (keV)	B(M1) W.u.			B(E2) W.u.		
			EXP	JUN45	jj44bpn	EXP	JUN45	jj44bpn
465	60(10)	465	$3.6(6).10^{-3}$	-	-	22(4)	11.6/20	1.5/2.9
516	< 40	516	$> 4(1).10^{-3}$	0.17/0.10	0.18/0.10	$> 19(5)$	12.6/21.2	12.6/21.3
607	240(20)	91	$2.60(2).10^{-2}$	0.04/0.02	0.11/0.05	4002(36)	2.4/4.3	3.1/5.2
		142	$9.4(1).10^{-3}$	0.06/0.03	0.006/0.005	593(7)	12.2/21.5	0.02/0.08
		607	$9.7(1).10^{-5}$	-	-	0.34(1)	0.17/0.20	10.9/18.2

4.2.4.5 Calculs du modèle en couches

Dans cette étude, nous allons utiliser le modèle en couches pour calculer les probabilités de transitions électriques ($B(E2)$) et magnétiques ($B(M1)$) des états excités du noyau ^{79}Ge . Notre objectif est de comparer ces résultats avec les valeurs expérimentales afin d'évaluer la fiabilité des prédictions théoriques et d'interpréter les observations.

Dans les calculs du modèle en couches, nous considérons un cœur doublement magique qui est généralement considéré comme inerte. Cependant, pour prendre en compte la contribution des excitations à partir du cœur, il est nécessaire d'inclure l'ouverture du cœur. Pour cela, nous introduisons des charges effectives $e_p = 1.5e$ et $e_n = 0.5e$ pour les protons et les neutrons respectivement, selon les recommandations de Honma et al. [127]. Ces valeurs peuvent être ajustées pour mieux reproduire les données expérimentales. Ainsi, nous utiliserons également

les valeurs $e_p = 1.5e$ et $e_n = 1.1e$ pour comparer les résultats obtenus.

Le moment magnétique nucléaire est attribué aux moments magnétiques intrinsèques des nucléons ainsi qu'à leurs mouvements orbitaux. Par conséquent, le calcul des transitions magnétiques doit inclure les facteurs gyromagnétiques "g" de spin et d'orbital pour les protons et les neutrons. Les valeurs recommandées pour ces facteurs sont ($g_p^s = 5.586$, $g_p^l = 1$) et ($g_n^s = -3.827$, $g_n^l = 0$) [166]. Nous effectuerons également un deuxième calcul des transitions magnétiques en multipliant les valeurs des facteurs "g" non corrigés par un facteur de «quenching» de 0.75, qui décrit la polarisation du cœur. Cela permettra de tenir compte des effets de polarisation supplémentaires.

Les résultats obtenus avec les deux interactions JUN45 et jj44bpn sont présentés dans le tableau 4.4.

L'analyse des résultats pour le niveau d'énergie de 465 keV révèle que l'interaction JUN45, utilisée avec les charges effectives 1.5e et 1.1e, reproduit de manière précise la valeur expérimentale mesurée de B(E2). En revanche, les résultats obtenus avec les charges standards 1.5e et 0.5e sous-estiment la valeur de B(E2) pour ce niveau. De plus, l'interaction jj44bpn n'est pas en mesure de reproduire de manière satisfaisante la valeur expérimentale de B(E2) pour ce niveau. Il est également important de noter que les valeurs de B(M1) calculées par le modèle en couches pour le niveau 465 keV sont probablement très faibles et n'ont pas été obtenues à partir des interactions JUN45 et jj44bpn.

Pour le niveau d'énergie de 516 keV, l'évaluation de la capacité prédictive des calculs du modèle en couches est limitée. Cependant, il est remarquable de constater que les calculs de B(E2) avec les charges effectives 1.5e et 1.1e dépassent largement cette limite, contrairement aux calculs effectués avec les charges standards 1.5e et 0.5e. En ce qui concerne les calculs de B(M1), ils prédisent des demi-vies inférieures à 10 ps pour le niveau d'énergie de 516 keV.

En examinant les transitions du niveau d'énergie de 607 keV, nous constatons des différences significatives dans les performances des interactions JUN45 et jj44bpn. Pour la transition de 91 keV, l'interaction JUN45 reproduit plus précisément la valeur de B(M1), tandis que pour la transition de 142 keV, c'est l'interaction jj44bpn qui décrit mieux cette grandeur. En ce qui concerne la transition de 607 keV, l'interaction JUN45 prédit une valeur de B(E2) très proche de la valeur expérimentale, ce qui indique une bonne concordance entre les prédictions du modèle en couches et les observations expérimentales. Cependant, l'interaction jj44bpn prédit une demi-vie nettement plus courte que celle mesurée dans notre expérience.

Ces résultats mettent en évidence l'importance de choisir la bonne interaction dans le modèle en couches pour reproduire de manière précise les probabilités de transitions électriques (B(E2)) et magnétiques (B(M1)). Ils soulignent également les limitations et les défis associés à la prédiction des demi-vies des niveaux excités.

4.2.4.6 Systématique des isotopes $Z = 32$ et des isotones $N = 47$

La systématique des niveaux d'énergie est une méthode couramment utilisée pour observer les différentes tendances empiriques dans une région de masses donnée. Elle permet d'identifier des caractéristiques telles que les états isomériques, les états excités et les attributions spin/parité.

Dans cette étude, nous nous focalisons sur la systématique des niveaux d'énergie des isotopes ayant un nombre de protons (Z) égal à 32 et des isotones ayant un nombre de neutrons (N) égal à 47, en lien avec le noyau de référence ^{79}Ge . Les figures 4.31-a et 4.31-b illustrent de manière schématique cette systématique pour les isotopes $Z = 32$ et les isotones $N = 47$ respectivement.

La systématique des isotones suggère fortement une attribution de spin-parité de $5/2^-$ pour le niveau d'énergie de 607 keV, tandis que les attributions de spin-parité $3/2^-$ et $5/2^-$ peuvent être échangées entre les niveaux d'énergie de 465 et 516 keV selon cette même systématique. En ce qui concerne la systématique des isotopes, elle présente des irrégularités et les niveaux d'énergie situés entre 400 et 600 keV ne semblent pas suivre une tendance particulière. Cependant, il est intéressant de noter que le noyau voisin ^{77}Ge possède un niveau d'énergie de spin-parité $3/2^+$ à 618 keV, qui est proche du niveau de 607 keV observé dans le noyau ^{79}Ge . Une attribution probable de spin-parité de $3/2^+$ pour le niveau d'énergie de 607 keV conduit principalement à des transitions électriques E1 pour les raies de 91, 142 et 607 keV. Les valeurs expérimentales de $B(E1)$ mesurées pour ces transitions sont respectivement de $4.35(4) \times 10^{-4}$, $1.55(2) \times 10^{-4}$ et $1.63(2) \times 10^{-6}$ W.u. Ces valeurs se situent dans la plage des limites de la systématique établie par Endt [37], où les valeurs de $B(E1)$ varient entre 5×10^{-6} et 4×10^{-4} W.u. autour de la masse 79.

En considérant les assignations spin-parité de $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ proposées par Hoff et al. [8], la transition d'énergie de 607 keV est susceptible d'être attribuée à une multipolarité E2 ou M3. La valeur expérimentale de $B(M3)$ associée à la demi-vie de cette transition est mesurée à $6.40(6) \times 10^6$ W.u., ce qui dépasse largement la limite supérieure de 10 W.u. établie par la systématique de [37] pour les transitions M3 pour les noyaux $45 \leq A \leq 90$.

4.2.4.7 Comparaison avec le ^{81}Se

Le noyau $^{81}_{34}\text{Se}_{47}$ présente trois trous par rapport à la fermeture de la couche $N = 50$, ce qui conduit à la formation de clusters de trois trous dans les orbitales $g_{9/2}$, $p_{1/2}$, $f_{5/2}$ et $p_{3/2}$ [167]. Ce noyau, ayant $N = 47$, dispose de nombreuses données expérimentales, en particulier des réactions de transfert, qui ont permis d'établir un schéma de niveaux similaire à celui du ^{79}Ge . Les niveaux de basses énergies du ^{81}Se et du ^{79}Ge , obtenus à partir des calculs du modèle en couches, sont présentés dans la figure 4.32. Alors que l'état fondamental $1/2^-$ du ^{79}Ge est bien reproduit par les deux interactions, ce n'est pas le cas pour le ^{81}Se . La séquence

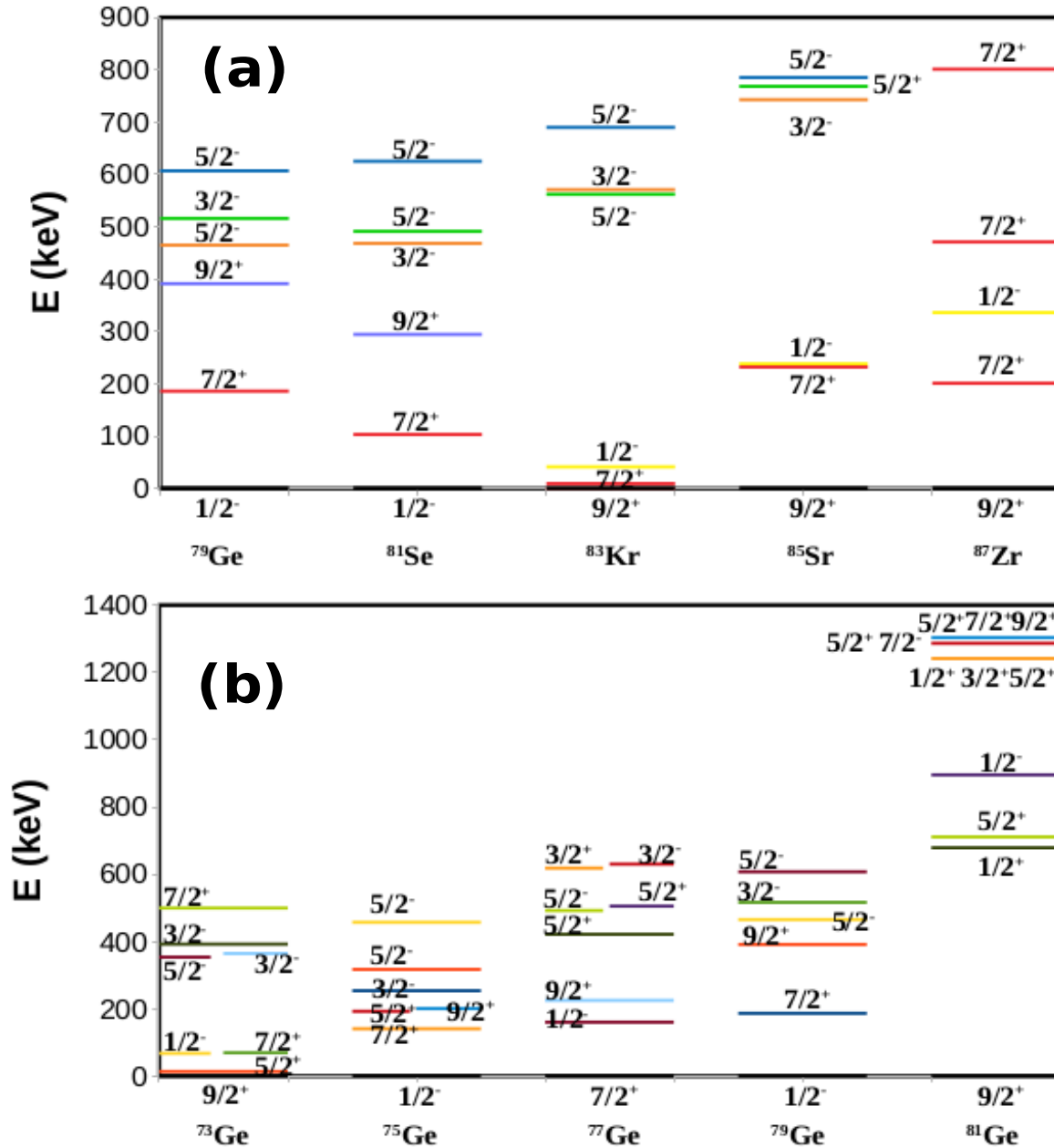


FIGURE 4.31 – Étude systématique des niveaux d'énergie pour les isotones $N = 47$ (a) et les isotopes $Z = 32$ (b). Les valeurs des énergies sont tirées de la base de données NNDC [20].

des niveaux $7/2^+$ et $9/2^+$ est reproduite uniquement par l'interaction $jj44b_{pn}$ pour le noyau ^{79}Ge . Les niveaux d'intérêt à 465, 516 et 607 keV sont relativement proches des niveaux à 468, 491 et 624 keV du ^{81}Se , respectivement. Les deux interactions reproduisent de manière assez satisfaisante ces niveaux en prédisant les attributions $3/2^-$ et $5/2^-$ dans le même ordre pour le ^{79}Ge , mais dans un ordre différent pour le ^{81}Se .

Les calculs des transitions électromagnétiques effectués pour le ^{79}Ge (tableau 4.4) sont raisonnables et se situent généralement dans l'ordre de grandeur des probabilités de tran-

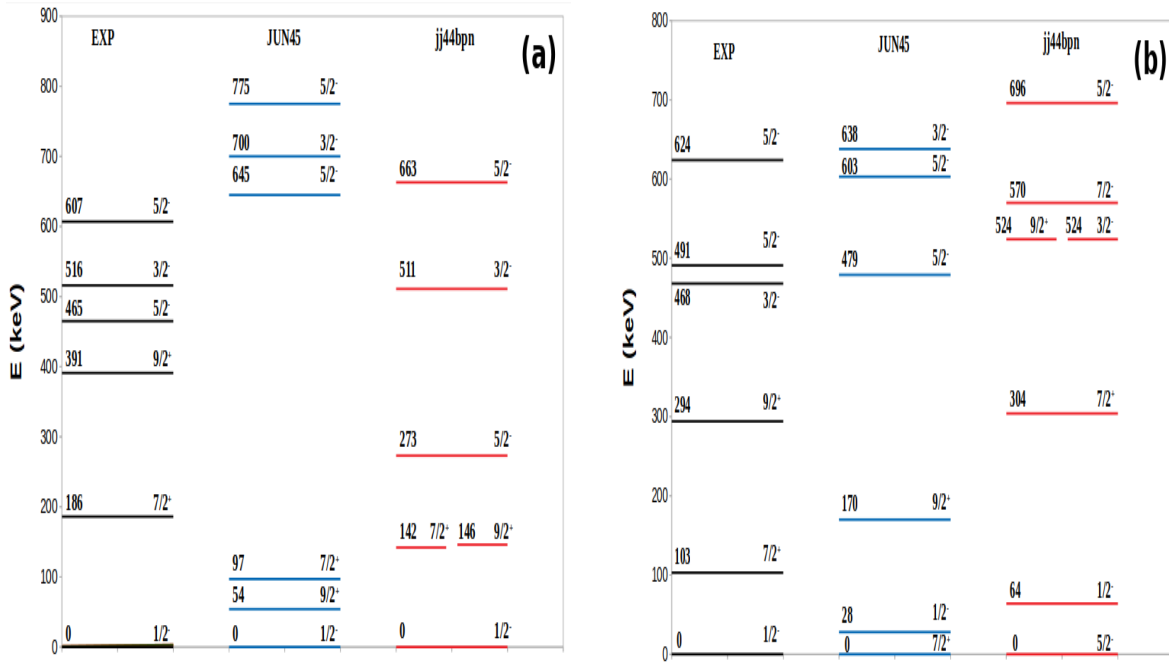


FIGURE 4.32 – Comparaison des données expérimentales du ^{79}Ge (a) et du ^{81}Se (b) avec les calculs théoriques basés sur les interactions JUN45 et jj44bnp. Les valeurs des énergies sont extraites de la base de données NNDC [20].

sitions réduites observées dans cette région de masse. Cependant, la valeur de $B(E2)$ pour la transition de 607 keV est mesurée comme étant très petite. Néanmoins, la fiabilité des calculs basés sur le modèle en couches peut toujours être remise en question. Par conséquent, il est proposé de réaliser des calculs supplémentaires pour l'isotone voisin ^{81}Se , qui possède également trois trous de neutrons comme le ^{79}Ge .

Le tableau 4.5 présente les probabilités de transitions réduites $B(E2)$ et $B(M1)$ de quelques transitions du ^{81}Se calculées avec l'interaction JUN45. La dernière colonne du tableau 4.5 répertorie les transitions appartenant au ^{79}Ge qui pourraient correspondre aux transitions du ^{81}Se . Les durées de vie expérimentales ne sont pas disponibles pour ces niveaux d'énergie, et la transition $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ n'a pas été observée expérimentalement.

Les résultats obtenus suggèrent que ces transitions peuvent être de nature E2, M1 ou E2 + M1. Les transitions $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ (désexcitant le niveau 638 keV) ou $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ (désexcitant le niveau 603 keV) pourraient être assimilées à la transition de 607 keV du ^{79}Ge . Cependant, les demi-vies prédites pour les niveaux 603 et 638 keV du ^{81}Se sont plus petites que celle obtenue pour le niveau de 607 keV du ^{79}Ge (prédit à 775 keV). Par conséquent, la faible valeur de $B(E2)$ calculée par l'interaction JUN45 pour la transition de 607 keV peut être considérée comme une indication d'une réduction de la collectivité dans cette région de masse.

Le schéma de niveaux prédit par l'interaction jj44bnp diffère légèrement du spectre expérimental, et les calculs du tableau 4.6 sont présentés à titre indicatif uniquement. Les valeurs

de $B(E2)$ calculées par l'interaction $jj44bnp$ pour les transitions $3/2^- \rightarrow 5/2_1^-$ et $5/2_2^- \rightarrow 5/2_1^-$ sont très petites, ce qui suggère également une réduction de la collectivité dans cette région de masse. Ces résultats viennent corroborer les calculs basés sur l'interaction JUN45, qui reproduit correctement la faible valeur de $B(E2)$ observée pour le niveau de 607 keV du noyau ^{79}Ge .

TABLEAU 4.5 – Les transitions électromagnétiques calculées pour les niveaux de basses énergies du ^{81}Se avec l'interaction JUN45 en utilisant les charges effectives (1.5, 0.5)/(1.5, 1.1) pour $B(E2)$ et (5.586, -3.826)/(4.189, -2.869) pour $B(M1)$.

Transition du ^{81}Se	$B(M1)$ (W.u.)	$B(E2)$ (W.u.)	Transition correspondante du ^{79}Ge
$5/2_1^- \rightarrow 1/2^-$	-	3.6/7.1	416
$5/2_2^- \rightarrow 1/2^-$	-	12.4/18.2	516
$3/2^- \rightarrow 5/2_2^-$	0.15/0.07	6.8/10.9	91
$3/2^- \rightarrow 5/2_1^-$	0.002/0.0007	0.07/0.0002	142
$3/2^- \rightarrow 1/2^-$	0.15/0.08	16.4/25.9	607

TABLEAU 4.6 – Les transitions électromagnétiques calculées pour les niveaux de basses énergies du ^{81}Se avec l'interaction $jj44bnp$ en utilisant les charges effectives (1.5, 0.5)/(1.5, 1.1) pour $B(E2)$ et (5.586, -3.826)/(4.189, -2.869) pour $B(M1)$.

Transition du ^{81}Se	$B(M1)$ (W.u.)	$B(E2)$ (W.u.)
$1/2^- \rightarrow 5/2_1^-$	0.18/0.10	1/3.3
$3/2^- \rightarrow 1/2^-$	0.001/0.0008	17.3/27
$3/2^- \rightarrow 5/2_1^-$	0.001/0.07	0.24/0.9
$5/2_2^- \rightarrow 3/2^-$	-	4.7/7.1
$5/2_2^- \rightarrow 1/2^-$	0.001/0.0008	16.8/25.7
$5/2_2^- \rightarrow 5/2_1^-$	-	0.02/0.20

Les nombres d'occupation des niveaux dans les noyaux ^{79}Ge et ^{81}Se , calculés avec l'interaction JUN45, sont présentés dans les tableaux 4.7 et 4.8 respectivement. Un premier constat révèle que le comportement des deux noyaux est très similaire. On observe notamment que les neutrons occupent principalement la couche $g_{9/2}$, tandis que les protons se trouvent principalement dans l'orbitale $f_{5/2}$. Les expériences menées par Lin *et al.* [168], Montestrucque *et al.* [169] et Barbopoulos *et al.* [170] ont démontré une forte mixture des deux premiers états $5/2^-$ du ^{81}Se , ce qui est en accord avec les résultats du tableau 4.8, suggérant que ces niveaux proviennent de la contribution d'orbitales différentes. En diminuant de deux protons, les calculs du tableau 4.7 indiquent que les états $5/2^-$ du ^{79}Ge peuvent également être considérés comme des états mixtes. Les données expérimentales et les calculs théoriques révèlent ainsi de nombreuses similitudes entre les noyaux ^{79}Ge et ^{81}Se .

La forme et la collectivité du noyau ^{80}Ge ont été étudiées par Rhodes *et al.* [124] à l'installation NSCL de l'université du Michigan. Ils ont mesuré pour la première fois le moment quadrupolaire Q_s de l'état 2^+ , suggérant une grande déformation prolate du noyau ^{80}Ge .

TABLEAU 4.7 – Les occupations protoniques et neutroniques des orbitales $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ pour le noyau ^{79}Ge , calculées à l’aide de l’interaction JUN45.

protons					neutrons				
État	$\pi 1p_{3/2}$	$\pi 0f_{5/2}$	$\pi 1p_{1/2}$	$\pi 0g_{9/2}$	État	$\nu 1p_{3/2}$	$\nu 0f_{5/2}$	$\nu 1p_{1/2}$	$\nu 0g_{9/2}$
$1/2^-$	1.05	2.52	0.23	0.19	$1/2^-$	3.83	5.83	1.16	8.18
$9/2^+$	1.37	2.21	0.21	0.21	$9/2^+$	3.82	5.84	1.77	7.57
$7/2^+$	1.42	2.16	0.24	0.18	$7/2^+$	3.91	5.91	1.92	7.26
$5/2^-$	1.11	2.47	0.26	0.16	$5/2^-$	3.88	5.68	1.33	8.11
$3/2^-$	1.13	2.44	0.27	0.16	$3/2^-$	3.69	5.86	1.31	8.14
$5/2^-$	1.07	2.52	0.26	0.15	$5/2^-$	3.89	5.29	1.66	8.16

TABLEAU 4.8 – Les occupations protoniques et neutroniques des orbitales $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ pour le noyau ^{81}Se , calculées à l’aide de l’interaction JUN45.

protons					neutrons				
État	$\pi 1p_{3/2}$	$\pi 0f_{5/2}$	$\pi 1p_{1/2}$	$\pi 0g_{9/2}$	État	$\nu 1p_{3/2}$	$\nu 0f_{5/2}$	$\nu 1p_{1/2}$	$\nu 0g_{9/2}$
$7/2^+$	2.20	3.18	0.33	0.29	$7/2^+$	3.93	5.93	1.95	7.20
$1/2^-$	1.89	3.45	0.34	0.32	$1/2^-$	3.82	5.83	1.20	8.15
$9/2^+$	2.10	3.23	0.32	0.35	$9/2^+$	3.85	5.85	1.83	7.47
$5/2^-$	1.98	3.43	0.34	0.25	$5/2^-$	3.93	5.10	1.86	8.11
$5/2^-$	1.95	3.41	0.37	0.27	$5/2^-$	3.86	5.73	1.29	8.11
$3/2^-$	1.93	3.43	0.35	0.28	$3/2^-$	3.72	5.87	1.28	8.12

De plus, une mesure plus précise de $B(E2; 0_1^+ \longleftrightarrow 2_1^+)$ a été réalisée, confirmant la nature collective de cet état avec une valeur de 80(4) W.u.

Une nature similaire peut être attribuée au niveau d’énergie de 465 keV ($5/2_1^-$) du noyau ^{79}Ge , qui a été mesuré avec une demi-vie de 22(4) W.u. Il peut être considéré comme le couplage d’un trou neutron de l’orbitale $p_{1/2}$ avec l’état 2^+ d’un cœur de ^{80}Ge .

En revanche, le niveau d’énergie de 607 keV, mesuré avec une demi-vie très courte en unités Weisskopf, peut être interprété comme le résultat d’une excitation individuelle des nucléons, suggérant ainsi une réduction de la collectivité dans cette région de masse. Cette diminution de la collectivité est également prédite par les calculs du modèle en couches dans cette région.

4.3 Noyau de $^{79}_{33}\text{As}_{46}$

Les noyaux d’arsenic de masse comprise entre 73 et 83 possèdent 5 protons de valence répartis sur les orbitales $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$, tandis que les neutrons remplissent progressivement l’orbitale $g_{9/2}$. La structure de ces noyaux a été étudiée depuis longtemps à travers différents mécanismes, tels que la décroissance β [8, 171–173], les réactions nucléaires [174–178], la fusion [179], et la fission [180].

Ces noyaux se caractérisent par leur état fondamental majoritairement $3/2^-$, à l’except-

tion du noyau ^{83}As , où cet état est $5/2^-$. Les structures de basses énergies avec une parité négative ont été interprétées comme des états à une seule particule et des bandes de rotation, déterminées par les orbitales $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ et $f_{5/2}$. Ces isotopes présentent également un état isomérique $9/2^+$, caractérisé par une durée de vie de l'ordre de quelques microsecondes. Cet état peut être attribué à la migration d'un proton non apparié vers l'orbitale $g_{9/2}$. Son énergie varie de 428 keV pour le noyau ^{73}As à 2779 keV pour le noyau ^{83}As .

Dans cette section, nous nous intéressons plus particulièrement au troisième noyau de la chaîne de désintégration du ^{79}Zn , à savoir l'isotope ^{79}As avec $Z = 33$ et $N = 46$.

L'état fondamental du noyau ^{79}Ge , qui a une demi-vie de 19 secondes, est très probablement un état de spin/parité $1/2^-$. Cette attribution est conforme à la systématique des isotones ayant $N = 47$ [8]. Le premier état excité de ce noyau est un isomère de spin/parité $7/2^+$, situé à une énergie de 186 keV et avec une demi-vie de 39 secondes [89]. Ces deux états du ^{79}Ge se désintègrent pour peupler les états excités du noyau ^{79}As . Une expérience de décroissance β réalisée à l'installation OSIRIS a permis de proposer deux schémas de niveaux pour chacun de ces deux états dans l'article de Hoff *et al.* [8]. En se basant sur la réaction de transfert $^{76}\text{Ge}(\alpha, p)^{79}\text{As}$, Rotbard *et al.* [181] ont fourni des informations sur les niveaux excités et les spins du noyau ^{79}As . Ils ont attribué un spin/parité de $3/2^-$ à l'état fondamental et $5/2^-$ à l'état à 231 keV. De plus, un niveau à 499 keV, qui n'avait pas été détecté par décroissance β [8], a été observé. L'état à 773 keV, attribué à un spin de $9/2^+$ par [181], a été identifié comme un isomère avec une demi-vie $T_{1/2} = 0.87(6) \mu\text{s}$ [182].

4.3.1 Schéma de niveaux du ^{79}As

Dans cette étude, nous allons analyser la décroissance β du noyau ^{79}Ge afin de clarifier les schémas de niveaux du noyau fils ^{79}As , tels qu'ils ont été proposés antérieurement par Hoff [8]. Ces schémas de niveaux nous permettront de distinguer la décroissance de l'état fondamental et celle de l'isomère, tout en tentant d'identifier les états manquants rapportés par Rotbard [181]. Cependant, étant donné l'absence de méthodes de séparation des deux voies de désintégration, le schéma de niveaux proposé dans cette étude résultera de la décroissance combinée des deux états, sans pouvoir les distinguer clairement. Par conséquent, notre analyse se concentrera sur les caractéristiques générales communes aux deux voies de désintégration plutôt que sur leurs différences spécifiques.

Nous débutons cette analyse en présentant les spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ du noyau ^{79}As . La figure 4.33 présente ces spectres, auxquels nous faisons également référence dans la figure 4.8, où la raie mixte à 100 keV, appartenant à la fois au ^{79}Ga et au ^{79}As , est clairement observée. Les résultats confirment que la décroissance des deux états, à savoir $1/2^-$ et $7/2^+$ du ^{79}Ge , est bien observée. Toutefois, nous remarquons une présence significative de la désintégration de l'état fondamental $1/2^-$, mise en évidence par un pic très intense à 503 keV

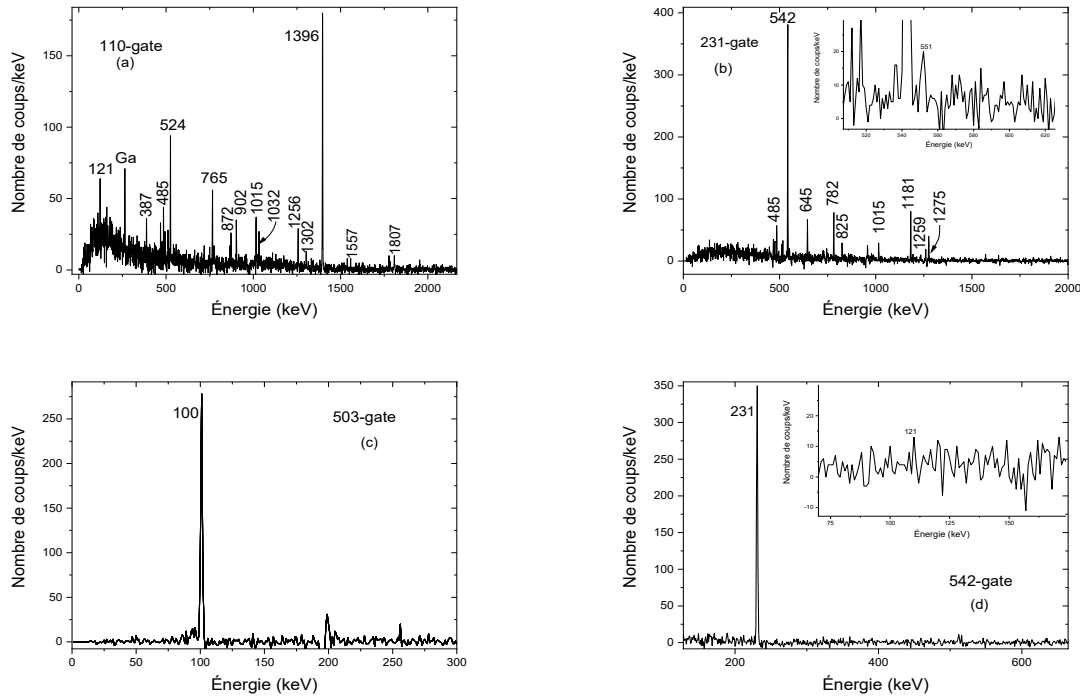


FIGURE 4.33 – Spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ du noyau ^{79}As , conditionnés par la détection de transitions de différentes énergies (110, 231, 503 et 542 keV) dans le HPGe.

(attribué à la désintégration de l'état $1/2^-$ par Hoff), clairement observé dans le spectre conditionné par la détection d'un photon de 100 keV, comme illustré dans la figure 4.8.

Le spectre de coïncidence conditionné par la détection de la transition la plus intense à 110 keV est présenté dans la figure 4.33-a. Cette transition est partagée entre la décroissance des deux états du ^{79}Ge , ce qui explique la présence simultanée des transitions à 765 et 1396 keV (transitions attribuées respectivement à la désintégration de l'isomère et de l'état fondamental dans [8]). De plus, sur le même spectre, nous observons une coïncidence avec une transition à 387 keV, ce qui suggère la présence d'un niveau incertain à 497 keV, très proche du niveau de 499(3) keV proposé par [181]. Deux autres transitions, à 749 et 1032 keV, qui n'ont pas été mentionnées par [8], sont observées en coïncidence avec la raie de 110 keV. Cela nous permet de proposer un nouveau niveau à 1141 keV, reliant ainsi deux niveaux déjà présents dans le schéma de niveaux à 110 et 1890 keV.

Le spectre conditionné par la détection d'un photon d'énergie 231 keV (figure 4.33-b) permet de confirmer l'emplacement des niveaux supérieurs grâce aux coïncidences observées. De plus, les transitions de 551 et 825 keV, qui n'ont pas été observées par [8], ont été détectées en coïncidence avec la raie de 231 keV. Ainsi, deux niveaux sont ajoutés au schéma de niveaux à 782 et 1056 keV respectivement. Le spectre présenté dans la figure 4.33-c confirme la forte présence de la décroissance de l'état $1/2^-$, avec un pic intense à 100 keV en coïncidence avec la transition 503 keV attribuée exclusivement à la désintégration de l'état fondamental

dans [8].

L'état isomérique à 773 keV, avec une assignation de spin $9/2^+$, ne peut être peuplé que par la décroissance de l'état $7/2^+$ du ^{79}Ge . Sa présence a été confirmée par une forte coïncidence de la raie à 542 keV avec la transition de 231 keV, comme présenté dans la figure 4.33-d. Un pic de faible intensité a été observé à 121 keV dans les figures 4.33-a et 4.33-d en coïncidence avec les transitions de 110 et 542 keV respectivement. Cela pourrait représenter une transition de connexion entre les niveaux de 231 et 110 keV, mais en raison du faible nombre de coups enregistrés, il est préférable de considérer cette transition comme incertaine dans le schéma de niveaux.

Le niveau à 1890 keV suscite des interrogations quant à son spin/parité. Initialement attribué comme $1/2^-$ par Rotbard en se basant sur des distributions angulaires de formes similaires et en le comparant à la courbe empirique $J^\pi = 1/2^-$. Ce niveau, qui correspond à $L = 1$ (couche p), présente une incompatibilité avec sa désintégration vers l'état isomérique $9/2^+$ à 773 keV avec une transition de 1117 keV. Une étude récente menée par Walters [183] propose plutôt une attribution de $7/2^-$. Ce conflit peut être expliqué par la possible présence d'un niveau doublet proche en énergie à 1891 keV, qui pourrait être un niveau de spin/parité $1/2^-$ se désintégrant directement vers l'état fondamental $3/2^-$. Toutefois, la présence d'un niveau à 1891 keV est incertaine en raison de l'observation d'un pic de faible intensité dans les spectres de coïncidence $\gamma\gamma$, qui ne semble être en coïncidence avec les transitions appartenant au noyau ^{79}As . Par conséquent, il est suggéré que ce niveau incertain à 1891 keV pourrait peupler directement l'état fondamental du noyau ^{79}As .

Le schéma de niveaux obtenu dans cette étude est illustré dans la figure 4.34, où les intensités relatives ont été calculées en référence à la transition la plus intense à 110 keV. Étant donné qu'il s'agit d'une décroissance mixte impliquant à la fois l'état fondamental et l'état isomérique du noyau ^{79}Ge , les valeurs $\log ft$ n'ont pas été calculées dans cette analyse. En effet, sans la distinction claire entre les deux voies de désintégration, les résultats obtenus seraient peu significatifs.

4.3.2 Mesure des demi-vies

Dans cette section, nous nous concentrons sur la mesure des demi-vies des états excités du noyau ^{79}As . Notre intérêt se porte d'abord sur le niveau d'énergie de 231 keV, qui se désintègre directement vers l'état fondamental. Pour cela, nous utilisons des coïncidences $\beta\gamma\gamma$, où les transitions d'énergie 645, 782, 1181, 1259 et 1275 keV qui alimentent le niveau de 231 keV sont sélectionnées dans le détecteur HPGe. Cette approche nous permet d'obtenir un pic spécifique à 231 keV, dont la projection sur le TAC (Time-Amplitude Converter) permettra de mesurer la durée de vie du niveau de 231 keV.

En procédant à l'addition des spectres 645-231, 782-231, 1181-231, 1259-231 et 1275-231,

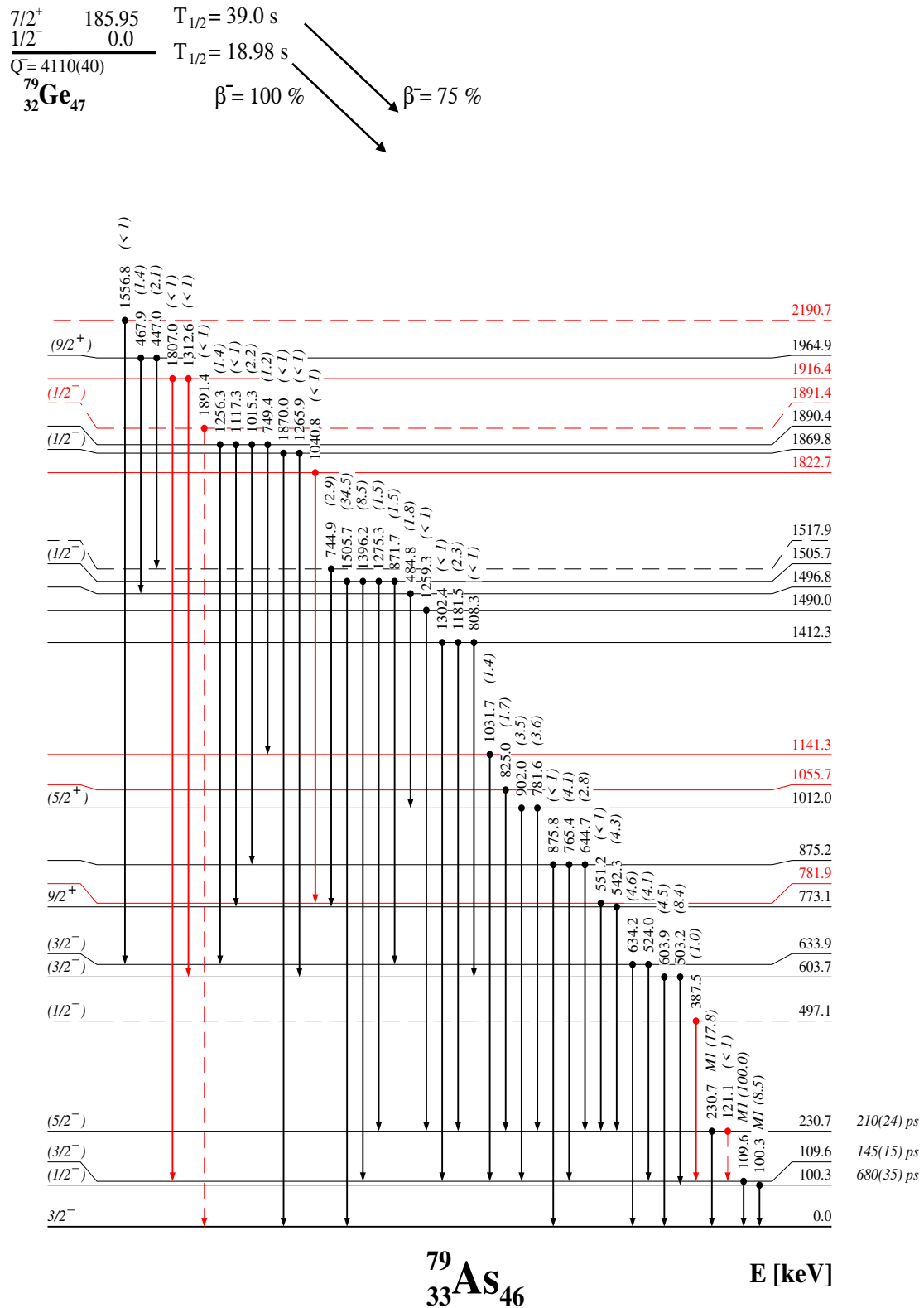


FIGURE 4.34 – Schéma de niveaux du noyau ^{79}As peuplé dans la désintégration β du ^{79}Ge obtenu dans ce travail, montrant l'emplacement des transitions γ avec leurs intensités relatives associées. Les assignations de spin-parité sont tirées de la littérature [8]. Les données incertaines sont indiquées en pointillés. En rouge, les nouvelles transitions γ ainsi que leurs niveaux associés par rapport au travail de Hoff [8].

nous obtenons un spectre combiné que nous modélisons par une fonction de convolution, comme illustré dans la figure 4.35. Grâce à cette analyse, nous parvenons à déterminer une demi-vie de 210(24) ps pour le niveau à 231 keV.

En supposant que la transition de 231 keV relie des états de parité négative, nous avons calculé le taux de transition $B(M1)$ correspondant à la multipolarité M1. Ce taux de transition est estimé à $8.6(8) \times 10^{-3}$ W.u., ce qui est en bon accord avec la systématique des transitions M1 observées dans cette région de masse. Il convient de noter que la valeur maximale des taux de transition M1 dans cette région est de 0.24 W.u. Par ailleurs, nous avons observé que le taux de transition E2 est très élevé, avec une valeur mesurée de 208(20) W.u. Cette valeur élevée suggère une collectivité importante dans la transition E2 étudiée.

L'assignation d'une transition de type M1 retardée à la raie de 231 keV est soutenue par les calculs du modèle en couches présentés dans le tableau 4.9. Cependant, ces calculs sous-estiment largement la valeur de $B(E2)$. De plus, les calculs du modèle en couches basés sur l'interaction jj44bpn prédisent une inversion de spin entre l'état fondamental et l'état excité (respectivement $1/2^-$ et $3/2^-$), ce qui diffère des observations expérimentales qui révèlent un ordre inverse (respectivement $3/2^-$ et $1/2^-$). En revanche, l'utilisation de l'interaction JUN45 reproduit bien cet ordre expérimental.

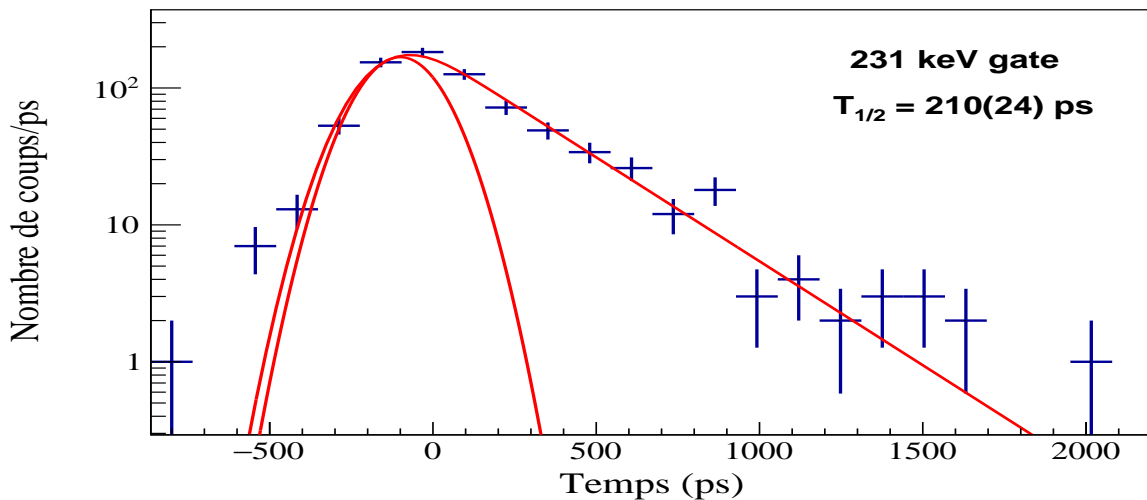


FIGURE 4.35 – Spectre en temps conditionné par la détection des transitions promptes d'énergie 645, 782, 1181, 1259 et 1275 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 231 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Le spectre a été modélisé par une fonction de convolution.

De plus, nous procédons à une autre mesure de demi-vie qui concerne le niveau d'énergie de 110 keV. Ce niveau est alimenté par des transitions avec des énergies choisies, telles que 765, 902, 1015, 485 et 1396 keV. Ces transitions sont également détectées à l'aide du HPGe, et nous obtenons ainsi un pic spécifique correspondant à 110 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. En projetant ce pic sur le convertisseur temps-amplitude (TAC), nous serons en mesure de déterminer la demi-vie du niveau de 110 keV.

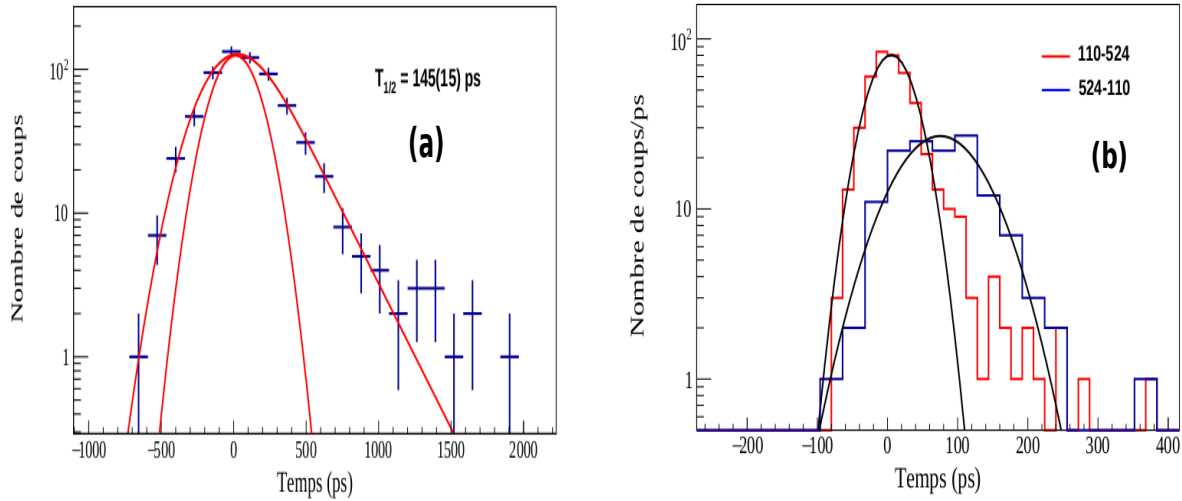


FIGURE 4.36 – Spectre en temps conditionné par la détection des transitions d’énergie 765, 902, 1015, 485 et 1396 keV dans le HPGe et la transition d’énergie 110 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (a). Le spectre a été modélisé par une fonction de convolution. Spectres en temps obtenus pour les cas 110-524 et 524-110 en utilisant des coïncidences $\beta\gamma\gamma$ dans le cadre de la méthode de décalage du centroïde (b). Les spectres ont été modélisés par une fonction gaussienne.

En combinant les spectres 765-110, 902-110, 1015-110, 485-110 et 1396-110, nous avons obtenu un spectre fusionné, représenté dans la figure 4.36-a. En utilisant une méthode de convolution, nous avons pu modéliser ce spectre et estimer la demi-vie du niveau d’énergie de 110 keV à 145(15) ps.

Pour vérifier la demi-vie estimée, nous utilisons la méthode de décalage du centroïde en exploitant les transitions séquentielles 110 et 524 keV. Dans une coïncidence $\beta\gamma\gamma$, nous sélectionnons d’abord la transition 110 keV dans le détecteur HPGe et la transition 524 keV dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ pour obtenir la première réponse en temps. Ensuite, nous inversons le choix des transitions dans les deux détecteurs pour obtenir la deuxième réponse en temps. Le signal de départ (Start) est déclenché par le détecteur β , tandis que la fin du signal (Stop) est indiquée par le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Le résultat obtenu est présenté dans la figure 4.36-b. En mesurant la différence entre les deux centroïdes, nous évaluons une demi-vie de 175(20) ps pour le niveau à 110 keV. Cette valeur diffère légèrement de celle obtenue précédemment par la méthode de convolution (145(15) ps). Toutefois, compte tenu de l’ordre de grandeur attendu pour cette demi-vie, nous considérons la valeur obtenue par la méthode de convolution comme plus appropriée.

En tenant compte des attributions de spin/parité décrites dans la référence [8], nous examinons les taux de transition du niveau de 110 keV. La valeur expérimentale du taux de transition $B(E2)$ est mesurée à $1.20(8) \times 10^4$ W.u., dépassant considérablement les prédictions systématiques ainsi que les calculs théoriques présentés dans le tableau 4.9.

D’autre part, le taux de transition expérimental $B(M1)$ est mesuré à 0.100(7) W.u., en ex-

cellent accord avec la systématique établie par Endt [37]. Les valeurs théoriques calculées par les interactions JUN45 et jj44bpn, également présentées dans le tableau 4.9, se rapprochent de la valeur expérimentale, confirmant ainsi la nature purement magnétique M1 de la transition de 110 keV.

Une situation intéressante se présente pour le niveau à basse énergie situé à 100 keV. Ce niveau est peuplé par la transition de 503 keV depuis le niveau 604 keV et se désexcite vers l'état fondamental par la transition de 100 keV. Ces deux transitions intenses permettent d'utiliser la technique de "fast-timing" pour mesurer une éventuelle demi-vie du niveau correspondant.

En utilisant des coïncidences $\beta\gamma\gamma$, nous avons sélectionné la transition de 503 keV dans le détecteur HPGe afin d'isoler la transition de 100 keV dans le détecteur LaBr₃(Ce). En projetant cette dernière sur le TAC, nous obtenons la réponse temporelle associée, comme illustré sur la figure 4.37-a. La valeur de la demi-vie obtenue, $T_{1/2} = 680(35)$ ps, représente la somme des demi-vies des niveaux 100 et 604 keV, ainsi qu'une possible contribution des niveaux supérieurs selon les principes de la technique "fast-timing".

La situation inverse correspond à une condition sur la transition de 100 keV dans le détecteur HPGe et la projection sur le TAC de la transition de 503 keV détectée par le LaBr₃(Ce). Le résultat obtenu est présenté sur la figure 4.37-b, et la demi-vie qui en découle, $T_{1/2} = 63$ ps, représente la durée de vie du niveau 604 keV, avec une possible contribution des niveaux supérieurs. Le comptage enregistré entre 500 et 1500 ps correspond à une contribution de la transition de 516 keV du noyau parent ^{79}Ge , ainsi qu'une possible contribution de la transition de 524 keV du même noyau ^{79}As . Selon les résultats obtenus, le niveau à 100 keV devrait avoir une longue durée de vie.

TABLEAU 4.9 – Comparaison des valeurs expérimentales des probabilités de transition réduites B(M1) et B(E2), associées aux demi-vies des états excités du noyau ^{79}As obtenues lors de cette étude, avec les valeurs théoriques calculées à l'aide des interactions effectives JUN45 et jj44b. Les charges effectives (1.5, 0.5)/(1.5, 1.1) sont utilisées pour B(E2), et (5.586, -3.826)/(4.189, -2.869) pour B(M1).

E_n (keV)	$T_{1/2}$ (ps)	B(M1) W.u.			B(E2) W.u.		
		EXP	JUN45	jj44bpn	EXP	JUN45	jj44bpn
231	210(24)	$8.6(8)\times 10^{-3}$	$2.4\times 10^{-4}/3.8\times 10^{-7}$	-	208(20)	1.5/2.4	7.5/11.8
110	145(15)	0.100(7)	0.04/0.02	0.17/0.08	$1.20(8)\times 10^4$	5.9/9.1	0.8/1.2
100	680(35)	$3.24(5)\times 10^{-2}$	0.12/0.06	0.14/0.08	$4.10(6)\times 10^3$	25/39	16/26

Une méthode plus précise pour isoler la transition de 100 keV consiste à sélectionner uniquement les événements retardés du détecteur LaBr₃(Ce) en utilisant des coïncidences $\beta\gamma$. Les événements situés entre 6 et 6.2 ns ont été choisis pour obtenir le spectre en énergie du détecteur LaBr₃(Ce), comme illustré sur la figure 4.38-a. La transition de 100 keV y est bien isolée, ce qui permet une sélection précise du pic correspondant. En projetant ce pic sur

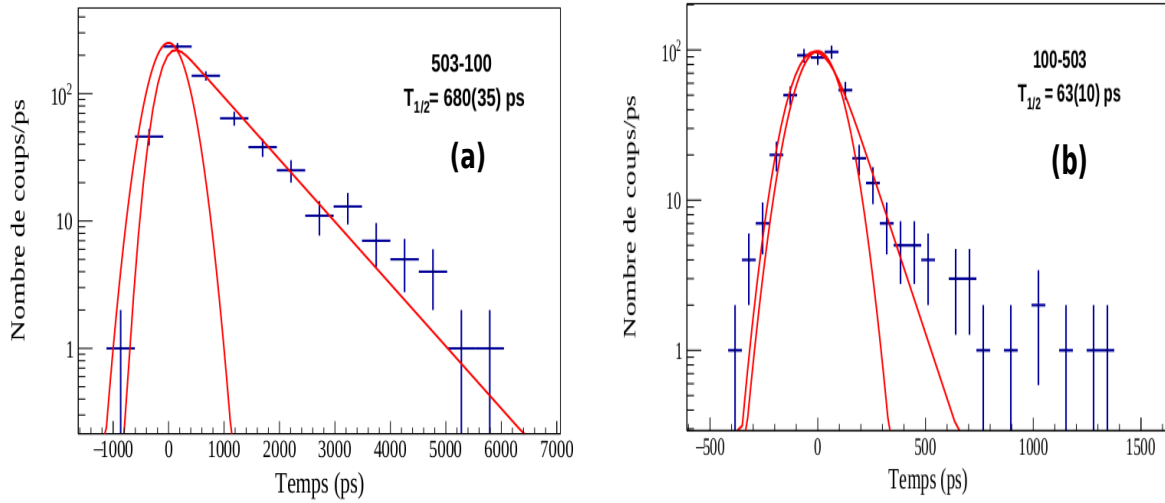


FIGURE 4.37 – Spectre en temps conditionné par la détection de la transition d'énergie 503 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 100 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (a). Spectre en temps conditionné par la détection de la transition d'énergie 100 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 503 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (b). Les spectres ont été modélisés par une fonction de convolution.

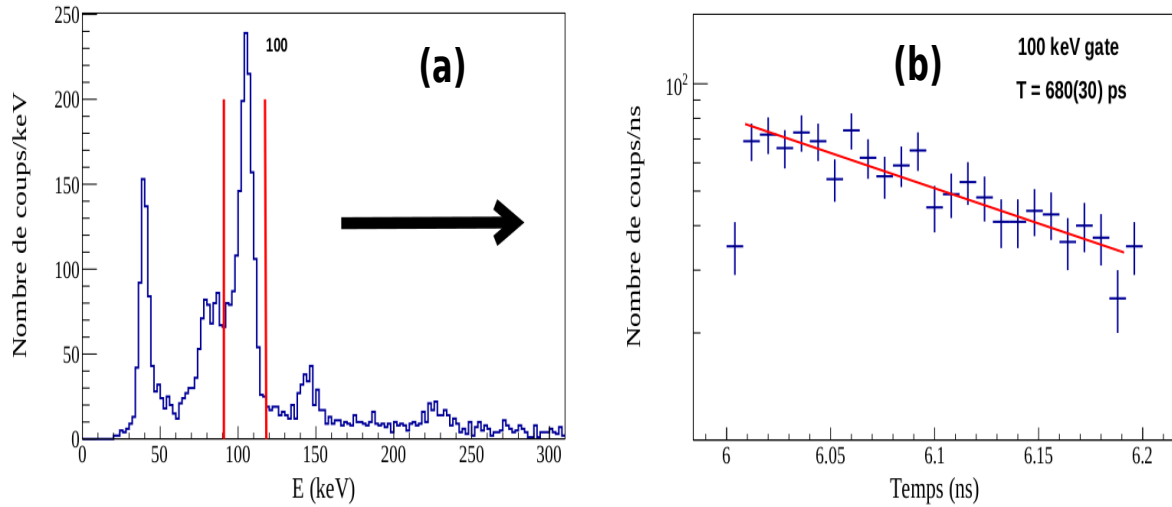


FIGURE 4.38 – Spectre en énergie du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ obtenu à partir des coïncidences $\beta\gamma(t)$ enregistrées pour des événements retardés entre 6 et 6.2 ns (a). Projection sur le TAC de la transition de 100 keV sélectionnée dans le spectre d'événements retardés du LaBr_3 (b).

le TAC, on obtient la réponse temporelle présentée sur la figure 4.38-b. La modélisation de cette distribution par une fonction exponentielle conduit à une demi-vie de 680(30) ps. Cette valeur est identique à celle obtenue par la méthode précédente, ce qui permet de conclure que la durée de vie du niveau 604 keV (ainsi que celle des niveaux supérieurs) peut être négligée par rapport à la longue demi-vie du niveau 100 keV.

En utilisant la demi-vie mesurée du niveau 100 keV et en adoptant les assignations $1/2^-$ et $3/2^-$ respectivement pour les niveaux 100 keV et l'état fondamental [20], correspondant à

une transition M1, on obtient un taux de transition $B(M1)$ de $3.24(5) \times 10^{-2}$ W.u. Ce résultat est en très bon accord avec la systématique des transitions M1 effectuée par Endt [37] autour de la masse 79.

Les valeurs expérimentales des demi-vies obtenues pour les niveaux d'énergie de 100, 110 et 231 keV correspondent à des taux de transitions $B(E1)$ de 5.40×10^{-4} , 1.90×10^{-3} et 1.42×10^{-4} W.u., respectivement. Ces valeurs sont cohérentes avec les tendances empiriques observées pour les transitions E1 dans cette région de masses. Cependant, il est important de souligner que la systématique des niveaux d'énergie des isotopes d'arsenic favorise généralement des états de parité négative à basse énergie, rendant l'implication de transitions E1 avec des états de parité positive fortement improbable, bien que cela ne soit pas exclu.

Les niveaux à 100, 109 et 231 keV correspondent aux trois premiers états excités du noyau ^{79}As , avec les assignations respectives de spin-parité de $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$. La systématique des trois premiers états excités des isotopes voisins du noyau ^{79}As est présentée dans la figure 4.39. Ces états sont assignés différemment en spin-parité.

Les valeurs des demi-vies obtenues pour les niveaux d'énergie 100, 110 et 231 keV sont compatibles avec cette systématique. En général, les premiers états excités, correspondant à l'état 100 keV dans ^{79}As , ont des demi-vies relativement longues, allant de 0.1 ns à 59 ns. Les demi-vies des deuxièmes états excités varient entre 11 ps et 800 ps. En revanche, les troisièmes états excités, correspondant à l'état 231 keV dans notre analyse, présentent des demi-vies plus courtes, autour de 200 ps.

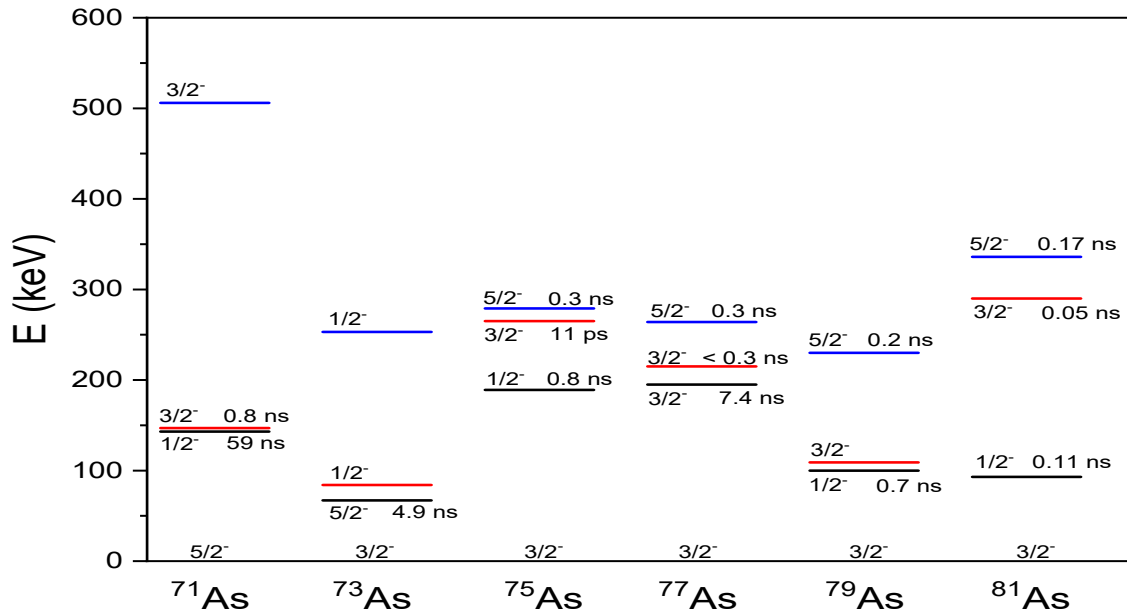


FIGURE 4.39 – Systématique des niveaux de basse énergie d'excitation des isotopes de l'arsenic avec $Z = 33$.

Les valeurs obtenues sont comparées aux calculs du modèle en couches présentés dans

le tableau 4.9. Les interactions JUN45 et jj44bnp, avec les charges effectives (4.189, -2.869), reproduisent mieux les données expérimentales. En particulier, la demi-vie mesurée à 100 keV soutient l'assignation d'une transition de caractère M1 pur et confirme l'assignation de spin-parité $1/2^-$ pour cet état. Ces résultats renforcent donc la cohérence entre les données expérimentales et les prédictions du modèle en couches pour le noyau ^{79}As .

4.4 Résumé du chapitre

Ce chapitre a porté sur l'étude de la décroissance β du noyau ^{79}Zn . L'étude s'est plus spécifiquement concentrée sur le noyau ^{79}Ga produit par la désintégration β du ^{79}Zn . La décroissance du ^{79}Zn a été initialement observée à l'installation OSIRIS à Studsvik, en Suède, et le schéma de niveaux proposé a été ajusté et amélioré dans le présent travail.

L'étude confirme que la plupart des intensités relatives mesurées sont en accord avec les valeurs précédemment rapportées, ce qui valide les résultats antérieurs. Cependant, des différences ont été observées dans certaines transitions, révélant des doublets et des variations d'intensité par rapport aux analyses précédentes. De nouveaux niveaux et transitions ont également été identifiés.

Le ^{79}Ga présente des transitions avec des demi-vies significatives. La plupart des transitions ont des valeurs autour de 840 ms, correspondant à la demi-vie de l'état fondamental du ^{79}Zn . Cependant, trois nouvelles transitions à 100, 363 et 2048 keV ont des demi-vies plus longues : 3.2 s, 1.6 s et 2 s respectivement. Ces trois transitions se retrouvent également dans d'autres isotopes de la même chaîne de désintégration. Malheureusement, en raison du manque de statistiques associées à ces nouvelles transitions, il est difficile de déterminer avec certitude la demi-vie de l'isomère correspondant dans le noyau parent ^{79}Zn .

Une étude visant à détecter un état $9/2^+$ dans le noyau ^{79}Ga a été réalisée. Les coïncidences $\beta\gamma$ ont permis d'observer une cascade de transitions γ désexcitant un niveau d'énergie de 2561 keV. L'analyse des parties retardées des spectres associés à ces transitions a révélé une demi-vie d'environ 200 ps, suggérant la présence d'un état excité à longue durée de vie. Ces résultats sont en accord avec la systématique des états $9/2^+$ observés dans les isotopes de gallium. De plus, la transition E1 mesurée entre les états à 2561 keV et 1582 keV confirme le spin $7/2^-$ attribué à ce dernier.

Les demi-vies des états excités à 465, 516 et 607 keV dans le noyau ^{79}Ge ont été mesurées à l'aide de la technique de synchronisation électronique "fast-timing". Une limite supérieure de 300 ps avait été établie pour le niveau d'énergie de 465 keV. Cependant, cette étude a permis de mesurer une valeur plus précise de 60(10) ps, suggérant ainsi une nature collective pour ce niveau. De même, une limite supérieure de 40 ps a été établie pour le niveau d'énergie de 516 keV. Quant au niveau d'énergie de 607 keV, sa demi-vie a été mesurée à 240(20) ps. Cette valeur convertie en unités Weisskopf a permis d'attribuer un caractère M1 aux deux

transitions de 91 et 142 keV qui dés excitent ce niveau. En revanche, l'autre transition de 607 keV qui dés excite ce niveau a été mesurée avec une faible valeur de $B(E2)$ par rapport aux estimations dans cette région de masse, ce qui peut être interprété comme une réduction de la collectivité pour ce niveau. Les calculs du modèle en couches reproduisent généralement les valeurs des transitions électromagnétiques, bien qu'il y ait occasionnellement des anomalies, notamment avec l'interaction $jj44b_{pn}$ qui surestime largement la valeur de $B(E2)$ obtenue pour la transition de 607 keV. Par ailleurs, le niveau excité à 607 keV du noyau ^{79}Ge présente des similitudes avec le niveau $3/2^+$ à 618 keV du noyau voisin ^{77}Ge , suggérant une possible attribution de spin-parité $3/2^+$ pour cet état dans ^{79}Ge . Les transitions qui le dés excitent à 91, 142 et 607 keV peuvent être attribuées à la multipolarité E1, avec des taux de transitions proches des valeurs prédites dans cette région de masse.

La dernière partie du chapitre s'est concentrée sur le noyau ^{79}As , avec des analyses de spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ qui ont permis de confirmer certains schémas de niveaux proposés précédemment. Des transitions et des niveaux supplémentaires ont été identifiés, mais certaines attributions de spin et de parité sont restées incertaines.

Enfin, la mesure des demi-vies des états excités du ^{79}As a été abordée, en mettant l'accent sur les niveaux d'énergie de 100, 110 et 231 keV qui se désintègrent directement vers l'état fondamental. Une demi-vie de 680(30) ps a été déterminée pour le niveau à 100 keV, confirmant ainsi son statut particulier à basse énergie. Cette transition est de type M1 et l'assignation de spin pour cet état est de $1/2^-$.

Les mesures expérimentales ont révélé des demi-vies de 145(15) ps et 210(24) ps pour les niveaux d'énergie de 110 et 231 keV respectivement. Les probabilités de transition réduites suggèrent que ces transitions sont de type M1 retardées, ce qui est en accord avec les prédictions du modèle en couches et avec la systématique observée pour les isotopes voisins.

Conclusion

Les études approfondies sur les noyaux exotiques, notamment ceux riches en neutrons, ont considérablement enrichi notre compréhension de la structure nucléaire et des modèles théoriques. Le noyau supposé doublement magique ^{78}Ni , malgré les défis expérimentaux, reste au centre des recherches, tout comme les noyaux voisins proches des nombres magiques $Z = 28$ et $N = 50$.

Dans ce cadre, cette thèse a porté une attention particulière aux noyaux ^{80}Ge , ^{80}As , ^{79}Ga , ^{79}Ge et ^{79}As , formés par la décroissance β des isotopes ^{80}Zn et ^{79}Zn à l'installation ISOLDE au CERN. Grâce à une réduction significative de la contamination en Rb, des faisceaux intenses et purs d'isotopes de Zn ont été produits, assurant une statistique de mesure élevée.

Les faisceaux radioactifs de Zn ont été acheminés vers la station expérimentale IDS, équipée de deux détecteurs HPGe offrant une excellente résolution en énergie pour les photons γ , d'un scintillateur plastique pour la détection des particules β , ainsi que de deux détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ dédiés aux mesures de durées de vie, en association avec des modules électroniques utilisant la technique de "fast-timing". L'utilisation de détecteurs HPGe en configuration de coïncidence a permis d'étudier les schémas de niveaux des différents noyaux. Les durées de vie mesurées ont été exprimées en termes de probabilités de transitions réduites, en unités Weisskopf, qui constituent une méthode standard pour comparer les résultats obtenus aux différentes systématiques et aux prédictions théoriques.

La partie centrale de cette thèse s'est concentrée sur l'étude approfondie du noyau ^{80}Ge , qui est formé par la désintégration β du ^{80}Zn , préalablement ionisé au moyen d'un laser. Ce noyau a suscité un intérêt particulier au cours des dernières années suite à la découverte d'un état déformé 0_2^+ à une énergie de 639(1) keV lors d'une étude antérieure [53]. Cette découverte reposait sur l'observation d'une transition monopôle en coïncidence avec une raie γ à 1764(1) keV, qui n'avait pas été observée auparavant.

Dans cette thèse, nous avons minutieusement étudié la localisation de l'état intrus 0_2^+ au sein du noyau ^{80}Ge en utilisant des techniques de spectroscopie γ ainsi que des calculs basés sur le modèle en couches. Nous avons effectué des mesures de coïncidences $\gamma\gamma$ afin de rechercher les transitions qui alimentent les nouveaux états proposés. En particulier, nous avons observé une coïncidence entre la transition γ à 1764 keV et la raie γ la plus intense à 659 keV ($2_1^+ \rightarrow 0^+$), ainsi que d'autres transitions provenant du noyau ^{80}Ge . Malheureusement,

aucune connexion n'a pu être établie entre les niveaux déjà connus [8, 109] et les états proposés à 639 et 2403 keV (0_2^+ et 2_3^+ respectivement) [53].

Les calculs du modèle en couches parviennent à reproduire de manière satisfaisante la plupart des spectres expérimentaux des isotopes et des isotones du germanium. Toutefois, ils rencontrent des difficultés majeures pour prédire avec précision la présence d'un état aussi bas que le niveau 0_2^+ dans le noyau ^{80}Ge . De plus, la systématique des niveaux d'énergie existante ne permet pas de concilier la position expérimentale de cet état 0_2^+ avec l'ensemble des données disponibles. Une étude récente, menée à TRIUMF et basée sur la spectroscopie de conversion électronique, n'a pas réussi à identifier un état 0_2^+ à 639 keV dans le noyau ^{80}Ge [110].

L'étude du noyau ^{80}As , formé par la désintégration β du ^{80}Ge , a permis d'identifier avec précision la transition la plus intense à 265 keV, qui se manifeste sous la forme d'un doublet de rayons γ . En examinant attentivement les spectres de coïncidence des différentes transitions, nous avons pu observer l'apparition d'un nouveau premier état excité, situé à une énergie remarquablement basse de seulement 46 keV. Cette situation présente une similarité frappante avec le cas de l'isotope ^{76}As , où le premier état excité à 44 keV se révèle être un état isomérique caractérisé par une longue durée de vie de $1.93(6) \mu\text{s}$. Cette découverte constitue donc une motivation majeure pour entreprendre la mesure de la durée de vie de l'état excité à 46 keV du noyau ^{80}As dans une expérience appropriée.

Le schéma de niveaux du noyau ^{79}Ga , formé par la désintégration β du ^{79}Zn , a été considérablement amélioré par rapport aux travaux antérieurs grâce à l'identification de plusieurs nouvelles transitions et nouveaux niveaux associés. Une recherche d'état isomérique dans le noyau ^{79}Zn a été entreprise en mesurant les demi-vies des transitions du noyau fils ^{79}Ga . Parmi les cas intéressants, trois transitions à 100, 363 et 2048 keV présentent des demi-vies relativement longues par rapport à celle de l'état fondamental. Cependant, ces trois transitions sont des raies mixtes, ce qui rend difficile de mesurer avec certitude la demi-vie de l'état isomérique. De plus, une étude a été réalisée afin de mesurer les durées de vie dans le noyau ^{79}Ga . Les coïncidences $\beta\gamma$ ont permis d'observer une cascade de transitions γ désexcitant un niveau d'énergie de 2561 keV. L'analyse des parties retardées des spectres correspondants a révélé une demi-vie d'environ 200 ps, suggérant la présence d'un état excité à longue demi-vie qui peut être attribué à un spin $9/2^+$. Ces résultats sont en accord avec la systématique des états $9/2^+$ des isotopes du gallium. De plus, la mesure de la transition E1 entre les états à 2561 keV et 1582 keV confirme le spin $7/2^-$ attribué à ce dernier.

L'étude du noyau ^{79}Ge s'est principalement focalisée sur la mesure des demi-vies des états de basse énergie. Grâce à l'utilisation de la technique de "fast-timing", des mesures précises ont été réalisées. Une demi-vie de $60(10)$ ps a été déterminée pour le niveau d'énergie de 465 keV, confirmant ainsi la limite supérieure de 300 ps établie précédemment dans une étude antérieure. De même, une limite supérieure de 40 ps a été établie pour le niveau d'énergie

de 516 keV, tandis qu'une demi-vie plus longue de 240(20) ps a été mesurée pour le niveau d'énergie de 607 keV.

Ces résultats fournissent de nouvelles informations sur la dynamique des états excités dans le noyau ^{79}Ge . En exprimant les demi-vies en unités Weisskopf, les probabilités de transitions électromagnétiques soutiennent l'attribution des caractères E2 + M1 aux transitions d'énergies 465 keV et 516 keV. En ce qui concerne le niveau d'énergie de 607 keV, une assignation M1 semble plausible pour les transitions à 91 keV et 142 keV. Cependant, la valeur de $B(E2)$ pour la transition à 607 keV est inférieure aux estimations expérimentales dans cette région.

Ces observations suggèrent une nature collective des états à 465 keV et 516 keV, impliquant une interaction coordonnée des nucléons. En revanche, le niveau à 607 keV est plus probablement formé par une excitation individuelle des nucléons, ce qui entraîne une réduction de la collectivité pour cet état.

La dernière partie de l'étude a été dédiée à l'exploration du noyau ^{79}As . L'utilisation des spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ a permis de confirmer le schéma de niveaux précédemment proposé et de mettre en évidence de nouvelles transitions et de nouveaux niveaux. Cependant, malgré ces avancées, certaines attributions de spin et de parité demeurent incertaines, nécessitant des investigations supplémentaires.

De plus, des mesures de demi-vies ont été réalisées pour les états excités du noyau ^{79}As , en mettant particulièrement l'accent sur les niveaux d'énergie de 100, 110 et 231 keV qui se désintègrent directement vers l'état fondamental. Les demi-vies mesurées sont de 210(24) ps et 145(15) ps pour les niveaux à 231 et 110 keV respectivement. Les probabilités de transition réduites indiquent des transitions retardées de type M1, ce qui est en accord avec les prédictions du modèle en couches.

Le niveau à 100 keV du noyau ^{79}As a été mesuré avec une longue demi-vie de 680(30) ps. Cette demi-vie prolongée confirme la nature particulière de cet état. De plus, la transition associée à ce niveau est de type M1 pur, ce qui signifie qu'il y a un changement du moment magnétique lors de la désexcitation vers l'état fondamental. L'assignation de spin-parité de $1/2^-$ complète la description de cet état.

Ces résultats sont en accord avec la systématique observée pour les niveaux de basse énergie des isotopes de l'arsenic. En effet, il est fréquent d'observer des demi-vies significativement longues pour les états excités de ces isotopes, avec des durées allant de quelques picosecondes à plusieurs nanosecondes. Cette caractéristique est un élément important de la compréhension de la structure nucléaire et de la dynamique des noyaux d'arsenic.

Table des figures

1.1	Densité de matière nucléaire d'un noyau.	6
1.2	La carte des noyaux connus avec le nombre de neutrons en abscisse et le nombre de protons en ordonnée. Figure tirée de [11].	9
1.3	L'énergie de liaison moyenne par nucléon en fonction du nombre de masse A. Figure tirée de [13].	10
1.4	État excité et état métastable dans un noyau	11
1.5	Exemple de Configuration intruse dans le noyau ^{80}Ge	13
1.6	L'énergie de séparation du dernier neutron en fonction du nombre de neutrons. La ligne zéro correspond aux valeurs obtenues par la formule semi-empirique de von Weizsaecker. Figure tirée de [19].	17
1.7	L'énergie du premier état excité 2^+ des différents types de noyaux en fonction du nombre de masse. Figure tirée de [21].	18
1.8	L'évolution de la probabilité de transition réduite $B(E2)$ en fonction du nombre de neutrons. Figure tirée de [23]	19
1.9	L'abondance relative des éléments chimiques sur terre. Figure tirée de [19].	20
1.10	Les potentiels nucléaires utilisés dans le cadre du modèle en couches.	22
1.11	Les niveaux d'énergie obtenus dans le cadre du modèle en couches	24
1.12	Représentation graphique des nombres quantiques dans le cadre du modèle de Nilsson.	26
1.13	Représentation graphique de la déformation : à gauche, déformation de type oblate avec un paramètre de déformation négatif, à droite, déformation de type prolate avec un paramètre de déformation positif, au milieu, noyau sphérique.	27
1.14	Variation des niveaux d'énergie des noyaux paires-paires en fonction de la forme du noyau [30].	28
1.15	Énergie de la particule individuelle E_{sp} en fonction du paramètre de déformation δ dans la région $50 < z < 82$ [31].	29
1.16	Exemple de désexcitation d'un noyau par émission de neutrons retardés. Les valeurs de Q_{β^-} et S_n sont tirées de [32].	31
1.17	Distribution des valeurs de $\log ft$ pour les différents types de transitions.	34

2.1	La carte des noyaux proches du noyau doublement magique ^{78}Ni	43
2.2	Principe de la production de faisceaux d'ions radioactifs par la méthode de fragmentation en vol.	47
2.3	Principe de la production de faisceaux d'ions radioactifs par la méthode de production en ligne ISOL.	48
2.4	Vue globale de l'installation ISOLDE. GPS et HRS sont les séparateurs en masse magnétiques. REX-ISOLDE représente la partie haute énergie, et Miniball est l'une des installations expérimentales.	49
2.5	Schéma représentant le complexe d'accélérateurs du CERN.	50
2.6	La cible d'ISOLDE standard (a) et avec convertisseur proton-neutron (b). . .	52
2.7	Principe des deux méthodes d'ionisation : ionisation de surface (a) et source à plasma chaud (b).	54
2.8	Principe de la méthode RILIS	54
2.9	Ionisation de l'étain Sn par la méthode RILIS	55
2.10	Les séparateurs magnétiques à ISOLDE	56
2.11	Les différentes configurations expérimentales à la station IDS	60
2.12	Le détecteur HPGe utilisé dans la station IDS (a) et une représentation 3D des 4 cristaux HPGe dans le même cryostat (b).	61
2.13	Le scintillateur plastique utilisé pour la détection des particules β dans l'expérience IS441.	62
2.14	Le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ utilisé dans l'expérience IS441 est représenté à gauche, et sa géométrie est illustrée à droite [69].	63
2.15	Le montage expérimental utilisé dans le cadre de l'expérience IS441 à ISOLDE [69].	63
2.16	Schéma fonctionnel de la carte d'acquisition de données et de traitement du signal Pixie-4.	67
2.17	Les cycles d'impulsions de protons générées à intervalles réguliers de 1.2 seconde.	71
2.18	Illustration de la matrice de coïncidence de deux photons dans deux détecteurs avec les différentes combinaisons possibles (voir le texte pour plus de détails). Les figures ont été tirées de [75].	73
2.19	Fenêtre de coïncidence correspondant à la différence de temps entre les signaux enregistrés par les deux détecteurs HPGe. Les événements réels se situent entre les deux traits rouges qui délimitent la fenêtre de coïncidence. Les événements en dehors de cette fenêtre sont considérés comme des événements aléatoires.	74
2.20	Principe de la méthode "fast-timing" (a). Schéma de niveau arbitraire d'une désintégration donnée (b).	77
2.21	Les réponses temporelles obtenues par le TAC dans le cadre de la méthode de synchronisation rapide (voir le texte pour plus de détails).	78

2.22	Schéma de niveau arbitraire	81
2.23	Calibration en énergie des détecteurs HPGe. Un ajustement linéaire a été adopté pour les deux détecteurs HPGe.	84
2.24	Calibration en énergie des détecteurs LaBr ₃ (Ce). Un ajustement polynomial a été adopté pour les deux détecteurs LaBr ₃ (Ce).	85
2.25	Une partie du schéma de niveau de la décroissance β du ¹³⁸ Cs vers le ¹³⁸ Ba. .	86
2.26	Réponse en temps de la transition 463 keV du ¹³⁸ Ba sélectionnée dans les détecteurs LaBr ₃ (Ce) et projetée sur le TAC correspondant.	86
2.27	Réponse en temps de la transition de 487 keV du ¹⁴⁰ Ce sélectionnée dans les détecteurs LaBr ₃ (Ce) et projetée sur le TAC correspondant.	87
2.28	Courbes d'efficacité relative en unités arbitraires pour les deux détecteurs HPGe.	89
2.29	L'efficacité relative obtenue pour le détecteur HPGe-1, où la première région (121-1010) keV a été modélisée par une fonction polynomiale de degré 3, et la deuxième région (1010-3500) keV par une fonction linéaire. L'efficacité relative obtenue pour le détecteur HPGe-2 a été modélisée par une fonction polynomiale de degré 2 pour la région (121-1010) keV et une fonction linéaire pour la région (1010-3500) keV.	90
3.1	Schéma de la décroissance β^- et β^-n du noyau ⁸⁰ Zn.	96
3.2	Spectre en temps conditionné par la détection de la transition 685 keV dans le détecteur LaBr ₃ (Ce). Le spectre correspond aux événements retardés avec un temps supérieur à 8 ns. La courbe a été modélisée par une fonction exponentielle.	97
3.3	Spectres en temps du noyau ⁸⁰ Ga conditionnés par la détection des transitions d'énergie 712, 685, 742 et 965 keV dans le HPGe, en fonction de leur temps d'émission dans le cycle de mesure. La partie retardée des courbes a été modélisée par une fonction exponentielle.	98
3.4	Les schémas de niveaux obtenus dans différentes expériences sur le noyau ⁸⁰ Ge [8, 53, 96, 101, 107–109].	102
3.5	Spectre γ conditionné β contenant les événements de la décroissance β du noyau ⁸⁰ Zn. Les conditions temporelles relatives à l'impact du proton sur la cible ont été appliquées (voir le texte pour plus de détails). Les raies γ les plus intenses appartenant au noyau ⁸⁰ Ge sont étiquetées. L'encadré dans le coin supérieur de la figure représente une zone élargie autour de la transition à 1764 keV.	104
3.6	La région du spectre γ autour de 1764 keV avant (en noir) et après (en rouge) soustraction des activités de désintégration à courte et à longue durée de vie.	106

3.7	Spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ du noyau ^{80}Ge , conditionnés par la détection de transitions de différentes énergies (523, 586, 659, 1083, 1109, 1236, 1313 et 1764 keV) dans le HPGe.	107
3.8	Schéma de niveaux à basse énergie du noyau ^{80}Ge peuplé dans la désintégration β du ^{80}Ga obtenu dans ce travail, montrant l'emplacement des transitions γ présentées dans le tableau 3.1 avec leurs intensités relatives associées. Pour obtenir une intensité absolue pour 100 désintégrations, il faut multiplier les intensités relatives par 0.92(6). Les assignations de spin-parité sont tirées de la littérature [107, 109]. Les valeurs de $\log ft$ ont été calculées en utilisant $Q_\beta = 10312(4)$ keV [120], en supposant une décroissance β à partir de l'état 3^- à 22.4 keV dans le ^{80}Ga . La demi-vie de l'état 3^- est tirée de [107]. Les données incertaines sont indiqués en pointillés. En rouge, les nouvelles transitions γ ainsi que leurs niveaux associés par rapport au travail de Hoff [8].	111
3.9	Schéma de niveaux à des énergies intermédiaires du noyau ^{80}Ge peuplé dans la désintégration β du ^{80}Ga obtenue dans ce travail, montrant l'emplacement des transitions γ présentées dans le tableau 3.1 avec leurs intensités relatives associées.	112
3.10	Schéma de niveaux à haute énergie du noyau ^{80}Ge peuplé dans la désintégration β du ^{80}Ga obtenue dans ce travail, montrant l'emplacement des transitions γ présentées dans le tableau 3.1 avec leurs intensités relatives associées.	113
3.11	Spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ du noyau ^{80}Ge , conditionnés par la détection de transitions de différentes énergies (808, 1942, 571, 989, 900, 560, 1428 et 2764 keV) dans le HPGe.	118
3.12	Étude systématique des niveaux d'énergie pour les isotones $N = 48$ (a) et les isotopes $Z = 32$ (b). Les valeurs des énergies sont tirées de la base de données NNDC [20].	120
3.13	Comparaison des données expérimentales des noyaux ^{78}Ge (a) et ^{82}Ge (b) avec les calculs du modèle en couches basés sur les interactions JUN45 et jj44bpn.	130
3.14	Comparaison des données expérimentales du noyau ^{80}Zn avec les calculs du modèle en couches basés sur les interactions JUN45 et jj44bpn. Sur la droite, on présente une partie du schéma de niveaux du ^{79}Cu	131
3.15	Systématique des niveaux d'énergie autour du ^{76}Ni	132
3.16	Comparaison des données expérimentales du noyau ^{80}Ge avec les calculs du modèle en couches basés sur les interactions JUN45 et jj44bpn, ainsi que les calculs IBM de Subber <i>et al.</i> [131]. L'espace modèle utilisé pour les interactions du modèle en couches est $p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}g_{9/2}$. Les valeurs expérimentales proviennent de la base de données NNDC [20].	133

3.17	Comparaison des données expérimentales de l'état 0_2^+ avec les calculs du modèle en couches basés sur les interactions JUN45, jj44bnp et IBM pour les isotopes $Z = 32$ (a) et les isotones $N = 48$ (b). Les valeurs expérimentales proviennent de la base de données NNDC [20]. Les calculs IBM sont tirés de [131].	136
3.18	Étude systématique des niveaux d'énergie pour les isotopes d'arsenic avec $Z = 33$. Les valeurs des énergies sont tirées de la base de données NNDC [20]. .	139
3.19	Spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ du noyau ^{80}As , conditionnés par la détection de transitions de différentes énergies (370, 626 et 265 keV) dans le HPGe.	140
3.20	Schéma de niveaux du noyau ^{80}As peuplé dans la désintégration β du ^{80}Ge obtenu dans ce travail, montrant l'emplacement des transitions γ présentes dans le tableau 3.7 avec leurs intensités relatives associées. Pour obtenir une intensité absolue pour 100 désintégrations, il faut multiplier les intensités relatives par 0.37(6). Les valeurs $\log ft$ ont été calculées en utilisant $Q_\beta = 2644(19)$ keV [120] en supposant une décroissance β à partir de l'état 0^+ à 0.0 keV dans le ^{80}Ge . La demi-vie de l'état 0^+ du ^{80}Ge est tirée de [145]. En rouge, les nouvelles transitions γ ainsi que leurs niveaux associés par rapport au travail de Hoff [8].	141
3.21	Comparaison des données expérimentales du noyau ^{80}As en avec les calculs du modèle en couches basés sur les interactions JUN45 et jj44bnp.	142
3.22	La courbe de l'efficacité absolue moyenne des deux détecteurs HPGe.	144
4.1	Schéma de la décroissance β^- et β^-n du noyau ^{79}Zn	149
4.2	Spectre γ conditionné β contenant les événements de la décroissance β du ^{79}Zn . Les conditions temporelles relatives à l'impact du proton sur la cible ont été appliquées (voir le texte pour plus de détails). Les raies γ les plus intenses appartenant au ^{79}Ga sont étiquetées.	150
4.3	Spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ du noyau ^{79}Ge , conditionnés par la détection de transitions de différentes énergies (1211, 1101, 1778, 684, 1940 et 1130 keV) dans le HPGe. L'intervalle de temps entre 50 ms et 2400 ms après l'impact du proton sur la cible a été choisi afin de réduire au minimum la présence d'activités à longue durée de vie.	156

4.4	Schéma de niveaux à basses énergies du noyau ^{79}Ga peuplé dans la désintégration β du ^{79}Zn obtenu dans ce travail, montrant l'emplacement des transitions γ présentes dans le tableau 4.1 avec leurs intensités relatives associées. Pour obtenir une intensité absolue pour 100 désintégrations, il faut multiplier par 0.31(1). Les assignations de spin-parité sont issues de de notre étude. Les valeurs $\log ft$ ont été calculées en utilisant $Q_\beta = 9116.1(25)$ keV [120] en supposant une désintégration β à partir de l'état $9/2^+$ à 0.0 keV dans le ^{79}Zn . La demi-vie de l'état $9/2^+$ est déduite du présent travail. Les données incertaines sont indiquées en pointillés. En rouge, les nouvelles transitions γ ainsi que leurs niveaux associés par rapport aux travaux antérieurs [6, 160].	157
4.5	Schéma de niveaux à hautes énergies du ^{79}Ga peuplé dans la désintégration β du ^{79}Zn obtenu dans ce travail, montrant l'emplacement des transitions γ présentes dans le tableau 4.1 avec leurs intensités relatives associées.	158
4.6	Les états fondamentaux et isomériques des isotones $N=49$ avec A impair, ainsi que leurs spins et demi-vies associés [20].	159
4.7	Demi-vies de vies des différentes transitions du noyau ^{79}Ga	160
4.8	Spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ du noyau ^{79}Ga , conditionnés par la détection de transitions de différentes énergies (100, 363 et 2048 keV) dans le HPGe. . . .	161
4.9	Spectres en temps du noyau ^{79}Ga conditionnés par la détection des transitions d'énergie 100, 363, 2048 et 702 keV dans le HPGe, en fonction de leur temps d'émission dans le cycle de mesure. La partie retardée des courbes a été modélisée par une fonction exponentielle.	162
4.10	Spectre en énergie du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ obtenu par la décroissance β du ^{79}Zn . Les transitions les plus intenses sont identifiées et étiquetées.	163
4.11	Spectres en temps conditionnés par la détection des transitions d'énergie 979 keV (a), 875 keV (b) et 707 keV (c) dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. La partie retardée des spectres a été modélisée par une fonction exponentielle. Spectre en temps conditionné par la détection des transitions d'énergie 653 keV et 1778 keV dans le HPGe et la transition 957 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, modélisé par une fonction de convolution (d).	166
4.12	Spectre en temps conditionné par la détection des transitions d'énergie 358, 416 et 773 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 979 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, modélisé par une fonction de convolution.	167
4.13	La position de l'état $9/2^+$ en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes de gallium ($Z = 31$) avec les demi-vies associées [20].	167
4.14	La systématique des niveaux $9/2^+$ par rapport aux niveaux $5/2^-$ dans les isotopes Cu, Ga, As, Br et Rb, tirée de [162].	168

4.15 (a) Spectre en énergie β avec la sélection de la transition intense du ^{79}Ge à 465 keV dans un détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. La réponse en temps du détecteur plastique avant (b) et après (c) la correction de l'effet de marche.	170
4.16 Spectre en énergie de la désintégration β du ^{138}Cs en ^{138}Ba , conditionné par la détection de la transition à 1010 keV dans le détecteur HPGe, illustrant le pic d'absorption totale à 1436 keV avec son bruit de fond Compton correspondant dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Les pics autour de 100 keV et 250 keV correspondent respectivement aux rayons X et à l'émission de rétrodiffusion.	172
4.17 Les courbes de réponse Compton pour les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -1 (a) et $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -2 (b) obtenues avec une source de ^{138}Cs , modélisées par une fonction polynomiale.	172
4.18 Les courbes de réponses promptes pour les détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -1 (a) et $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ -2 (b) obtenues avec les sources de ^{138}Cs et de ^{140}Ba , modélisées par une fonction polynomiale.	174
4.19 La réponse temporelle du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ avant (a) et après (b) l'application des corrections liées aux événements d'absorption totale et Compton.	174
4.20 Schéma de niveau partiel de la décroissance β du ^{79}Ga vers ^{79}Ge [8].	175
4.21 Spectres en temps conditionnés par la détection des transitions d'énergie 580, 1187, 1092, 1463, 1624 et 1997 keV dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ lors des coïncidences $\beta\gamma$ et $\beta\gamma\gamma$ (voir le texte pour plus de détails). Les spectres ont été modélisés par une fonction gaussienne.	177
4.22 Spectre en temps conditionné par la détection des transitions promptes d'énergie 1092, 1605 et 2049 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 465 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Le spectre a été modélisé par une fonction de convolution.	178
4.23 Principe de la méthode de décalage du centroïde utilisée pour mesurer la demi-vie du niveau 465 keV dans le cadre des coïncidences $\beta\gamma\gamma$	179
4.24 Spectres en temps obtenus pour les cas 465-1092/1092-465 et 465-1605/1605-465 en utilisant des coïncidences $\beta\gamma\gamma$. Les spectres ont été modélisés par une fonction gaussienne.	179
4.25 Spectres en temps obtenus pour les cas 465-1092/1092-465 et 465-1605/1605-465 en utilisant des coïncidences $\gamma\gamma$. Les spectres ont été modélisés par une fonction gaussienne.	180
4.26 Spectre en temps conditionné par la détection des transitions promptes d'énergie 671, 1040, 1624 et 1997 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 516 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Le spectre a été modélisé par une fonction de convolution.	181
4.27 Spectres en temps obtenus pour les cas 516-1040/1040-516 et 516-671/671-516 en utilisant des coïncidences $\beta\gamma\gamma$. Les spectres ont été modélisés par une fonction gaussienne.	182

4.28	Spectres en temps conditionnés par la détection des transitions d'énergie de 142 et 607 keV dans le détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. La partie retardée du spectre 607 a été modélisée par une fonction exponentielle, tandis que le spectre 142 a été modélisé par une fonction de convolution.	183
4.29	Spectre en temps conditionné par la détection des transitions promptes d'énergie 438, 949 et 1463 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 142 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Le spectre a été modélisé par une fonction de convolution. . .	183
4.30	Spectres en temps conditionnés par la détection des transitions d'énergie 91, 142, 465 et 516 keV dans les détecteurs HPGe et $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, illustrant les cas 142-465, 465-142, 91-516 et 516-91. Les spectres ont été modélisés par une fonction de convolution.	184
4.31	Étude systématique des niveaux d'énergie pour les isotones $N = 47$ (a) et les isotopes $Z = 32$ (b). Les valeurs des énergies sont tirées de la base de données NNDC [20].	189
4.32	Comparaison des données expérimentales du ^{79}Ge (a) et du ^{81}Se (b) avec les calculs théoriques basés sur les interactions JUN45 et jj44bpn. Les valeurs des énergies sont extraites de la base de données NNDC [20].	190
4.33	Spectres de coïncidence $\gamma\gamma$ du noyau ^{79}As , conditionnés par la détection de transitions de différentes énergies (110, 231, 503 et 542 keV) dans le HPGe. .	194
4.34	Schéma de niveaux du noyau ^{79}As peuplé dans la désintégration β du ^{79}Ge obtenu dans ce travail, montrant l'emplacement des transitions γ avec leurs intensités relatives associées. Les assignations de spin-parité sont tirées de la littérature [8]. Les données incertaines sont indiquées en pointillés. En rouge, les nouvelles transitions γ ainsi que leurs niveaux associés par rapport au travail de Hoff [8].	196
4.35	Spectre en temps conditionné par la détection des transitions promptes d'énergie 645, 782, 1181, 1259 et 1275 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 231 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Le spectre a été modélisé par une fonction de convolution.	197
4.36	Spectre en temps conditionné par la détection des transitions d'énergie 765, 902, 1015, 485 et 1396 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 110 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (a). Le spectre a été modélisé par une fonction de convolution. Spectres en temps obtenus pour les cas 110-524 et 524-110 en utilisant des coïncidences $\beta\gamma\gamma$ dans le cadre de la méthode de décalage du centroïde (b). Les spectres ont été modélisés par une fonction gaussienne.	198

- 4.37 Spectre en temps conditionné par la détection de la transition d'énergie 503 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 100 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (a). Spectre en temps conditionné par la détection de la transition d'énergie 100 keV dans le HPGe et la transition d'énergie 503 keV dans le $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ (b). Les spectres ont été modélisés par une fonction de convolution. 200
- 4.38 Spectre en énergie du détecteur $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ obtenu à partir des coïncidences $\beta\gamma(t)$ enregistrées pour des événements retardés entre 6 et 6.2 ns (a). Projection sur le TAC de la transition de 100 keV sélectionnée dans le spectre d'événements retardés du LaBr_3 (b). 200
- 4.39 Systématique des niveaux de basse énergie d'excitation des isotopes de l'arsenic avec $Z = 33$ 201

Liste des tableaux

1.1	Énergies de séparation du dernier neutron/proton pour les noyaux ^{40}Ca , ^{41}Ca et ^{41}Sc	11
1.2	Les valeurs du terme d'appariement pour les différents types de noyaux. . . .	16
1.3	Les valeurs des constantes du modèle de la goutte liquide tirées de [17]. . . .	16
1.4	Les règles de sélection pour les transitions de type Fermi et Gamow-Teller. Les $()$ signifient que la valeur n'est pas possible si l'état initial ou final est zéro. .	32
1.5	Classification des transitions β selon la valeur de $\log fT$ [34]	33
1.6	Règles de sélection pour les multipolarités des transitions γ . $\Delta\pi$ indique s'il y a un changement de parité entre l'état initial et l'état final.	36
1.7	Les limites supérieures des probabilités de transition réduites en unité Weisskopf pour les noyaux $45 \leq A \leq 90$ établies par Endt [37].	38
2.1	Les énergies et les intensités des sources ^{152}Eu , ^{138}Cs et ^{140}Ba utilisées pour la calibration en efficacité des détecteurs HPGe. Les données sont tirées de [86–88].	91
2.2	Les incertitudes de mesure associées aux efficacités relatives des deux détecteurs HPGe.	92
3.1	Comparaison des données expérimentales du noyau ^{80}Ge obtenues au cours de cette étude avec celles de Hoff [8] et Garcia [111]. Les valeurs les plus élevées parmi les différentes études sont indiquées en gras. Les intensités des transitions sont normalisées par rapport à la raie γ la plus intense à 659 keV, qui est fixée à 100. Les transitions γ non confirmées sont marquées par un symbole t . Les intensités des transitions intenses ont été calculées à partir du spectre γ des événements singuliers, tandis que celles des transitions de faible intensité et des raies mixtes ont été déduites à partir des spectres de coïncidences. Les erreurs sont basées sur les incertitudes statistiques et les approximations d'ajustement. Les nouveaux niveaux sont marqués d'un symbole $*$. Les niveaux soulignés dans l'étude de Hoff [8] correspondent aux transitions non observées dans notre expérience.	114

3.2	Classement décroissant des intensités relatives obtenues à ISOLDE, comparées aux données de Garcia [111]. Les valeurs les plus élevées entre les deux études sont mises en évidence en caractères gras.	126
3.3	Comparaison des décroissances β obtenues à ISOLDE pour le noyau ^{80}Ge avec celles de Hoff [8]. Les valeurs les plus élevées entre les deux travaux sont mises en évidence en caractères gras.	128
3.4	Les occupations protoniques des orbitales $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ pour le noyau ^{80}Zn , calculées à l'aide des interactions JUN45 et jj44bpn.	132
3.5	Les occupations protoniques et neutroniques des orbitales $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ pour le noyau ^{80}Ge , calculées à l'aide de l'interaction JUN45.	137
3.6	Les occupations protoniques et neutroniques des orbitales $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ pour le noyau ^{80}Ge , calculées à l'aide de l'interaction jj44bpn.	137
3.7	Comparaison des données expérimentales du noyau ^{80}As obtenues au cours de cette étude avec celles de Hoff [8]. Les intensités des transitions sont normalisées par rapport à la raie γ la plus intense à 265 keV, qui est fixée à 100. . .	144
4.1	Comparaison des données du ^{79}Ga obtenues au cours de cette étude avec celles d'Ekström [6] et Padgett [160]. Les intensités des transitions sont normalisées par rapport à la raie γ la plus intense à 702 keV, qui est fixée à 100. Les intensités des transitions de forte intensité ont été déterminées à partir du spectre γ des événements individuels, tandis que les intensités des transitions de faible intensité et des raies mixtes ont été déduites à partir des spectres de coïncidence. Les erreurs sont basées sur les incertitudes statistiques et les approximations d'ajustement. Les nouveaux niveaux sont marqués d'un astérisque (*).	152
4.2	Les transitions des sources de calibration ^{138}Cs et ^{140}Ba utilisées pour la construction de la courbe de réponse prompt des détecteurs $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, avec leurs niveaux et demi-vies associés. Les données sont tirées de [88] et [164]. .	173
4.3	Les demi-vies des niveaux d'énergie 465, 516 et 607 keV obtenues dans le présent travail avec les différentes méthodes. Les demi-vies adoptées pour les niveaux 465 et 607 keV sont indiquées en gras. Une limite supérieure de 40 ps a été établie pour le niveau 516 keV.	185
4.4	Comparaison des valeurs expérimentales des probabilités de transition réduites $B(\text{M}1)$ et $B(\text{E}2)$, associées aux demi-vies des états excités du noyau ^{79}Ge obtenues lors de cette étude, avec les valeurs théoriques calculées à l'aide des interactions effectives JUN45 et jj44b. Les charges effectives (1.5, 0.5)/(1.5, 1.1) sont utilisées pour $B(\text{E}2)$, et (5.586, -3.826)/(4.189, -2.869) pour $B(\text{M}1)$. .	186

- 4.5 Les transitions électromagnétiques calculées pour les niveaux de basses énergies du ^{81}Se avec l'interaction JUN45 en utilisant les charges effectives (1.5, 0.5)/(1.5, 1.1) pour B(E2) et (5.586, -3.826)/(4.189, -2.869) pour B(M1). . . 191
- 4.6 Les transitions électromagnétiques calculées pour les niveaux de basses énergies du ^{81}Se avec l'interaction jj44bpn en utilisant les charges effectives (1.5, 0.5)/(1.5, 1.1) pour B(E2) et (5.586, -3.826)/(4.189, -2.869) pour B(M1). . . 191
- 4.7 Les occupations protoniques et neutroniques des orbitales $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ pour le noyau ^{79}Ge , calculées à l'aide de l'interaction JUN45. 192
- 4.8 Les occupations protoniques et neutroniques des orbitales $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ pour le noyau ^{81}Se , calculées à l'aide de l'interaction JUN45. 192
- 4.9 Comparaison des valeurs expérimentales des probabilités de transition réduites B(M1) et B(E2), associées aux demi-vies des états excités du noyau ^{79}As obtenues lors de cette étude, avec les valeurs théoriques calculées à l'aide des interactions effectives JUN45 et jj44b. Les charges effectives (1.5, 0.5)/(1.5, 1.1) sont utilisées pour B(E2), et (5.586, -3.826)/(4.189, -2.869) pour B(M1). 199

Bibliographie

- [1] E. K. Warburton, J. A. Becker, and B. A. Brown. *Phys. Rev. C*, 41, 1147, 1990.
- [2] V. Vedia, V. Pazyi, L. M. Fraile, et al. *Phys. Rev. C*, 96, 034311, 2017.
- [3] R. Lică, N. Mărginean, D. G. Ghiță, et al. *Phys. Rev. C*, 90, 014320, 2014.
- [4] V. Pazyi, L. M. Fraile, H. Mach, et al. *Phys. Rev. C*, 102, 014329, 2020.
- [5] H. Mach, R.L. Gill, and M. Moszyński. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 280(1), 49 , 1989.
- [6] B. Ekström, B. Fogelberg, P. Hoff, et al. *Physica Scripta*, 34(6A), 614, 1986.
- [7] X. F. Yang, C. Wraith, L. Xie, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 116, 182502, 2016.
- [8] P. Hoff and B. Fogelberg. *Nuclear Physics A*, 368(2), 210 , 1981.
- [9] S. Sekal, L. M. Fraile, R. Lică, et al. *Phys. Rev. C*, 104, 024317, 2021.
- [10] William Hornyak. *Nuclear Structure*. Academic Press, New York, 1975.
- [11] IN2P3. Le silicium-34 : un noyau "bulle" atypique. http://www.in2p3.fr/recherche/actualites/2016/nouvelle_Ganil_Nature_silicium_34.html.
- [12] Francis William Aston. *The Philosophical Magazine*, 44, 1920.
- [13] Ohio. Nuclear Energy. https://www.asc.ohio-state.edu/kagan.1/phy367/Lectures/P367_lec_14.html.
- [14] Mayet Frédéric. *Physique nucléaire appliquée*. De Boeck Supérieur, 2015.
- [15] C. F. V. Weizsäcker. *Zeitschrift für Physik*, 96(7), 431, 1935.
- [16] H. A. Bethe and R. F. Bacher. *Rev. Mod. Phys.*, 8, 82, 1936.
- [17] J. W. Rohl. *Modern Physics from alpha to Z0*. John Wiley and Sons, 1994.
- [18] A. Bohr and B. Mottelsen. *Nuclear Structure*. W. A. Benjamin, Inc, 1969.
- [19] Georgia State University. Shell Model of Nucleus. <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Nuclear/shell2.html>.
- [20] National Nuclear Data Center (NNDC). <https://www.nndc.bnl.gov/>.
- [21] S. Leenhard. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2000.

- [22] B. Pritychenko, M. Birch, B. Singh, and M. Horoi. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 107, 1, 2016.
- [23] S. Raman, C.W. Nestor, and P. Tikkanen. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 78(1), 1, 2001.
- [24] Maria Goeppert Mayer. *Phys. Rev.*, 75, 1969, 1949.
- [25] Otto Haxel, J. Hans D. Jensen, and Hans E. Suess. *Phys. Rev.*, 75, 1766, 1949.
- [26] P.J. Brussaard and P.W.M. Glaudemans. *Shell-model applications in nuclear spectroscopy*. North-Holland, 1977.
- [27] S.G. Nilsson. *Matematisk fysiske Meddelelse*, 29, 1955.
- [28] Lawrence Wilets and Maurice Jean. *Phys. Rev.*, 102, 788, 1956.
- [29] David Verney. Etude de l'effet de couche $N = 50$ en direction de ^{78}Ni : contribution des études de radioactivité auprès du séparateur en ligne PARRNe. Thèse d'habilitation, Université Paris-Sud, 2013.
- [30] Fujia Yang Joseph H Hamilton. *Modern Atomic And Nuclear Physics*. World Scientific Publishing Company, Hackensack, NJ, 2010.
- [31] S.G. Nilsson and I. Ragnarsson. *Shapes and Shells in Nuclear structure*. Cambridge University Press, UK, Cambridge, 1995.
- [32] Meng Wang, G. Audi, F. G. Kondev, et al. *Chinese Physics C*, 41(3), 030003, 2017.
- [33] Wilson, Fred L. *American Journal of Physics*, 36(12), 1150, 1968.
- [34] J. Suhonen. *From Nucleons to Nucleus : Concepts of microscopic nuclear theory*. Springer, 2007.
- [35] B. Singh, J.L. Rodriguez, S.S.M. Wong, and J.K. Tuli. *Nuclear Data Sheets*, 84(3), 487, 1998.
- [36] V. F. Weisskopf. *Phys. Rev.*, 83, 1073, 1951.
- [37] P.M. Endt. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 23(6), 547, 1979.
- [38] R. Taniuchi, C. Santamaria, P. Doornenbal, et al. *Nature*, 569(7754), 53, 2019.
- [39] K. T. Flanagan, P. Vingerhoets, M. Avgoulea, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 103, 142501, 2009.
- [40] S. Franchoo, M. Huyse, K. Kruglov, et al. *Phys. Rev. C*, 64, 054308, 2001.
- [41] E. Sahin, F. L. Bello Garrote, Y. Tsunoda, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 118, 242502, 2017.
- [42] A. Jungclaus, J. M. Keatings, G. S. Simpson, et al. *Phys. Rev. C*, 102, 034324, 2020.
- [43] O. Sorlin and M.-G. Porquet. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 61(2), 602, 2008.

- [44] J. Hakala, S. Rahaman, V.-V. Elomaa, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 101, 052502, 2008.
- [45] Y. Shiga, K. Yoneda, D. Steppenbeck, et al. *Phys. Rev. C*, 93, 024320, 2016.
- [46] J. Van de Walle, F. Aksouh, F. Ames, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 99, 142501, 2007.
- [47] D. Verney, F. Ibrahim, C. Bourgeois, et al. *Phys. Rev. C*, 76, 054312, 2007.
- [48] Z. Y. Xu, S. Nishimura, G. Lorusso, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 113, 032505, 2014.
- [49] A. Welker, N. A. S. Althubiti, D. Atanasov, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 119, 192502, 2017.
- [50] L. Olivier, S. Franchoo, M. Niikura, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 119, 192501, 2017.
- [51] Isolde active experiment. <https://isolde.web.cern.ch/completed-experiments>.
- [52] Vadym Pazyi. PhD thesis, Universidad Complutense de Madrid, España, 2016.
- [53] A. Gottardo, D. Verney, C. Delafosse, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 116, 182501, 2016.
- [54] O. Kofoed-Hansen and K. O. Nielsen. *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd.*, 26, 7, 1951.
- [55] S. Borg, U. Fägerquist, G. Holm, and F. Kropff. *Nuclear Instruments and Methods*, 38, 296, 1965.
- [56] E. Kugler, D. Fiander, B. Johnson, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 70(1), 41, 1992.
- [57] Brian W Allardyce, Roy Billinge, C E Hill, et al. ISOLDE : a new client for the CERN PS Booster. Technical report, 1990.
- [58] J. Lettry, R. Catherall, P. Drumm, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 126(1), 130, 1997. International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to Their Applications.
- [59] V.I. Mishin, V.N. Fedoseyev, H.-J. Kluge, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 73(4), 550, 1993.
- [60] Elian Bouquerel, R. Catherall, M. Eller, et al. *European Physical Journal : Special Topics*, 150, 277, 2007.
- [61] W.A. Peters, S. Ilyushkin, M. Madurga, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 836, 122, 2016.
- [62] CANBERRA Clover detectors datasheet. <https://www.mirion.com/products/technologies/spectroscopy-scientific-analysis/research-education-and-industrial-solutions/special-hpge-sili-detectors/clover-detectors-four-coaxial-germanium-detectors>.

- [63] High Purity Germanium (HPGe) Radiation Detectors. <https://www.ortec-online.com/products/radiation-detectors/germanium-hpge-radiation-detectors>.
- [64] L.C. Mihailescu, C. Borcea, and A.J.M. Plompen. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 578(1), 298, 2007.
- [65] Brochure No.126P. Scintillator for the physical sciences. Technical report, Nuclear Enterprises, Unc., San Carlos, CA 94070, USA.
- [66] Photomultiplier. CXP2020 Datasheet, Equivalent. <https://datasheetspdf.com/pdf/700065/Photonis/XP2020/1>.
- [67] V. Vedia, H. Mach, L.M. Fraile, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 795, 144, 2015.
- [68] M. Moszyński, M. Gierlik, M. Kapusta, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 567(1), 31, 2006. Proceedings of the 4th International Conference on New Developments in Photodetection.
- [69] Bruno Olaizola Mampaso. PhD thesis, Universidad Complutense de Madrid, 2013.
- [70] ORTEC. Quad 200-MHz Constant-Fraction Discriminator. https://photon-science.desy.de/sites/site_photonscience/content/e62/e190204/e190208/e190212/e190216/e190217/infoboxContent190225/NIM-935_eng.pdf.
- [71] ORTEC. Time to Amplitude Converter. <https://www.ortec-online.com/products/electronics/time-to-amplitude-converters-tac/566>.
- [72] XIA LLC. *User's Manual Digital Gamma Finder (DGF) Pixie-4 Version 2.54*. XIA, 2013.
- [73] Padova-Legnaro. Computer Package PD/LNL Analysis Programs. <http://gasp.lnl.infn.it/>.
- [74] Rene Brun and Fons Rademakers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389(1), 81, 1997. New Computing Techniques in Physics Research V.
- [75] Hugues Paradis. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2016.
- [76] S. DEVONS. IV.B - The Measurement of very short lifetimes. In FAY AJZENBERG-SELOVE, editor, *Nuclear Spectroscopy*, volume 9 of *Pure and Applied Physics*, pages 512–547. Elsevier, 1960.
- [77] M. Moszyński and H. Mach. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 277(2–3), 407, 1989.

- [78] H. Mach, F.K. Wohn, G. Molnár, et al. *Nuclear Physics A*, 523(2), 197 , 1991.
- [79] H. Mach, M. Hellström, B. Fogelberg, et al. *Phys. Rev. C*, 46, 1849, 1992.
- [80] H Mach and B Fogelberg. *Physica Scripta*, 1995(T56), 270, 1995.
- [81] H. Mach, D. Jerrestam, B. Fogelberg, et al. *Phys. Rev. C*, 51, 500, 1995.
- [82] L.M. Fraile, A.J. Aas, M.J.G. Borge, et al. *Nuclear Physics A*, 657(4), 355, 1999.
- [83] B. Olaizola, L. M. Fraile, H. Mach, et al. *Phys. Rev. C*, 88, 044306, 2013.
- [84] W.R. Kane and M.A. Mariscotti. *Nuclear Instruments and Methods*, 56(2), 189 , 1967.
- [85] P.W. Gray and A. Ahmad. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 237(3), 577, 1985.
- [86] A.A. Sonzogni. *Nuclear Data Sheets*, 98(3), 515, 2003.
- [87] M.J. Martin. *Nuclear Data Sheets*, 114(11), 1497 , 2013.
- [88] N. Nica. *Nuclear Data Sheets*, 154, 1, 2018.
- [89] K.-L. Kratz, H. Gabelmann, P. Möller, et al. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 340(4), 419, 1991.
- [90] R. L. Gill, R. F. Casten, D. D. Warner, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 56, 1874, 1986.
- [91] H. Morinaga. *Phys. Rev.*, 101, 254, 1956.
- [92] G.E. Brown and A.M. Green. *Nuclear Physics*, 75(2), 401 , 1966.
- [93] G.E. Brown and A.M. Green. *Nuclear Physics*, 85(1), 87 , 1966.
- [94] P. Federman and S. Pittel. *Physics Letters B*, 69(4), 385, 1977.
- [95] A.N. Andreyev, M Huyse, P Van Duppen, et al. *Nature*, 405(6785), 430, 2000.
- [96] A. Makishima, M. Asai, T. Ishii, et al. *Phys. Rev. C*, 59, R2331, 1999.
- [97] M. Hasegawa, T. Mizusaki, K. Kaneko, and Y. Sun. *Nuclear Physics A*, 789(1), 46 , 2007.
- [98] R. B. Piercey, A. V. Ramayya, R. M. Ronningen, et al. *Phys. Rev. C*, 19, 1344, 1979.
- [99] H. T. Fortune. *Phys. Rev. C*, 94, 024318, 2016.
- [100] A.D. Ayangeakaa, R.V.F. Janssens, C.Y. Wu, et al. *Physics Letters B*, 754, 254 , 2016.
- [101] Zs. Podolyak, S. Mohammadi, G. DE Angelis, et al. *International Journal of Modern Physics E*, 13(01), 123, 2004.
- [102] H Mach, P M Walker, R Julin, et al. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 31(10), S1421, 2005.
- [103] E. Padilla-Rodal, A. Galindo-Uribarri, C. Baktash, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 94, 122501, 2005.

- [104] H. Iwasaki, S. Michimasa, M. Niikura, et al. *Phys. Rev. C*, 78, 021304, 2008.
- [105] B. Cheal, E. Mané, J. Billowes, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 104, 252502, 2010.
- [106] Benoît Tastet. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2011.
- [107] D. Verney, B. Tastet, K. Kolos, et al. *Phys. Rev. C*, 87, 054307, 2013.
- [108] T. Faul. PhD thesis, Université Louis Pasteur de Strasbourg, 2007.
- [109] Anne Marie Forney. PhD thesis, University of Maryland, College Park, USA, 2018.
- [110] F. H. Garcia, C. Andreoiu, G. C. Ball, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 125, 172501, 2020.
- [111] Garcia Fatima. PhD thesis, Simon Fraser University, Canada, 2021.
- [112] G. Rudstam, K. Aleklett, and L. Sihver. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 53(1), 1, 1993.
- [113] E. Lund, P. Hoff, K. Aleklett, et al. *Z.Phys.*, A294, 233, 1980.
- [114] R. A. Warner and P. L. Reeder. *Radiat.Eff.*, 94, 27, 1986.
- [115] David C. Camp. *Nucl. Phys.*, A121, 561, 1968.
- [116] A.C. Rester, A.V. Ramayya, J.H. Hamilton, et al. *Nuclear Physics A*, 162, 461 , 1971.
- [117] J. Medeiros, C. Zamboni, A. Lapolli, et al. *Applied Radiation and Isotopes*, 54, 245, 2001.
- [118] B.J. Varley, M. Campbell, A.A. Chishti, et al. *Physics Letters B*, 194(4), 463 , 1987.
- [119] M. Zielińska, T. Czosnyka, J. Choiński, et al. *Nuclear Physics A*, 712(1), 3 , 2002.
- [120] Meng Wang, W.J. Huang, F.G. Kondev, et al. *Chinese Physics C*, 45(3), 030003, 2021.
- [121] T. Nikšić, P. Marević, and D. Vretenar. *Phys. Rev. C*, 89, 044325, 2014.
- [122] G. H. Bhat, W. A. Dar, J. A. Sheikh, and Y. Sun. *Phys. Rev. C*, 89, 014328, 2014.
- [123] F. Nowacki, A. Poves, E. Caurier, and B. Bounthong. *Phys. Rev. Lett.*, 117, 272501, 2016.
- [124] D. Rhodes, B. A. Brown, A. Gade, et al. *Phys. Rev. C*, 105, 024325, 2022.
- [125] E. Caurier, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, et al. *Rev. Mod. Phys.*, 77, 427, 2005.
- [126] B.A. Brown and W.D.M. Rae. *Nuclear Data Sheets*, 120, 115 , 2014.
- [127] M. Honma, T. Otsuka, T. Mizusaki, and M. Hjorth-Jensen. *Phys. Rev. C*, 80, 064323, 2009.
- [128] B. Brown and A Lisetskiy. (*unpublished*).
- [129] J. F. Mateja, L. R. Medsker, H. T. Fortune, et al. *Phys. Rev. C*, 17, 2047, 1978.
- [130] J. K. Hwang, J. H. Hamilton, A. V. Ramayya, et al. *Phys. Rev. C*, 84, 024305, 2011.
- [131] Abdul R. H. Subber. *Turkish Journal of Physics*, 35, 43, 2011.

- [132] Zs. Podolyák, T. Fényes, and J. Timár. *Nuclear Physics A*, 584(1), 60, 1995.
- [133] A. Filevich, M. Behar, G. García Bermúdez, et al. *Nuclear Physics A*, 309(1), 285, 1978.
- [134] T. Bădică, V. Cojocaru, D. Pantelică, et al. *Nuclear Physics A*, 535(2), 425, 1991.
- [135] James B. Cumming and Noah R. Johnson. *Phys. Rev.*, 110, 1104, 1958.
- [136] L. C. Henry and T. J. Kennett. *Canadian Journal of Physics*, 46(17), 1984, 1968.
- [137] K. Fritze. *Nuclear Physics*, 64(2), 303, 1965.
- [138] F. Ajzenberg-Selove, E. R. Flynn, D. L. Hanson, and S. Orbesen. *Phys. Rev. C*, 19, 1742, 1979.
- [139] E. Kvåle and A.C. Pappas. *Nuclear Physics*, 74(1), 27, 1965.
- [140] K. Miernik, K. P. Rykaczewski, C. J. Gross, et al. *Phys. Rev. C*, 90, 034311, 2014.
- [141] A. Etilé, D. Verney, N. N. Arsenyev, et al. *Phys. Rev. C*, 91, 064317, 2015.
- [142] M. Lebois, D. Verney, F. Ibrahim, et al. Study of ^{84}Ga β -decay : Evidence for a rapid onset of collectivity in the vicinity of ^{78}Ni . Preprint, 2009.
- [143] A. Korgul, K. P. Rykaczewski, R. K. Grzywacz, et al. *Phys. Rev. C*, 93, 064324, 2016.
- [144] A. Hubner. *Z. Physik*, 183, 25, 1965.
- [145] B. Grapengiesser, E. Lund, and G. Rudstam. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 36(11), 2409, 1974.
- [146] M. Leino, P. P. Jauho, J. Äystö, et al. *Phys. Rev. C*, 44, 336, 1991.
- [147] P. Del Marmol and P. Fettweis. *Nuclear Physics A*, 194(1), 140, 1972.
- [148] O. Perru, O. Sorlin, S. Franchoo, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 96, 232501, 2006.
- [149] I. Stefanescu, G. Georgiev, D. L. Balabanski, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 100, 112502, 2008.
- [150] P. T. Hosmer, H. Schatz, A. Aprahamian, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 94, 112501, 2005.
- [151] T. T. Thwaites and W. W. Pratt. *Phys. Rev.*, 124, 1526, 1961.
- [152] W.H. Zoller, W.B. Walters, and G.E. Gordon. *Nuclear Physics A*, 142(1), 177 , 1970.
- [153] D. Verney, F. Ibrahim, O. Perru, et al. *Brazilian Journal of Physics*, 34, 2004.
- [154] M. N. Vergnes, G. Rotbard, E. R. Flynn, et al. *Phys. Rev. C*, 19, 1276, 1979.
- [155] I. Stefanescu, W. B. Walters, R. V. F. Janssens, et al. *Phys. Rev. C*, 79, 064302, 2009.
- [156] J. Diriken, I. Stefanescu, D. Balabanski, et al. *Phys. Rev. C*, 82, 064309, 2010.
- [157] H. Jiang, G. J. Fu, Y. M. Zhao, and A. Arima. *Phys. Rev. C*, 84, 034302, 2011.
- [158] P. C. Srivastava. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 39(1), 015102, 2012.
- [159] P. Verma, C. Sharma, S. Singh, et al. *Nuclear Physics A*, 884-885, 1, 2012.

- [160] Stephen William Padgett. PhD thesis, University of Tennessee, Knoxville, USA, 2011.
- [161] L. Nies, L. Canete, D. D. Dao, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 131, 222503, 2023.
- [162] P. Bączyk, W. Urban, D. Złotowska, et al. *Phys. Rev. C*, 91, 047302, 2015.
- [163] G. A. Jones, P. H. Regan, Zs. Podolyák, et al. *Phys. Rev. C*, 76, 054317, 2007.
- [164] Jun Chen. *Nuclear Data Sheets*, 146, 1, 2017.
- [165] T. Kibédi, T.W. Burrows, M.B. Trzhaskovskaya, et al. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 589(2), 202, 2008.
- [166] John Markus Blatt and Victor Frederick Weisskopf. *Theoretical nuclear physics*. Springer, New York, 1952.
- [167] M. C. Chacko, K. Heyde, L. Dorikens-Vanpraet, and M. Dorikens. *Zeitschrift für Physik*, 266, 337, 1974.
- [168] E. K. Lin. *Phys. Rev.*, 139, B340, 1965.
- [169] Luis A. Montestruque, M.C. Cobian-Rozak, G. Szaloky, et al. *Nuclear Physics A*, 305(1), 29, 1978.
- [170] L.O. Barbopoulos, D.W. Gebbie, J. Nurzynski, et al. *Nuclear Physics A*, 331(2), 502, 1979.
- [171] P. Bhattacharyya, R. K. Chattopadhyay, B. Sethi, et al. *Nuovo Cim.*, 51A, 419, 1979.
- [172] E. M. Lent. Gamma-Gamma Directional Correlation Studies in ^{77}Ge Decay. Technical Report UCRL-51705, University of California, 1974.
- [173] J. A. Winger, John C. Hill, F. K. Wohn, et al. *Phys. Rev. C*, 38, 285, 1988.
- [174] H. Morinaga, T. Kuroyanagi, H. Mitsui, and K. Shoda. *Journal of the Physical Society of Japan*, 15(2), 213, 1960.
- [175] P. Van Der Merwe, E. Barnard, J.A.M. De Villiers, and J.G. Malan. *Nuclear Physics A*, 240(2), 273, 1975.
- [176] C. W. Wang, Y. C. Liu, E. K. Lin, et al. *Phys. Rev. C*, 9, 1396, 1974.
- [177] H. V. Klapdor, M. Schrader, G. Bergdolt, et al. *Izv.Akad.Nauk, SSSR, Ser.Fiz.* 42, 64, 1978.
- [178] G. Rotbard, M. Vergnes, J. Vernotte, et al. *Nuclear Physics A*, 401(1), 41, 1983.
- [179] M.-G. Porquet, A. Astier, D. Verney, et al. *Phys. Rev. C*, 84, 054305, 2011.
- [180] P. del Marmol. *Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry*, 30(11), 2873, 1968.
- [181] G. Rotbard, M. Vergnes, G. Berrier-Ronsin, and J. Vernotte. *Phys. Rev. C*, 21, 2293, 1980.
- [182] I. Hossain, T. Ishii, A. Makishima, et al. *Phys. Rev. C*, 58, 1318, 1998.
- [183] W. B. Walters,. Nuclear structure of ^{79}As . private communication.