



HAL
open science

Structure des noyaux de gallium, de germanium et d'arsenic riches en neutrons autour de $N=50$ et Développement d'une source d'ionisation laser à ALTO

B. Tastet

► **To cite this version:**

B. Tastet. Structure des noyaux de gallium, de germanium et d'arsenic riches en neutrons autour de $N=50$ et Développement d'une source d'ionisation laser à ALTO. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT: . tel-00600335v1

HAL Id: tel-00600335

<https://theses.hal.science/tel-00600335v1>

Submitted on 14 Jun 2011 (v1), last revised 27 Jun 2011 (v2)

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

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

Thèse de Doctorat de l'Université Paris-Sud 11

Spécialité

Physique Nucléaire

présentée par

Benoît Tastet

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS-SUD 11

Sujet de la thèse :

Structure des noyaux de gallium, de germanium et d'arsenic
riches en neutrons autour de $N=50$

et

Développement d'une source d'ionisation laser à ALTO

soutenue le 13 mai 2011, devant le jury composé de :

M. DUCHÊNE Gilbert	Rapporteur
M. LE BLANC François	Directeur de thèse
Mme REDON Nadine	Rapporteur
Mlle SIEJA Kamila	Examineur
Mme SUOMIJÄRVI Tiina	Présidente du jury
M. VERNEY David	Co-Directeur de thèse

Remerciements

Le travail de cette thèse a été effectué au sein de l'Institut de Physique Nucléaire (IPN) d'Orsay dans le groupe NESTER. Je remercie tout d'abord l'ancienne directrice de l'IPN Mme Dominique Guillemaud-Mueller, le nouveau directeur M. Faïçal Azaiez, l'ancien directeur de la division de recherche M. Bernard Berthier et le nouveau M. Jacques Guillot de m'avoir permis de mener ma thèse durant ces années dans ce grand laboratoire de recherche qu'est l'Institut de Physique Nucléaire. Ils ont été les garants de la qualité de l'environnement des recherches et du développement de cette thèse.

Je voudrais tout d'abord remercier mes deux directeurs de thèse, François Le Blanc et David Verney qui ont accepté la charge d'encadrer cette thèse et tout mis en œuvre afin que la thèse se déroule dans les meilleures conditions. François m'a initié à la pratique des lasers et à la préparation du formidable projet qu'est le développement d'une source d'ionisation laser et de son test. Ses conseils m'ont donné les outils pour produire un travail d'une grande qualité scientifique en dépit de difficultés de communication entre nous. David m'a montré l'art qui diffuse à travers l'étude de la structure nucléaire en alliant entre eux des éléments différents : connaissances, concepts, outils, savoir-faire... Sa disponibilité constante à mon égard a grandement facilité mon travail de doctorant et m'a permis de dépasser les doutes et les angoisses que j'ai rencontré.

Je remercie aussi l'ensemble des membres du jury pour avoir apporté leur contribution à ce manuscrit avec attention et gentillesse. En premier lieu, Tiina Suomijärvi pour avoir accepté la présidence et m'avoir offert l'opportunité d'enseigner en tant que chargé de travaux dirigés. Je remercie chaleureusement Gilbert Duchêne pour l'étude scrupuleuse et éclairée à laquelle il a soumis mon manuscrit mais aussi pour les discussions scientifiques et profanes que nous avons eues. Merci à Nadine Redon d'avoir accepté d'être rapporteur de ce travail même si l'étude de la structure des noyaux à basse énergie n'est pas exactement son domaine ainsi que de sa gentillesse. Je remercie aussi Kamila Sieja d'avoir fourni un œil avisé et expert sur la partie interprétation de ce manuscrit alors qu'elle était déjà très occupée.

Ensuite je remercie l'ensemble des personnes qui ont permis le déroulement de l'expérience de cette thèse. Tout d'abord NGUYEN-KIM Kane avec qui je me suis cassé la tête sur le programme de relecture de l'expérience. Ensuite l'incroyable équipe du Tandem-ALTO composé de personnes ayant chacun un savoir-faire et une capacité de travail remarquable. Elles ont su dompter les faisceaux, celui d'électrons d'une part et celui des ions radioactifs d'une autre part, qui se sont montrés bien capricieux pendant cette semaine d'expérience. Ainsi merci à Saïd Essaba, Evelyne Cottureau, Christophe Lau, Maher Cheikh, Michel Ducourtieux, Hervé

Lefort, Yann Richard, Alain Semsoun, Elie Borg, Jean-Marie Curaudeau, Harod Bzyl, Thony Corbin, Hervé Croizet, Marc Raynaud, Abdelhakim Saïd, Christophe Planat, Mario Mangano et Christophe Vogel.

Je ne peux pas oublier le groupe NESTER dans son ensemble qui m'a accueilli et donné un environnement de travail chaleureux et un soutien sans faille. Merci à Fadi Ibrahim pour ses conseils et nos discussions, Stefan Iulian, Brigitte Roussière, Megumi Niikura, Iolanda Matea, Serge Franchoo, Hammache Fairouz, Nicolas de Séréville, Marlène Assié, Didier Beaumel et Jean-Antoine Scarpaci pour leur soutien scientifique et les discussions. Je pense aussi à Sebastien Ancelin pour son remarquable travail mais aussi ses discussions plus légères et ses blagues. Je pense aussi très fort à Laurence Berthier qui m'a coucouné pour tout ce qui était administratif.

Je pense également à mes compagnons de fortunes et infortunes qui sont arrivés en même temps que moi dans le groupe : Mathieu Ferraton et Baptiste Mouginot, mes compagnons doctorants. Je les remercie pour avoir été des confidents, de très bons conseils et tout simplement de nouveaux amis. Je pense aussi aux doctorants qui sont arrivés après avec qui j'ai aussi tissé des liens Dimitri Testov, Sandra Giron, Adrien Matta, Marine Vandebrouck, Romain Leguillon et Laurent Lebre. Je veux aussi remercier chaleureusement Karolina Kolos camarade de bureau et vraie amie de travail qui m'a aidé dans mon travail.

Je terminerai ces remerciements sur un clin d'œil à quatre personnes qui m'ont donné envie d'étudier les noyaux. Tout d'abord Luc Valentin qui par ses cours de licence et master 1 et ses lancés de craie m'a mis le premier pied dans la physique nucléaire. Ensuite David Verney, Fadi Ibrahim et Mathieu Lebois qui m'ont accueilli pour mon premier stage en master 1 et m'ont donné envie de faire une thèse au sein de l'IPN. Ils sont des compagnons et des amis qui m'ont initié aux arcanes des expérimentateurs de ce fabuleux domaine qu'est la physique nucléaire.

Table des matières

I	Introduction	1
II	Evolution de l'effet de couche $N = 50$ en direction de ^{78}Ni	3
II.1	Modèle de particules individuelles	5
II.1.a	Nombres Magiques	5
II.1.b	Potentiel de particules individuelles	6
II.2	Bases de calculs de Modèle en Couches	9
II.3	Evolution de la fermeture de couches $N = 50$	13
II.4	Noyaux de germanium et arsenic à la traversée de $N=50$	17
II.5	Le cas $^{80}_{31}\text{Ga}_{49}$	19
III	La production de faisceaux radioactifs par méthode ISOL à ALTO	21
III.1	Introduction	21
III.2	L'ACcélérateur LINéaire d'électrons : Le LINAC	23
III.3	La fission induite par photons : «la photofission»	25
III.4	L'ensemble cible-source (ECS)	28
III.4.a	La cible	28
III.4.b	Les sources d'ionisation	28
III.4.b.i	La source d'ionisation à plasma chaud :	29
III.4.b.ii	La source à ionisation de surface :	30

III.4.b.iii La source d'ionisation laser :	31
III.5 Le séparateur PARRNe	32
IV Utilisation d'une source à ionisation laser à ALTO	35
IV.1 Conditions de saturation	36
IV.1.a Choix du schéma de niveaux d'ionisation	38
IV.1.b Efficacité et sélectivité d'une source d'ionisation laser	42
IV.2 Description du système laser	44
IV.3 Test d'ionisation d'atomes de cuivre stables	49
IV.3.i Le four	49
IV.3.ii Système de détection	50
IV.3.iii Mesures du faisceau de cuivre	51
V Expérience de décroissance β des noyaux de $^{79,80,82,83,84,85}Ga$	53
V.1 Le système de détection	54
V.2 Déroulement des mesures	55
V.3 Le système d'acquisition	58
V.4 Extraction des données	59
V.4.a Etalonnage des détecteurs	59
V.4.b Construction des spectres	59
V.5 Décroissance β des $^{79,80,82,83,84,85}Ga$	63
V.5.a Masse 79	63
V.5.b Masse 80 : Décroissance de $^{80}_{31}Ga_{49}$	65
V.5.c Masse 82	72
V.5.c.i Décroissance de $^{82}_{31}Ga_{51}$	74
V.5.c.ii Décroissance de $^{82}_{32}Ge_{50}$	81
V.5.d Masse 83	87

V.5.e	Masse 84	88
V.5.e.i	Décroissance de ${}^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$	89
V.5.e.ii	Décroissance de ${}^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$	93
V.5.f	Masse 85 : Décroissance de ${}^{85}_{31}\text{Ga}_{54}$	98
VI Discussion		105
VI.1	Isotones pairs-pairs $N = 50$	106
VI.2	ESPE des isotones $N = 51$	110
VI.3	Noyau ${}^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$	111
VI.4	Noyau ${}^{84}_{33}\text{As}_{51}$	116
VII Conclusion		125
Bibliographie		127

Chapitre I

Introduction

En physique nucléaire, l'étude des photons issus des transitions entre les différents états du noyau est importante pour la compréhension de la structure à basse énergie d'excitation des isotopes radioactifs loin de la stabilité. L'observation de ces rayonnements gamma donne une véritable photographie des noyaux, dont l'analyse permet de caractériser les propriétés quantiques de leurs états et de leurs structures internes. De nombreux radioisotopes de la carte des noyaux ont fait l'objet d'études spectroscopiques, toutefois il reste encore des régions difficilement accessibles aux expériences. De plus, il faut noter que les faisceaux d'ions radioactifs produits par les séparateurs d'isotopes sont généralement très bien séparés en masse, mais ne le sont pas en type d'éléments. Cette thèse s'est intéressée à deux aspects :

- développer pour l'Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay (ALTO) de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO) un système de sélection des noyaux par leur numéro atomique qui couplé au séparateur en masse de la ligne expérimentale de Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons (PARRNe) permet de réaliser des faisceaux d'ions radioactifs sélectionnés en Z et A
- observer puis analyser les décroissances β des noyaux $^{79,80,82,83,84,85}Ga$ pour étudier la fermeture de couches $N = 50$.

Le système de production sélectif d'ions radioactifs qui a été installé à ALTO dans le cadre de cette thèse utilise l'ionisation résonante par faisceaux lasers. Cette technique appliquée aux sources d'ions permet de produire des faisceaux radioactifs très purs. Ce système couplé avec un séparateur en masse évite la contamination isobarique qui empêche l'étude des noyaux peu produits. Ce type de sources est nommée source d'ions laser. Leur référence est la source RILIS (Resonant Ionization Laser Ion Source) à ISOLDE (Isotope Separation On-Line Device) au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) [Mis1993]. RILIS a permis l'ionisation de plus de vingt éléments avec une bonne efficacité.

L'étude de la spectroscopie γ des décroissances β des noyaux permet de déterminer le spectre γ des isotopes dont les états excités sont alimentés par ces décroissances. L'intensité des raies ainsi que leur enchaînement donne des indications sur les transitions et les caractéristiques quantiques des états alimentés. L'évolution en temps de ces mêmes raies identifie, moyennant quelques précautions, l'appartenance des pics. Ces informations permettent de déduire la configuration des états nucléaires. Dans le cadre de cette thèse, l'étude de la décroissance β^- des isotopes $^{79,80,82,83,84,85}Ga$ a été entreprise.

Dans le premier chapitre après avoir replacé dans son contexte historique l'émergence de la théorie du modèle en couches, nous expliquerons de manière générale les calculs de types modèles en couches. Enfin, la problématique de l'étude des noyaux riches en neutrons autour de $N = 50$ sera exposée.

Dans le deuxième chapitre, le dispositif de production des faisceaux radioactifs riches en neutrons d'ALTO sera décrit.

Dans le troisième chapitre, le principe de l'ionisation résonnante par faisceaux laser sera rappelé. Ensuite, le système laser utilisé pour produire les faisceaux d'ionisation sera détaillé. Ce chapitre se terminera par la description d'un test de la source d'ionisation laser sur les isotopes stables de cuivre.

Dans le quatrième chapitre, le système de détection permettant l'observation des rayonnements gamma issus des transitions alimentées par les décroissances β de $^{79,80,82,83,84,85}Ga$ sera décrit dans un premier temps. Dans un second temps, la construction des schémas de niveaux des noyaux alimentés par les décroissances β observées sera détaillée et discutée.

Dans le cinquième et dernier chapitre, nous tenterons de discuter les résultats du chapitre quatre pour ^{84}Ge et ^{84}As en les comparant avec les calculs réalisés avec le code ANTOINE pour comprendre leur structure en couches sous-jacente.

Chapitre II

Evolution de l'effet de couche $N = 50$ en direction de ${}^{78}\text{Ni}$

Lors des années 1930, la découverte du neutron par Chadwick et celle de la radioactivité artificielle par le couple Joliot-Curie et l'étude des abondances isotopiques lèvent une partie du voile cachant les mystères du noyau atomique. Le noyau est constitué de particules neutres, les neutrons, et de particules chargées positivement équilibrant les charges négatives des électrons, les protons. Il y règne deux interactions dont les effets sont distincts : l'interaction forte qui lie les constituants du noyau et assure sa cohésion, et l'interaction faible qui engendre sa désintégration. De plus Elsasser [Els1934] remarque que parmi les 278 noyaux existant dans la nature ou noyaux stables, ceux pour lesquels le nombre de protons ou de neutrons correspond à la série dite de "nombres magiques" 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126, ont une énergie de liaison plus grande, et par conséquent, une plus grande stabilité et une plus large représentation dans la nature. Cette série de nombres est le point d'ancrage des modèles théoriques décrivant les noyaux. Dans un premier temps, cette observation a aidé à promouvoir l'idée de considérer les protons et les neutrons comme des particules individuelles qui évoluent dans un potentiel qu'elles génèrent elles-mêmes. Le modèle de particules individuelles a pu reproduire les nombres magiques en incorporant un terme orbital et un terme dit de "spin-orbite" dans le potentiel de particules individuelles [May1949] [Hax1949]. Dans un second temps, les corrélations entre particules et les différentes configurations des états du noyau ont été prises en compte pour produire le modèle théorique qui peut être appliqué aux noyaux loin des nombres magiques : le "Modèle en Couches" ou en anglais "Shell Model" (SM). De leur côté, Irène Curie et Frédéric Joliot par la découverte de la radioactivité artificielle et la synthèse de nouveaux éléments radioactifs ont ouvert la voie à l'étude des noyaux instables n'existant pas à l'état naturel sur terre. Effectivement à ce jour, environ 2000 de ces noyaux exotiques qui ont été produits artificiellement s'ajoutent aux quelques trois cents noyaux stables de la charte des noyaux (voir la figure II.1) parmi les six mille noyaux prédits. Cette charte des noyaux est délimitée par les "lignes limites"

qui définissent le domaine de liaison et d'existence des noyaux. La ligne limite (ou drip-line en anglais) des noyaux riches en protons c'est-à-dire ayant un excédent de protons par rapport à leur isotope stable est relativement bien connue. Celle des noyaux riches en neutrons a été atteinte expérimentalement jusqu'à l'oxygène. Même si l'étude de ces noyaux exotiques a pris son envol à partir des années 1970 avec la construction des premiers accélérateurs pour produire des faisceaux radioactifs, il reste de vastes zones de la carte des isotopes à explorer. L'exploration de ces régions est motivée par des problématiques de structure nucléaire tout comme d'astrophysique. En effet, les noyaux présents sur terre ont été synthétisés dans les étoiles par des réactions impliquant des noyaux instables. Les propriétés de ces noyaux instables riches en protons ou en neutrons influent sur les processus de nucléosynthèse. L'étude de la structure des noyaux exotiques permet alors de comprendre ces processus.

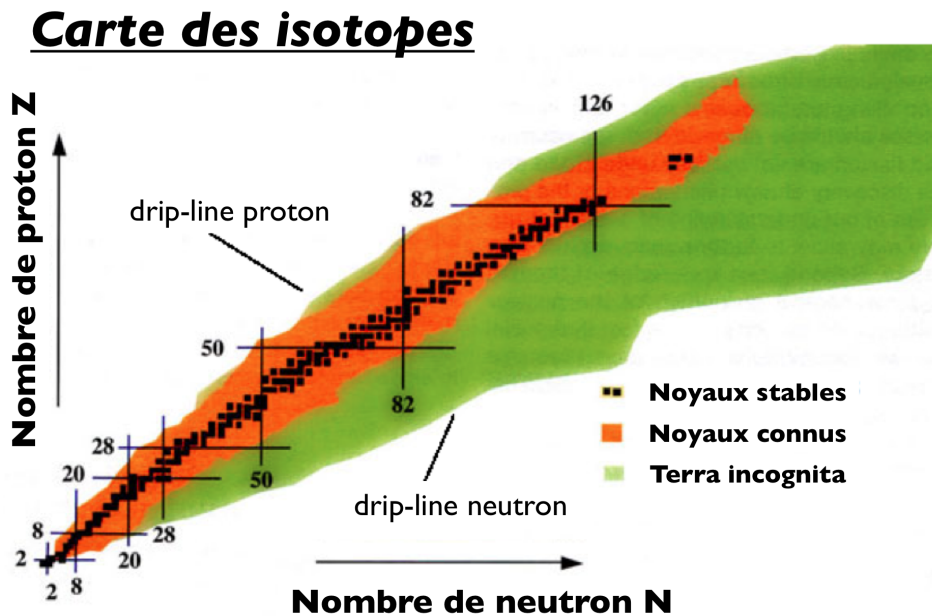


FIGURE II.1: Charte des noyaux [Ram2007].

Cependant, l'étude expérimentale des noyaux supposés "magiques" car possédant un nombre de protons ou neutrons magique (doublement magique s'ils possèdent les deux) a révélé que certains de ces noyaux perdent leur caractère particulier en s'éloignant de la stabilité : c'est le cas de ${}^{32}_{12}\text{Mg}_{20}$ [Gui1984] et de ${}^{42}_{14}\text{Si}_{28}$ [Bas2007]. Ces noyaux exotiques posent non seulement la question de la persistance ou de la disparition de la magie des nombres $N = 20$ et $N = 28$ et des mécanismes responsables de ces évolutions mais aussi celles des autres nombres. Il est alors légitime de s'interroger sur l'existence du phénomène pour $N = 50$ jusqu'à ${}^{78}\text{Ni}_{50}$.

Dans ce premier chapitre, les nombres magiques, puis le modèle à particules individuelles seront brièvement présentés. Dès lors les calculs de modèle en couches seront expliqués de manière générale. En suivant, l'évolution de la fermeture de couches $N = 50$ sera décrite. Ce chapitre finira sur la physique des noyaux pairs-pairs et impairs-impairs autour de $N = 50$.

II.1 Modèle de particules individuelles

II.1.a Nombres Magiques

Un noyau stable (ou instable) est un système lié de A nucléons (protons et neutrons). Les interactions attractives à l'œuvre entre nucléons l'emportent donc sur les interactions répulsives. Par cette domination des interactions attractives, la masse de l'état lié est inférieure à la somme des masses de ses constituants : il faut lui fournir de l'énergie pour le briser en la somme de ses constituants sans interaction c'est-à-dire libres. En considérant le noyau comme un fluide de nucléons, l'énergie totale d'un noyau de charge Z et de nombre de masse $A = N + Z$ peut s'écrire sous la forme de Bethe et Weizsäcker :

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

où a_v , a_s , a_c et a_a sont respectivement les paramètres des termes d'énergie de volume, de surface, de champ coulombien et d'asymétrie. La valeur de ces paramètres est ajustée pour reproduire les résultats expérimentaux et est théoriquement indépendante du nombre de neutrons et de protons du noyau considéré. Cependant, des différences apparaissent en regardant la différence d'énergies entre les mesures expérimentales et les valeurs théoriques sur la figure II.2.

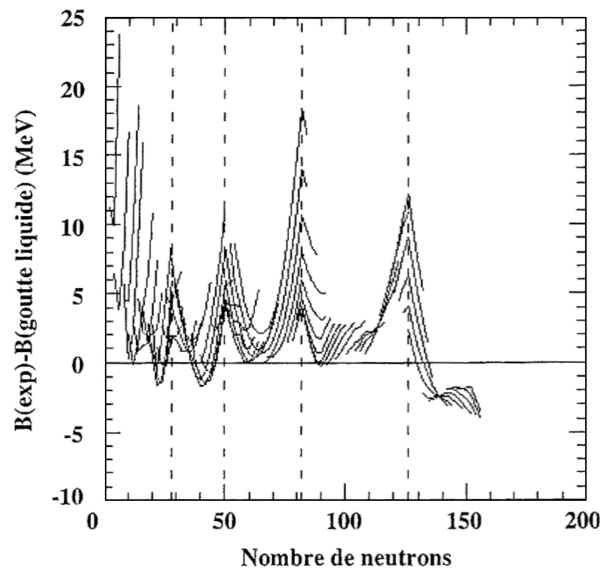


FIGURE II.2: Différence entre les énergies de liaisons expérimentales et calculées dans le cadre du modèle de la goutte liquide en fonction du nombre de neutrons [Fau2009].

Cette figure met en évidence un excès de stabilité des noyaux ayant un nombre de neutrons au voisinage des nombres magiques donnés par Elsassler. Une autre preuve de ce comportement est illustrée par l'évolution de l'énergie du premier état 2_1^+ dans les noyaux pairs-pairs (voir figure II.3). En effet, ces états ont des énergies systématiquement supérieures à celles des noyaux

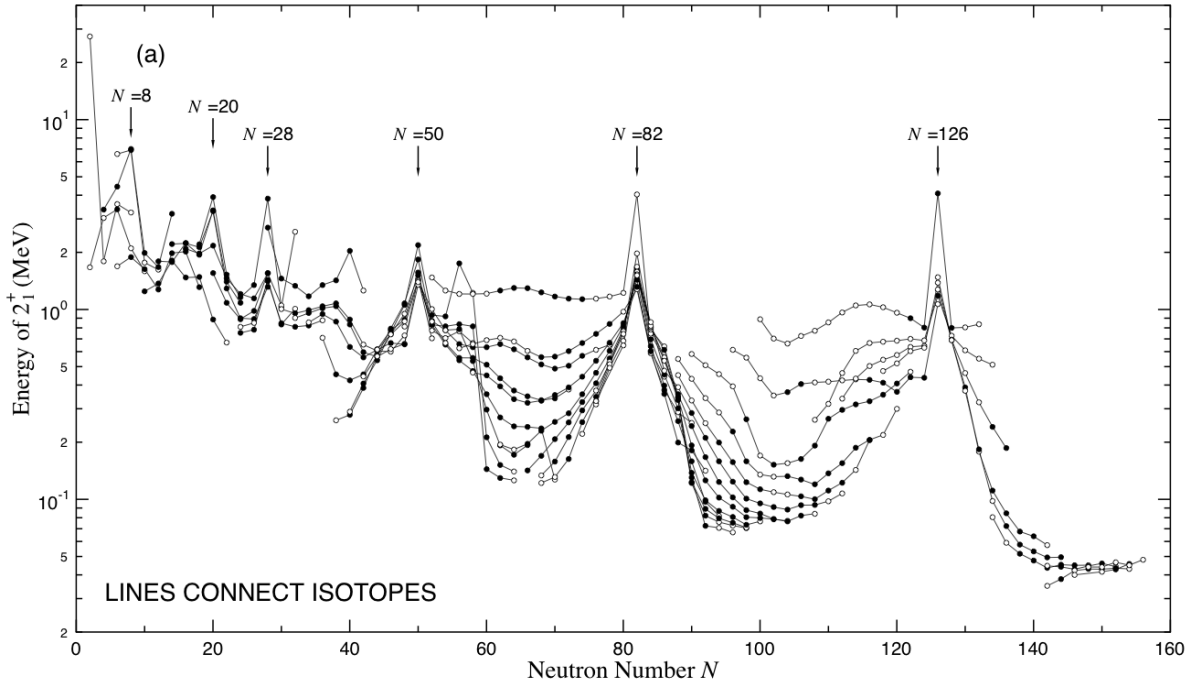


FIGURE II.3: Compilation des énergies des premiers états excités 2^+ des noyaux pairs-pairs pour différentes chaînes isotopiques [Ram2001].

n'ayant pas un nombre magique de protons ou neutrons. Cela signifie qu'il faut fournir une plus grande quantité d'énergie pour exciter les noyaux magiques. De manière équivalente, si on regarde les mesures de la probabilité de transition des états 2_1^+ vers les états 0_1^+ (notée $B(E2)$) des noyaux pairs-pairs sur la figure II.4, on observe les valeurs minimales de la grandeur $B(E2)$ pour les noyaux magiques difficilement excitable alors qu'en s'éloignant de ces derniers les valeurs augmentent assez rapidement.

Les discontinuités observées dans les valeurs d'abondances, d'énergies de liaison, d'énergies du premier état 2_1^+ de noyaux pairs-pairs et des valeurs de $B(E2)$ sont semblables à celles des courbes du potentiel d'ionisation des atomes pour les gaz rares qui caractérisent la fermeture de couches électroniques. C'est pourquoi ces observations ont conduit les physiciens à imaginer un modèle caractérisant une structure en couches au sein du noyau, analogue à celle observée dans l'atome : le "Modèle en Couches" (ou Shell Model en anglais).

II.1.b Potentiel de particules individuelles

Dans ce premier modèle, l'existence des nombres magiques indique la présence de fermetures de couches équivalentes à celles de la physique atomique. Dans le but de reproduire ces nombres et de décrire la structure des noyaux connus et inconnus, les théoriciens ont développé un modèle à particules indépendantes se déplaçant dans un potentiel moyen qu'elles créent elles-mêmes. Dans un premier temps, le potentiel nucléaire peut y être approximé par

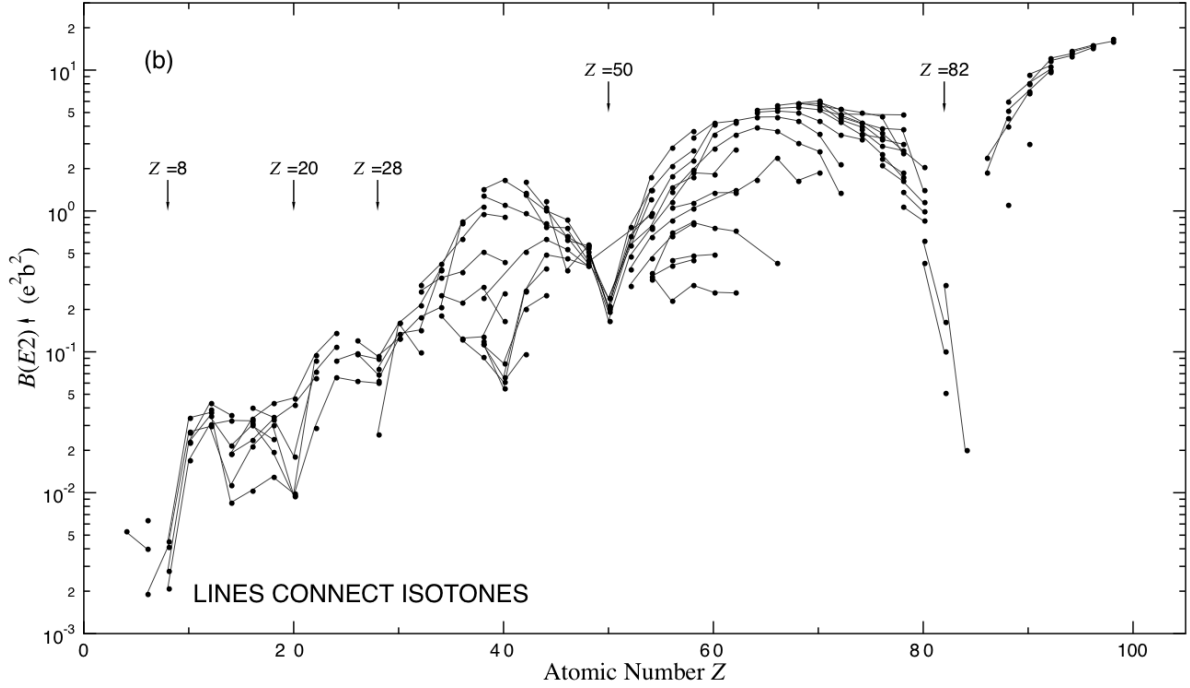


FIGURE II.4: Compilation de $B(E2)$ des noyaux pairs-pairs pour différentes chaînes isotopiques [Ram2001].

un simple potentiel harmonique (ou par un potentiel de Wood-Saxon ou encore dérivé de manière auto-cohérente). Ce potentiel parabolique qui est caractérisé par le nombre quantique N (nombre de phonons de l'oscillateur) ne permet pas de reproduire les fermetures de couches des nombres magiques au-delà de 20 protons (ou neutrons). En effet les orbitales formant la structure du noyau y sont regroupées en couches équidistantes qui sont remplies (ou fermées) pour 2, 8, 20, 40, 70, et 112 protons ou neutrons (cas de gauche de la figure II.5). Ce n'est qu'avec l'ajout au potentiel harmonique d'un terme orbitale en l^2 , puis d'un terme dit de spin-orbite [May1949] [Hax1949], que les nombres magiques à partir de 28 ont pu être reproduits (cas de droite de la figure II.5). Le potentiel de particules individuelles devient alors :

$$U(r) = V_{OH} - C_l \times \vec{l}^2 - C_{SO} \times \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (\text{II.1})$$

avec V_{OH} le potentiel de l'oscillateur harmonique, \vec{l} le moment orbital du nucléon, \vec{s} le spin du nucléon et C_{SO} et C_l des constantes de couplages. Dans cette équation, le premier terme de correction (terme orbital) corrige les effets au bord du noyau que le potentiel harmonique infini n'arrive pas à reproduire. Le second terme (terme spin-orbite) traduit le rôle de l'interaction spin-orbite dans l'interaction nucléon-nucléon. Les couches lj qui sont les solutions de l'équation de Schrödinger du potentiel à un corps $U(r)$ sont identifiées par un moment angulaire total j ($l \pm 1/2$), un moment orbital l et un nombre quantique radial n (avec $N = 2[n - 1] + l$, N le nombre

d'oscillateur harmonique). Les nucléons de même nature se répartissent sur les couches dans l'ordre d'énergie croissante en suivant le principe d'exclusion de Pauli qui interdit la présence de plus de $2j+1$ nucléons sur une orbitale nlj . Entre certaines couches, il existe des sauts en énergie importants qui empêchent la diffusion des nucléons sur les couches d'énergies supérieures. Elles restent alors vides. Un nombre magique proton ou neutron correspond au remplissage complet des couches précédant un gap en énergie, ce qui rend le noyau particulièrement stable. Ce phénomène est nommé "fermeture de couches". L'élégance de ce modèle permet de reproduire l'ensemble des nombres magiques observés et de prédire les spins et parités de l'état fondamental et des états excités de la plupart des noyaux à proximité des fermetures de couches. Toutefois, il ne permet pas d'être prédictif pour les noyaux loin de la stabilité car il ne prend pas en compte les différentes configurations des états du noyau et de leurs mélanges, l'appariement responsable du spin nul et de la parité positive de l'état fondamental des noyaux pairs-pairs et encore moins les corrélations quadripolaires ou d'ordre supérieur.

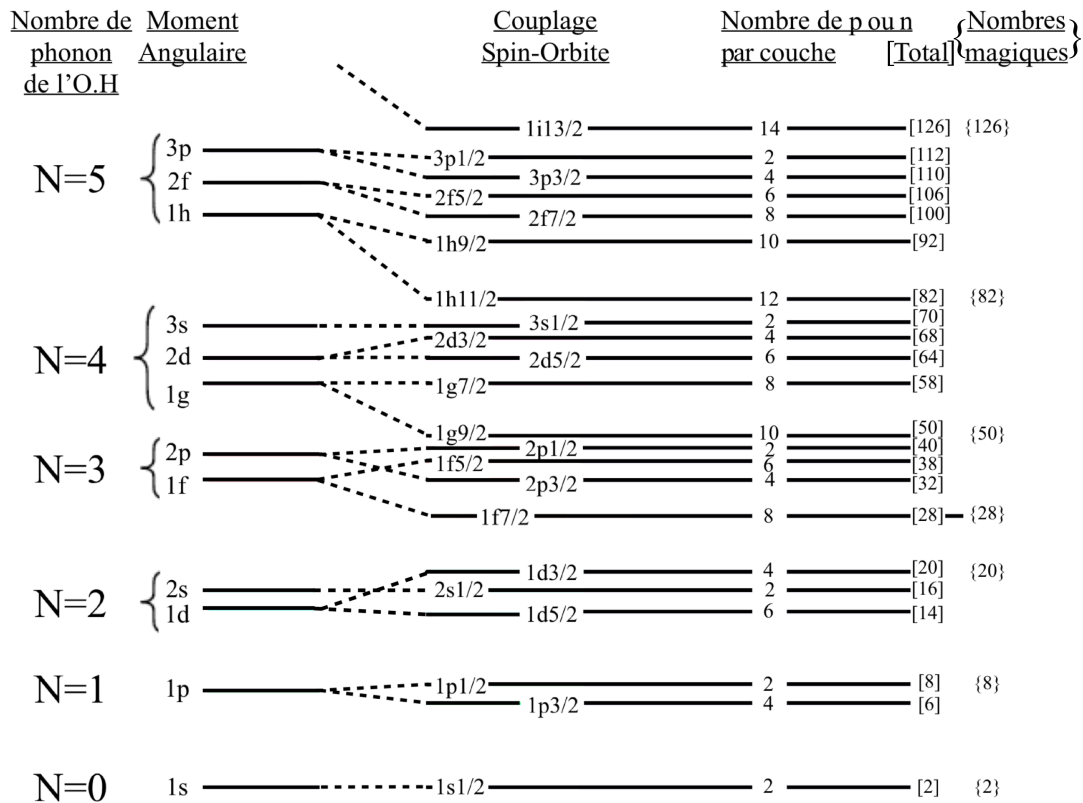


FIGURE II.5: Séquence des couches du modèle.

II.2 Bases de calculs de Modèle en Couches

La théorie ayant l'outil pour décrire les noyaux loin des fermetures de couches et de la stabilité est le Modèle en Couches. Elle postule que l'interaction V entre les A nucléons du noyau s'effectue principalement par des interactions à deux corps (même si aujourd'hui les interactions à trois corps commencent à être introduites dans les codes pour améliorer la reproduction des résultats issus des expériences de spectroscopie) [Ots2010]. Ceci permet d'écrire l'Hamiltonien total \hat{H}_{tot} du noyau par la somme des deux termes suivants :

$$\hat{H}_{tot} = \sum_{i=1}^A \hat{T}_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \sum_{k=1}^A \hat{V}_{i,k}.$$

\hat{T}_i est l'opérateur énergie cinétique du nucléon i et $\hat{V}_{i,k}$ est l'interaction à deux corps entre les nucléons i et k . $\hat{V}_{i,k}$ est composée d'un cœur répulsif et a une partie fortement attractive dont la forme exacte n'est pas connue. Avec ce formalisme, le nucléon peut être décrit comme se déplaçant dans un puits de potentiel formé par le noyau et le confinant dans celui-ci, indépendamment de la présence des autres nucléons. Cette simplification est une hypothèse provenant du principe d'exclusion de Pauli. Le libre parcours moyen d'un nucléon étant grand par rapport à la taille du noyau, la probabilité d'interaction entre trois nucléons est supposée suffisamment faible pour être négligée. Cette hypothèse revient alors à remplacer le problème à N corps et N particules en interaction qui décrit le noyau par N problèmes à un corps. Cette simplification essentielle du système est le point de départ de la théorie de champ moyen. En notant \hat{U}_i le champ moyen, l'Hamiltonien \hat{H} devient :

$$\hat{H}_{tot} = \sum_{i=1}^A [\hat{T}_i + \hat{U}_i] + \left[\frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \sum_{k=1}^A \hat{V}_{i,k} - \sum_{i=1}^A \hat{U}_i \right] = \hat{H}_0 + \hat{H}_1.$$

\hat{H}_0 est l'Hamiltonien de A nucléons indépendants dans le champ moyen \hat{U}_i et \hat{H}_1 correspond à une interaction résiduelle entre ces nucléons. Le potentiel \hat{U}_i est choisi de manière à ce que le terme \hat{H}_1 soit suffisamment petit pour être négligé en première approximation, même si $\sum \hat{V}_{i,k}$ et $\sum \hat{U}_i$ ne sont pas petits séparément. \hat{H}_1 pourra être résolu en perturbation de \hat{H}_0 . Avec une approche phénoménologique du modèle en couches, le potentiel nucléaire est paramétrisé par une fonction mathématique appropriée telle que le potentiel de l'équation II.1. Néanmoins, la résolution de l'équation de Schrödinger avec l'Hamiltonien \hat{H}_0 seul ne donne que les fonctions propres Ψ du noyau sans interaction résiduelle et les énergies E_0 déterminées par la somme des énergies des états individuelles des nucléons. Elle ne permet pas de décrire de manière satisfaisante les noyaux loin des fermetures de couches. Pour cela, il est nécessaire de considérer l'interaction résiduelle \hat{H}_1 qui prend en compte la notion de mouvements dépendants des autres nucléons. Ce terme modifie les énergies de particules indépendantes issues de \hat{H}_0 ce qui provoque des mélanges de configurations ainsi que des effets collectifs tels que des vibrations

et des déformations du noyau.

Ainsi, la diagonalisation de l'Hamiltonien \widehat{H}_{tot} fournit les énergies E des états du noyau. Toutefois, il faut noter que les dimensions de la matrice \widehat{H}_{tot} augmentent rapidement avec le nombre de nucléons. L'ordre de grandeur de la dimension dim de la matrice de l'Hamiltonien peut être calculée par $dim = C_{N_{\alpha\pi}}^{n_{\pi}} \times C_{N_{\alpha\nu}}^{n_{\nu}}$, où n_{π} et n_{ν} représentent le nombre de protons et de neutrons actifs dans l'espace des orbitales accessibles et $N_{\alpha\pi}$ et $N_{\alpha\nu}$ représentent le nombre de sous-états magnétiques des orbitales accessibles aux protons et neutrons actifs respectivement. Il est alors nécessaire de limiter l'espace des états individuels et définir un Hamiltonien effectif \widehat{H}_{eff} qui permet de retrouver les énergies E du noyau par la résolution de l'équation de Schrödinger.

$$\widehat{H}_{tot}\Psi = E\Psi \rightarrow \widehat{H}_{eff}\Psi_{eff} = E_{eff}\Psi_{eff}. \quad (\text{II.2})$$

L'espace des états individuels est alors divisé en trois (voir figure II.6) :

- un cœur qui est un ensemble d'orbitales pleines. Ces orbitales sont supposées inertes, elles n'interviennent pas dans les calculs.
- un espace de valence qui est un ensemble d'autres orbitales. Ces orbitales de ce second groupe jouent un rôle dans la construction des fonctions d'onde proton (ou neutron) à Z (ou N) corps.
- un espace interdit regroupant des orbitales vides qui sont supposées être trop hautes en énergies pour intervenir dans les calculs.

Une fois ces espaces définis, la matrice de l'Hamiltonien dans cette base Z (et/ou N) corps est construite puis diagonalisée. Il faut remarquer que même après la réduction de la taille de la base grâce à l'introduction d'un espace de valence, les matrices à diagonaliser atteignent rapidement des dimensions de l'ordre 10^9 . Elles nécessitent alors des techniques particulières de diagonalisation.

En général, les calculs de type modèle en couches reproduisent les données expérimentales de manière satisfaisante. Dans les meilleurs reproductions théoriques, l'écart entre les calculs et les données expérimentales est généralement de l'ordre de 300 keV. Toutefois, les résultats dépendent de deux facteurs importants :

- la division de l'espace total en cœur, espace de valence et espace interdit.
- l'interaction effective nucléon-nucléon choisie. Les éléments de matrice à deux corps formant les interactions utilisées dans cette thèse ont été calculés à partir d'une interaction "réaliste" à deux corps.

Cœur et Espace de valence :

La définition du cœur et de l'espace de valence est cruciale. Habituellement, les délimitations naturelles formées par les gaps entre deux couches associées aux nombres magiques sont utilisées. En effet, le postulat proposant que les nucléons appartenant aux orbitales du cœur

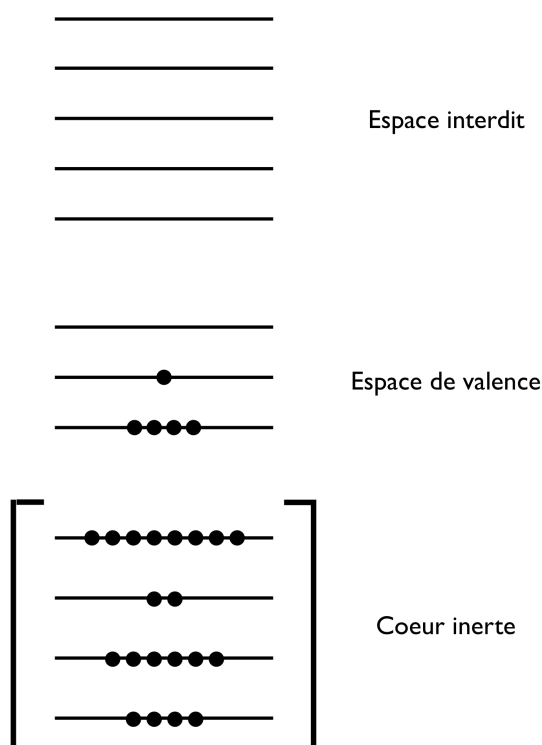


FIGURE II.6: Représentation schématique des orbitales formant le cœur, l'espace de valence et l'espace interdit.

n'ont pas d'influence, est d'autant plus vrai que l'énergie nécessaire pour faire passer un nucléon d'une couche à une autre est importante. Ainsi, pour les isotopes avec $Z \geq 28$ et $N \geq 50$, le cœur inerte naturel serait ${}^{78}\text{Ni}$ si ce dernier est bien doublement magique. Les orbitales protons sont fermées jusqu'à $\pi 1f_{7/2}$, celles de l'espace de valence proton sont $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$. Pour les neutrons, les orbitales jusqu'à $\nu 1g_{9/2}$ sont fermées et celles de l'espace de valence sont $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ et $1h_{11/2}$. Seuls les nucléons dans les couches des espaces de valence sont autorisés à réaliser des excitations particule-trou.

Interaction effective:

Pour ${}^{84}\text{Ge}$ et ${}^{84}\text{As}$ qui tombent dans l'espace de valence naturel au dessus d'un cœur de ${}^{78}\text{Ni}$, nous avons choisi deux interactions fournies par K. Sieja dans la cadre d'une discussion informelle : les interactions "ni78-jw" et "ni78-lis". Ces interactions sont conçues pour un cœur de ${}^{78}\text{Ni}_{50}$. Ces deux nouvelles interactions sont deux essais destinés à étudier la structure des noyaux de l'espace de valence neutron $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ et $1h_{11/2}$ et de l'espace de valence proton $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$.

Le code de calcul:

Le code ANTOINE [Cau1999] [Cau2005] [Pov2001] [Nov2009] a été choisi pour construire et diagonaliser la matrice de l'Hamiltonien du système. Le code diagonalise la matrice de l'Hamiltonien directement dans la base des déterminants de Slater puis projette les états propres obtenus sur une base de bon moment angulaire J : on dit qu'on se place en schéma M. Le code utilise l'algorithme de Lanczos pour opérer les diagonalisations. L'Hamiltonien effectif \hat{H}_{eff}

(équation II.2) peut être divisé en une partie monopolaire \hat{H}_{mono} et une partie multipolaire \hat{H}_{multi} :

$$\hat{H}_{eff} = \hat{H}_{mono} + \hat{H}_{multi}. \quad (\text{II.3})$$

\hat{H}_{mono} représente les effets de type champ moyen sphérique qui caractérise les propriétés de saturations globales du noyau et l'évolution des états de particules indépendantes. \hat{H}_{multi} décrit les corrélations au delà du champ moyen telles que l'appariement, et les corrélations quadripolaires, octupolaires... Il a été remarqué que la partie monopolaire de l'Hamiltonien [Duf1996] est très mal reproduite. Il est alors nécessaire de corriger la partie monopolaire ce qui est aisément réalisable avec ce code.

Cependant, il faut noter que si les nombres magiques sont compris et reproduits avec les modèles pour la vallée de stabilité, des mesures expérimentales mettent en évidence la disparition de certains d'entre eux lorsque l'on s'éloigne de la stabilité. Nous pouvons noter le cas du nombre $N = 8$ qui n'est plus magique pour ${}^{12}\text{Be}$ [Nav2000], ou le cas du nombre $N = 20$ dont l'affaiblissement de la magicité a été observé pour ${}^{32}\text{Mg}$ [Det1979] [Gui1984] [Mot1995] et ${}^{30}\text{Ne}$ [Yan2003], ou encore le nombre $N = 28$ avec ${}^{42}\text{Si}$ [Bas2007]. Prenons comme exemple le cas du nombre magique $N = 28$ qui a pour origine l'interaction spin-orbite, est établi par l'espacement en énergie entre les orbitales $1f_{7/2}$ et $2p_{3/2}$. La figure II.7 présente les valeurs de l'énergie du premier état 2^+ pour les isotopes pairs-pairs de silicium et de calcium. Le saut en énergie du premier état 2_1^+ pour le calcium à environ 4 MeV à $N = 28$ disparaît pour le silicium pour lequel il diminue à 770 keV. Pour ${}^{42}\text{Si}$, l'état 2_1^+ vient d'une excitation particule trou à travers le gap $N = 28$ ce qui entraîne la diminution de l'énergie de l'état. Cette diminution semble montrer la disparition de l'effet de la fermeture de couche $N = 28$.

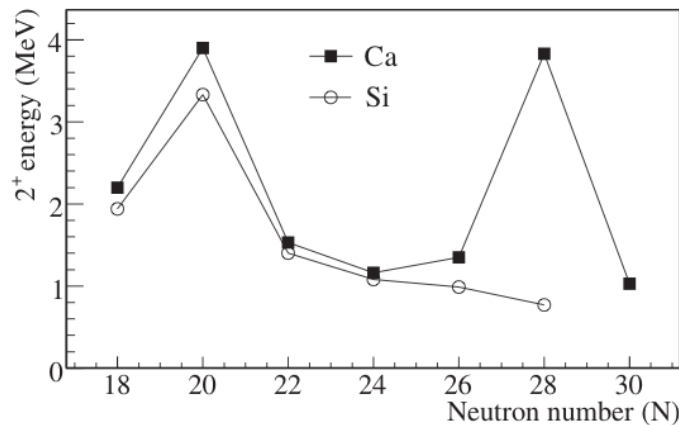


FIGURE II.7: Valeur de l'énergie du premier état 2^+ en fonction du nombre de neutrons pour les noyaux de Si et Ca pairs-pairs [Bas2007].

Il est donc judicieux de s'interroger sur l'évolution de la fermeture de couches suivante issue de l'interaction spin-orbite à $N = 50$. Ainsi, nous allons décrire en suivant ce qui a été observé au sujet de cette fermeture de couches.

II.3 Evolution de la fermeture de couches $N = 50$

L'étude de la fermeture de couches $N = 50$ (voir figure II.8) entraîne des discussions sur sa disparition ou sa persistance depuis une trentaine d'années. En effet en 1987 et 1988, Winger *et al.* publient deux articles [Win1987] et [Win1988] dans lesquels ils étudient la décroissance β de ${}^{80}\text{Zn}$ et ${}^{83}\text{Ge}$. Ces isotopes ont été produits au Laboratoire National de Brookhaven par la fission de ${}^{235}\text{U}$ puis ont été séparés en masse. Pour ${}^{80}\text{Zn}$, les auteurs comparent la spectroscopie γ de ${}^{80}\text{Ga}$ à l'étude de Hoff et Fogelberg [Hof1981] sur la décroissance de ${}^{80}\text{Ga}$ dans la chaîne isotopique de ${}^{79-82}\text{Ga}$. Winger *et al.* décrivent ${}^{80}\text{Ga}$ comme ayant trois protons dans les couches $\pi f_{5/2}$ et $\pi p_{3/2}$ couplés à un trou neutron dans $\nu g_{9/2}$ ou $\nu p_{1/2}$ au dessus d'un cœur de ${}^{78}\text{Ni}$. Ils déduisent que l'état fondamental de ${}^{80}\text{Ga}$ à spin-parité de 3^+ avec une configuration de quasi-particules dans laquelle un nucléon se place dans les couches $\pi f_{5/2}$ et $\nu p_{1/2}$. Pour ${}^{83}\text{Ge}$, ils comparent la spectroscopie γ de ${}^{83}\text{As}$ à un calcul de type modèle en couches où ${}^{83}\text{As}$ est décrit comme un cœur inerte de ${}^{78}\text{Ni}$ couplé à cinq protons dans les couches $\pi f_{5/2}$, $\pi p_{3/2}$, $\pi p_{1/2}$ et $\pi g_{9/2}$. Ils proposent alors le maintien du gap $N = 50$ par la supposition d'un cœur de ${}^{78}\text{Ni}$ pour leurs calculs théoriques. En 1988, K. L. Kratz publie [Kra1988] un article dans lequel la décroissance β de ${}^{80}\text{Zn}$ est étudiée et les résultats sont comparés à un calcul de type modèle en couches RPA [Kru1984]. L'auteur en déduit une coexistence de forme pour ${}^{80}\text{Ga}$ et un affaiblissement de la fermeture de couches $N = 50$.

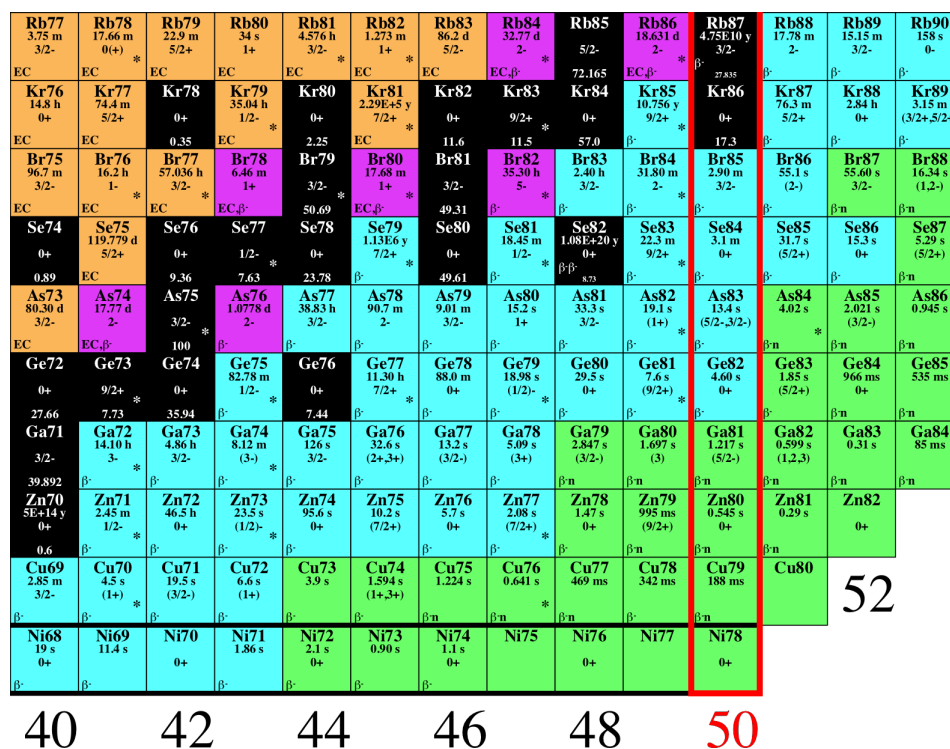


FIGURE II.8: Agrandissement de la charte des noyaux autour de la région de la fermeture de couches $N=50$ proche de ${}^{78}\text{Ni}$ [Bag].

En 2004, Prévost *et al.* publient un article dans lequel les auteurs relatent les observations faites sur les excitations de ^{84}Se [Pre2004]. Cet isotope a été obtenu comme produit de fission de la réaction de fusion $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ au Vivitron de Strasbourg. Avec ces excitations, ils observent les états Yrast de ^{84}Se dont certains sont attribués à des excitations particule-trou au travers de $N = 50$. En comparant les résultats aux isotones $N = 50$ de ^{88}Sr à ^{82}Se , les auteurs suggèrent aussi un affaiblissement du gap $N = 50$. La même année Zhang *et al.* publient les résultats d'une expérience de réactions profondément inélastiques d'un faisceau de ^{82}Se à 460 MeV sur une cible de ^{192}Os [Zha2004] avec laquelle ils étudient entre autres les états excités de ^{82}Ge . En comparant leurs résultats à un calcul de type modèle en couches, les auteurs prédisent le maintien du nombre magique $N = 50$ aux alentours de ^{78}Ni avec un léger affaiblissement d'environ 600 keV dans ^{82}Ge .

En 2006, la probabilité de transition $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ a été mesurée pour ^{74}Zn et ^{70}Ni par excitation coulombienne dans une cible de ^{208}Pb au GANIL [PeSo2006]. Les auteurs mettent en évidence la polarisation du cœur proton dans ^{70}Ni qu'ils attribuent à l'interaction monopolaire entre l'orbitale neutron $g_{9/2}$ et les orbitales protons $f_{7/2}$ et $f_{5/2}$. Ceci est interprété comme l'affaiblissement de la magie de ^{78}Ni donc de $N = 50$. Cependant la même année, [Per2006] décrit une expérience de décroissance β de ^{83}Ga et ^{84}Ga à PARRNe. Les auteurs de cet article rappellent la systématique des énergies du premier état excité 2^+ dans les chaînes isotopiques du zinc au zirconium (voir figure II.9) et étudient la structure de ^{83}Ge en couplage faible. Ils en déduisent que la fermeture de couches $N = 50$ domine toujours la structure à basse énergie à $N = 51$ et $Z = 32$.

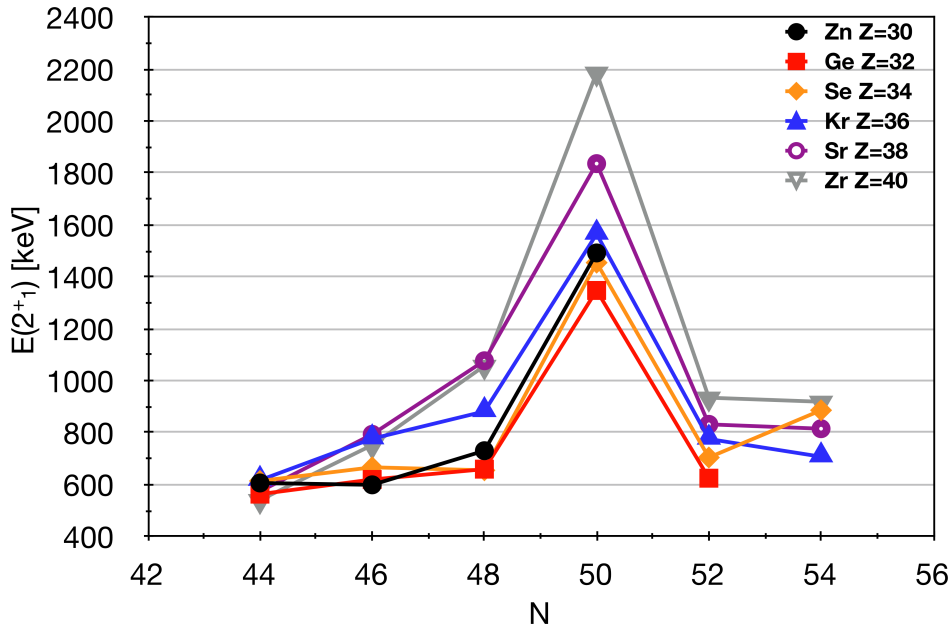


FIGURE II.9: Systématique des énergies expérimentales des premiers états excités 2^+ pour les chaînes isotopiques de $Z = 40$ à $Z = 30$ [Per2006].

En 2007, une expérience étudiant l'excitation coulombienne des isotopes ${}^{74,76,78,80}\text{Zn}$ a lieu à REX-ISOLDE [VdW2007]. En comparant les mesures des états 2^+ et les probabilités de transitions $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ de ces isotopes à des calculs de type modèle en couches ainsi qu'aux systématiques de ces grandeurs sur $N = 50$, ils interprètent leurs observations comme reflétant le maintien de $N = 50$ jusqu'au ${}^{78}\text{Ni}$ qui a un cœur proton fortement polarisé. Parallèlement, G. de Angelis au laboratoire national de Legnaro en Italie [Ang2007], étudie les états excités de ${}^{83}\text{As}$, ${}^{82}\text{Ge}$, ${}^{81}\text{Ga}$, ${}^{87}\text{Kr}$ et ${}^{85}\text{Se}$ par réactions de transfert de multi-nucléon avec des ions lourds. En comparant les résultats avec un calcul de type modèle en couches, il les interprète comme indiquant le maintien du gap $N = 50$ à l'approche de ${}^{78}\text{Ni}$. A Orsay dans le cadre du projet PARRNe, Verney *et al.* dans [Ver2007] étudient la décroissance β de ${}^{81}\text{Zn}$. A partir de la comparaison entre un calcul de type modèle en couches considérant la double fermeture de couches $Z = 28$ et $N = 50$, et les données expérimentales, les auteurs mettent en évidence l'ordre des couches protons $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ qui est différent de celui connu à la stabilité. De plus, ils confirment le maintien de la fermeture de couches $N = 50$. Rzaça *et al.* par l'étude des états excités de ${}^{82}\text{Ge}$ alimentés par la fission spontanée de ${}^{248}\text{Cm}$, assignent le spin-parité 5^+ et 6^+ à deux nouveaux états qu'ils ont identifiés [Rza2007]. La systématique de ces états pour les isotones $N = 50$ pairs-pairs suggère qu'au moins un des deux états provient d'une excitation neutron à travers le gap $N = 50$. Ceci met alors en évidence un affaiblissement de cette fermeture de couches à l'approche de ${}^{78}\text{Ni}$.

En 2008, J. Hakala fait une expérience de mesures de masses atomiques des isotopes ${}^{76-80}\text{Zn}$, ${}^{78-83}\text{Ga}$, ${}^{80-85}\text{Ge}$, ${}^{81-87}\text{As}$ et ${}^{84-89}\text{Se}$ à IGISOL [Hak2008]. Les énergies de séparation deux-neutrons mettent en évidence une diminution du gap de la fermeture de couches $N = 50$ jusqu'à ${}^{82}\text{Ge}$ puis une remontée de cette énergie pour ${}^{81}\text{Ga}$ (voir figure II.10).

En 2009, Van de Walle *et al.* publient l'interprétation des résultats d'une deuxième expérience d'excitation coulombienne faite à REX-ISOLDE [VdW2009]. Pour cette dernière ce sont les isotopes ${}^{74-80}\text{Zn}$ qui sont étudiés. En comparant, les valeurs de $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ mesurées à celles calculées, les auteurs ne confirment pas la diminution du gap $N = 50$. Lebois *et al.* publient la spectroscopie γ de la décroissance β et $\beta - n$ de ${}^{84}\text{Ga}$ faite à l'installation ALTO dans [Leb2009]. Les auteurs concluent que les fermetures de couches $Z = 28$ et $N = 50$ sont fragiles et facilement polarisées.

En 2010, Winger *et al.* publient [Win2010], un article dans lequel les auteurs y discutent les résultats de leur étude de la décroissance β et $\beta - n$ des isotopes de germanium ${}^{83-84-85}\text{Ge}$. Ils comparent leurs résultats à un calcul Hartree-Fock-Bogoliubov utilisant la fonctionnelle SkO_T incluant un terme tenseur à deux corps. Ils en déduisent une réduction du gap $N = 50$ ainsi qu'un affaiblissement des effets de la fermeture de couches $Z = 28$, enfin ils proposent l'apparition d'un nouveau nombre magique à $N = 58$. La même année, Padgett *et al.* publient les résultats de la décroissance β de ${}^{81}\text{Zn}$ produit à HRIBF (Holifield Radioactive Ion Beam Facility) dans [Pad2010]. Les auteurs proposent l'apparition d'un gap $N = 40$ comme explication alternative

à l'affaiblissement de l'effet $N = 50$. Enfin, Gade *et al.* publient les résultats de l'excitation coulombienne de ${}^{82}\text{Ge}$ et ${}^{84}\text{Se}$ sur une cible de ${}^{197}\text{Au}$ ainsi que les résultats des diffusions inélastiques de ${}^{82}\text{Ge}$ et ${}^{84}\text{Se}$ sur une cible de ${}^9\text{Be}$. Les réactions ont été produites au Cyclotron du Laboratoire de l'Université de l'état du Michigan. Dans cet article, les auteurs présentent en particulier les mesures de $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ de ${}^{82}\text{Ge}$ et ${}^{84}\text{Se}$ ainsi que l'alimentation du premier état 4_1^+ de ${}^{84}\text{Se}$.

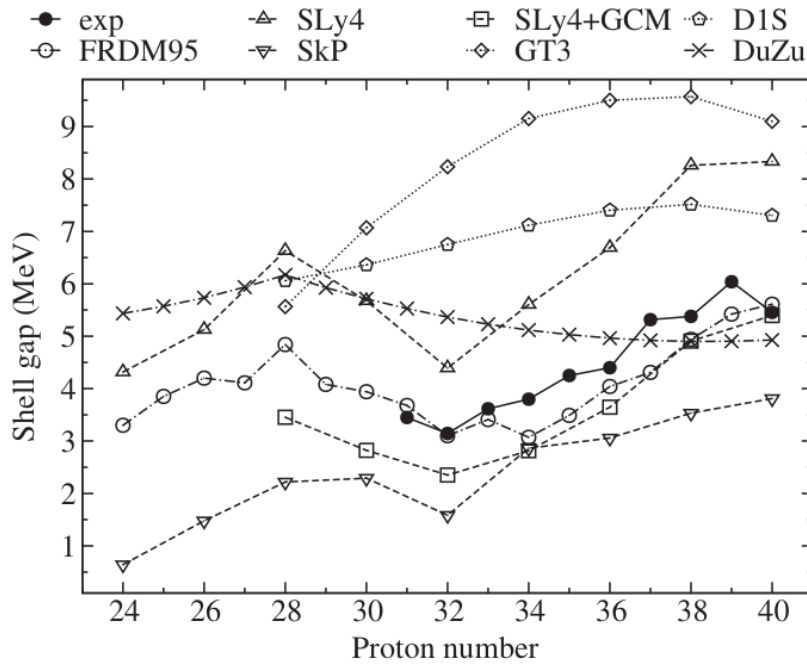


FIGURE II.10: Evolution du gap de la fermeture de couches $N = 50$ et la comparaison avec plusieurs modèles théoriques [Hak2008].

Après ce passage en revue de tous résultats expérimentaux présentés par années de publication, la maintien de la fermeture de couches $N=50$ avec un affaiblissement à l'approche de ${}^{78}\text{Ni}$ a l'air de se préciser même si des auteurs défendent encore le maintien ou la disparition totale de cette fermeture de couches. Ces divergences d'opinions est compréhensible car l'étude de la région des noyaux riches en neutrons autour de $N = 50$ est en pleine effervescence mais reste encore à approfondir. Les connaissances de ces noyaux sont clairsemées ce qui ne permet pas de clore les différents débats dont ils sont sujets. Nous proposons alors d'étudier les décroissances β^- de ${}^{79,80,82,83,84,85}\text{Ga}$ qui alimentent les états excités de ${}^{79,80,82,83,84,85}\text{Ge}$ pour croiser et dépasser $N = 50$ et ainsi essayer de comprendre les évolutions de structure lorsqu'on est proche de $Z = 28$ à la traversée de $N = 50$. Avec ces mesures, nous tenterons d'observer aussi les décroissances des descendants qui alimentent les états de ${}^{79,80,82,83,84,85}\text{As}$.

II.4 Noyaux de germanium et arsenic à la traversée de $N=50$

Pour les noyaux impairs-impairs autour de $N = 50$, seuls Hoff et Fogelberg dans [Hof1981] tentent de discuter trois noyaux impairs-impairs avec $N = 49$ dans le cadre d'une étude systématique de quelques états choisis. Ils utilisent les résultats obtenus de leur expérience des décroissances de ${}^{79-82}\text{Ga}$, pour construire la figure II.11 dans laquelle ils présentent l'évolution des états 2^- , 1^+ et $(5^-, 6^-)$. Ils proposent à partir de cette étude un spin (2^-) au fondamental de ${}^{82}\text{As}$ et un spin 1^+ à l'état à 1092 keV qu'ils ont découvert. Les états $(5^-, 6^-)$ de ${}^{84}\text{Br}$ et ${}^{86}\text{Rb}$, sont intéressants car leurs spins élevés ne peuvent provenir que d'une configuration $\pi f_{5/2} \otimes \nu g_{9/2}$. Leur évolution est alors une indication de l'interaction entre un proton de la couche $\pi f_{5/2}$ et un neutron de la couche $\nu g_{9/2}$ et des énergies de particule individuelle $\pi f_{5/2}$ et $\nu g_{9/2}$. L'étude de la spectroscopie γ de la décroissance de ${}^{82}\text{Ge}$ qui alimente les états excités de ${}^{82}\text{As}$ pourra être une source de nouvelles informations sur les états excités de cet isotope d'arsenic. Nous pouvons noter que l'assignation de spin-parité (2^-) de l'état fondamental de ${}^{82}\text{As}$ est confirmé par les travaux de Gausemel *et al.* sur la décroissance β de ${}^{82}\text{As}$ [Gau2004].

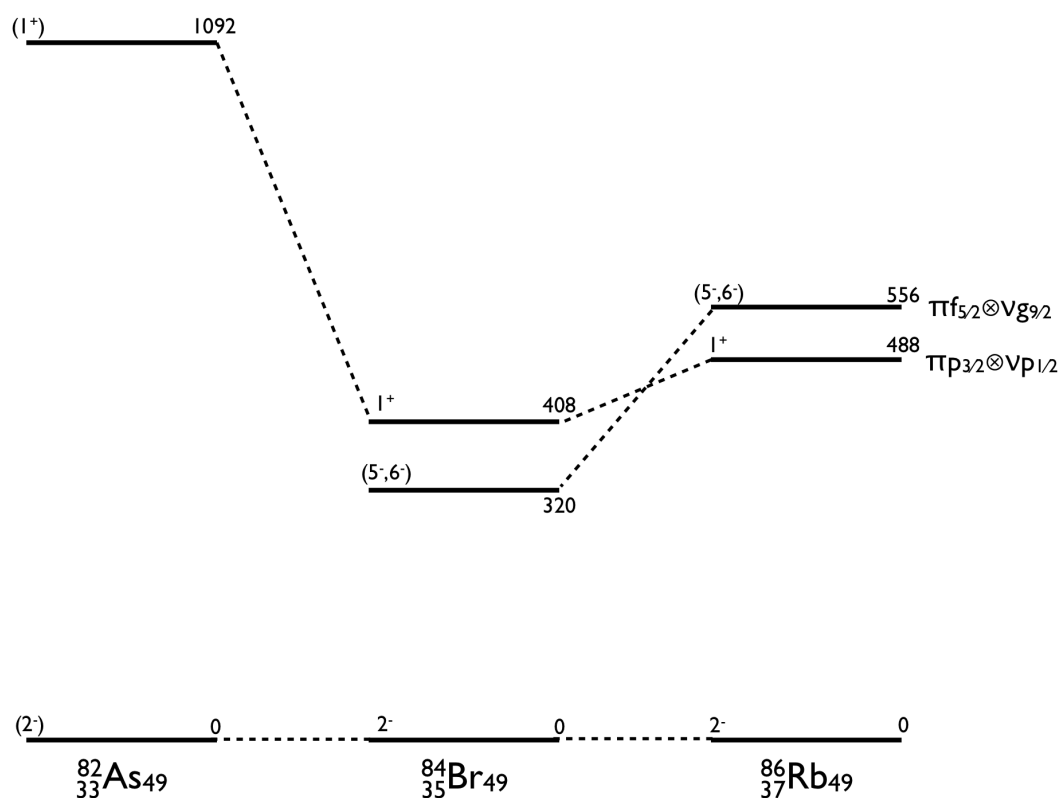


FIGURE II.11: Tentative d'étude systématique des niveaux des noyaux impairs-impairs de la chaîne isotonique $N = 49$ [Hof1981].

${}^{84}\text{As}$ est le noyau impair-impair le plus exotique de $N = 51$ étudié à ce jour. Les données de la littérature le concernant proviennent de quatre études. La première est issue de [Kra1975] dans laquelle Kratz *et al.* étudient la décroissance β de ${}^{80-86}\text{As}$. En se basant sur une systématique des états fondamentaux des isotopes impairs d'arsenic et en utilisant la règle faible de Nordheim, les auteurs proposent $J^\pi = (3^-)$ pour l'état fondamental de ${}^{84}\text{As}$. La seconde provient de Omtvedt *et al.* [Omt1991] qui ont étudié la décroissance β de ${}^{84-85}\text{Ge}$ au laboratoire de recherche scientifique de Studsvik en Suède. L'auteur a identifié deux raies γ : l'une à 43 keV et l'autre à 100 keV. La troisième étude a été faite à Oak Ridge par Winger *et al.* [Win2007] qui a identifié trois autres raies γ dans la décroissance β de ${}^{84}\text{Ge}$: 242 keV, 347 keV et 608 keV. La dernière a été observée dans le cadre des travaux de thèse de M. Lebois [Leb2008] qui a pu confirmer les raies γ à 43 keV, 100 keV et 242 keV avec la décroissance β de ${}^{84}\text{Ge}$. Cependant, ces deux derniers auteurs ne sont pas en accord sur l'ordre des transitions. Lebois place la raie à 43 keV en dessous de celle à 100 keV. Winger place la raie à 100 keV en dessous de celle à 43 keV. Il serait donc intéressant de confirmer l'ordre des transitions à basse énergie de ce noyau par l'étude de la spectroscopie γ de la décroissance de ${}^{84}\text{Ge}$.

Les noyaux pairs-pairs tels que ${}^{82}\text{Ge}$ et ${}^{84}\text{Ge}$ sont particulièrement intéressants pour observer l'évolution des effets collectifs des nucléons tels que les vibrations et les déformations du noyau. Dans la référence [Leb2009], ${}^{82}\text{Ge}$ est décrit comme sphérique et ${}^{84}\text{Ge}$ est décrit comme étant triaxial gamma-mou, c'est à dire, axial avec une déformation dans une direction non colinéaire à son axe et dont la triaxialité n'est pas contrainte (voir figure II.12).

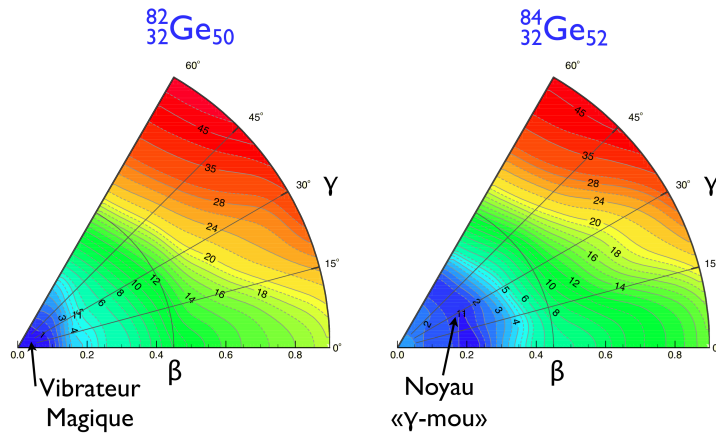


FIGURE II.12: Cartographie des potentiels de ${}^{82-84}\text{Ge}$, issues d'un calcul Hartree-Fock-Bogoliubov avec la force D1S de Gogny, en fonction de la déformation β pour la triaxialité γ : $0 \leq \gamma \leq 60^\circ$. Chaque ligne correspond à une équipotentielle de 1 MeV [Del2010].

II.5 Le cas ${}^{80}_{31}\text{Ga}_{49}$

Nous profiterons de ce chapitre pour nous arrêter sur la décroissance de ${}^{80}\text{Ga}$ pour lequel l'existence d'un état isomérique a été proposé par B. Cheal *et al.*[Che2010]. Pendant cette expérience, ${}^{80}\text{Ga}$ a été produit à ISOLDE au CERN dans une cible épaisse de carbure d'uranium. Les atomes de ${}^{80}\text{Ga}$ ont été ionisés par la source d'ionisation laser RILIS puis extraits en un faisceau d'ions de 30 keV et séparés en masse. Le cooler/buncher ISCOOL en a formé des paquets d'ions qui ont été envoyés dans la ligne expérimentale COLLAPS. Après la neutralisation des ions, la structure hyperfine a été étudiée par spectroscopie laser colinéaire. Lors de l'analyse, l'équipe a proposé l'existence d'un état isomérique pour interpréter les spectres de transitions hyperfines observés. Nous avons eu la possibilité de mesurer les périodes des états à durée de vie β et par la même occasion de confirmer l'existence d'un état isomérique dans ${}^{80}\text{Ga}$. Pour mettre en évidence cet état, nous avons mesuré en détail les périodes des différentes transitions alimentées par la décroissance de ${}^{80}\text{Ga}$ afin d'essayer d'identifier plusieurs activités.

L'évolution de la fermeture $N = 50$ est une discussion encore ouverte, il faut donc de nouvelles mesures pour approfondir les connaissances de la région autour de $N = 50$. L'expérience de décroissances β de cette thèse va essayer d'élargir les connaissances de la désintégration β^- de ${}^{79,80,82,83,84,85}\text{Ga}$ et de celles leurs descendants. Dans ces désintégrations, ce sont principalement la confirmation de l'existence d'un état isomérique à basse énergie dans ${}^{80}\text{Ga}$, les spectres γ des noyaux pairs-pairs tels que ${}^{82}\text{Ge}$ et ${}^{84}\text{Ge}$, ceux des noyaux impairs-impairs comme ${}^{82}\text{As}$ et ${}^{84}\text{As}$ ainsi que la spectroscopie γ de la décroissance ${}^{85}\text{Ga}$ (qui est totalement exploratoire), qui pourront nous apporter de nouvelles informations sur la région.

Chapitre III

La production de faisceaux radioactifs par méthode ISOL à ALTO

III.1 Introduction

Le pôle accélérateur de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (appelé également pôle ALTO) comprend deux accélérateurs, un accélérateur Tandem de 15 MeV pour la production de faisceaux stables, et un accélérateur linéaire d'électrons de 50 MeV. L'installation de l'accélérateur linéaire repose sur l'opportunité ouverte à l'IPNO de développer une installation de production d'isotopes riches en neutrons produits par la fission de l'uranium. L'étude de la structure de noyaux inconnus loin de la stabilité impliquent la production et la sélection de noyaux de plus en plus exotiques. Sur le plan technique, les développements auprès des accélérateurs ont perfectionné différentes méthodes de production d'ions radioactifs loin de la stabilité. Une de ces méthodes est appelée «ISOL» (Isotopic Separation On Line). Elle consiste à arrêter un faisceau primaire dans une cible épaisse dans laquelle les isotopes produits par la réaction induite sont thermalisés. Au pôle ALTO, l'accélérateur linéaire envoie un faisceau primaire d'électrons sur une cible épaisse de carbure d'uranium (UC_x). Lors de leur interaction avec la cible épaisse, les électrons émettent un rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) qui induit la fission des noyaux d'uranium, on parle alors de «photofission». Cette dernière est généralement chauffée à une température très haute pour permettre à ces produits de réaction de diffuser et/ou d'effuser de la cible vers l'extérieur. Usuellement, les cibles sont constituées d'une soixantaine de disques de carbure d'uranium de $3,4 \text{ g.cm}^{-3}$ de densité. Chaque disque a une épaisseur d'environ 11 mm. Le temps que mettent les éléments produits à sortir de la cible est dit «temps de relâchement». Celui-ci dépend des propriétés chimiques des éléments créés et

de la cible dans laquelle ils sont produits. A la sortie de la cible, les éléments produits pénètrent dans une source d'ions, à travers un tube de transfert lui aussi chauffé à haute température. Cette source a pour but de transformer les atomes issus de la cible en ions 1+ qui formeront le faisceau secondaire. Suivant le type de source d'ions utilisé, nous pourrions extraire les éléments créés avec une certaine sélectivité chimique. Les ions produits sont alors accélérés à l'aide d'une tension de 30 kV afin de constituer un faisceau. Ce faisceau est séparé en masse à l'aide d'un aimant. L'intensité d'un faisceau radioactif d'un isotope ${}^A X$ auprès de la détection est ainsi donnée par la formule ci-dessous :

$$I({}^A X) = \phi \cdot \sigma \cdot N_{cible} \cdot \epsilon_{sortie}({}^A X) \cdot \epsilon_{ionisation}({}^A X) \cdot \epsilon_{transport}$$

Dans cette expression, ϕ est le flux primaire de particules en provenance de l'accélérateur initial (« driver ») et σ la section efficace de production des noyaux recherchés : celle de photofission dans le cas qui nous intéresse. N_{cible} est le nombre total de noyaux d'uranium disponibles dans la cible. $\epsilon_{sortie}({}^A X)$ est l'efficacité de sortie de l'élément chimique ${}^A X$ donné de la cible, $\epsilon_{ionisation}({}^A X)$ est l'efficacité d'ionisation de cet élément avec la source d'ions utilisée et $\epsilon_{transport}$ la transmission à travers la ligne jusqu'à l'aire expérimentale. Si on se place au niveau de la détection, il faut incorporer l'efficacité de détection $\epsilon_{detection}$ à la formule.

En arrêtant les produits de réaction dans la cible, la méthode ISOL a l'avantage de produire des noyaux ayant une distribution en impulsion très étroite. Le faisceau secondaire formé à partir des éléments produits possède alors une excellente qualité optique. Par ailleurs, le fait d'utiliser une cible épaisse permet d'obtenir un nombre de noyaux cibles très important ce qui fait de la technique ISOL une véritable "usine" à produire des noyaux radioactifs. Cependant, il faut noter que le temps de relâchement des ions de la cible représente une sévère limitation à la production et à l'étude d'ions radioactifs ayant une durée de vie inférieure à la centaine de millisecondes. Certains isotopes ont un temps de sortie de la cible tellement élevé devant leur période qu'ils ne peuvent pas sortir de la cible avant de décroître : ces éléments sont appelés réfractaires. Par ailleurs, les noyaux pouvant fissionner ont généralement un rapport N/Z élevé, le mécanisme privilégie alors la production de noyaux riches en neutrons. Les actinides ayant une section efficace de fission peuvent être envisagés comme cible (${}^{233}U$, ${}^{235}U$, ${}^{239}Pu$, ${}^{241}Am$, ${}^{232}Th$, etc.). Cependant les éléments trans-uraniens impliquent une réglementation stricte et nécessitent une pression de vapeur saturante élevée pour les utiliser comme cible dans une installation de recherche de type ISOL. Ceci implique que seuls les isotopes d'uranium sont ordinairement utilisés dans ces installations.

Ainsi la combinaison du mécanisme de fission avec la méthode ISOL devient un dispositif d'étude particulièrement adapté à l'exploration des noyaux riches en neutrons dans la région des masses intermédiaires.

Dans la suite de cette section, nous allons décrire le dispositif de l'installation ISOL utilisant la photofission au pôle ALTO. Ce dispositif sera décrit en quatre parties : la description de l'accélérateur linéaire LINAC, un rappel de la photofission, la description de l'ensemble cible-source et du séparateur en masse (fig. III.1).

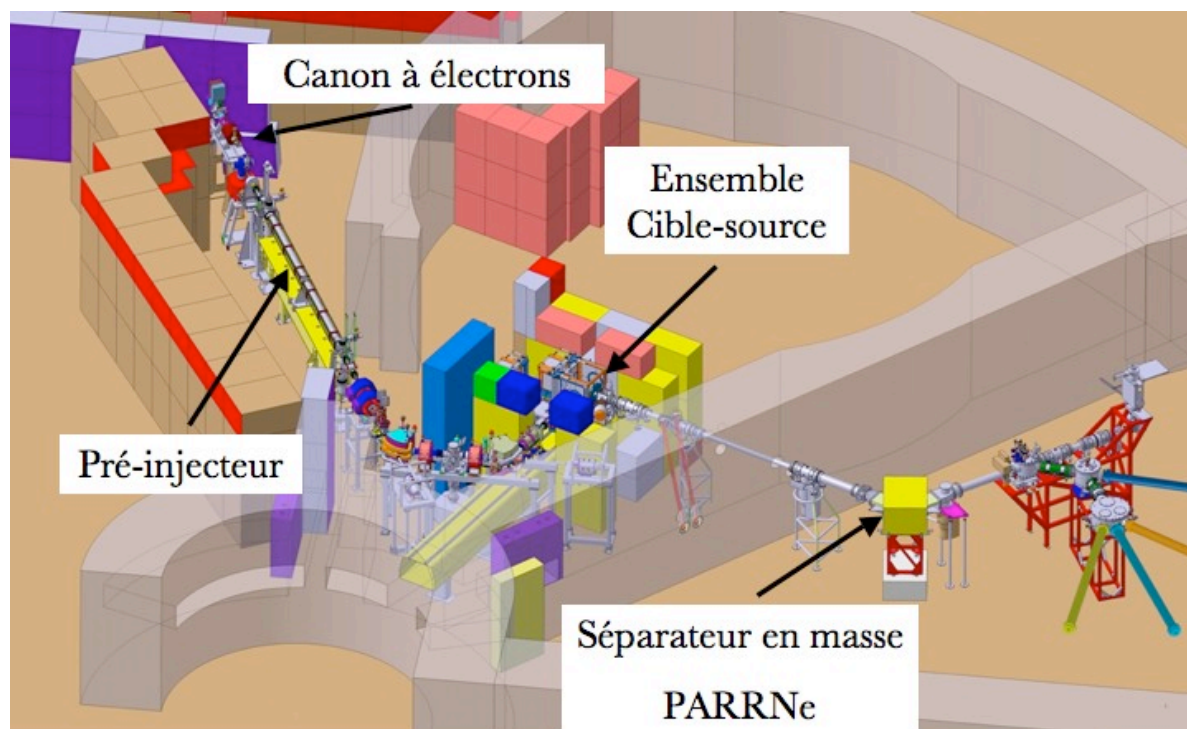


FIGURE III.1: Schéma de l'installation ALTO [Leb2008]

III.2 L'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE D'ÉLECTRONS : Le LINAC

Le LINAC utilise l'ancien pré-injecteur du LEP du CERN. Il est venu compléter, après le démantèlement du LEP, les installations du Tandem en remplacement du dispositif PARRNe (Production d'Atomes Radioactifs Riches en Neutrons) pour produire le faisceau d'électrons primaire et avoir ainsi une "seconde vie". Le faisceau d'électrons est généré par un canon à électrons qui est porté à une puissance comprise entre 80 et 90 kW. La fréquence des impulsions d'électrons est de 100 Hz et leur longueur peut être ajustée de 0,2 à 2 μ s. A la sortie du canon, deux cavités haute fréquence (un pré-groupeur et un groupeur) permettent d'accélérer les impulsions d'électrons jusqu'à une énergie de 3 MeV nécessaire pour les injecter dans la section accélératrice. Celle-ci est constituée de l'ancien pré-injecteur du LEP et permet aux électrons d'atteindre une énergie de 50 MeV sur une distance de 4,5 m (fig. III.2). Les paquets d'électrons sortant du LINAC ont une largeur de 15 ps avec une période de répétition de 333 ps (fig. III.3).

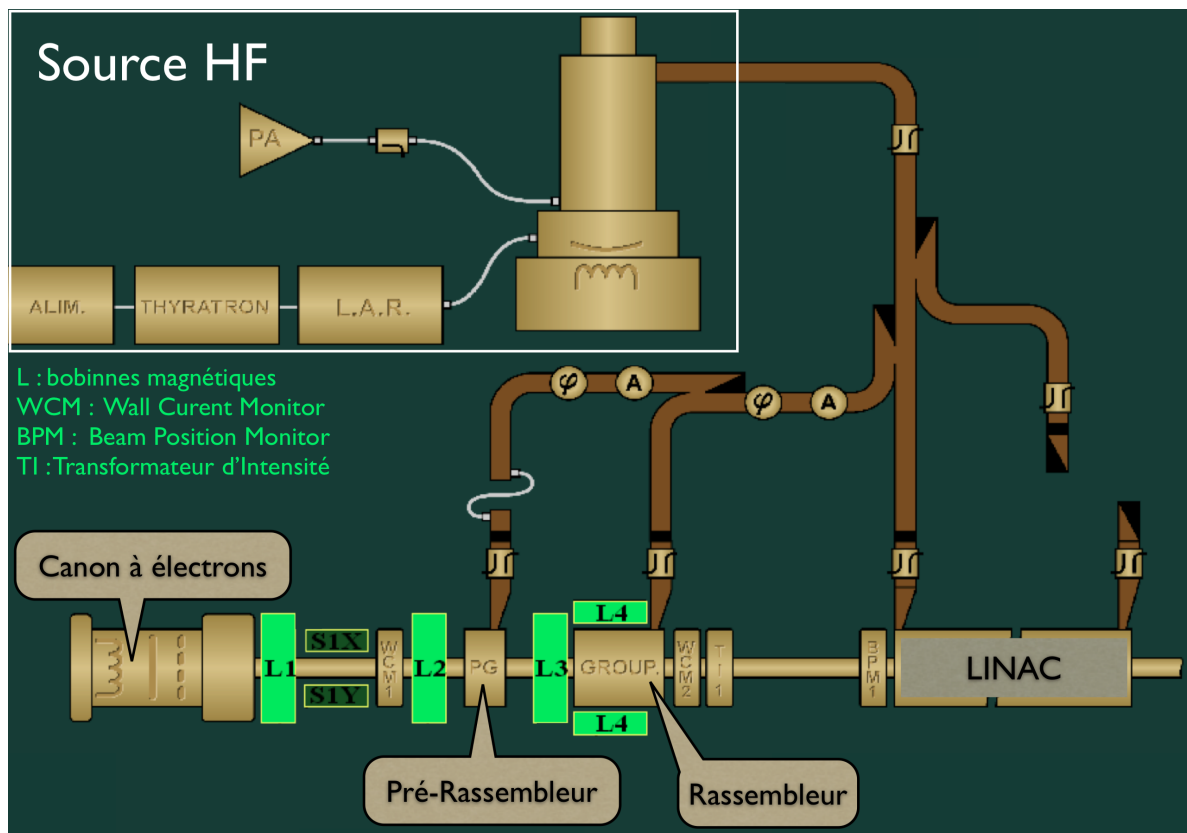


FIGURE III.2: Visu du contrôle et commande schématisant l'accélérateur linéaire d'ALTO

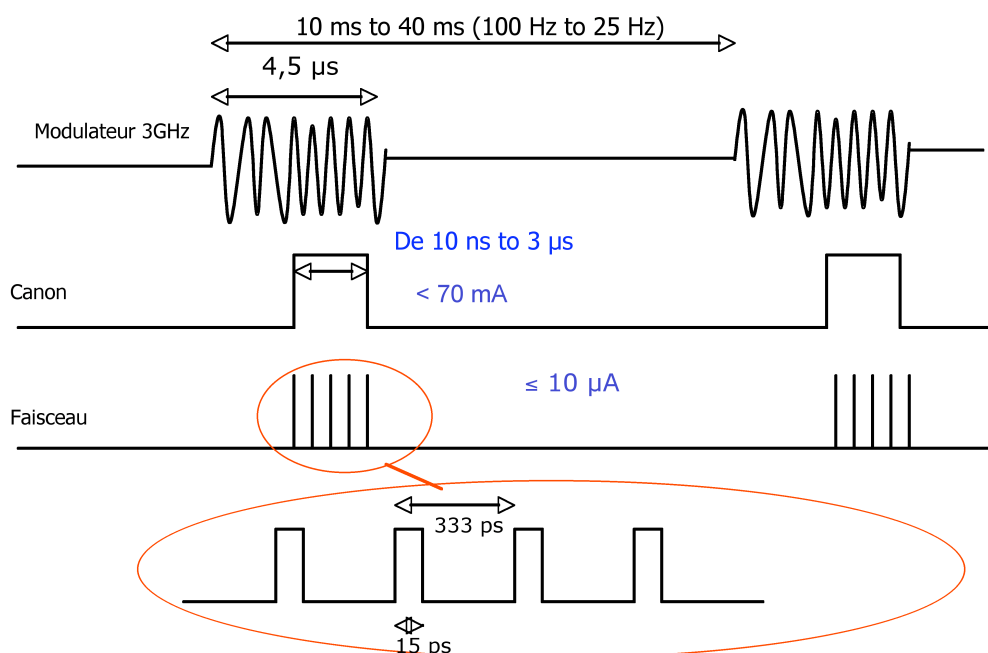


FIGURE III.3: Structure en temps du faisceau d'électrons à l'entrée de la cavité accélératrice [Mah2006]

En résumé, le faisceau d'électrons a une énergie de 50 MeV pour un courant nominal moyen de $10 \mu A$. Par ailleurs, pour s'adapter aux lignes préexistantes du tandem et garder la possibilité d'utiliser un faisceau de deutons pour induire la fission par neutrons, le faisceau d'électrons est dévié de 130° sous l'effet de deux dipôles magnétiques avant d'atteindre la cible (voir figure III.1).

III.3 La fission induite par photons : «la photofission»

Plusieurs réactions pouvant induire la fission sont utilisées afin de produire des faisceaux radioactifs riches en neutrons. La fission peut être induite soit par des particules chargées comme c'est le cas à ISOLDE au CERN [Let1997] soit par des neutrons comme dans les réacteurs nucléaires ou par des deutons comme ce sera le cas à SPIRAL2. Une méthode alternative pour induire la fission de ^{238}U a été évoquée par W. T. Diamond [Dia1999]. Ce processus consiste à arrêter un faisceau d'électrons dans un convertisseur métallique pour générer un spectre continu de photons gammas dont l'émission angulaire est anisotrope. Les photons issus de ce rayonnement Bremsstrahlung sont émis vers l'avant. Ceux ayant une énergie supérieure au seuil de fission de ^{238}U soit 6 MeV peuvent être utilisés pour induire la fission. Par ses calculs, Diamond évoque la possibilité d'induire plus de 10^{13} fissions/s avec un faisceau d'électrons de 30 MeV et une puissance de 100 kW. Les résultats expérimentaux obtenus par Yu. Ts. Oganessian [Oga2002], puis par l'équipe avec laquelle j'ai effectué ce travail de thèse [Ibr2002] valident ces estimations. Dans un test de faisabilité, l'IPNO a utilisé le pré-injecteur de LEP au CERN pour produire un faisceau d'électrons de 50 MeV d'énergie et de 50 nA d'intensité. Ici, ce dernier est arrêté dans une cible de graphite portée à $1800^\circ C$ contenant 23 g d'uranium sous forme de carbure. Les produits de photofission sont ralentis, arrêtés et neutralisés dans cette cible épaisse. Seuls les gaz rares peuvent diffuser hors de la cible puis à travers un tube de 8 m en acier inoxydable jusqu'à un doigt froid porté à 12 K où ils sont collectés. La production des gaz rares radioactifs a été mesurée par spectroscopie γ . Ces mesures indiquent une production de ^{89}Kr et de ^{138}Xe de l'ordre de 10^7 atomes/s/ μA électrons. Ces résultats correspondent aux calculs faits avec la même configuration de cible [Ibr2002]. La figure III.4(a) représente le spectre en énergie des rayonnements gamma générés par le rayonnement de freinage pour des faisceaux électrons allant de 10 à 45 MeV. La section efficace d'absorption photonique totale de ^{238}U présente un pic de résonance dipolaire géante (GDR) aux alentours de 15 MeV représentée sur la même figure III.4(a). Cette résonance correspond au recouvrement de trois termes qui sont la section efficace photon - neutron ($\gamma;n$), la section efficace photon - 2 neutrons ($\gamma;2n$) et la section efficace de photofission ($\gamma;f$). Seuls les photons ayant une énergie supérieure à 6 MeV participent à la fission de ^{238}U . Le rendement est déterminé à partir de la convolution des courbes d'intensité des photons gammas et de la section efficace de photofission. Il est représenté sur la figure III.4(b). Cette figure révèle que le rendement croît assez rapidement jusqu'à atteindre une saturation à partir de 45 MeV et montre qu'une énergie de 50 MeV pour

le faisceau d'électrons devant induire la photofission est optimale.

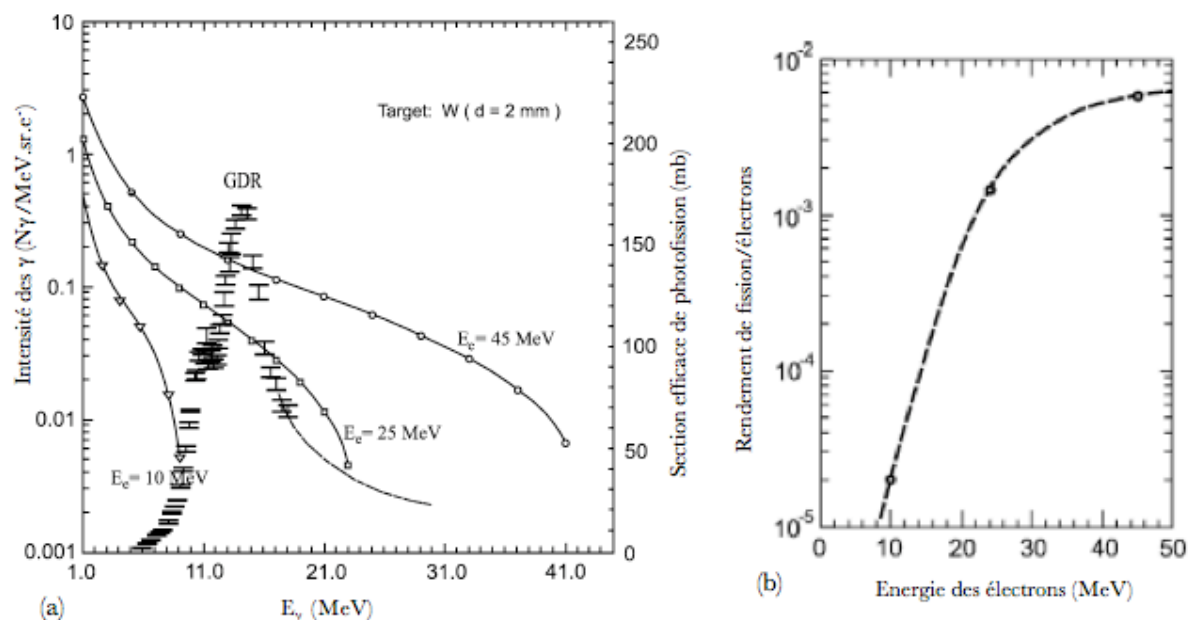


FIGURE III.4: (a) Les courbes continues représentent le spectre d'émission des γ par électron pour des énergies d'électrons incidents de 10, 25 et 45 MeV. Les points expérimentaux avec l'échelle de droite représentent l'évolution de la section efficace de photofission de ^{238}U en fonction de l'énergie des γ . (b) Rendement de photofission en nombre de fissions par électron incident [Oga2002].

La photofission présente plusieurs avantages. Premièrement, la distribution des isotopes produits par ce processus est particulière. En effet, C. M. Zöller [Zol1995] expose dans sa thèse que la fission de ^{238}U perd en asymétrie avec l'énergie d'excitation de l'uranium (fig. III.5). Or les photons intervenant dans la fission de l'uranium sont ceux dont l'énergie correspond au pic de la section efficace de photofission. L'énergie du pic d'excitation du noyau d'uranium est de l'ordre de ~ 15 MeV. A cette énergie, la fission induite reste asymétrique.

Deuxièmement, tout comme la fission induite par neutrons et contrairement à celle induite par particules chargées de haute énergie, cette méthode ne produit pas de réaction de spallation, ni de fragmentation. Ceci implique que la production d'isotopes déficients en neutrons n'est pas favorisée.

Troisièmement, la technologie de production de faisceaux d'électrons de grande intensité a un coût minime.

Finalement, le faisceau peut être facilement manipulé pour répartir au mieux la puissance déposée dans la cible.

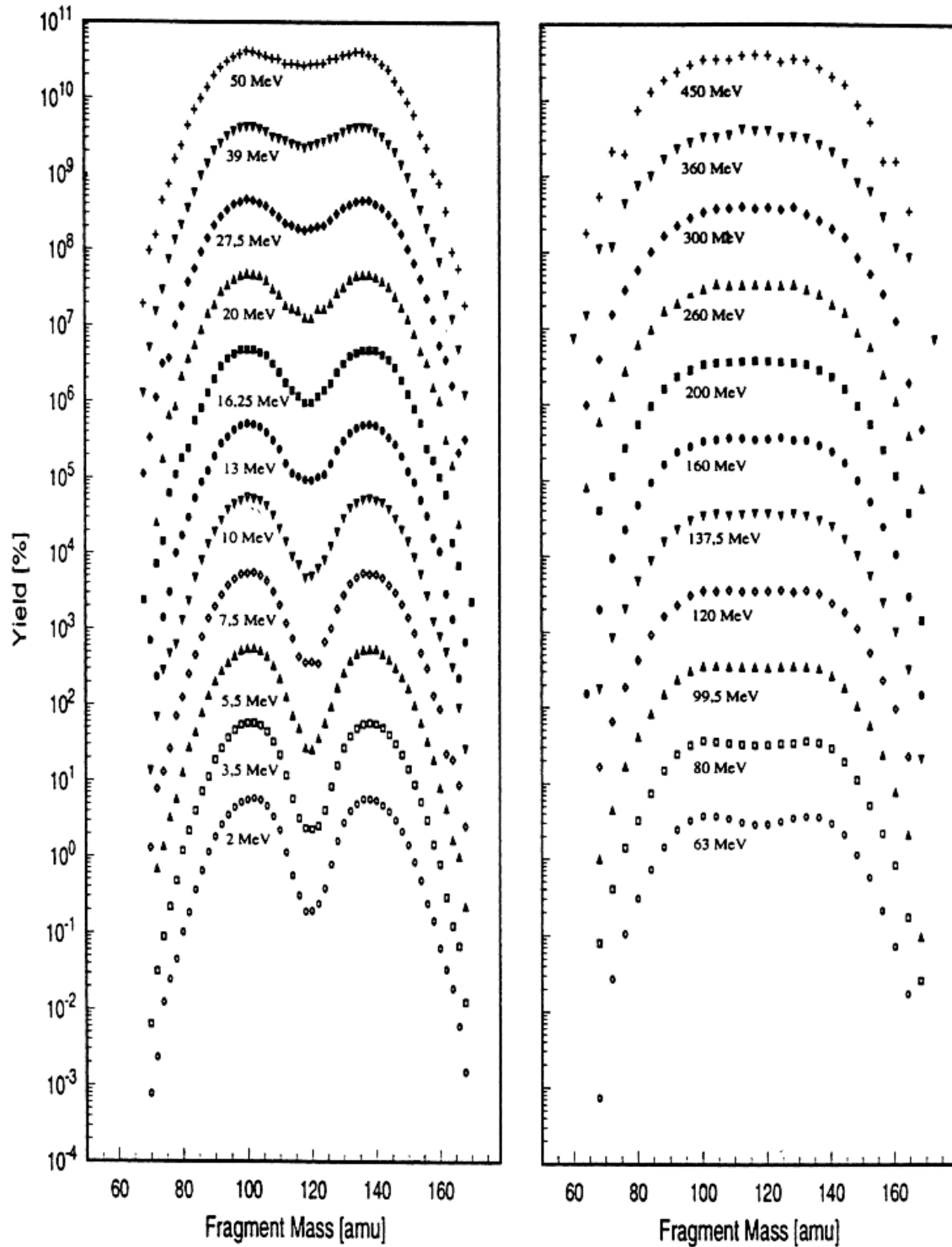


FIGURE III.5: Distribution des fragments de fission en fonction de l'énergie d'excitation de ^{238}U [Zol1995].

III.4 L'ensemble cible-source (ECS)

III.4.a La cible

Le faisceau d'électrons issu des deux dipôles vient heurter la cible de carbure d'uranium (UC_x). Les électrons émettent essentiellement des gammas issus du rayonnement Bremsstrahlung dans les premiers centimètres de la cible. Ce sont ces photons qui vont induire le phénomène de fission [Mah2006]. Les cibles de UC_x utilisées à ALTO sont issues de R&D réalisés à ISOLDE pour la future installation SPIRAL2 et sont fabriquées à l'IPN d'Orsay. Elles sont chacune constituées de 143 pastilles de UC_x de 14 mm de diamètre pour un total de 70 g de ^{238}U ayant une densité de $3,36 \text{ g/cm}^3$. La cible est placée dans un conteneur cylindrique en graphite. Ce cylindre est lui-même logé dans un four cylindrique en tantale de 20 cm de long et d'une épaisseur de quelques millimètres (fig.III.6). Le chauffage de la cible est assuré par effet joule pour atteindre une température de l'ordre de 2000°C . La puissance électrique nécessaire à ce chauffage ohmique est de l'ordre du kilowatt. Ceci implique que les matériaux doivent résister à des intensités s'élevant à 700 A et à des températures allant jusqu'à 2000°C . Les produits de fission issus de la photofission vont traverser la cible par des processus de diffusion. Au milieu du four cylindrique, une ouverture de 8 mm est aménagée. Un tube de transfert est soudé sur cette ouverture afin de permettre l'effusion des éléments produits jusqu'à la source d'ionisation.

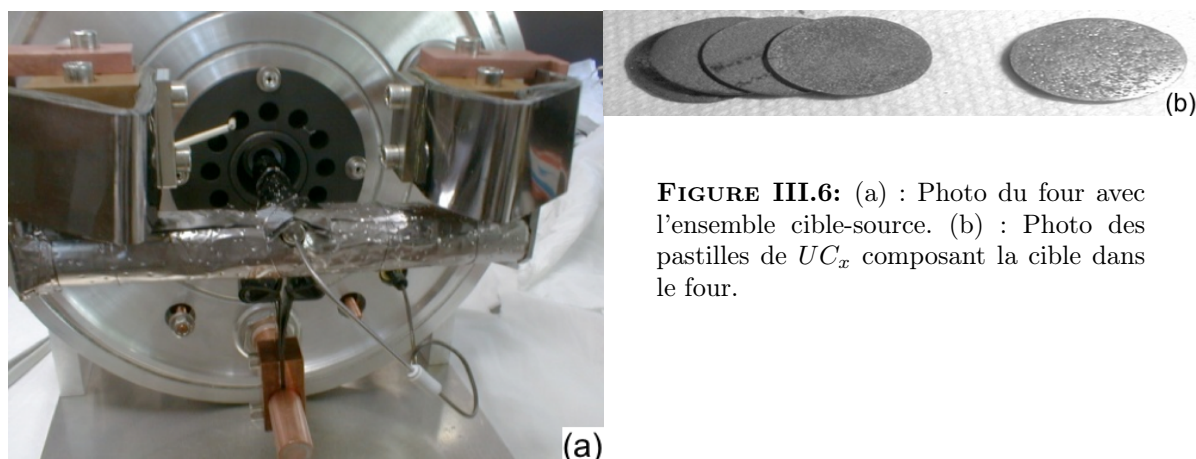


FIGURE III.6: (a) : Photo du four avec l'ensemble cible-source. (b) : Photo des pastilles de UC_x composant la cible dans le four.

III.4.b Les sources d'ionisation

Il existe trois types de dispositifs d'ionisation qui seront utilisés à ALTO : les sources à plasma chaud, les sources à ionisation de surface et les sources laser. Dans les sous-sections suivantes, nous décrirons le principe de chacun de ces dispositifs (fig. III.7).

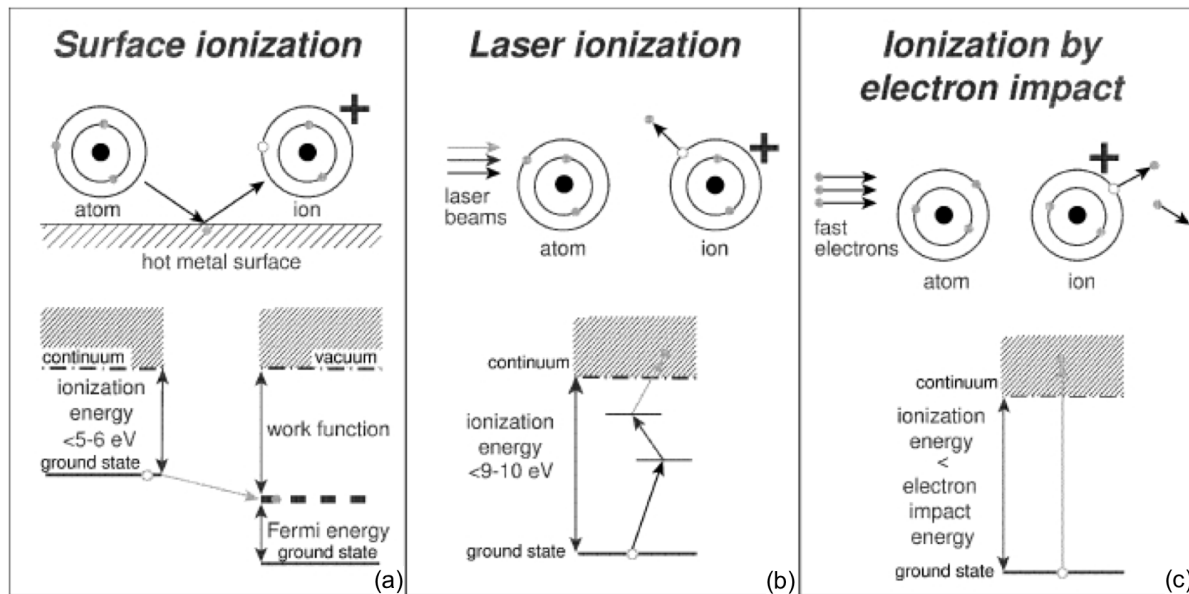


FIGURE III.7: Schémas des différentes méthodes d'ionisation mises en oeuvre à ALTO [Kös2002]

III.4.b.i La source d'ionisation à plasma chaud :

Le premier type de source est une source à plasma chaud référencée ici sous le nom MK5-ISOLDE [Sun1992](figure III.8). Son fonctionnement est basé sur le principe FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge [Kis1976]). Sa température peut être portée à $1900^{\circ} C$. L'ensemble de la source est chauffé par un courant électrique qui passe par le circuit fermé composé du tube de transfert, de l'anode, de la cathode et du support de la cible. L'anode est un cylindre porté à une tension de 100 à 200 V fabriqué en molybdène. Un vide de 10^{-4} bar y est maintenu. Une grille de graphite compose l'extrémité de l'anode qui est face à la cathode. Les électrons passent à travers les trous de la grille dans l'anode et forment un arc électrique. La cathode est un cylindre de tantale, relié à la masse. Les atomes passent à travers pour atteindre la chambre à décharge. La distance entre l'anode et la cathode est de quelques millimètres. C'est la différence de potentiel entre la cathode et l'anode qui crée un flux d'électrons qui arrache des électrons aux fragments de fissions issus de la cible (fig. III.7c). La majorité des produits de fission sortent de la source en étant ionisés une fois. Cependant, ce type de source ne peut atteindre que 50% d'efficacité pour les éléments au dessus de l'argon [Kir1996]. De plus, ce dispositif n'est pas sélectif, il ionise tous les types d'éléments. Les mesures de productions faites à ALTO par M. Lebois [Leb2008] sont un exemple d'utilisation de ce type de dispositif.

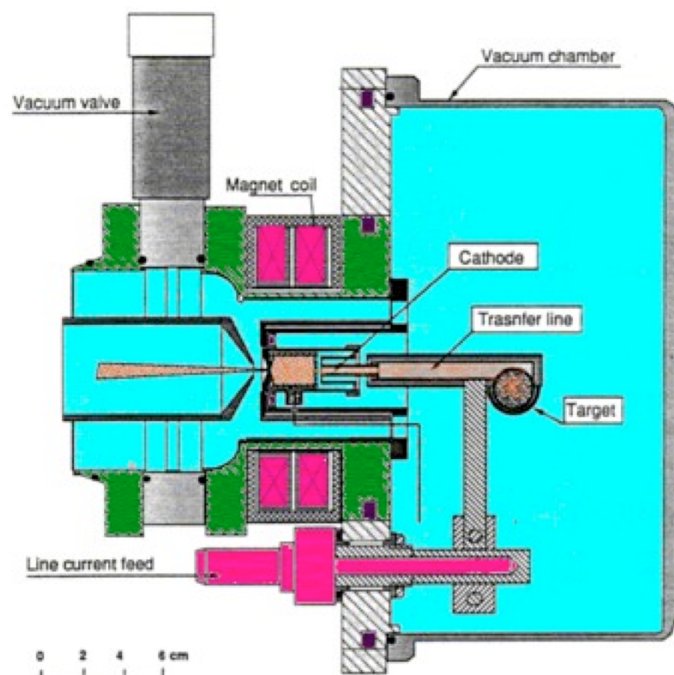


FIGURE III.8: Schéma technique de la source d'ions MK5. [Sun1992]

III.4.b.ii La source à ionisation de surface :

Le deuxième type de source est une source à ionisation de surface. Dans ce dispositif, il n'y a ni cathode, ni anode. La cathode est remplacée par un tube d'ionisation. Ce tube est fabriqué dans un matériau qui possède une fonction de travail (ou travail de sortie ϕ) importante ($>5\text{eV}$). Ce travail de sortie correspond à l'énergie minimum nécessaire pour arracher un électron depuis le niveau de Fermi d'un métal jusqu'à un point situé hors du métal à l'infini. Quand un atome possédant un faible potentiel de première ionisation W_i ($W_i < 6\text{eV}$) vient heurter la surface chaude (aux alentours de 2000°C) de ce type de tube d'ionisation, il a une grande probabilité de fournir son électron de valence au métal (fig. III.7a). Il est alors ionisé positivement $1+$. Ce processus est appelé ionisation positive de surface. Un processus antinomique existe : l'ionisation négative de surface. Il s'effectue pour des éléments dont l'affinité électronique est grande et qui touchent la surface chaude d'un matériau dont la fonction de travail est faible. Le tube d'ionisation a généralement un diamètre interne de 3 mm et une longueur de 3 cm. Le tube est chauffé indépendamment par effet joule. Les avantages de ce type de source sont sa simplicité par rapport aux autres types de source et sa sélectivité. En effet, les sources à ionisation de surface ne permettent l'ionisation que des alcalins comme le césium qui ont un potentiel d'ionisation faible (fig. III.9). L'efficacité d'ionisation de ce type de source varie selon la loi de Saha-Langmuir qui prédit un taux en $\exp\left(-\frac{W_i - \phi}{kT}\right)$, k étant la constante de Boltzmann et T la température de la surface en Kelvin. L'efficacité pour les alcalins varie entre 50% et 100% [Kir1990]. Pour le gallium qui n'est pas un alcalin, l'efficacité a été mesurée à ISOLDE à 0,7%. Cette faible efficacité d'ionisation pour le gallium est la conséquence de sa haute température d'ébullition qui est de 2204°C alors que celle des alcalins est inférieure à 1342°C (température d'ébullition du lithium). Pour le césium, cette température est de 671°C .

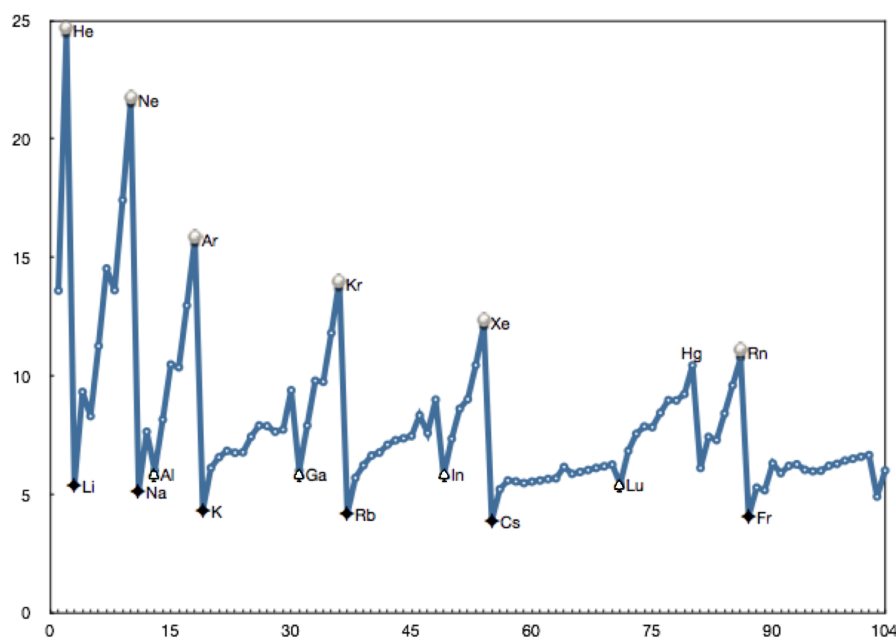


FIGURE III.9: Graphique représentant l'évolution de l'énergie de première ionisation en fonction du numéro atomique. Les gaz rares sont indiqués par des sphères. Les losanges noirs indiquent les alcalins. Les pics blancs indiquent les éléments non-alcalins pouvant être ionisés par une source d'ionisation de surface.

III.4.b.iii La source d'ionisation laser :

Le dernier type de source d'ionisation présente à ALTO est une source d'ionisation laser qui est développée dans le cadre de cette thèse. Dans cette sous-section, nous décrivons sommairement la source laser. Nous reviendrons en détail sur ce dispositif dans le chapitre 4 dédié à l'utilisation d'une source laser à ALTO. Cette source est basée sur la méthode d'ionisation résonante. La méthode a été développée pour la spectroscopie par ionisation résonante (RIS) dans le cadre des recherches sur l'effet Jesse [Jes1955][Hur1979]. La méthode RIS est basée sur l'ionisation par absorption d'un ou plusieurs photons (photoionisation) provenant de faisceaux lasers. Dans ce processus, l'absorption par un atome d'un ou plusieurs photons éjecte un électron du cortège électronique de cet atome. Dans une source d'ionisation laser, on utilise usuellement ce processus en deux ou trois étapes laser (fig. III.7b). Dans le cas à deux étapes, le premier faisceau laser est accordé sur la fréquence de la transition résonante d'un atome dans un état donné (généralement son état fondamental) vers un autre état intermédiaire. Une deuxième impulsion laser vient alors photoioniser cet atome dans cet état intermédiaire. Dans le cas à trois étapes, la méthode démultiplie les états intermédiaires. Du point de vue mécanique, le corps de la source en sortie de cible est le même que pour une source à ionisation de surface. Cette méthode offre deux grands intérêts. Le premier est qu'elle permet de produire des faisceaux d'ions radioactifs très purs. En effet, les schémas de niveaux électroniques entre éléments chimiques sont très différents. Le choix judicieux de la combinaison des lasers rend l'ionisa-

tion laser spécifique à un seul élément. De cette manière nous pouvons produire des faisceaux d'ions d'une grande sélectivité. Le second intérêt est qu'elle peut permettre d'obtenir une bonne efficacité. Pour cela, des lasers intenses et à haute cadence doivent être utilisés. De plus, les faisceaux de lumière sont tenus de recouvrir correctement de manière spatiale et temporelle le faisceau atomique. Ainsi les atomes sont confinés dans un espace (le tube d'ionisation) pendant la durée de l'interaction des lasers. Cependant le corps de source étant celui d'une source d'ionisation de surface, le tube d'ionisation est chauffé par un système à effet joule indépendant. Ainsi, les éléments de faibles potentiels d'ionisation peuvent être ionisés au contact du tube et venir contaminer notre faisceau pur d'atomes photoionisés. Nous pouvons toutefois diminuer la température du four, mais c'est au risque de diminuer l'effusion des éléments d'intérêt à travers le tube.

Toutes ces sources d'ions ont en sortie une électrode d'extraction portée à un potentiel de 30 kV. Ainsi, les fragments de fission ionisés sont soumis à ce potentiel qui leur permet d'être transportés vers le séparateur de masse.

III.5 Le séparateur PARRNe

Le dernier élément constituant l'installation ISOL du pôle ALTO est le séparateur de masse PARRNe. Il est isolé du bunker de l'ECS par un mur de béton de 1,5 m d'épaisseur (voir figure III.1) et de la salle d'expérience par un second mur de 20 cm d'épaisseur (non représenté sur la figure III.1). Ces murs permettent pour les expériences de s'isoler du bruit de fond gamma et neutron dû à l'activité apportée par la cible ou accumulée dans l'aimant. Le faisceau sortant de la cible avec une énergie E de 30 keV et une grande qualité optique, est focalisé afin de se trouver dans les meilleures conditions de transmission à l'entrée de l'aimant pour obtenir la résolution en masse optimale en sortie du séparateur. L'électroaimant de PARRNe provient du séparateur ISOCELE [Par1981]. Cet électroaimant dipolaire en forme de H sépare en masse les ions provenant de l'ensemble cible-source. Son champ magnétique B est homogène et ajustable, son angle de déviation est de 65° et son rayon de courbure ρ est de 60 cm. La sélection des masses est proportionnelle au nombre de masse A des noyaux et inversement proportionnelle à la charge $q * e$ de l'ion ($\rho * B = \frac{\sqrt{2 * E * M}}{q * e}$, où M est la masse de l'isotope considéré). Les ions étant chargé $1+$, l'aimant les sépare en masse. Le faisceau d'intérêt est sélectionné par une fente située au plan focal, puis refocalisé. La séparation Δx entre deux faisceaux de masses m et $m + \Delta m$ s'exprime selon l'égalité : $\Delta x = D * \frac{\Delta m}{m}$, où D est la dispersion de cet aimant. D étant égale à 1370 mm, la séparation des masses 100 et 101, par exemple, est de 13,7 mm. Après séparation, les ions sont acheminés jusqu'au dispositif expérimental.

L'expérience de décroissances β faisant l'objet de cette thèse est discutée aux chapitres 4 et 5. Elle a été réalisée auprès de l'installation ISOL du pôle ALTO. L'accélérateur linéaire fonctionnait à intensité nominale, l'ECS choisi était une source d'ionisation de surface. Avant de détailler cette expérience, nous allons revenir plus précisément sur le dispositif laser.

Chapitre IV

Utilisation d'une source à ionisation laser à ALTO

Les recherches de physique nucléaire s'orientent de plus en plus vers les noyaux exotiques dont les propriétés contraignent fortement les modèles nucléaires construits à partir des propriétés des noyaux stables. Cependant les sections efficaces de production des noyaux exotiques diminuent rapidement à mesure que l'on augmente l'exotocité des noyaux produits. L'utilisation de procédés sélectifs et efficaces devient nécessaire pour séparer ces noyaux exotiques des autres éléments. De plus, les durées de vie de ces noyaux loin de la stabilité diminuent à mesure que leur "exotocité" augmente, ces procédés en plus d'être sélectifs et efficaces doivent être rapides pour éviter des pertes dues à la décroissance. Un type de source d'ions répondant à ces conditions est une source dite "d'ionisation laser résonante", décrite dans ce chapitre. A ALTO, nous développons ce type de source pour produire des faisceaux purs d'ions radioactifs. Pour cela, il a été installé, au premier étage de l'aire expérimentale de l'accélérateur linéaire d'ALTO, un système laser permettant de produire suffisamment de lumière accordable pour faire fonctionner une source laser.

La méthode d'ionisation résonnante par laser (RIS), sur laquelle repose la source d'ionisation laser, est basée sur l'éjection d'un électron du cortège électronique d'un atome par l'absorption d'un ou plusieurs photons : c'est la photoionisation d'atomes par faisceaux laser. Dans l'ionisation d'un atome par deux photons, un premier faisceau lumineux est accordé sur la fréquence de la transition résonnante d'un état donné (généralement l'état fondamental électronique) vers un état intermédiaire. L'atome est ensuite photoionisé à partir de cet état intermédiaire grâce à une deuxième impulsion laser. Cette méthode offre deux grands avantages : la sélectivité et l'efficacité d'ionisation. La sélectivité d'ionisation des atomes est due au choix de la combinaison de fréquences laser pour ioniser les atomes d'un élément choisi. Le choix judicieux de cette combinaison évite l'ionisation d'autres atomes. L'efficacité d'ionisation sera maximale si tout

atome dans son état fondamental exposé au flux laser est ionisé. Ce sera le cas si le nombre de photons par unité de surface et par unité de temps du faisceau laser appelé "flux" et si le nombre de photons par unité de surface appelé "fluence" respectent certaines conditions.

Nous allons étudier les conditions nécessaires dites "de saturation" pour qu'un processus laser résonnant fonctionne. Puis, nous nous intéresserons à l'efficacité d'une source laser. Les schémas d'ionisation du cuivre et du gallium seront décrits. Ensuite, le système laser installé à ALTO sera présenté. Nous finirons par la description du test d'ionisation laser des atomes de cuivres stables qui eut lieu à ALTO.

IV.1 Conditions de saturation

L'étude des conditions de saturation d'un processus résonnant et de son efficacité sera faite dans le cas d'une photoionisation en deux étapes. Une photoionisation en deux étapes se produit lorsque l'atome est ionisé après deux excitations laser successives. L'état de départ sera l'état fondamental de l'atome. La saturation d'un processus résonnant est atteinte lorsque chaque atome de l'élément sélectionné est converti en paires électron-ion (ion positif) durant la durée d'impulsion lumineuse. Un processus RIS simple se décompose en deux étapes. Une première étape d'excitation pendant laquelle un faisceau laser pulsé de fréquence ν_1 excite un atome dans son état fondamental 0 vers un état excité 1. Le taux de transition d'excitation est caractérisé par le produit du flux Φ_1 de ce premier faisceau lumineux et de la section efficace d'absorption σ_{01} . Les atomes dans l'état 1 peuvent se désexciter vers l'état 0 de manière spontanée avec un taux Γ_{01} . Le taux de transition de désexcitation stimulée des atomes de l'état 1 vers le fondamental 0 est caractérisé par le produit du flux Φ_1 avec la section efficace d'émission spontanée σ_{10} . La désexcitation des atomes dans l'état 1 vers d'autres niveaux est représentée par un taux de fuite $\beta = \frac{1}{\tau}$ avec τ la durée de l'impulsion laser. La deuxième étape se déroule quand les atomes dans l'état 1 peuvent passer dans le continuum d'ionisation (ils deviennent alors des ions) par l'absorption d'un deuxième photon de fréquence ν_2 . Comme pour la première étape, le taux d'ionisation est donné par le produit du flux Φ_2 de photons du deuxième faisceau lumineux et de la section efficace d'ionisation σ_i . La figure IV.1 présente le schéma d'un processus RIS en deux étapes.

Pendant l'irradiation laser, la population de l'état 1 augmente au détriment de celle de l'état 0. L'équilibre entre l'excitation stimulée de l'état 1 vers le continuum se produit après $\sim 10^{-9}s$. Les deux grandeurs caractérisant la saturation sont la fluence et le flux de photons. La variation du nombres d'atomes dans les états 0 et 1 et celle du nombre d'ions produits peuvent s'écrire [Hur1979] :

$$\frac{dn_0}{dt} = -n_0\Phi_1\sigma_{01} + \Gamma_{01}n_1 + \frac{n_1\Phi_1\sigma_{10}}{g} \quad (\text{IV.1})$$

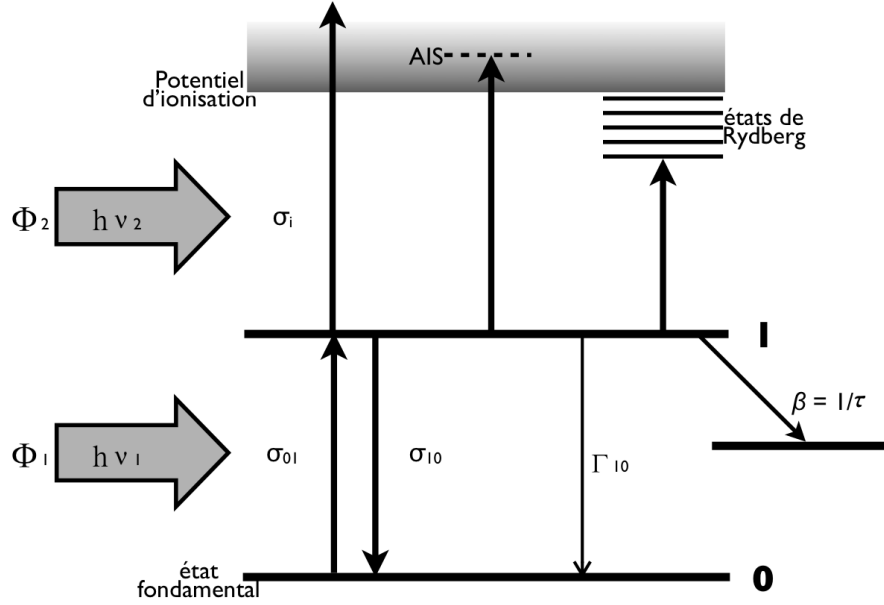


FIGURE IV.1: Schéma d'une photoionisation en deux étapes

$$\frac{dn_1}{dt} = -n_0\Phi_1\sigma_{01} - n_1\Phi_1\sigma_{10} - \Gamma_{01}n_1 - \beta n_1 - \sigma_i\Phi_2n_1 \quad (\text{IV.2})$$

$$\frac{dn_i}{dt} = \sigma_i\Phi_2n_1. \quad (\text{IV.3})$$

$g = \frac{g_1}{g_0}$, g_0 et g_1 sont respectivement les poids statistiques du niveau fondamental et du niveau excité. Si on considère que le flux Φ_1 est assez intense pour saturer la transition entre les niveaux 0 et 1, l'équation IV.2 de la population n_1 devient :

$$\frac{dn_1}{dt} = -n_0\Phi_1\sigma_{01} - n_1\Phi_1\sigma_{10} - \Gamma_{01}n_1 - \beta n_1 - \sigma_i\Phi_2n_1 = 0 \quad (\text{IV.4})$$

$$n_1 = \frac{\sigma_{01}\Phi_1n_0}{\frac{\sigma_{10}\Phi_1}{g} + \beta n_1 + \Gamma_{01} + \sigma_i\Phi_2n_1} \quad (\text{IV.5})$$

Le taux d'ionisation devient alors :

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{\sigma_{01}\Phi_1n_0}{1 + \frac{(\sigma_{10}\Phi_1/g) + \beta + \Gamma_{01}}{\sigma_i\Phi_2}} \quad (\text{IV.6})$$

Les sections efficaces d'absorption et d'émission stimulées sont comparables et grandes devant celle d'ionisation. Dès que le flux est suffisant, l'état 1 commence à se peupler. Pour ioniser cette population, il est nécessaire que le flux d'ionisation soit prépondérant sur les décroissances spontanées :

$$\sigma_i \Phi_2 \gg \frac{\sigma_{10} \Phi_1}{g} + \beta + \Gamma_{01}, \quad (\text{IV.7})$$

c'est la condition de flux. L'équation IV.6 devient $\sim \sigma_{01} \Phi_1 n_0$. Pour obtenir une ionisation totale de la population de l'état 1 durant la durée T de l'impulsion, il est nécessaire que la durée moyenne d'ionisation soit courte devant la durée de l'impulsion laser, autrement dit, que l'impulsion contienne assez de photons pour ioniser toute la population dans l'état 1. Il faut alors que la fluence soit optimisée telle que :

$$\int \Phi_1 dt \gg \frac{1}{(\sigma_{01} + \sigma_{10})^2} \quad (\text{IV.8})$$

$$\int \Phi_2 dt \gg \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (\text{IV.9})$$

La condition du flux est relativement facilement réalisable grâce à la section efficace d'absorption assez grande de l'état intermédiaire. En revanche, la condition de fluence dépend entre autre de l'utilisation de lasers adéquats ainsi que de la combinaison de faisceaux lumineux et du mode d'ionisation de l'état intermédiaire sélectionné. Dans la section suivante, les différents modes d'ionisation seront décrits, ainsi que le choix du type d'ionisation qui a été sélectionné pour ioniser les atomes de cuivre et de gallium.

IV.1.a Choix du schéma de niveaux d'ionisation

Comme il a été mentionné précédemment, il existe une multitude de combinaisons de longueurs d'onde pouvant ioniser un élément. Ces combinaisons peuvent être regroupées en trois types de schémas d'ionisation qui peuvent être classés selon la transition d'ionisation. La figure IV.2 représente les trois modes d'ionisation.

Ionisation vers le continuum :

Dans le cas d'une ionisation vers le continuum, la transition ionisante est une étape non résonnante. La section efficace de la transition d'ionisation non résonnante dans le continuum est très faible ($\sigma = 10^{-17} - 10^{-18} \text{cm}^2$). L'efficacité d'ionisation dépend très fortement de l'énergie du faisceau laser de cette étape. L'énergie minimale requise du faisceau lumineux ionisant est de l'ordre de quelques mJ/impulsion. Cette énergie est satisfaite par la plupart des lasers pulsés existants. L'ionisation vers le continuum est généralement utilisée lorsque les états auto-ionisants ne sont pas connus ou trop étroits.

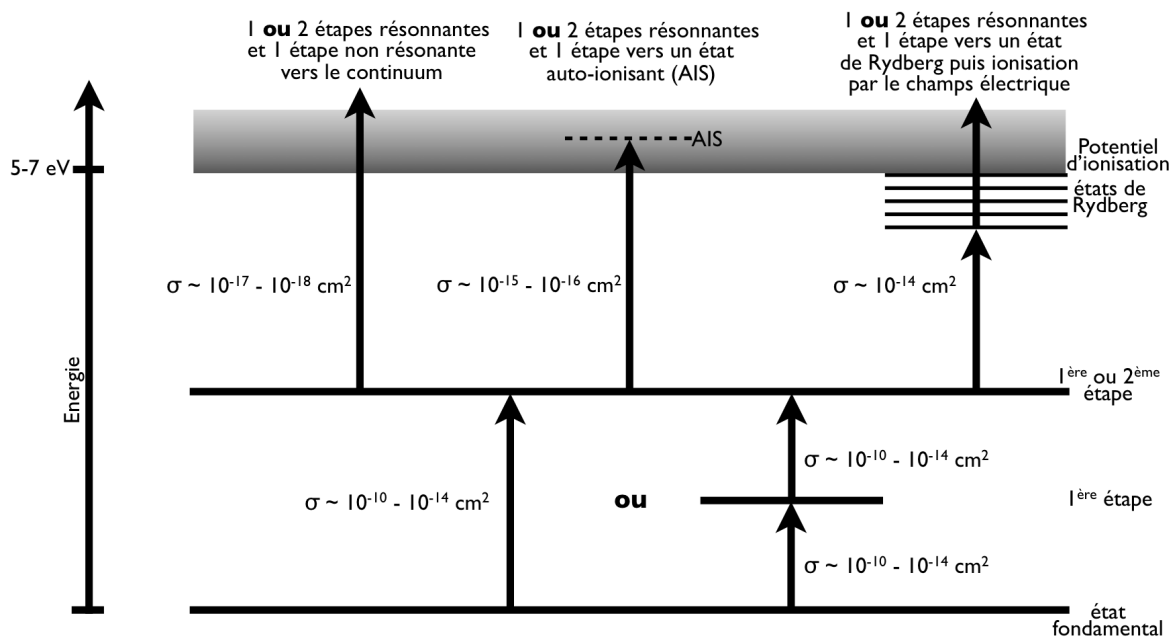


FIGURE IV.2: Schéma des différentes méthodes d'ionisation et les sections efficaces correspondantes.

Ionisation vers un état auto-ionisant (AIS) :

Dans le cas d'une ionisation vers un état auto-ionisant, la transition ionisante est résonnante. Sa section efficace est plus élevée ($\sigma = 10^{-15} - 10^{-16} \text{ cm}^2$). Dans ce type d'ionisation, deux électrons sont excités simultanément vers un niveau au delà du potentiel d'ionisation W_i . L'un des deux électrons est alors éjecté tandis que l'autre est désexcité vers un niveau de plus basse énergie (le niveau fondamental ou un niveau excité) de l'ion formé. Cette désexcitation ionisante a une durée de vie de $\sim 10^{-15} - 10^{-10} \text{ s}$. Tous les éléments possèdent des états AIS plus ou moins étroits. La connaissance de ces états est limitée à peu d'éléments ce qui rend leur utilisation difficile car les états auto-ionisants sont parfois très fins en fréquence et nécessitent l'utilisation de lasers à haute résolution.

Ionisation vers un état de Rydberg :

Le dernier cas est celui d'une ionisation vers un état de Rydberg [Fri1990][Rad1985]. Les transitions vers ces états ont des sections efficaces très grandes ($\sigma = 10^{-14} \text{ cm}^2$). Cependant pour permettre l'ionisation de l'atome, l'application d'un champ électrique statique ($\sim 10 \text{ kV/cm}$) est nécessaire pour déplacer par effet Stark les niveaux de Rydberg vers le continuum [Amb1975] [And1986] [Wor1978]. La nécessité d'utilisation d'un champ électrique fort pour induire l'effet Stark rend cette méthode difficile à mettre en œuvre.

Schémas d'ionisation du cuivre et du gallium :

Pour ioniser le cuivre, nous avons utilisé un schéma de type deux étapes-deux couleurs avec état auto-ionisant. Pour la transition d'excitation résonnante du niveau fondamental $3d^{10}4s\ ^2S_{1/2}$ vers le niveau $3d^{10}4p\ ^2P_{1/2}$, la longueur d'onde utilisée est de 327,4 nm. Pour la transition d'ionisation du niveau $3d^{10}4p\ ^2P_{1/2}$ vers le niveau auto-ionisant $3d^94s5s\ ^2D_{3/2}$, une longueur d'onde de 287,9 nm a été appliquée (fig.IV.3).

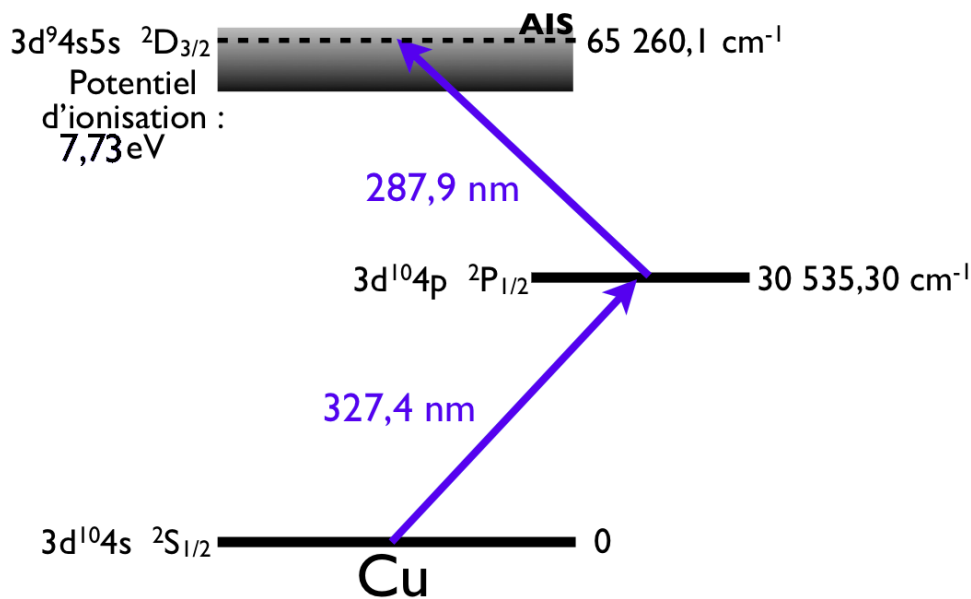


FIGURE IV.3: Schéma d'ionisation du cuivre utilisé à ALTO.

Si nous prenons comme exemple des lasers d'une cadence f de 10 kHz ayant les longueurs d'onde 288 nm et 327 nm, le flux, l'intensité, l'énergie par impulsion, la puissance laser crête et la puissance laser moyenne nécessaires à l'ionisation des atomes de cuivre peuvent être calculés. Chacun des faisceaux laser a une largeur d'impulsion τ de 80 ns et un diamètre D de 3 mm. Nous connaissons aussi les ordres de grandeurs des sections efficaces σ avec la figure IV.2 et la valeur d'un quanta d'énergie $\frac{hc}{\lambda}$. Pour les faisceaux laser considérés, nous pouvons alors calculer :

- le flux de photons Φ par $\frac{1}{\sigma \cdot \tau}$.
- l'intensité de saturation I par $\phi \cdot \frac{hc}{\lambda}$.
- l'énergie par impulsion par I/f .
- la puissance laser crête nécessaire par $I \cdot A$, avec $A = \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2$
- la puissance moyenne nécessaire par $I \cdot A/f$.

Ces caractéristiques faisceaux sont présentées dans le tableau IV.1.

Transition	excitation résonnante	Auto-ionisante
Longueur d'onde (nm)	327	288
Section efficace (cm ²)	10 ⁻¹⁰ – 10 ⁻¹⁴	10 ⁻¹⁵ – 10 ⁻¹⁶
Temps de vie (s)	~ 10 ⁻⁹	10 ⁻¹⁰ – 10 ⁻¹⁵
Flux (photons.cm ⁻² .s ⁻¹)	10 ¹⁷ – 10 ²¹	10 ²² – 10 ²³
Intensité (W/cm ²)	9,7 10 ⁻³ – 97	1,1 10 ³ – 1,1 10 ⁴
Energie par impulsion (J/cm ²)	9,7 10 ⁻⁷ – 9,7 10 ⁻³	0,11 – 1,1
Puissance laser crête(W)	7 10 ⁻⁴ – 7	80 – 800
Puissance laser moyenne(W)	7 10 ⁻⁸ – 7 10 ⁻⁴	8 10 ⁻³ – 8 10 ⁻²

TABLE IV.1: Caractéristiques des faisceaux lasers pour l'ionisation du cuivre. Les sections efficaces sont prises de [Hur1994].

L'excitation de la transition de la première étape a une plus grande section efficace que celle de la transition auto-ionisante. La puissance nécessaire à l'ionisation est donc plus grande. La section efficace d'excitation de la transition de la première étape varie de 10⁻¹⁰ à 10⁻¹⁴ cm² en fonction de l'état initial, de l'état final et de l'élément à ioniser. En considérant cet écart dans cette section efficace, la puissance laser nécessaire calculée a une gamme de quatre ordres de grandeur. Pour un tube de 3 mm de diamètre, la puissance moyenne nécessaire à l'étape d'excitation est inférieure à 1 mW et celle nécessaire à l'étape ionisante d'environ 100 mW. Leur saturation doit alors être facilement accessible.

Pour le gallium, le schéma d'ionisation (fig.IV.4) prévu est du type deux étapes-deux couleurs sans état auto-ionisant. La transition d'excitation du niveau fondamental 4s²4p ²P_{1/2} vers le niveau 4s²4d ²D_{3/2} correspond à la longueur d'onde 287,4 nm. L'étape d'ionisation du niveau 4s²4d ²D_{3/2} vers le continuum utilise une longueur d'onde de 532 nm. En considérant les mêmes caractéristiques des lasers que celles du cuivre, nous avons calculé les valeurs du flux, de l'intensité des faisceaux, leur énergie et leur puissance nécessaire dans le tableau IV.2.

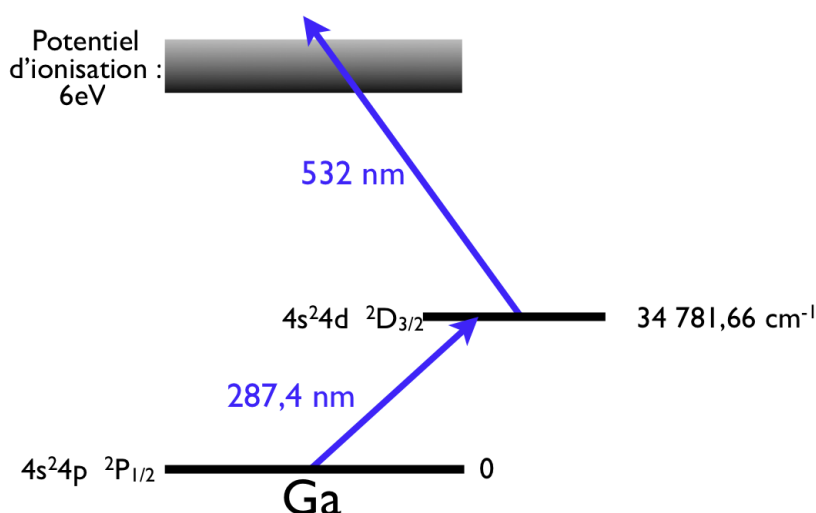


FIGURE IV.4: Schéma d'ionisation du gallium prévu à ALTO.

Transition	excitation résonnante	continuum
Longueur d'onde (nm)	287	532
Section efficace (cm^2)	$10^{-10} - 10^{-14}$	$10^{-17} - 10^{-18}$
Temps de vie (s)	$\sim 10^{-9}$	-
$I_{sat}(W/cm^2)$	0,001 – 1000	$10^3 - 10^9$
Flux ($photons.cm^{-2}.s^{-1}$)	$10^{17} - 10^{21}$	$10^{24} - 10^{25}$
Intensité (W/cm^2)	$1,1 \cdot 10^{-2} - 110$	$5,9 \cdot 10^4 - 5,9 \cdot 10^5$
Energie par impulsion (J/cm^2)	$1,1 \cdot 10^{-6} - 1,1 \cdot 10^{-2}$	5,9 – 59
Puissance laser crête(W)	$8 \cdot 10^{-4} - 8$	$4 \cdot 10^3 - 4 \cdot 10^4$
Puissance laser moyenne(W)	$8 \cdot 10^{-8} - 8 \cdot 10^{-4}$	0,4 – 4

TABLE IV.2: Caractéristiques des faisceaux lasers pour l'ionisation du gallium. Les sections efficaces sont prises de [Hur1994].

Comme pour le cuivre l'étape d'excitation résonnante nécessite moins de puissance laser que l'excitation vers le continuum. Cependant, il faut tout de même remarquer qu'une excitation auto-ionisante a une plus grande section efficace que cet autre type de transition ionisante. La puissance moyenne nécessaire pour saturer la transition d'excitation est inférieure à 1 mW et celle pour saturer la transition ionisante est de l'ordre de 4 W. La puissance nécessaire pour saturer l'ionisation vers le continuum est supérieure d'un facteur 50 à celle nécessaire pour saturer l'ionisation vers un état auto-ionisant.

Ces schémas d'ionisation ont permis d'obtenir $\geq 7\%$ d'efficacité pour l'ionisation du cuivre et 21% d'efficacité pour l'ionisation du gallium [Kös2002] à ISOLDE.

IV.1.b Efficacité et sélectivité d'une source d'ionisation laser

Même si les puissances des faisceaux lasers peuvent être maximisées pour convenir aux conditions de saturation, leur optimisation sera limitée par l'absorption lumineuse des optiques et la divergence du faisceau. Pour optimiser l'efficacité d'ionisation, la géométrie du tube d'ionisation doit être la plus adaptée possible pour assurer le confinement ainsi qu'un recouvrement maximal des faisceaux laser avec le faisceau d'atomes. Les études expérimentales de Mishin *et al.* [Mis1993] montrent que la géométrie optimale pour une source d'ions laser est un tube fin dont la longueur est $L = 10d$ avec d le diamètre du tube qui doit être $d \leq 3 \text{ mm}$. En s'affranchissant de l'ionisation de surface, l'efficacité de la source η_{source} est donnée par l'équation suivante [Fed2000] :

$$\eta_{source} = \frac{f_{laser} \cdot \eta_{photoion}}{f_{laser} \cdot \eta_{photoion} + \frac{2}{3} \frac{d \cdot \bar{v}}{L^2}}, \quad (\text{IV.10})$$

où f_{laser} est la fréquence de répétition du laser, $\bar{v} = \sqrt{\frac{8 k_B \cdot T}{\pi \cdot m}}$ la vitesse thermique moyenne des atomes portés à la température T , k_B la constante de Boltzmann et m la masse de l'atome. $\eta_{photoion}$ est la probabilité de photoionisation par impulsion (1,3%). Avec l'équation IV.10, l'estimation de l'efficacité de la source laser installée sur ALTO est supérieure à 6%.

Pour permettre une bonne diffusion dans le tube sans pour autant favoriser l'ionisation de surface, la température du tube doit être de l'ordre de 1800° C. Ainsi seuls les éléments réfractaires comme Ta, W, Nb, Re, ou leurs composés chimiques tels que les oxydes ou les carbures peuvent être utilisés comme matériau pour le tube d'ionisation. Pour choisir le matériau adéquat, il faut connaître sa réaction en fonction de la température. L'équation de Richardson-Duschman exprime la densité de courant électronique J maximum qui peut être émis d'une surface en fonction de la température T (en K), de A^* la constante effective de Richardson, de la constante de Boltzmann k_B et de la fonction de travail du matériau Φ :

$$J = A^* \cdot T^2 \cdot \exp - \frac{\Phi}{k_B T}. \quad (\text{IV.11})$$

Les matériaux ayant une fonction de travail élevée peuvent absorber les électrons des éléments en leur contact. Ces matériaux qui captent facilement un électron sont caractérisés par une affinité électronique faible. Le tableau IV.3 donne les valeurs de Φ , A^* et les températures des points de fusion T_f et d'ébullition T_e pour quelques matériaux. La variation du courant J pour ces matériaux en fonction de la température est tracée sur la figure IV.5.

Matériau	Φ (eV)	A^* (A cm ⁻² K ⁻²)	T_f (°C)	T_e (°C)
Zr	4,12	330	1855	4409
Ta	4,25	120	3017	5458
W	4,54	60	3422	5555
Re	4,96	120	3186	5596
Nb	4,19	120	2477	4744
TaC	3,14	0,3	3780	
CeO ₂	2,3	1	1950	
LaB ₆	2,7	29	2530	

TABLE IV.3: Fonction de travail et constante effective de Richardson pour quelques matériaux candidats pour un tube d'ionisation. [Ell1965] [Smi1992] [Shu1969]

Sur cette figure IV.5, nous remarquons que les éléments ayant une faible valeur de leur fonction de travail émettent plus d'électrons. Cette valeur élevée de la densité électronique implique que le potentiel plasma créé dans le tube [Huy1983] [Kir1981] est important et que l'efficacité d'extraction des photoions augmente [Mis1993]. Cela signifie que les électrons émis par le tube

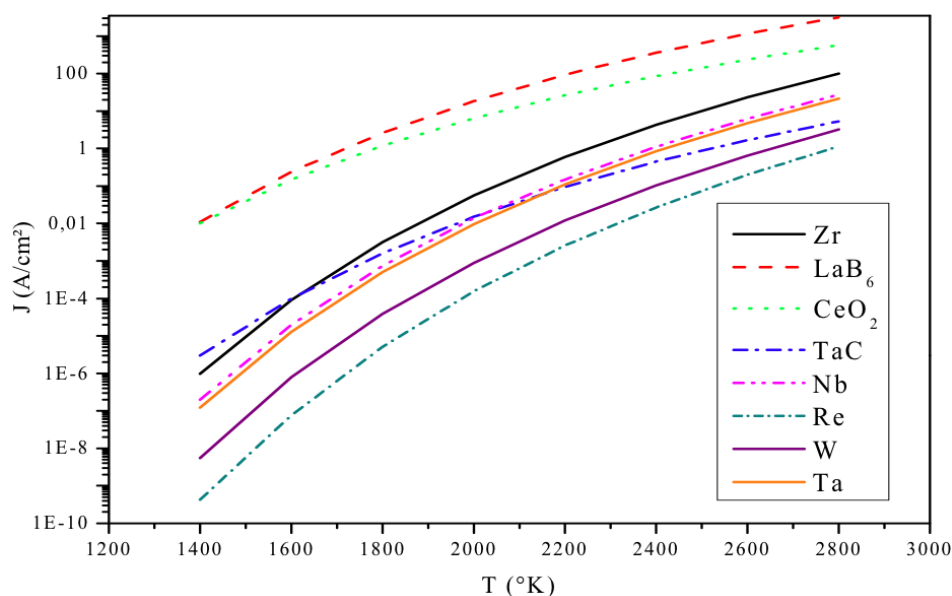


FIGURE IV.5: Variation du courant électronique J avec la température T pour les matériaux du tableau IV.3. [Sif2007]

vont faire barrière entre ce dernier et les ions produits. Les ions produits ne pourront pas se neutraliser par contact avec les parois du tube. Par ailleurs, nous pouvons aussi remarquer que les meilleurs matériaux pour constituer un tube d'ionisation sont CeO_2 et LaB_6 . Cependant, CeO_2 possède un point de fusion faible et LaB_6 a une forte contamination chimique avec les matériaux de la source, ce qui limitera leur durée d'utilisation. Le choix d'un de ces différents matériaux pour fabriquer le tube d'ionisation a été un compromis entre leur coût, la méthode d'usinage, la température de fusion du matériau et l'efficacité d'ionisation de surface des atomes de gallium. Le tungstène a été finalement choisi comme matériau pour ce test.

Dans la section suivante, le système laser utilisé à ALTO lors du test d'ionisation des atomes de cuivre stable sera décrit.

IV.2 Description du système laser

L'installation laser utilisée à ALTO est constituée d'un laser de pompage $Nd : Yag$ et de deux lasers à colorants (fig.IV.6). Elle est installée au premier étage de l'aire expérimentale (fig.IV.7). Le laser $Nd : Yag$ (fig.IV.8) utilise un barreau formé d'un cristal de grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme ($Nd :: Y_3Al_5O_{12}$) comme cavité et milieu amplificateur. Le cristal est pompé par un pont de diode qui entoure ce barreau. La longueur d'onde de pompage des diodes est de 1064 nm. Le laser $Nd :: Yag$ installé à ALTO a une puissance nominale de 150 W. Sa fréquence de répétition est de 20 kHz mais il fonctionne à ALTO à 10 kHz. A l'intérieur

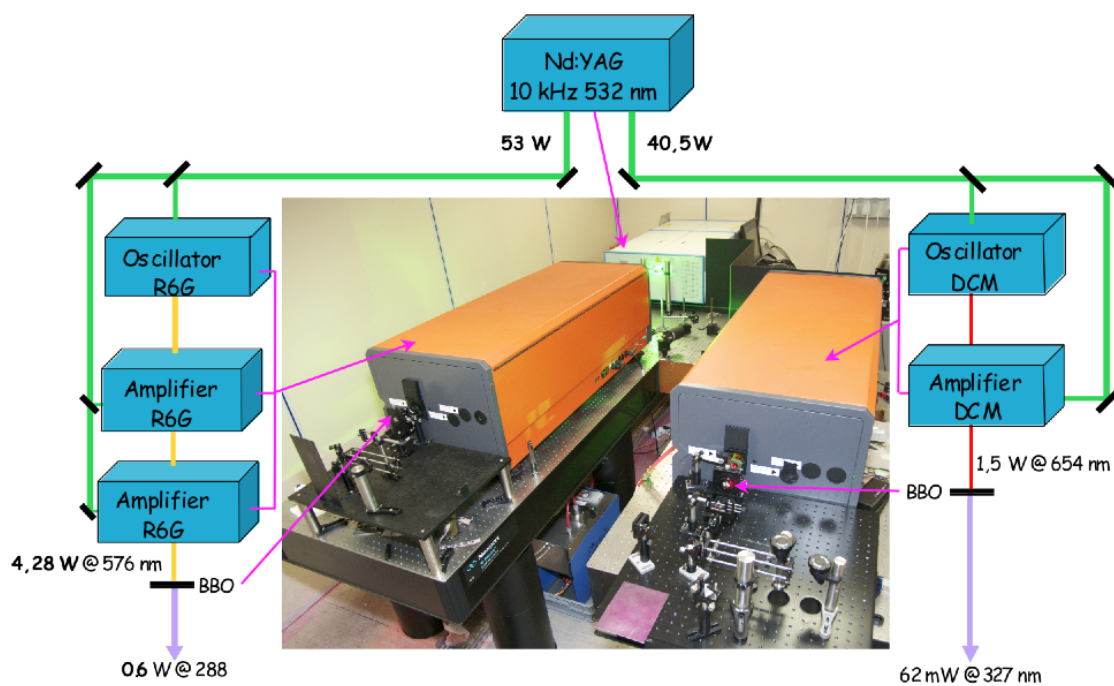


FIGURE IV.6: Le schéma de l'installation laser de la source d'ionisation laser à ALTO pour l'ionisation du cuivre stable. Au centre, une photo du même système.

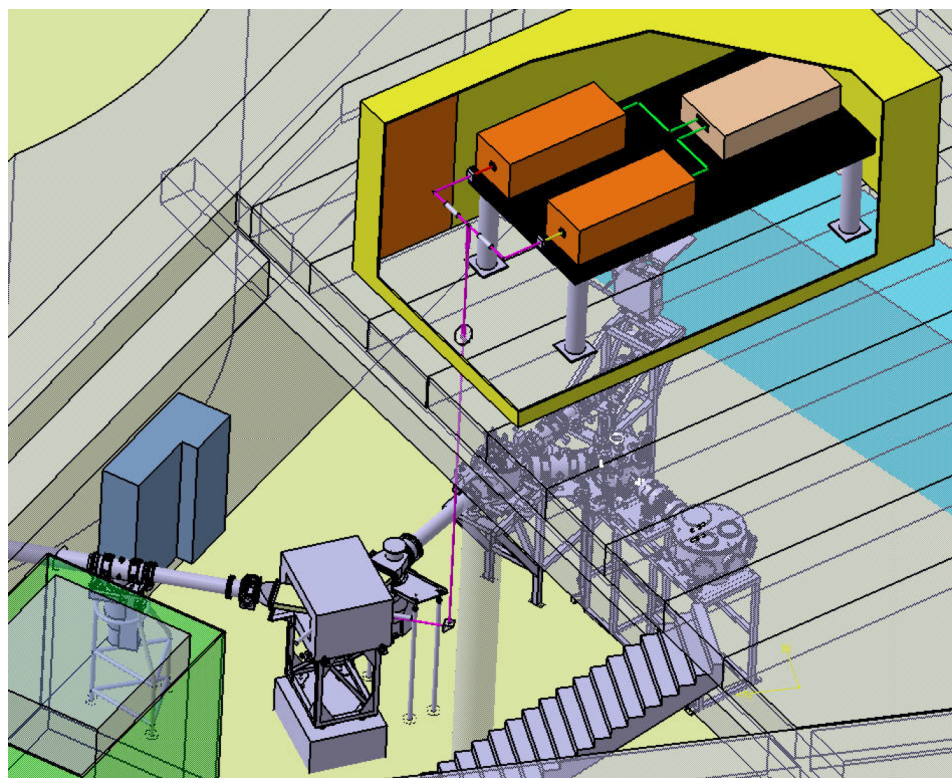


FIGURE IV.7: Représentation de la source d'ionisation laser dans l'aire expérimentale à ALTO.

du laser, le faisceau à 1064 nm produit par la cavité est doublé en fréquence à 532 nm par un cristal non linéaire de type BBO (cristal de borate de baryum BaB_2O_4) refroidi. Ce laser *Nd : Yag* délivre deux faisceaux lumineux à 532 nm polarisés verticalement : l'un à 40 W, l'autre à 53 W. 100 W a été le maximum de puissance que nous avons obtenu avec le laser. Chacun des faisceaux a une largeur d'impulsion de 80 ns. Ils sont utilisés comme pompage pour deux lasers à colorant commerciaux de type Lambda-Physik modèle FL3002 (fig.IV.9). Ces lasers à colorant permettent de balayer une large gamme de longueurs d'onde allant du violet à l'infrarouge avec les colorants adéquats.

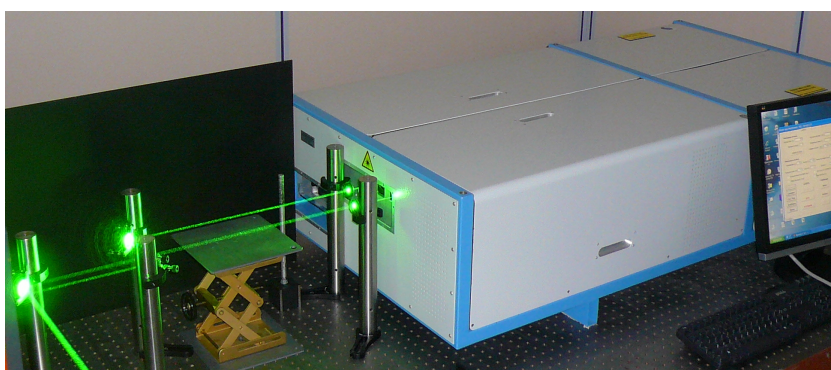


FIGURE IV.8: Photo du laser de pompage Nd :Yag.

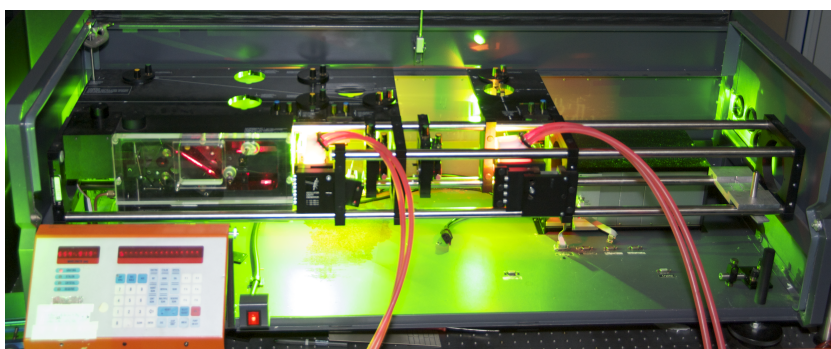


FIGURE IV.9: Photo d'un laser à colorant Lambda-Physik modèle FL3002.

Le laser à colorant Lambda-Physik (voir figure IV.10) a son milieu amplificateur constitué d'un flux de colorant circulant au travers d'une cellule. Le faisceau du laser Nd :Yag pulsé est focalisé par une lentille cylindrique pour pomper le milieu amplificateur de manière transverse. Un réseau de Littrow ferme la cavité à une extrémité, son inclinaison par rapport à l'axe de la cavité peut varier ce qui permet de sélectionner la fréquence d'oscillation. Un système de prismes placé dans la cavité étale le faisceau sur le réseau. Ce système permet une bonne sélectivité en fréquence (la résolution en fréquence est de l'ordre de 3 GHz) car la résolution est proportionnelle au nombre de micro-prismes éclairés. La fréquence d'oscillation est émise par cette première cellule à colorant par émission spontanée sous l'effet du pompage du laser Nd :Yag

(l'oscillateur). La sortie du faisceau de la cavité se fait par réflexion partielle sur l'entrée du système de prismes. Le faisceau est ensuite réfléchi sur le réseau puis est renvoyé dans la première cellule à colorant. La cavité émet le faisceau amplifié une première fois (pré-amplification) dans cette cellule. Ce faisceau est amplifié une deuxième fois au passage d'une seconde cellule pompée par une fraction du faisceau pulsé provenant de ce même faisceau du laser Nd:Yag. Pour la première étape d'ionisation du cuivre, le laser de pompage est réparti tel que l'oscillateur reçoit 20% de la puissance de pompage, le pré-amplificateur 24% et l'amplificateur reçoit 56%. Pour la seconde étape, 10% du laser de pompage est envoyé sur l'oscillateur, 18% sur la zone de pré-amplification, 22% sur le premier amplificateur et une fraction de 50% est envoyée sur un deuxième amplificateur qui a été rajouté pour obtenir une puissance moyenne suffisante. Le laser de pompage envoyé sur les cellules pré-amplificatrice et amplificatrices est retardé pour que les impulsions de ces faisceaux de pompage coïncident avec le passage des impulsions de la fréquence d'oscillation.

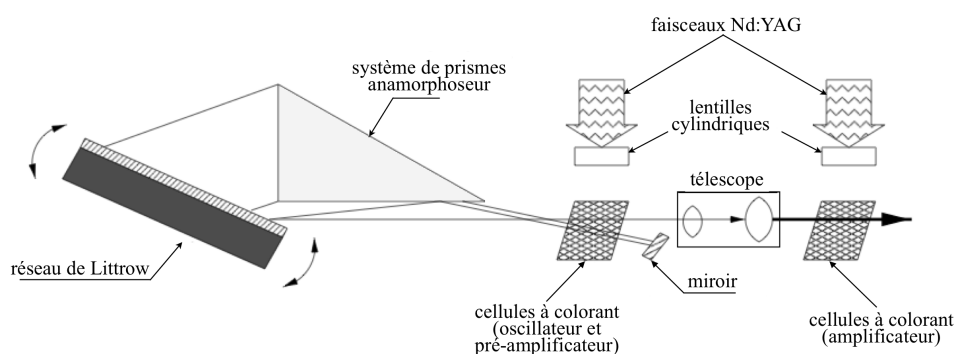


FIGURE IV.10: Cavité d'un laser à colorant Lambda-Physik modèle FL3002.

Pour ioniser ce cuivre, l'étape d'excitation étant à 327 nm, il nous faut générer une longueur d'onde de 654 nm et en doubler la fréquence. Pour cela on utilise du DCM(4-(*dicyanomthylne*)-2-*mthyl*-6-[*p*-(*dimthylamino*)*steryl*]-4*H*-*pyrane*) dont le maximum d'absorption se situe à 475 nm. Ce colorant est dissout dans du DMSO (diméthyl sulfoxyde) à une concentration de 0,106 g/L pour l'oscillateur. Celui de la cellule de l'amplificateur a une concentration trois fois plus faible. Le volume de colorant éclairé par le laser de pompe est de 20 mm³ pour une cellule de l'oscillateur et de 40 mm³ pour une cellule d'amplificateur. Ces volumes doivent être renouvelés en 100 μs pour un pompage de cadence de 10 kHz. Un renouvellement de 12l/min est alors nécessaire pour une cellule de l'oscillateur et 24l/min pour une cellule d'amplificateur. Les pompes renouvelant les colorants des cellules sont une pompe commerciale Sirah modèle HPPC-5000-EG pour l'oscillateur et une pompe Lambda-Physik modèle FL-445 pour l'amplificateur. Ces pompes ont une vitesse de circulation de $\sim 12L.min^{-1}$ ce qui est un peu faible pour l'amplificateur. La puissance laser de sortie ne sera donc pas maximale. Ce laser délivre une longueur d'onde de 654,8 nm. Ce faisceau est ensuite doublé en fréquence par un cristal BBO pour obtenir une longueur d'onde de 327,4 nm. Ce faisceau UV permet de réaliser l'étape d'excitation.

En ce qui concerne l'étape d'ionisation, le faisceau de pompage est envoyé sur les cellules à colorant du second Lambda-Physik. Ces cellules sont remplies de Rhodamine 6G dissoute dans du méthanol. Le colorant de l'oscillateur a une concentration de $0,14 \text{ g/l}$ et celui de l'amplificateur de $0,046 \text{ g/l}$. Les pompes renouvelant les colorants des cellules sont les mêmes que pour l'autre laser. Ce laser délivre un faisceau lumineux de longueur d'onde de $575,8 \text{ nm}$. Le faisceau est ensuite doublé en fréquence par un deuxième cristal BBO pour obtenir une longueur d'onde de $287,9 \text{ nm}$. Après les deux cristaux BBO, deux télescopes sont installés pour permettre aux faisceaux UV d'arriver avec un diamètre de $\sim 3 \text{ mm}$ au niveau du tube d'ionisation à 17 m . Le télescope du faisceau à 327 nm est placé à 32 cm du BBO, il est composé d'une lentille divergente de -50 mm de focale et d'une lentille convergente de $+175 \text{ mm}$ à 125 mm l'une de l'autre. Celui du faisceau ionisant est composé d'une lentille divergente de -25 mm et d'une lentille convergente de $+200 \text{ mm}$ situées à 165 mm l'une de l'autre sachant que la lentille divergente est à $31,25 \text{ cm}$ du cristal doubleur.

Pour un fonctionnement stable des lasers, la salle dans laquelle l'installation laser est installée est sous air conditionné en surpression pour être gardée à 20°C et limiter les poussières qui peuvent se coller aux optiques et ainsi diminuer la puissance des lasers. Nous avons finalement travaillé avec un laser Nd :Yag délivrant un faisceau $40,5 \text{ W}$ de puissance pour pomper le laser à colorant produisant l'étape d'excitation. Le deuxième faisceau pompe le laser à colorant produisant l'ionisation avec une puissance de 53 W . A la sortie des lasers à colorant une puissance de $1,5 \text{ W}$ a été mesurée pour l'étape d'excitation et de $4,3 \text{ W}$ pour l'étape d'ionisation (cette deuxième puissance a été obtenue avec deux cellules amplificatrices). A la sortie des cristaux BBO, nous avons mesuré respectivement 62 mW et 600 mW pour les étapes d'excitation et d'ionisation. Avec ces puissances, les transitions d'excitation et d'ionisation sont saturées. Le cuivre pourra alors être ionisé.

Les deux faisceaux lasers sont ensuite transportés vers le séparateur sur 10 m par un ensemble de miroirs positionnés en sortie des cristaux BBO et de la salle laser. Les deux faisceaux sont confondus grâce à une lame dichroïque avant de descendre sur le prisme de renvoi vers l'aimant du séparateur. Du prisme, ils sont envoyés à une distance de 8 m jusqu'au tube d'ionisation de 3 mm de diamètre. Nous avons réalisé l'alignement des lasers sur le tube à l'aide d'un gabarit reproduisant le corps de source pour centrer les deux lasers sur le tube et s'assurer du recouvrement de la zone d'interaction atomes-lasers par ces derniers. Nous avons placé des diaphragmes pour mener à bien cette opération et repérer le chemin laser : un diaphragme a été placé pour chaque longueur d'onde avant les périscoptes et après les premiers miroirs en dehors de la salle laser. Un dernier diaphragme a été installé entre le prisme et le hublot d'entrée des laser sur l'aimant.

L'alignement et la stabilité en énergie des faisceaux sont des problèmes majeurs quant à la mise en place d'une source d'ionisation laser destinée à fonctionner en ligne pendant des expériences qui peuvent générer une radioactivité dans les aires expérimentales. En effet les

réglages peuvent changer pendant une utilisation de longue période (plusieurs dizaines d'heures) des faisceaux lasers ; une ré-optimisation des réglages de chaque laser et de leur alignement peut être nécessaire.

IV.3 Test d'ionisation d'atomes de cuivre stables

Nous allons à présent décrire le premier test d'ionisation de cuivre stable fait sur ALTO. Pour ce test, un four annexe rempli de cuivre (^{63}Cu et ^{65}Cu) a été installé dans un ensemble cible-source. Ce four est connecté au tube de transfert de la source. Il a ensuite été chauffé à 2000°C . Les atomes de cuivre sont alors évaporés par le chauffage et effusent à travers le tube de transfert puis vers le tube d'ionisation où ils interagissent avec les deux faisceaux laser. Ceux-ci ont été alignés deux jours avant pour la mise sous vide des lignes et la montée en température de l'ensemble cible-source. Les ions produits sont extraits et accélérés à 30 keV. Le faisceau d'ions passe dans l'aimant où ils sont séparés en masse. Les ions Cu^+ sont refocalisés par un doublet de quadripôles sur le système de détection. La détection est effectuée à l'aide de galettes de microcanaux et d'une cage de Faraday escamotables.

IV.3.i Le four

L'ensemble cible-source de la source d'ionisation laser utilisée à l'IPN d'Orsay repose sur le corps d'une source d'ionisation de surface (fig.IV.11 et cf. chapitre précédent). Pour le test laser, le four annexe qui a été ajouté contient aussi du rubidium (^{85}Rb). Le rubidium permet de produire un faisceau d'ions intense par ionisation de surface. Le faisceau de Rb est utilisé pour calibrer le séparateur et les quadripôles des lignes de transport et assurer l'envoi des ions du faisceau sur le système de détection. Ce réglage ne peut pas se faire directement avec le faisceau de cuivre à cause de son intensité faible.

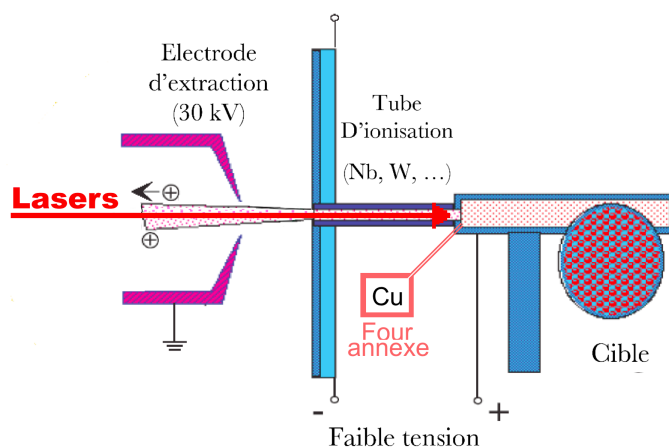


FIGURE IV.11: Schéma du corps de la source d'ionisation laser dédiée au test d'ionisation des cuivres et à l'étude de la décroissance β d'isotopes de gallium autour de $N = 50$.

IV.3..ii Système de détection

Le système de détection est composé de deux galettes de microcanaux et d'une cage de Faraday escamotables pour permettre à ces deux détecteurs de voir le faisceau et de les rétracter pour le laisser passer. La position rétractée permet le dépôt du faisceau sur une bande en bout de ligne. Cette bande est un élément d'un second ensemble de détecteurs dédié à l'étude de la décroissance d'isotopes de gallium (cette étude sera décrite dans le prochain chapitre). Les galettes et la cage sont placées en bout de la ligne de l'aire expérimentale (voir figure IV.12).

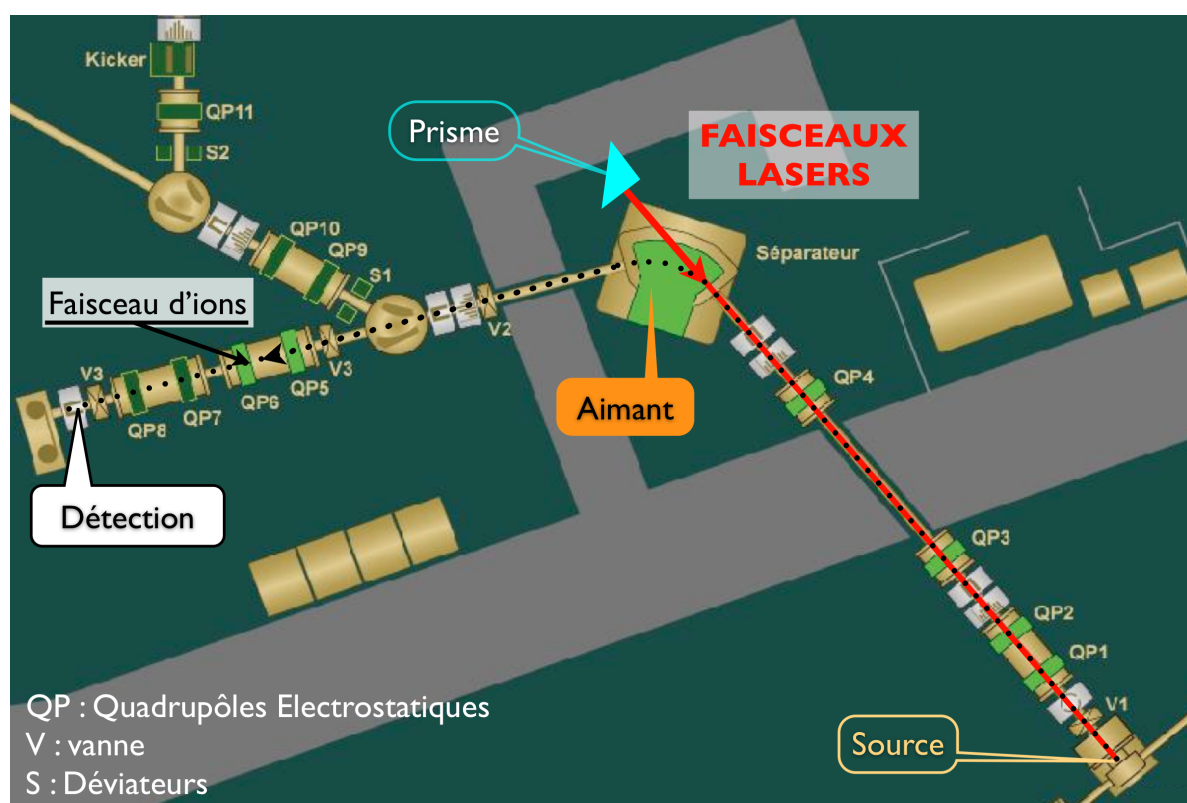


FIGURE IV.12: Schéma de la ligne PARRNe.

Galettes de microcanaux :

Les deux galettes de microcanaux permettent la détection de très faibles courants d'ions. Le courant peut être d'un ion par seconde. Les galettes disposées en chevron sont constituées chacune de plusieurs canaux en CsI qui jouent le rôle de multiplicateurs d'électrons. Lorsque les ions Cu^+ frappent la surface des galettes, des électrons sont produits, multipliés et accélérés sous une différence de potentiel de 2 kV appliquée sur les deux galettes. Un signal constitué d'un pic négatif est enregistré. La surface du pic est proportionnelle au nombre d'ions détectés.

L'étalonnage des galettes a été effectué par R. SIFI dans sa thèse [Sif2007]. Celui-ci a été fait avec une lampe à vapeur de mercure qui par l'émission de raies dans l'ultraviolet produit de nombreux ions par résonance. Il a montré qu'un ion forme un signal de l'ordre de 100 $mV.ns$ de surface, ceci pour une tension de 1,8 kV appliquée sur les galettes. Ainsi, le nombre d'ions détectés par seconde N_{dt} est déterminé par la formule suivante :

$$N_{dt} = \frac{s_{pic} \cdot f}{n_{1ion}} \quad (IV.12)$$

avec s_{pic} est la surface pic de la masse mesurée en $mV.ns$, f est le nombre de tirs laser par seconde et n_{1ion} est la surface d'un ion en $mV.ns$. Pour déterminer la position du pic, nous avons synchronisé l'oscilloscope (le signal en sortie des galettes) avec le déclenchement du laser Nd :Yag.

Cage de Faraday :

La cage de Faraday (CF) permet de mesurer des courants d'ions à partir de 50 pA. Elle est constituée d'une plaque en aluminium percée et d'une plaque de graphite. L'écart entre ces deux plaques est de quelques millimètres. La plaque de graphite collecte les ions provenant du faisceau. La plaque d'aluminium est percée d'un trou d'une dizaine de millimètres de diamètre et connectée à une tension à $-100 V$ pour servir de repousseur d'électrons. Les ions venant heurter la plaque de graphite lui communiquent leur charge. Ce courant de décharge est ensuite mesuré.

IV.3.iii Mesures du faisceau de cuivre

La photo de l'écran de l'oscilloscope de la figure IV.13 représente le signal obtenu par les galettes de microcanaux avec le faisceau de cuivre stable. Nous y observons l'ionisation de l'isotope de cuivre stable ^{63}Cu dont l'abondance est de 69%.

A partir de la photo de la figure IV.13, nous observons que la tension maximum du pic de cuivre est de 80 mV et sa largeur à mi hauteur est de 250 ns. Nous avons calculé $1,5 \cdot 10^6$ ions détectés en utilisant la formule IV.12 et en normalisant le résultat par l'abondance de ^{65}Cu . Dans ce type de test, une mesure de courant d'ions de 10 nA (soit $\sim 10^{11} ions.s^{-1}$) serait attendue comme ordre de grandeur. Nous avons donc perdu un facteur 10^5 . Pour comprendre cette perte, nous avons vérifié l'alignement des lasers par la position des reflets de leur faisceau sur le prisme. Nous avons observé qu'après deux jours d'arrêt des lasers les deux faisceaux s'étaient décalés. En effet, les deux faisceaux devaient se croiser juste à la sortie du tube d'ionisation dans le cône du flux de cuivre évaporé. C'est pour cette raison que lors de cet essai, le faisceau d'ions était si faible que la cage de Faraday n'a pu être utilisée. Ainsi, nous ne pouvions pas atteindre une ionisation de $10^{11} ions.s^{-1}$.

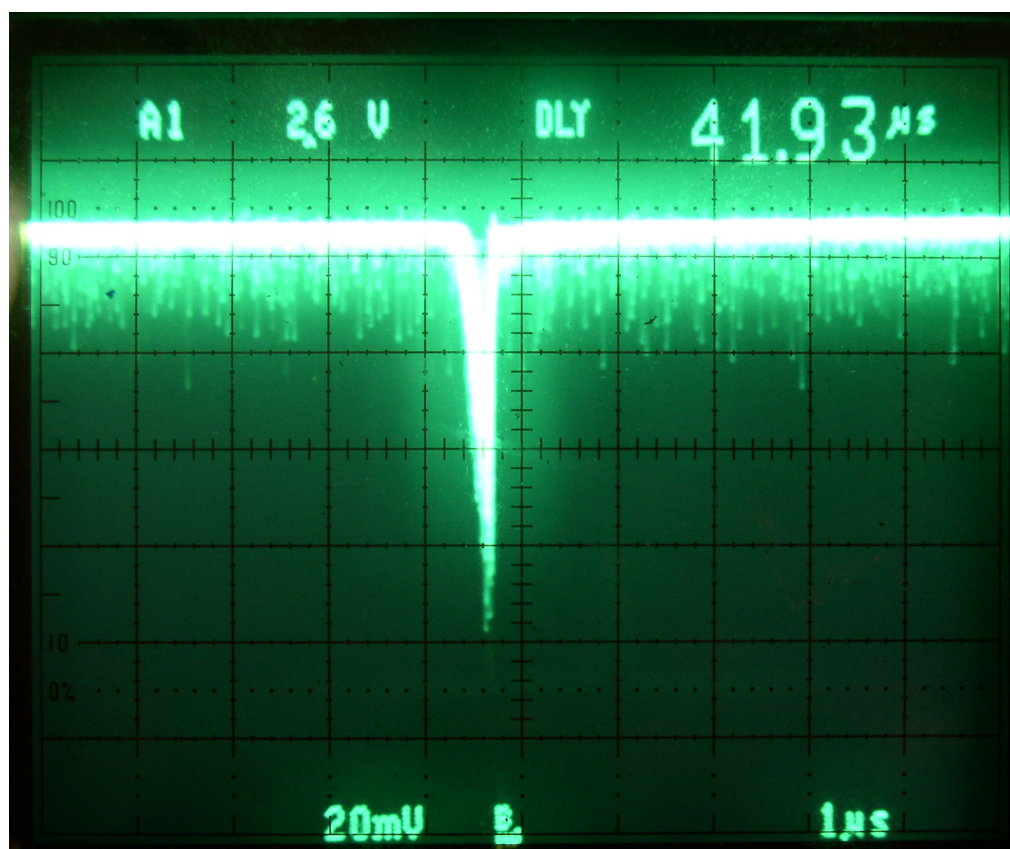


FIGURE IV.13: Photo de l'oscilloscope lors de la mesure du faisceau de cuivre avec les galettes de microcanaux, après l'optimisation de l'ionisation par celle des longueurs d'onde des lasers.

Pour améliorer les puissances des faisceaux UV et le rendement des lasers à colorants, un nouveau laser *Nd : Yag* commercial modèle "INNOSLAB laser IS2011-E" a été acheté à Edgewave. Il a une puissance nominale de 100 W avec une seule sortie. Les impulsions lasers ont une durée de 8,7 ns et 10 mJ (soit une puissance crête de 111 kW). Avec ses impulsions plus courtes, ce laser permettra d'obtenir un meilleur rendement pour produire les longueurs d'onde UV. Les faisceaux d'excitation et d'ionisation devraient alors avoir une plus grande puissance. Enfin, un système d'asservissement automatisé des lasers en position sera installé. Il utilisera le reflet des faisceaux laser UV sur le prisme pour repérer la position des lasers et la corriger si nécessaire.

Chapitre V

Expérience de décroissance β des noyaux de $^{79,80,82,83,84,85}Ga$

Introduction

A la suite du test de la source d'ionisation laser, nous avons utilisé ALTO à $9 \mu A$ d'intensité pour le faisceau d'électrons afin de produire les noyaux de gallium $^{79,80,82,83,84,85}Ga$ par photofission d'uranium. La décroissance de ^{79}Ga a été étudiée pour nous permettre de tester après expérience notre méthode de détermination de période à partir de l'analyse en temps des raies gammas, dans le cas d'un noyau bien produit possédant un schéma de niveaux bien connu. Cette méthode a ensuite été appliquée pour l'analyse des décroissances des autres isotopes de gallium. La décroissance de ^{80}Ga a été étudiée pour déterminer la durée de vie des deux états décroissant par voie β dans ce noyau qui ont été mis en évidence par Cheal *et al.* [Che2010]. La spectroscopie γ de la décroissance β de ^{82}Ga a été faite pour compléter le schéma de niveaux de ^{82}As . L'étude de la décroissance de ^{83}Ga a été menée dans l'objectif de confirmer ou infirmer les observations des équipes d'Orsay [Per2006] [Leb2008] et d'Oak Ridge [Win2010] sur l'identification des raies de la décroissance de ^{83}Ga . L'étude de la décroissance de ^{84}Ga a été menée pour tenter de confirmer définitivement le schéma de niveaux de ^{84}Ge tel que l'a proposé Lebois *et al.* [Leb2009] et remis en cause dans [Win2010]. Enfin, la spectroscopie γ de ^{85}Ga a été tentée pour la première fois. Ces isotopes ont été ionisés par une source d'ionisation de surface (voir chapitre 3). Les ions formés ont été extraits à 30 kV puis séparés en masse et collectés sur une bande de mylar amovible.

V.1 Le système de détection

Les ions radioactifs de $^{79,80,82,83,84,85}\text{Ga}$ sont déposés sur une bande de mylar formant ainsi une source radioactive. Cette zone de dépôt sur la bande est appelée "point de collection" (voir figure V.1). La bande de mylar passe dans une chambre en aluminium ENAW20-17 où deux fenêtres faites du même aluminium et d'épaisseur mince ($1,7\text{ mm}$) ont été installées de chaque côté de la chambre pour minimiser l'absorption du rayonnement γ .

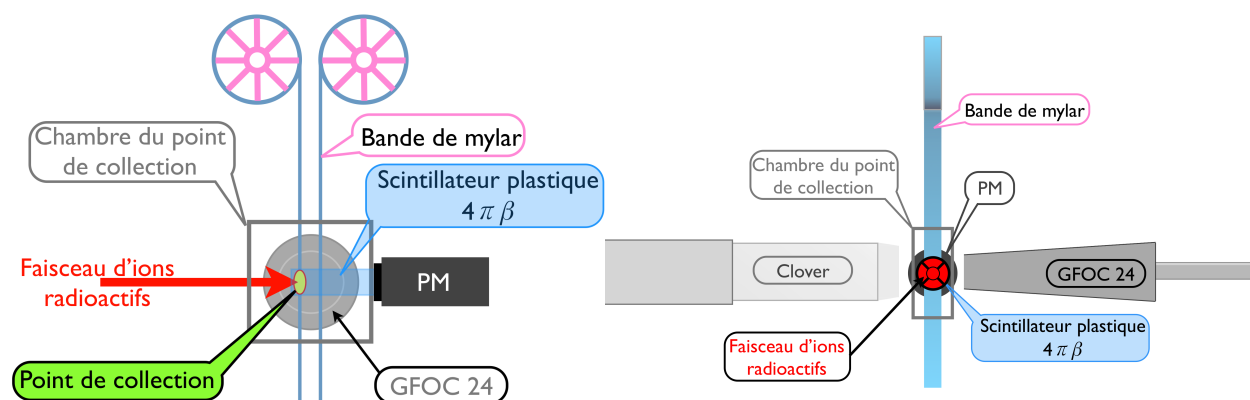


FIGURE V.1: Schéma de principe du système de détection. A gauche, la vue de côté du système. A droite, une vue de face.

Un détecteur germanium est installé en face de chaque fenêtre mince de la chambre du point de collection : un clover EXOGAM [Aza1997] d'un côté et un détecteur coaxial tronconique EUROGAM phase 1 "GFOC 24" de l'autre [Bea1992]. Ils sont en géométrie rapprochée c'est-à-dire qu'ils sont installés aussi près du point de collection que le permet la géométrie de la chambre. Cette configuration a été choisie pour maximiser l'efficacité de détection γ . Nous n'avons installé que deux détecteurs en raison de la faible multiplicité des événements observés. Le GFOC 24 a une efficacité relative de 70% (en comparaison à un détecteur NaI de $7,6\text{ cm}$ de diamètre et de longueur, situé à 25 cm de la source pour un gamma de $1,33\text{ MeV}$). Le détecteur clover composé de quatre cristaux de germanium est utilisé comme un ensemble de quatre détecteurs indépendants. Ceci correspond au mode de détection direct [Duc1999]. Dans ces conditions le clover a une efficacité relative de 100%. Ces deux détecteurs germanium sont disposés à 180° l'un de l'autre. Le capot du clover est à une distance de $2,1\text{ cm}$ du point de collection du faisceau et la face avant de GFOC 24 à $2,5\text{ cm}$. Cette géométrie compacte a permis d'atteindre une efficacité totale de 1,5% à $1,1\text{ MeV}$ pour la détection γ . La résolution moyenne observée pour les deux détecteurs est de $2,5\text{ keV}$ à $1,1\text{ MeV}$.

A l'intérieur de la chambre, un scintillateur plastique (d'environ 50% d'efficacité) est disposé de telle manière que la bande de mylar le traverse. De plus, un collimateur protège le détecteur du faisceau lors du dépôt des ions sur la bande. Ce détecteur était destiné à détecter des β^- , donc des électrons, pour tracer les désintégrations β^- des noyaux d'intérêts pour la constitution des coïncidences entre événements β et γ . Le signal du détecteur β n'étant utilisé que comme

traceur de β^- , l'énergie déposée par l'électron nous permet de générer un événement de type temps sur une voie de l'acquisition, mais n'est pas codée en tant qu'énergie.

V.2 Déroulement des mesures

Avant le début des mesures, la faisceaologie de la ligne de l'aimant de séparation est faite sur un faisceau stable de ^{85}Rb . Trois CF sont installées pour optimiser le courant d'ions. La première permet d'optimiser la transmission du faisceau d'ions jusqu'à l'aimant. La seconde au point focal de l'aimant permet de maximiser la transmission du faisceau stable vers la détection. La dernière se trouve juste avant le dérouleur et permet l'optimisation du dépôt des ions du faisceau sur une bande de mylar. Pendant une mesure, un déviateur de faisceau est contrôlé par l'automate du dérouleur de la bande de mylar qui synchronise la déviation du faisceau, le déroulement de la bande et le codage en suivant des cycles décrits dans la suite.

Cycles de mesures:

Les noyaux étudiés ont des périodes courtes. En considérant les données évaluées, $^{80}_{31}Ga_{49}$ a une période de $1,697 \pm 0,011$ s [Sin2005], $^{82}_{31}Ga_{51}$ de 599 ± 2 ms [Tul2003], et la période de $^{84}_{31}Ga_{53}$ est de 85 ± 10 ms [Abr2009]. En considérant les prédictions de Borzov [Bor2005], la période de $^{85}_{31}Ga_{54}$ est inférieure à 100 ms. Afin de limiter les contributions des descendants ayant des périodes plus longues, nous effectuons des cycles composés de trois étapes (voir figure V.2) gérées par un automate : une étape de collection pendant laquelle le faisceau d'ions est collecté sur la bande et les signaux sont codés (le système d'acquisition sera décrit dans la prochaine section). Une étape de décroissance pendant laquelle les signaux sont toujours codés mais le faisceau est dévié pour observer la décroissance de l'isotope. Une dernière étape de défilement de la bande de mylar. L'étape de décroissance permet la détermination de la période caractéristique de chaque raie γ . Les durées optimales de chaque étape sont définies pour chaque noyau étudié. A la fin de ces deux étapes, le codage est inhibé par un signal TTL envoyé par l'automate à la carte COMET, le dérouleur reçoit alors un autre signal pour déplacer la bande afin d'évacuer la radioactivité. Une fois la portion de bande vierge en place, l'automate stoppe le signal TTL et l'acquisition redémarre le codage. A chaque redémarrage du codage, le temps absolu de l'horloge des cartes est remis à zéro ce qui permet le cumul de la statistique. L'horloge de l'automate est donc très importante pour le bon déroulement du codage d'une mesure pendant laquelle la statistique est additionnée de manière cohérente pour garder l'agencement en temps des événements dans les cycles. Ces cycles collection/décroissance sont enchaînés tout au long d'une mesure. Les durées de collection et de décroissance varient en fonction de l'isotope produit (voir tableau V.1). La déviation du faisceau, la gestion de l'acquisition et celle du dérouleur sont commandées par un automate synchronisant ces étapes (voir figure V.3). Les consignes des durées des étapes sont envoyées à l'automate par un PC.

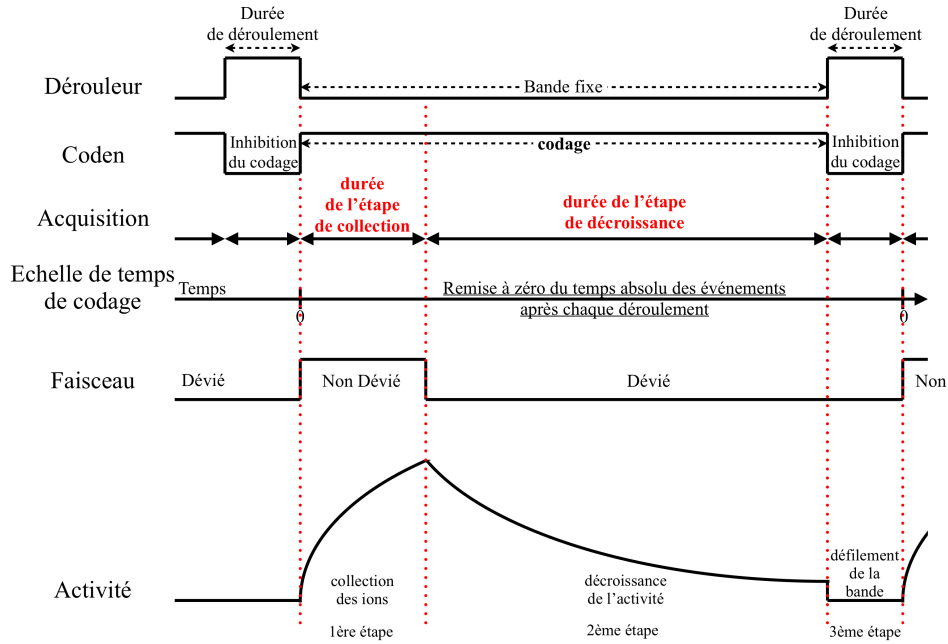


FIGURE V.2: Chronogramme de la gestion des cycles de mesures.

Isotope	$T_{1/2}$	Durée (en s)	
		collection	décroissance
$^{79}_{31}Ga_{48}$	$2,847 \pm 0,003 s$	4	14
$^{80}_{31}Ga_{49}$	$1,697 \pm 0,011 s$	3	9
$^{82}_{31}Ga_{51}$	$0,599 \pm 0,005 s$	1	3
$^{83}_{31}Ga_{52}$	$0,31 \pm 0,01 s$	9	2
$^{84}_{31}Ga_{53}$	$85 \pm 10 ms$	1	1
$^{85}_{31}Ga_{54}$	$< 100 ms$	1	1

TABLE V.1: Tableau récapitulant les durées des étapes de collection et de décroissance des cycles pour chaque isotope produit. Les limites techniques du dérouleur ne permettent pas de gérer des défilements dont la période est inférieure à 2 s.

Les durées de collection pour $^{79,80,82}Ga$ ont été choisies environ égales à deux fois la période de l'isotope pour atteindre 75% de la saturation de l'activité des noyaux d'intérêts sur la bande. Cette saturation correspond à l'équilibre entre le dépôt des noyaux sur la bande et leur désintégration β . Pour ^{83}Ga , le choix de la durée de collection a été contraint par la décharge de l'électrode d'extraction du séparateur qui s'est produite plusieurs fois. A chaque claquage, la tension d'extraction tombe à zéro et remonte doucement en quelques secondes. Cependant comme le séparateur en masse laisse passer les masses suivant l'équation $\rho * B = \frac{\sqrt{2 * E * M}}{q * e}$ décrite dans le chapitre 3, toutes les masses ont été collectées sur la bande et au plan focal de l'aimant. Grâce à la source d'ionisation de surface utilisée, seul le rubidium a été implanté avec assez d'intensité pour contaminer nos spectres. En effet, le rubidium est ionisé avec une efficacité de 80% dans la source. Il a créé une source radioactive assez intense au niveau du plan focal de l'aimant pour induire des coïncidences fortuites avec le détecteur plastique lors de la mesure

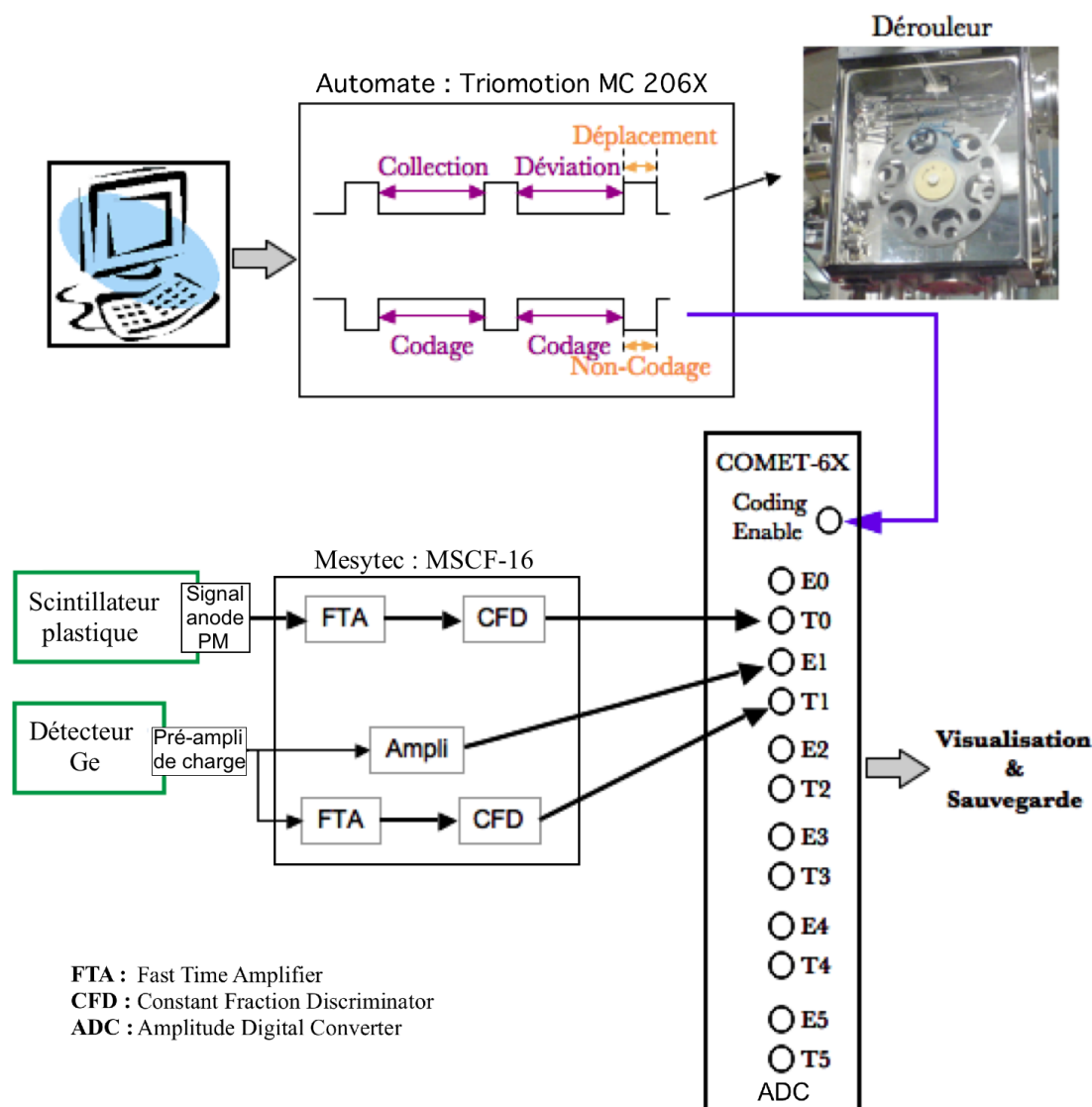


FIGURE V.3: Schéma récapitulatif de l'acquisition et du contrôle du dérouleur mis en place pour l'expérience

de la décroissance des noyaux de gallium moyennement ou peu produits comme $^{82,83,84,85}Ga$. Il faut noter que pour $^{82,84,85}Ga$ les décharges ont été beaucoup moins fréquentes ou inexistantes ce qui n'a pas rendu nécessaire d'allonger la durée de l'étape de collection. Les pics issus de la décroissance des noyaux de rubidium et de leurs descendants sont indiqués sur les spectres des décroissances β de $^{82,83,84,85}Ga$. La durée de l'étape de décroissance a été choisie égale à environ cinq fois la période. Ce choix est un compromis entre plusieurs paramètres : détecter suffisamment de γ caractéristiques de la décroissance β des noyaux produits, faire le moins de déroulements possibles pour éviter de perdre du temps faisceau, mais assez pour évacuer l'activité des descendants qui pourrait masquer les raies γ des transitions de l'isotope étudié ; la durée de l'étape de décroissance doit aussi être assez longue pour permettre des mesures de période correcte et être assez courte pour ne pas perdre du temps de faisceau à ne plus rien mesurer sur la fin de la décroissance de la population d'intérêt. Pour $^{84,85}Ga$, le choix des

durées des étapes a été imposé par la limite des capacités du dérouleur qui ne peut pas gérer plus d'un déroulement toutes les 1,6 s. Par précaution nous avons choisi d'en faire un toutes les deux secondes. L'ensemble des durées des étapes des cycles de mesures est résumé dans le tableau V.1.

V.3 Le système d'acquisition

L'acquisition des données est effectuée par l'utilisation du système COMET (Codage Marqué En Temps) comme ADC. Ce système a été développé à l'IPN d'Orsay. Il utilise une carte électronique 6 voies appelée COMET-6X installée sur un châssis VXI qui est géré par un contrôleur. Le carte de contrôle attribue un temps absolu aux événements traités par les cartes COMET. Le contrôleur envoie ensuite les données vers un ordinateur pour être enregistrées sur disque et, en même temps, être traitées par un programme générant des spectres. Un second programme, nommé "cvisu", permet la visualisation des spectres créés (pour plus de détails voir la notice COMET [COM2006]). Avec ce système, l'acquisition n'utilise pas de trigger : chaque détecteur (scintillateur plastique, détecteur germanium ...) est considéré comme une source indépendante pour laquelle nous codons le signal physique (amplitude) associé à un code de temps absolu avec une précision de 400 ps. Nous avons utilisé l'option de COMET d'initialisation du codage par une voie CODEN (CODing ENable) gérée par l'automate du dérouleur. L'automate envoie à chaque fin de l'étape de décroissance un signal aux cartes COMET qui inhibe le codage pendant le déroulement de la bande. Le signal est une porte TTL qui se ferme une fois le déroulement effectué et la portion de bande vierge en place ce qui redémarre le codage. Le temps absolu COMET est remis à zéro à chaque signal. La remise à zéro des temps permet de sommer la statistique et l'inhibition permet d'éviter de coder d'éventuels signaux parasites pendant le déroulement, essentiellement dûs au frottement de la bande sur le scintillateur. Les données issues des différentes sources indépendantes sont traitées par un programme informatique qui sauvegarde et classe ces données dans des spectres définis préalablement par l'utilisateur. Ces spectres sont visualisés en ligne par le programme cvisu. L'ADC COMET peut coder jusqu'à 20000 événements par seconde et par voie pour une carte et sans temps mort (ce qui est largement supérieur aux taux de comptage habituellement observés lors des expériences ALTO jusqu'ici). Comme le système d'acquisition travaille sans trigger, un événement (β ou γ) correspond alors à la génération d'un signal électrique par une interaction particule-matière dans un des détecteurs : les tailles des fenêtres de coïncidences seront donc ajustées lors de l'analyse. Ces fenêtres permettent de nettoyer les spectres de l'activité ambiante grâce aux coïncidences avec le détecteur plastique. Pour cette expérience, les six voies de la carte ont été utilisées : une voie pour GFOC 24, une voie pour chaque cristal du clover (soit quatre voies pour le clover, c'est-à-dire cinq voies γ) et une voie pour le détecteur β (voie β). Il faut aussi noter que le programme qui crée les spectres, traite les événements en énergie

sur 15 bits (soit 32768 canaux) et en temps sur 47 bits (soit 2^{47} canaux). Ces spectres seront généralement affichés sur 12 bits (c'est-à-dire 4096 canaux).

V.4 Extraction des données

V.4.a Etalonnage des détecteurs

La première étape pour pouvoir exploiter nos spectres est d'étalonner l'ensemble des détecteurs germanium. Nous avons utilisé comme étalon une source de ^{152}Eu . Cette source radioactive émet des photons sur l'ensemble de la gamme d'énergie qui va de 40 keV à environ 1400 keV. La figure V.4 illustre l'étalonnage obtenu pour GFOC 24. L'ensemble des voies électroniques a été réglé pour chaque détecteur de telle sorte que sur le spectre de ^{152}Eu , on observe les γ à partir de 40 keV (rayonnements X) jusqu'à environ 1600 keV. A partir de la figure V.4, la courbe d'étalonnage a été faite et est représentée sur la figure V.5. Nous avons aussi extrait une mesure d'efficacité de la mesure de l'intégrale des pics les plus intenses pour chaque détecteur. Le résultat de cette mesure d'efficacité totale est représentée sur la figure V.6. La mesure d'efficacité n'a pas été corrigée de l'effet de "somme" ou "summing" en anglais.

Afin de permettre l'identification des raies, il est nécessaire de constituer les spectres en énergie des γ conditionnés par le détecteur β et les matrices énergie-temps. Ces dernières permettent de déterminer à la fois l'énergie et la période des raies. Pour construire un schéma de niveaux, il est nécessaire de constituer la matrice énergie-énergie afin d'identifier les événements γ des transitions en cascade. Nous allons expliciter notre méthode de construction de ces trois graphiques.

V.4.b Construction des spectres

Choix des fenêtres en temps :

Pour construire les spectres $\beta - \gamma$ et les matrices, il faut choisir quel événement β ou γ est en coïncidence avec un autre événement γ . Pour cela, les spectres des différences de temps $\beta - \gamma$ (figure V.7 de gauche) entre une voie germanium et la voie bêta (pour chaque détecteur germanium) et $\beta - \gamma - \gamma$ (figure V.7 de droite) entre une voie germanium conditionnée par la voie bêta et une autre voie germanium (pour chaque couple de cristaux de germanium parmi les cinq cristaux) ont été tracés. Le système d'acquisition étiquette en temps chaque événement qu'il traite. Ainsi dans ces spectres, j'ai fait le choix de définir un temps t_1 pour l'événement (β ou γ) arrivant le premier et un temps t_2 pour celui arrivant en second (β ou γ). La différence de temps $t_2 - t_1$ a alors été incrémentée dans les spectres. Les spectres démarrent normalement à 0, mais aux fins d'une meilleure visibilité je leur ai appliqué un décalage arbitraire $T_0 = 400 \text{ ns}$.

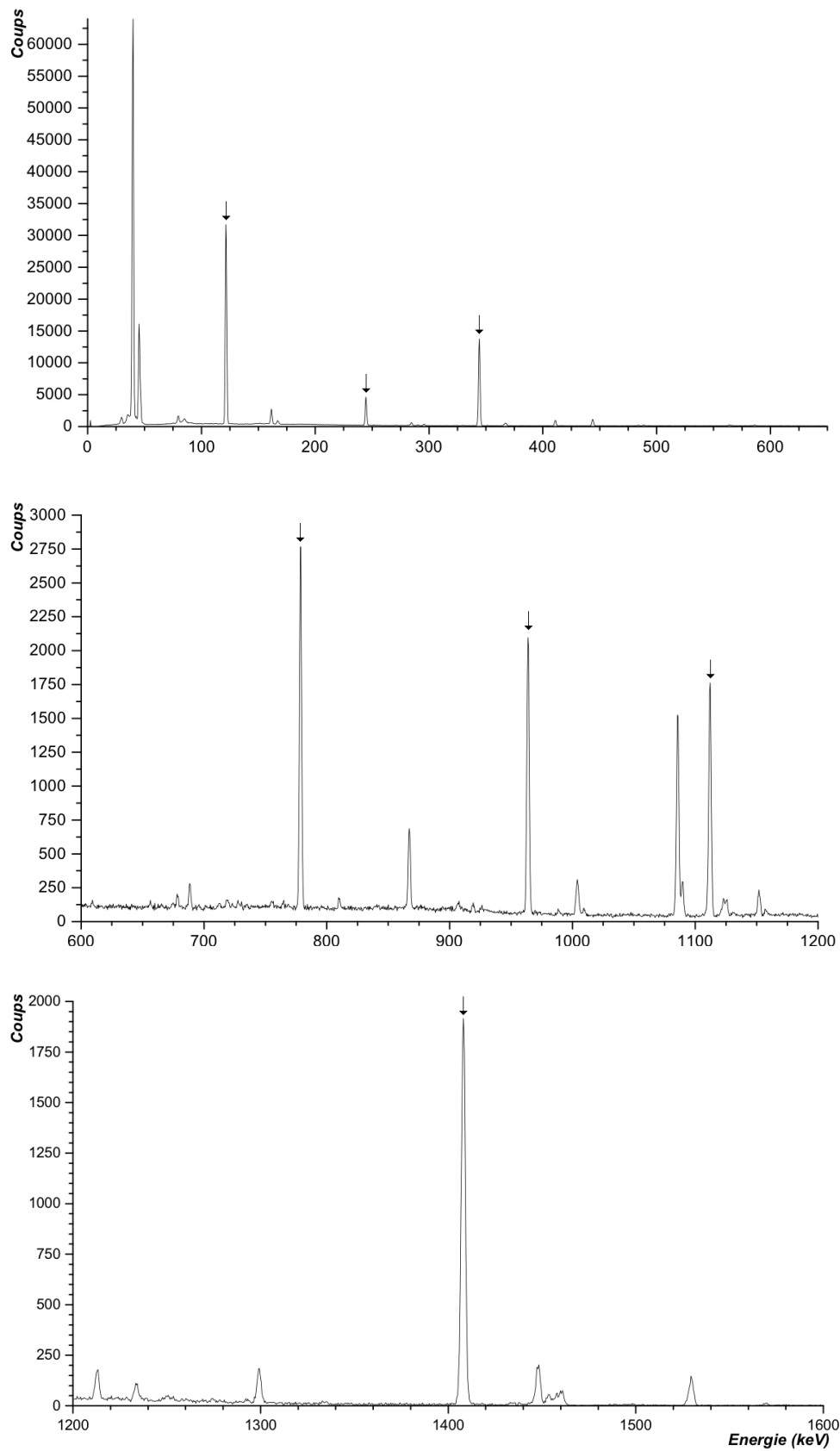


FIGURE V.4: Spectre γ obtenu, pour GFOC 24, lors d'un étalonnage avec une source de ^{152}Eu .

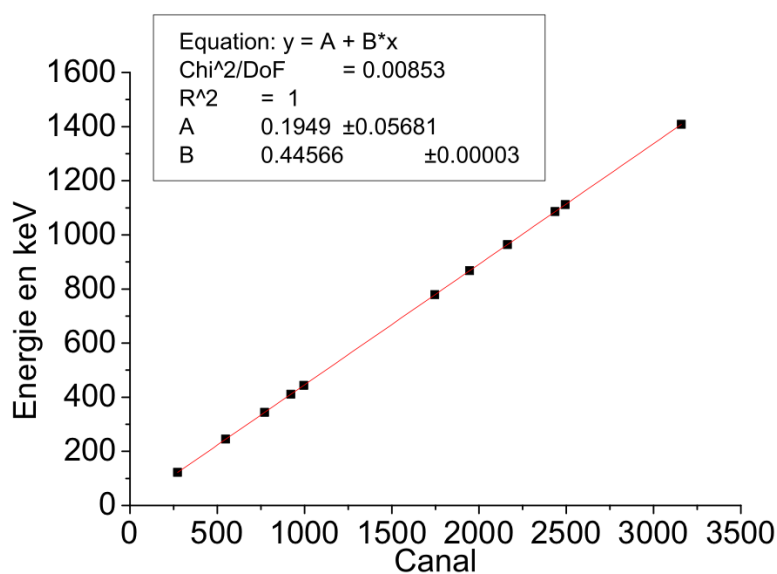


FIGURE V.5: Droite d'étalonnage de GFOC 24 faite à partir de la figure V.4.

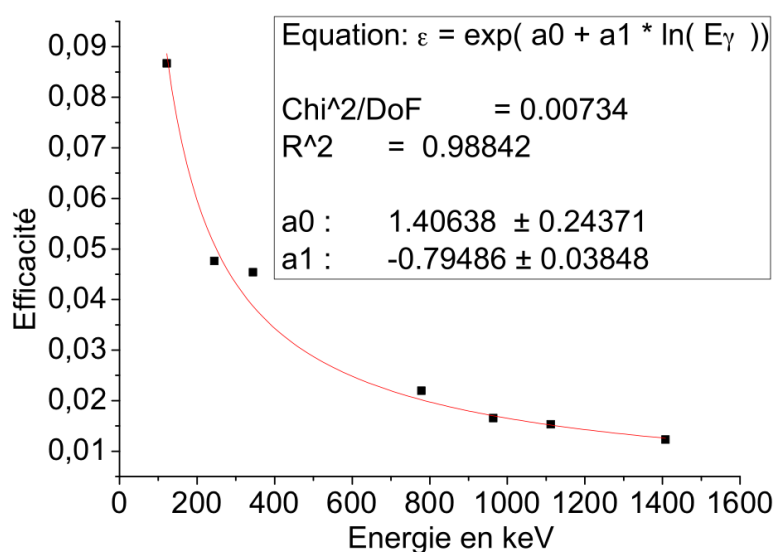


FIGURE V.6: Efficacité totale mesurée avec une source de ^{152}Eu et sa régression algorithmique. (le décalage des points à 345 keV et 779 keV est dû à la géométrie rapprochée des détecteurs : effet dit de "somme".)

La résolution moyenne des pics des différences de temps $\beta - \gamma$ pris à la largeur à mi-hauteur est de 7 ns et celle pour les pics des différences de temps $\beta - \gamma - \gamma$ est de 8 ns. Le choix des fenêtres de coïncidences est fait à partir de ces spectres. Ce choix est un compromis entre la diminution de la statistique qui est liée à l'étroitesse de la fenêtre et la "propreté" des spectres qui apparaît quand on restreint la fenêtre vers le haut du pic, favorisant la conservation des vraies coïncidences issues des désintégrations β par rapport aux coïncidences fortuites. Les valeurs retenues pour les fenêtres de coïncidences sont de 20 ns pour les événements $\beta - \gamma$ et de 24 ns pour les événements $\beta - \gamma - \gamma$.

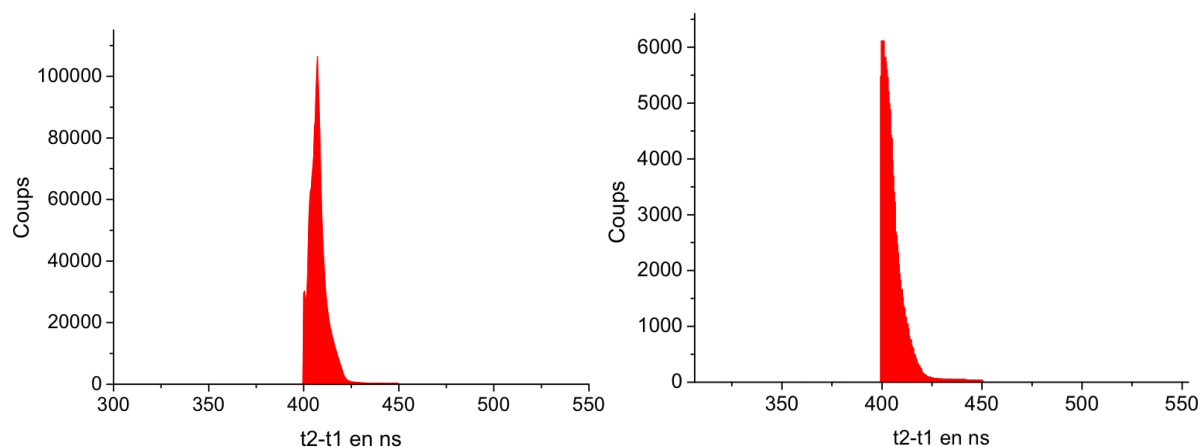


FIGURE V.7: A gauche, spectre de différence en temps entre les deux événements d'une coïncidence $\beta - \gamma$. A droite, spectre de différence en temps entre les deux événements γ d'une coïncidence $\beta - \gamma - \gamma$.

Spectre γ conditionné par un β :

Ce spectre représente l'ensemble des énergies des photons γ détectés en coïncidence avec un β . Les événements γ y sont incrémentés quelque soit le détecteur germanium qui les a détectés. Ce spectre représente la somme de la statistique pour les cinq cristaux des détecteurs germanium. Les événements ont été alignés en énergie par rapport à la voie correspondant à GFOC 24.

Matrice "Energie-Temps" :

Cette matrice représente l'énergie d'un événement γ en coïncidence avec un événement β en fonction du temps associé à l'événement γ dans le cycle de mesure. Le temps de l'événement γ est celui qui lui est associé par l'horloge de la carte COMET. L'événement ayant un temps compris entre une valeur t_a et une valeur t_b incrémente la valeur du canal t_a de +1. Dans le programme qui crée les spectres, l'échantillonnage $\Delta t = t_b - t_a$ est au choix de l'utilisateur par la modification d'un paramètre. Par exemple, si on veut représenter 2 s sur 4096 canaux, l'échantillonnage est alors de 0,5 ms par canal. Cette matrice permet de suivre l'évolution en temps des transitions présentes sur le spectre γ . Si la transition d'une raie γ est alimentée par une décroissance β et que l'état de départ de la transition n'est pas isomérique (la durée de vie de l'état de départ n'est pas supérieure à la durée de la fenêtre de coïncidence $\beta - \gamma$), alors son évolution en temps sera caractérisée par la période du noyau qui s'est désintégré.

Matrice "Energie-Energie" :

Cette matrice est incrémentée à partir des événements triples $\beta - \gamma_1 - \gamma_2$. On a porté sur chaque axe de cette matrice les énergies γ_1 et γ_2 de ces événements triples afin de ne pas privilégier un axe par rapport à l'autre. Cette matrice nous permet de déterminer les coïncidences et les cascades entre raies γ . Les événements triples étant assez rares, nous avons dû compresser l'échantillonnage des spectres issus de cette matrice c'est-à-dire si on considère

un échantillonnage avec un coefficient $\Delta E/canal$ alors compresser l'échantillonnage signifie que le nouveau coefficient $\Delta E_{nouveau}/canal$ est plus grand que l'ancien. Nous avons affiché ces spectres $\beta - \gamma - \gamma$ avec un échantillonnage de 1,75 keV/canal au lieu de 0,44 keV/canal, échantillonnage avec lequel les autres spectres ont été visualisés.

V.5 Décroissance β des $^{79,80,82,83,84,85}Ga$

Une fois le classement des données effectué comme décrit dans le paragraphe précédent, nous pouvons effectuer l'analyse de données. Au cours de l'expérience, le séparateur a été réglé sur les masses 79, 80, 82, 83, 84 et 85. L'estimation de la production des isotopes de gallium obtenue par le lien [ALT] et calculée avec une efficacité d'ionisation d'une source à plasma de 3% a été re-normalisée à une efficacité d'une source d'ionisation de surface de 0,7%. L'estimation de la production de ces isotopes avec une efficacité d'ionisation de 0,7% est respectivement de $2 \cdot 10^5$ pps, $2 \cdot 10^5$ pps, $2 \cdot 10^4$ pps, $3 \cdot 10^3$ pps, 180 pps et 16 pps.

V.5.a Masse 79

L'étude de la masse 79 a été faite pour tester notre méthode de mesure de période et vérifier que nos taux de productions attendus pour cette expérience étaient corrects. Nous avons choisi cette masse car ^{79}Ga est bien produit à ALTO. L'estimation du taux de production de ^{79}Ga est de $\sim 2 \cdot 10^5$ pps pour une intensité du faisceau d'électrons de $9 \mu A$ et une source d'ionisation de surface où le gallium est ionisé avec une efficacité de 0,7% (à partir des estimations à ALTO [ALT]). Pour comparer, la prévision du taux de production de ^{84}Ga est de ~ 180 pps, pour la même intensité de faisceau primaire et la même source. De plus, les raies γ caractéristiques de la décroissance β du ^{79}Ga sont bien connues [Sin2002]. Nous avons utilisé des cycles de 4 s de collection et de 10 s de décroissance. Le spectre γ conditionné β de la figure V.8 a été obtenu en 2,25 heures. Il est la somme de la statistique des cristaux de germanium.

Tout d'abord, il nous était nécessaire de tester notre méthode de mesure de période sur deux raies de la décroissance de ^{79}Ga , les raies γ à 464 keV et 1091 keV. Elles ont respectivement une intensité absolue de $\sim 24\%$ et $\sim 5\%$. Pour mesurer leur période, j'ai construit la matrice temps-énergie. Ensuite, pour chaque raie γ j'ai fait la projection en temps du pic de la raie corrigée du fond à gauche et à droite de ce pic. Une régression linéaire de cette projection corrigée a été faite en échelle logarithmique pour extraire la période de ces raies (le nombre total d'événements dans la projection du pic à 464 keV est 79234 événements ; pour celui à 1091 keV, la projection des événements de cette raie compte 7242 événements). L'équation de la régression utilisée est $\ln(N_0) - \frac{\ln 2}{T_{1/2}} * t$, avec N_0 le nombre de coups dans la raie γ au temps zéro moment où la phase de décroissance débute, $T_{1/2}$ la période de l'isotope dont la décroissance est étudiée et t la

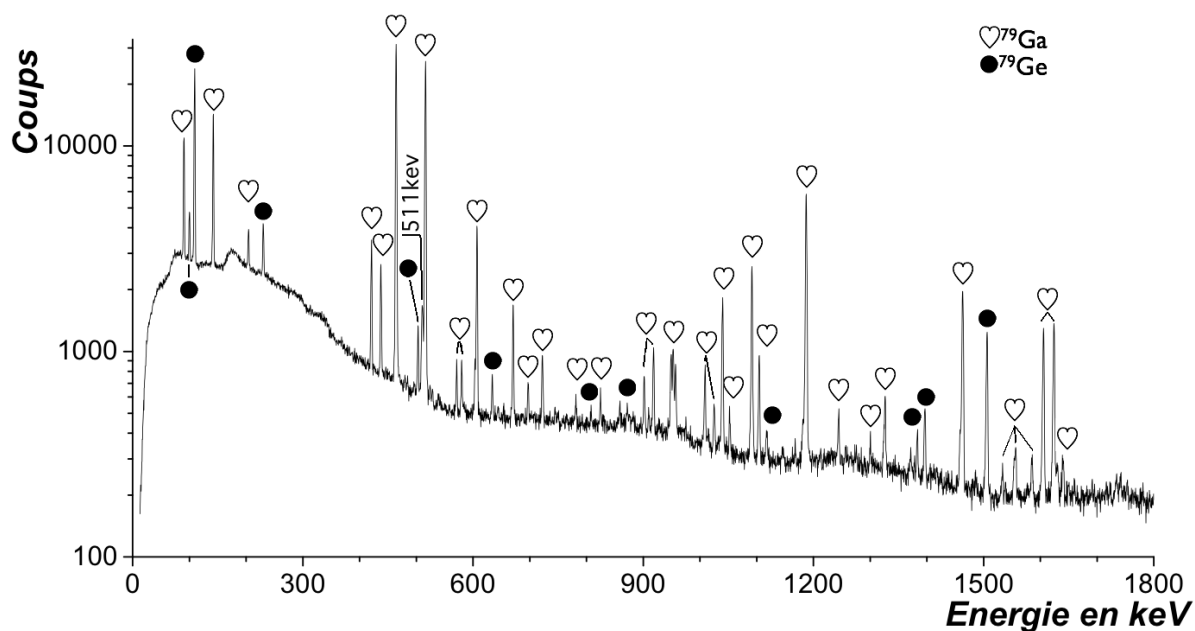


FIGURE V.8: Spectre γ conditionné β contenant toute la statistique obtenue pendant la mesure de la décroissance β^- du $^{79}_{31}Ga_{48}$.

variable. Les paramètres ajustés sont N_0 et $T_{1/2}$. Les résultats de ces ajustements sont illustrés dans la figure V.9. La période de ^{79}Ga est de $2,847 \pm 0,003$ s d'après l'évaluation [Sin2002]. Pour la raie à 464 keV, j'ai mesuré une période de $2,85 \pm 0,02$ s. Pour celle à 1091 keV, la période mesurée est de $2,91 \pm 0,07$ s. Ces périodes sont en bon accord avec la valeur issue de l'évaluation. Notre méthode de détermination des périodes est donc validée. C'est celle que nous utiliserons dans les analyses qui suivent.

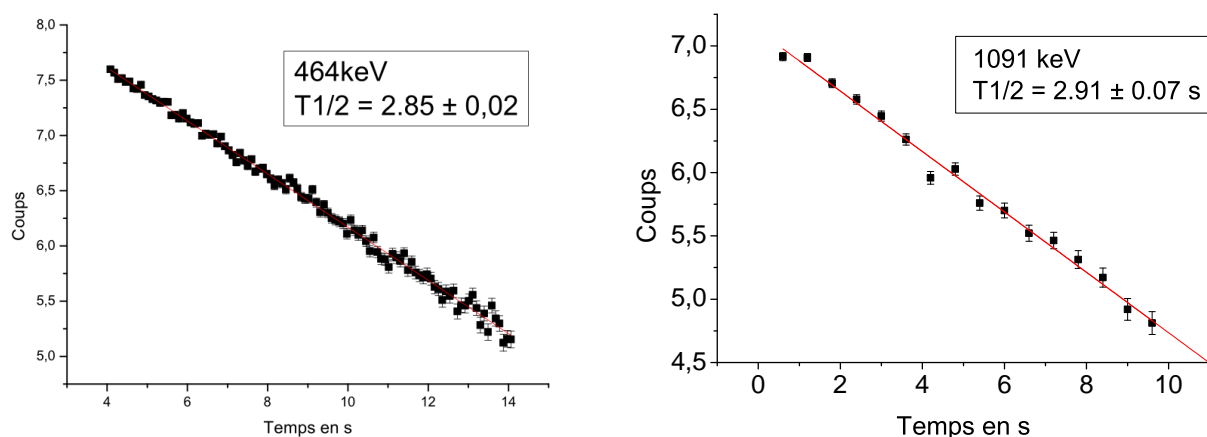


FIGURE V.9: A gauche le spectre en temps de la raie γ à 464 keV sur la partie de décroissance des cycles du ^{79}Ga . A droite, celui de la raie à 1091 keV. En rouge, la régression linéaire en échelle logarithmique de la décroissance faite avec l'équation $\ln(N_0) - \frac{\ln 2}{T_{1/2}} * t$. Chaque canal représente un intervalle de temps $\Delta t = t_2 - t_1$, le contenu du canal est proportionnel au nombre de noyaux qui se sont désintégrés entre t_1 et t_2 . Les barres d'incertitudes sont parfois plus petites que les symboles. Les périodes $T_{1/2}$ sont en secondes.

V.5.b Masse 80 : Décroissance de $^{80}_{31}Ga_{49}$

Les données sur l'état fondamental de ^{80}Ga et sur les états de ^{80}Ge proviennent de l'étude des décroissances β de $^{79-82}Ga$ de Hoff et Fogelberg au laboratoire de recherche scientifique de Studsvik en Suède [Hof1981], de l'étude de la décroissance de ^{80}Zn de Winger *et al.* [Win1987] au Laboratoire National de Brookhaven aux USA, la spectroscopie γ du projectile de la réaction de collision profondément inélastique de A. Makishima *et al.* [Mak1999] ($^{198}Pt+743 MeV \ ^{82}Se$) et la spectroscopie laser effectuée par B. Cheal *et al.* [Che2010]. En s'appuyant sur des arguments de systématique sur $N = 48$, Makishima *et al.* définissent les transitions $8^+ \rightarrow 6^+$ et $6^+ \rightarrow 4^+$ dans ^{80}Ge . Hoff et Fogelberg ont observé une cinquantaine de raies γ qu'ils ont attribuées à la décroissance β de ^{80}Ga vers ^{80}Ge . Ils ont proposé un spin pour l'état fondamental de ^{80}Ga de 3 à 5 et placé les états $0_1^+, 2_1^+, 2_2^+$ et 4_1^+ dans le schéma de niveaux de ^{80}Ge . Winger *et al.* proposent $J^\pi = 3^+$ pour l'état fondamental de ^{80}Ga . Le schéma de niveaux à basse énergie de ^{80}Ge alimentées par la décroissance de ^{80}Ga est représenté sur la figure V.10.

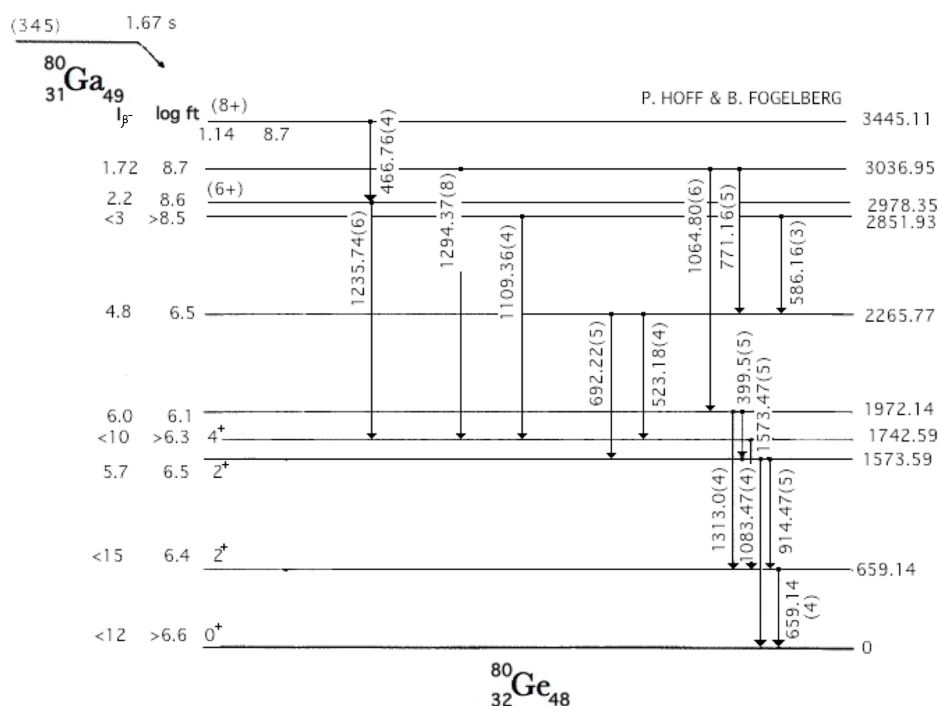


FIGURE V.10: Schéma de décroissance β^- du ^{80}Ga [Hof1981].

L'étude de la masse 80 est destinée à déterminer les durées de vie des deux états décroissant par voie β observés par B. Cheal *et al.* [Che2010]. Les auteurs proposent pour les deux états émetteurs β : $J^\pi = (3^-)$ et (6^-) . Nous nous sommes concentrés sur les mesures de périodes de différentes raies observées par Hoff et Fogelberg [Hof1981] dans la décroissance β de ce noyau. Les niveaux alimentés par la décroissance β de ^{80}Ga observées par ces auteurs sont illustrées dans la figure V.10. La période de ^{80}Ga donnée par ces auteurs est de 1,67 s. L'évaluateur [Sin2005] donne une période de $1,697 \pm 0,011$ s.

Détermination de la durée de vie :

Le ^{80}Ga a été étudié avec des cycles de 3 s de collection et de 9 s de décroissance (soit une durée totale du cycle de 12 s). Le spectre γ conditionné β est représenté sur la figure V.11. Ce spectre cumule la statistique de tous les détecteurs, obtenue en 3,33 heures de faisceau.

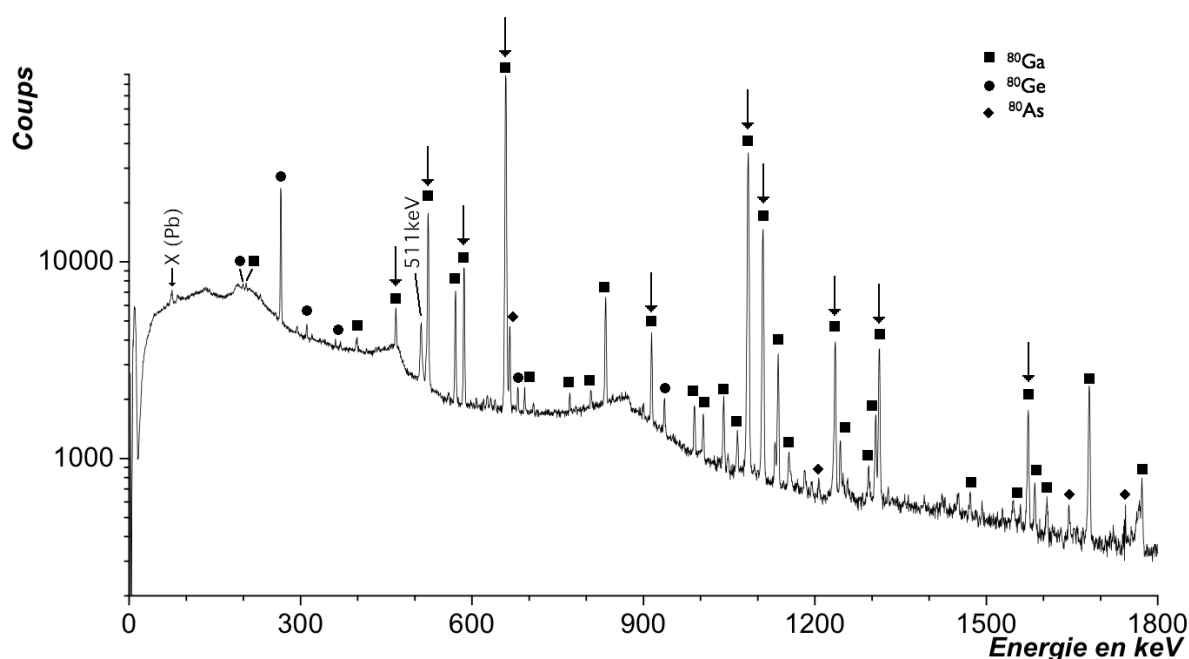


FIGURE V.11: Spectre γ conditionné β contenant toute la statistique obtenue pendant la mesure de la décroissance β^- de $^{80}_{31}Ga_{49}$. Les carrés indiquent les raies issues de décroissance de ^{80}Ga , les ronds celles issues de la décroissance de ^{80}Ge et les losanges celles issues de la décroissance de ^{80}As . Les flèches indiquent les raies dont la période a été mesurée.

Pour prospecter la durée de vie de l'isomère β du ^{80}Ga , nous avons mesuré la durée de vie des raies γ présentées dans le tableau V.2. Nous nous sommes restreints à la détermination des périodes des raies dont les transitions associées ont un spin connu pour au moins leur état initial ou final. Ces raies sont caractéristiques de la décroissance β de ^{80}Ga , elles figurent toutes dans le schéma de décroissance de la figure V.10. Les périodes de ces raies sont illustrées dans les spectres en temps de la figure V.12. J'ai représenté ces périodes sur un même graphique dans la figure V.13. Ce graphique fait apparaître deux groupes de valeurs de périodes distinctes qui sont incompatibles. Une période plus courte que celle de l'évaluation [Sin2005] caractérise les raies 915 keV et 1574 keV. Une autre plus longue caractérise les raies 467 keV, 523 keV, 586 keV, 1083 keV, 1109 keV et 1236 keV. J'ai calculé les valeurs $\overline{T}_{1/2}$ moyennes caractéristiques de ces deux groupes par la moyenne pondérée de leurs incertitudes avec les formules suivantes [BR02] :

$$\bar{T}_{1/2} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{T_{1/2}(\gamma_i)}{[\Delta T_{1/2}(\gamma_i)]^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{[\Delta T_{1/2}(\gamma_i)]^2}} \quad \Delta \bar{T}_{1/2}(\gamma_i) = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{[\Delta T_{1/2}(\gamma_i)]^2}}} \quad (V.1)$$

avec n le nombre de valeurs de périodes à moyenner pour un groupe, $\bar{T}_{1/2}$ la valeur de la période moyenne, $\Delta \bar{T}_{1/2}$ l'incertitude sur la période moyenne, $T_{1/2}(\gamma_i)$ la période d'une raie γ_i et $\Delta T_{1/2}(\gamma_i)$ l'incertitude sur la période de la raie γ_i . La valeur obtenue pour le groupe de périodes courtes est de $1,61 \pm 0,04$ s. La valeur obtenue pour le groupe de périodes longues est de $1,870 \pm 0,008$ s. L'activité de période courte alimente les raies 915 keV et 1574 keV sans alimenter les autres. L'activité associée à la valeur $T_{1/2}$ la plus faible alimente donc l'état 2^+ à 1574 keV sans alimenter les états de spin supérieur. L'état nucléaire possédant cette durée de vie β doit alimenter avec une certaine probabilité d'autres états 2^+ et peut être l'état fondamental 0^+ . Afin de vérifier la cohérence de nos données, on peut tenter d'évaluer la période apparente de la raie à 659 keV ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) à partir des périodes des activités β et γ qui l'alimentent. En considérant les intensités relatives des raies γ données dans le tableau V.2, nous pouvons calculer la contribution de l'intensité relative observée de la raie à 659 keV. C'est-à-dire l'alimentation de l'état 2_1^+ au travers des quatre chemins possibles : les transitions à 915 keV ($2_2^+ \rightarrow 2_1^+$), à 1083 keV ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$), à 1313 keV ($? \rightarrow 2_1^+$) et l'alimentation directe β à 659 keV. Ainsi d'après l'intensité observée de ces raies, l'alimentation relative de la transition à 659 keV ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) par la transition à 915 keV ($2_2^+ \rightarrow 2_1^+$) et par la décroissance β de ^{80}Ga (période courte) est de 27,2%. Celle par la raie γ à 1083 keV ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$; la période longue) est de 66%.

Cependant $66\% + 27,2\% = 93,2\%$ et il reste donc 6,8%. Cette dernière contribution provient de la transition à 1313 keV. Ne pouvant attribuer la transition à 1313 keV à un des deux groupes de raies, j'ai considéré l'alimentation de la raie 659 keV par cette dernière (soit 6,8%). Le calcul de la période de la raie γ à 659 keV en fonction de ses alimentations est $66\% * (1,87 \pm 0,008) + 27,2\% * (1,61 \pm 0,04) + 6,8\% * (1,75 \pm 0,02) = 1,79 \pm 0,02$ s, ce qui correspond à la valeur donnée par la mesure directe (voir fig.V.12). Nous pouvons donc conclure à l'existence d'un état isomérique β dans ^{80}Ga . De plus, nous pouvons remarquer que si l'hypothèse de deux états nucléaires décroissants par désintégration β est correcte, alors la valeur de Hoff et Fogelberg correspond à une valeur intermédiaire entre les périodes courte et longue suivant la production relative de ces deux états dans son expérience.

Pour vérifier l'alimentation directe ou non de l'état fondamental de ^{80}Ge par l'état de durée de vie courte émetteur β de ^{80}Ga , nous allons calculer le rapport théorique du nombre de décroissances de ^{80}Ge sur le nombre de décroissances de ^{80}Ga à l'aide des équations de Bateman et le comparer à celui calculé à partir des surfaces des pics à 659 keV de ^{80}Ge et 265 keV de ^{80}As

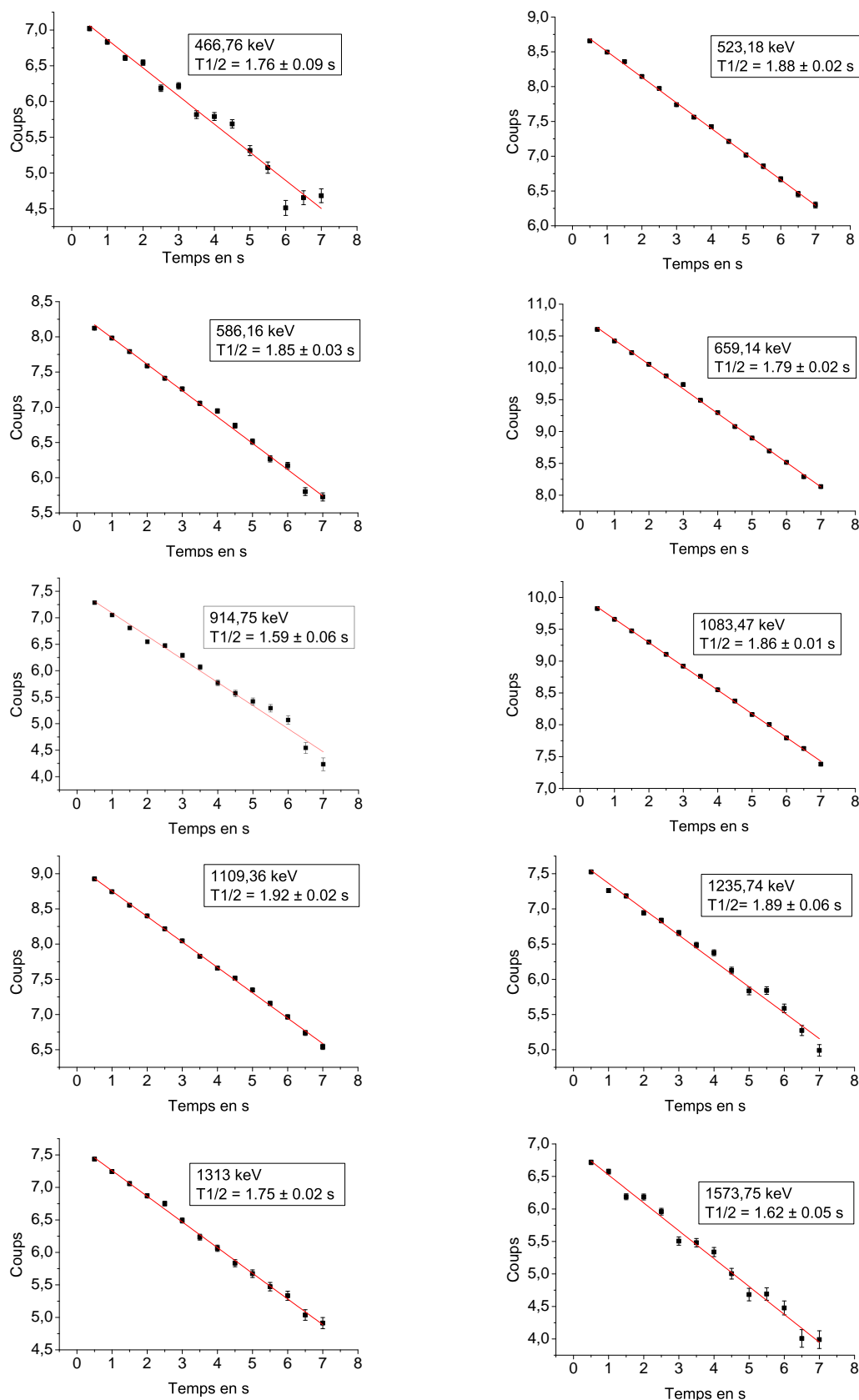


FIGURE V.12: Spectres en temps des raies γ conditionnées β sur la partie décroissance du cycle de ^{80}Ga . En rouge, la régression linéaire en échelle logarithmique de la décroissance faite avec l'équation $\ln(N_0) - \frac{\ln 2}{T_{1/2}} * t$. Chaque canal représente un intervalle de temps $\Delta t = t_2 - t_1 = 0,5$ s, le nombre de coups dans le canal est proportionnel au nombre de noyaux qui se sont désintégrés entre t_1 et t_2 . Les barres d'incertitudes sont parfois plus petites que les symboles. Les périodes $T_{1/2}$ sont en secondes.

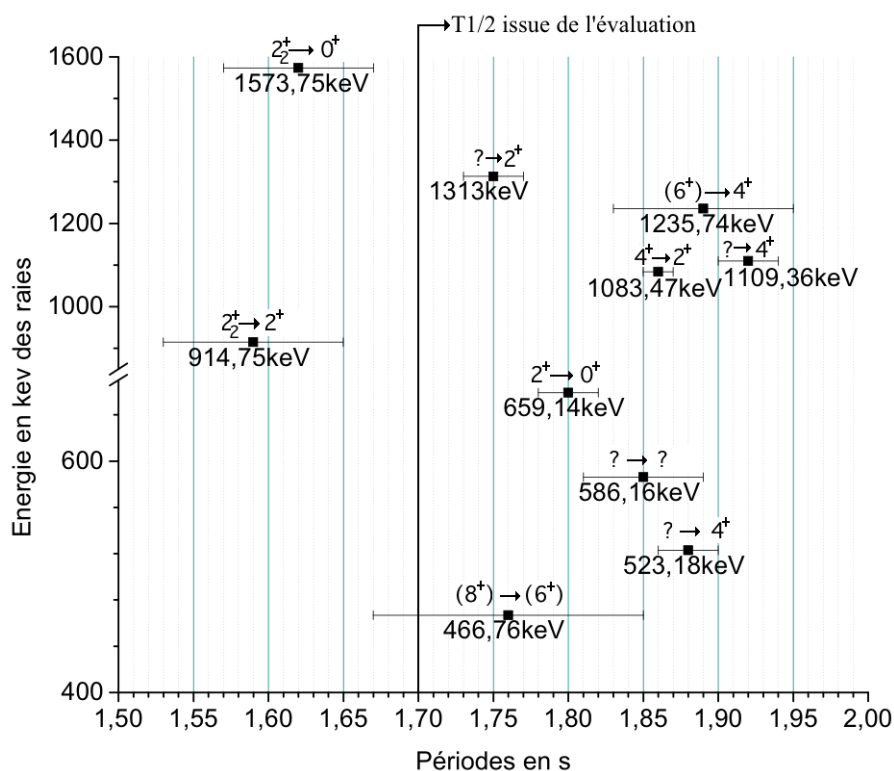


FIGURE V.13: Graphique représentant les périodes des différentes raies γ de l'analyse en fonction de l'énergie de leur raie γ .

Raie en keV	Placement	Période en s	Intensité relative en %	$\frac{I_{abs}(E_\gamma)}{I_{abs}(659\text{ keV})}^\#$ en %
466,76	3445.11-3036.95	1,76 ± 0,09	1,6 ± 0,2	1,36 ± 0,05
523	2265.77-1742.59	1,88 ± 0,02	12 ± 1	12,9 ± 0,4
586	2851.93-2265.77	1,85 ± 0,04	11,4 ± 1	6,6 ± 0,4
659,14	659.14-0	1,79 ± 0,02	100 ± 1	100 ± 1
914,75	1573.59-659.14	1,59 ± 0,06	3,8 ± 0,5	5,3 ± 0,2
1083,47	1742.59-659.14	1,86 ± 0,01	66 ± 6	62 ± 2
1109,36	2851.93-1742.59	1,92 ± 0,02	28 ± 3	23,8 ± 8
1235,78	2978.35-1742.59	1,89 ± 0,06	8 ± 1	6,2 ± 0,4
1313	1972.14-659.14	1,75 ± 0,02	6,8 ± 0,9	8,5 ± 0,3
1573,75	1573.59-0	1,62 ± 0,05	3,7 ± 0,6	4,4 ± 0,2
				$\frac{I_{abs}(E_\gamma)}{I_{abs}(265\text{ keV})}^\#$ en %
265,36 [†]	265,36-0		100 ± 3	100 ± 5
936,97 [†]	937,05-0		15 ± 2	15,0 ± 0,9

TABLE V.2: Tableau récapitulatif des périodes et intensités relatives de raies γ de la décroissance de ^{80}Ga étudiées. Le tableau donne aussi la placement de la transition associée dans le schéma de niveaux. Les raies marquées \dagger sont caractéristiques de la décroissance de ^{80}Ge vers ^{80}As . $^\#$ Les valeurs $I_{abs}(E_\gamma)$ sont issues de [Sin2005].

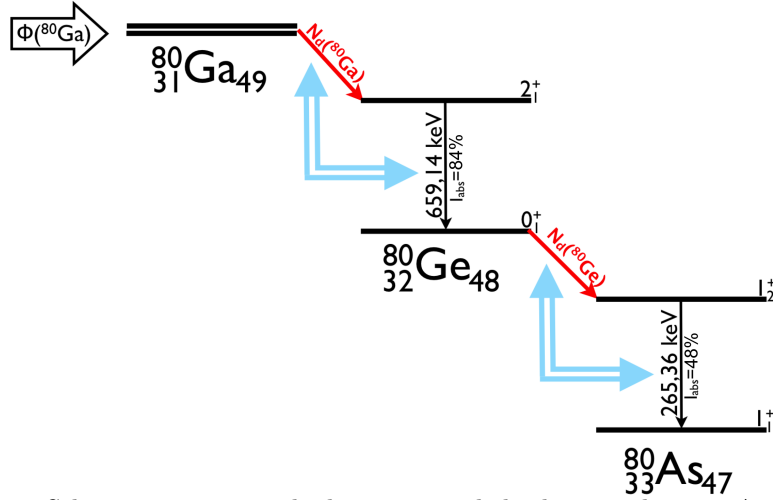


FIGURE V.14: Schéma représentant la décroissance de la chaîne isobarique $A=80$. Le gallium est alimenté par la production de cet isotope par ALTO.

(fig.V.14). Le pic à 659 keV (d'intensité absolue $I_{abs} = 84 \pm 1\%$ d'après [Hof1981]) caractérise la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ de ^{80}Ge ce qui nous permet de calculer le nombre de décroissances de ^{80}Ga de cette mesure. Celui à 265 keV (d'intensité absolue $I_{abs} = 48 \pm 1\%$ d'après [Hof1981]) caractérise la transition $1_2^+ \rightarrow 1_1^+$ de ^{80}As et permet le calcul du nombre de décroissances de ^{80}Ge de cette mesure. Si le rapport du nombre de décroissances de ^{80}Ge par le nombre de décroissances de ^{80}Ga $\frac{N_d(^{80}Ge)}{N_d(^{80}Ga)}$ calculé à partir des surfaces des pics est différent de celui découlant des équations de Bateman alors l'alimentation de l'état fondamental de ^{80}Ge par la décroissance β de ^{80}Ga manque (le rapport calculé à partir de la surface des raies ne prend pas en compte une éventuelle alimentation de l'état fondamental de ^{80}Ge par la décroissance de ^{80}Ga). Cela voudra dire que l'état fondamental de ^{80}Ge est bien alimenté par l'état émetteur β de ^{80}Ga de période courte.

Tout d'abord, les équations de Bateman qui permettent de calculer le nombre de noyaux de ^{80}Ga et ^{80}Ge en fonction du temps dans le cycle de mesure sont données par les égalités suivantes. Pendant la phase de collection du cycle de mesures, c'est-à-dire ici entre 0 et 3 s, le nombre $N_{1^{80}Ga}$ de noyaux de ^{80}Ga et le nombre $N_{1^{80}Ge}$ de ^{80}Ge sont donnés par :

$$N_{1^{80}Ga}(t) = \frac{\phi}{\lambda_{Ga}}(1 - e^{-\lambda_{Ga}t}),$$

$$N_{1^{80}Ge}(t) = \phi * \left\{ \frac{\lambda_{Ga} * e^{-\lambda_{Ge}t}}{\lambda_{Ge}(\lambda_{Ge} - \lambda_{Ga})} - \frac{e^{-\lambda_{Ga}t}}{\lambda_{Ge} - \lambda_{Ga}} + \frac{1}{\lambda_{Ge}} \right\}.$$

ϕ est le taux de production de ^{80}Ga , λ_{Ga} est la constante de décroissance de ^{80}Ga et λ_{Ge} est celle de ^{80}Ge . Pendant l'étape de décroissance du cycle de mesures, c'est-à-dire ici entre 3 et 12 s, le nombre $N_{2^{80}Ga}$ de noyaux de ^{80}Ga et le nombre $N_{2^{80}Ge}$ de noyaux de ^{80}Ge sont donnés par ($t_2 = t - 3$) :

$$N_{2^{80}Ga}(t) = \phi * \frac{1 - e^{-3\lambda_{Ga}}}{\lambda_{Ga}} e^{-\lambda_{Ga}t_2},$$

$$N_{2^{80}Ge}(t) = \phi * \left\{ -\frac{\lambda_{Ga} * (1 - e^{-3\lambda_{Ge}})}{\lambda_{Ge} * (\lambda_{Ge} - \lambda_{Ga})} * e^{-\lambda_{Ge}t_2} + \frac{(1 - e^{-3\lambda_{Ga}})}{\lambda_{Ge} - \lambda_{Ga}} * e^{-\lambda_{Ga}t_2} \right\}.$$

Les nombres de désintégrations de ⁸⁰Ga et ⁸⁰Ge s'écrivent alors :

$$N_d(^{80}\text{Ga}) = \int_0^3 dt \lambda_{\text{Ga}} * N_{1^{80}\text{Ga}}(t) + \int_0^9 dt_2 \lambda_{\text{Ga}} * N_{2^{80}\text{Ga}}(t_2), \text{ avec } t_2 = t - 3$$

$$N_d(^{80}\text{Ga}) = \phi * \left\{ 3 - \frac{1 - e^{-3\lambda_{\text{Ga}}}}{\lambda_{\text{Ga}}} + (1 - e^{-3\lambda_{\text{Ga}}}) \frac{1 - e^{-9\lambda_{\text{Ga}}}}{\lambda_{\text{Ga}}} \right\},$$

et

$$N_d(^{80}\text{Ge}) = \int_0^3 dt \lambda_{\text{Ge}} * N_{1^{80}\text{Ge}}(t) + \int_0^9 dt_2 \lambda_{\text{Ge}} * N_{2^{80}\text{Ge}}(t_2), \text{ avec } t_2 = t - 3$$

avec

$$\int_0^3 dt \lambda_{\text{Ge}} * N_{1^{80}\text{Ge}}(t) = \phi * \left\{ 3 - \frac{\lambda_{\text{Ge}}(1 - e^{-3\lambda_{\text{Ga}}})}{\lambda_{\text{Ga}}(\lambda_{\text{Ge}} - \lambda_{\text{Ga}})} + \frac{\lambda_{\text{Ga}}(1 - e^{-3\lambda_{\text{Ge}}})}{\lambda_{\text{Ge}}(\lambda_{\text{Ge}} - \lambda_{\text{Ga}})} \right\},$$

et avec

$$\int_0^9 dt_2 \lambda_{\text{Ge}} * N_{2^{80}\text{Ge}}(t_2) = \phi * \left\{ - \frac{\lambda_{\text{Ga}}(1 - e^{-3\lambda_{\text{Ge}}})}{\lambda_{\text{Ge}}(\lambda_{\text{Ge}} - \lambda_{\text{Ga}})} (1 - e^{-9\lambda_{\text{Ge}}}) + \frac{\lambda_{\text{Ge}}(1 - e^{-3\lambda_{\text{Ga}}})}{\lambda_{\text{Ga}}(\lambda_{\text{Ge}} - \lambda_{\text{Ga}})} (1 - e^{-9\lambda_{\text{Ga}}}) \right\}.$$

Ces expressions donnent un rapport $\frac{N_d(^{80}\text{Ge})}{N_d(^{80}\text{Ga})} = 17\%$.

Ensuite, la surface du pic à 659 keV est de $5,92.10^5 \pm 10^3$ coups, il y a alors $N_{d^{80}\text{Ga}} = 2,93.10^7 \pm 3.10^5$ désintégrations observées de ⁸⁰Ga dans la mesure à cette masse. Le pic à 265 keV caractérisant ces mêmes désintégrations à une surface de $1,14.10^5 \pm 4.10^3$ coups ce qui implique $4,8.10^6 \pm 3.10^5$ désintégrations. Le rapport calculé à partir des surfaces des deux pics est alors $\left(\frac{N_d(^{80}\text{Ge})}{N_d(^{80}\text{Ga})} \right)_s = 16,5 \pm 0,8\%$.

On peut conclure que l'état fondamental de ⁸⁰Ge ne semble pas être alimenté par la décroissance β de ⁸⁰Ga. L'état de durée de vie courte semble donc alimenter uniquement les états 2^+ de ⁸⁰Ge. Il faut aussi noter que dans la systématique des noyaux impairs-impairs N=49, les états de parité positive sont très hauts en énergie. Ainsi nous pouvons faire l'hypothèse d'une transition GT première interdite $\Delta J = 0, 1$ et $\Delta\pi = -$ entre l'état de durée de vie courte de ⁸⁰Ga et les états de ⁸⁰Ge, cet état de ⁸⁰Ga correspond à $J^\pi = (2^-, 3^-)$. Cette assignation est en accord avec [Che2010] mais en désaccord avec [Hof1981] et [Win1987]. Cependant, la période mesurée de la raie à 1083 keV (associée à la transition $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$) semble montrer que l'état de durée de vie courte n'alimente pas l'état 4_1^+ de ⁸⁰Ge. Ceci n'est pas cohérent avec une assignation $J^\pi = (3^-)$ pour l'état de courte période de ⁸⁰Ga.

L'état de durée de vie longue alimente les états 4^+ (caractérisé par la raie à 1083 keV : $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ d'après [Mak1999] et alimenté majoritairement avec $I_{rel} = 66\%$, deuxième plus intense), 6^+ (caractérisé par la raie à 1236 keV : $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ d'après [Mak1999]) et 8^+ (caractérisé par la raie 467 keV : $8_1^+ \rightarrow 6_1^+$ d'après [Mak1999]) de ⁸⁰Ge. Il paraît alors raisonnable dans l'hypothèse d'une transition GT première interdite de proposer $J^\pi = (6^-)$ pour l'état de longue période de ⁸⁰Ga. La proposition de parité de cet état est en accord avec [Che2010].

V.5.c Masse 82

L'étude de la masse 82, nous a permis de compléter les schémas de décroissance β (et $\beta - n$) de $^{82}_{31}\text{Ga}_{51}$ et β de $^{82}_{32}\text{Ge}_{50}$. De plus, les mesures des périodes des raies les plus intenses de la décroissance β^- de ^{82}Ga ont donné l'opportunité de vérifier notre méthode de détermination des périodes sur un deuxième cas exotique et de donner une nouvelle mesure de la période de cet isotope.

La décroissance β de ^{82}Ga et les transitions dans ^{82}Ge sont principalement issues des expériences de décroissance β de Hoff et Fogelberg [Hof1981] faites au laboratoire de recherche scientifique de Studsvik en Suède et de Winger *et al.* [Win2010] au laboratoire national d'Oak Ridge. Ces auteurs ont placé un grand nombre de transitions dans le schéma de ^{82}Ge représentées sur la figure V.15. Rzaca *et al.* [Rza2007] ont observé une cascade de transitions γ lors de la fission spontanée de ^{248}Cm qu'ils ont attribuée à la bande Yrast $(5, 6_1^+) \rightarrow (4_1^+) \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$.

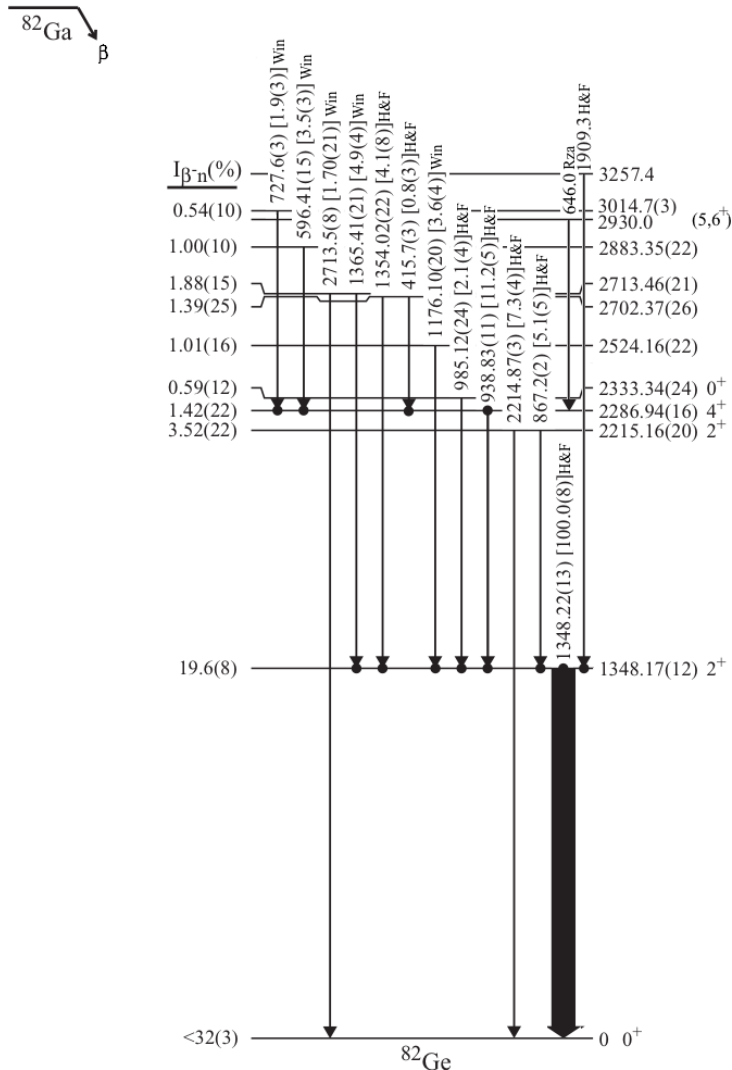


FIGURE V.15: Schéma des niveaux à basse énergie récapitulant les informations obtenues sur ^{82}Ge à partir des travaux de [Hof1981], [Win2010], et [Rza2007]. Les transitions marquées Win ont été proposées dans [Win2010], celles marquées H&F ont été proposées dans [Hof1981] et celle marquée Rza a été proposée dans [Rza2007].

Les décroissances radioactives à la masse 82 ont été étudiées avec un cycle de 1 s pour la collection et de 3 s pour la décroissance (voir le tableau V.1). Au cours de cette mesure, des claquages se sont produits au niveau de la haute tension d'extraction induisant l'apparition de contaminants (Rb) indiqués par des soleils dans la figure V.16 qui présente le spectre γ conditionné β . Ce dernier cumule la statistique de tous les détecteurs obtenue en cinq heures de faisceau. Les différentes transitions γ observées sont indiquées dans le tableau V.3 à la fin de l'étude de la décroissance β^- de ^{82}Ga .

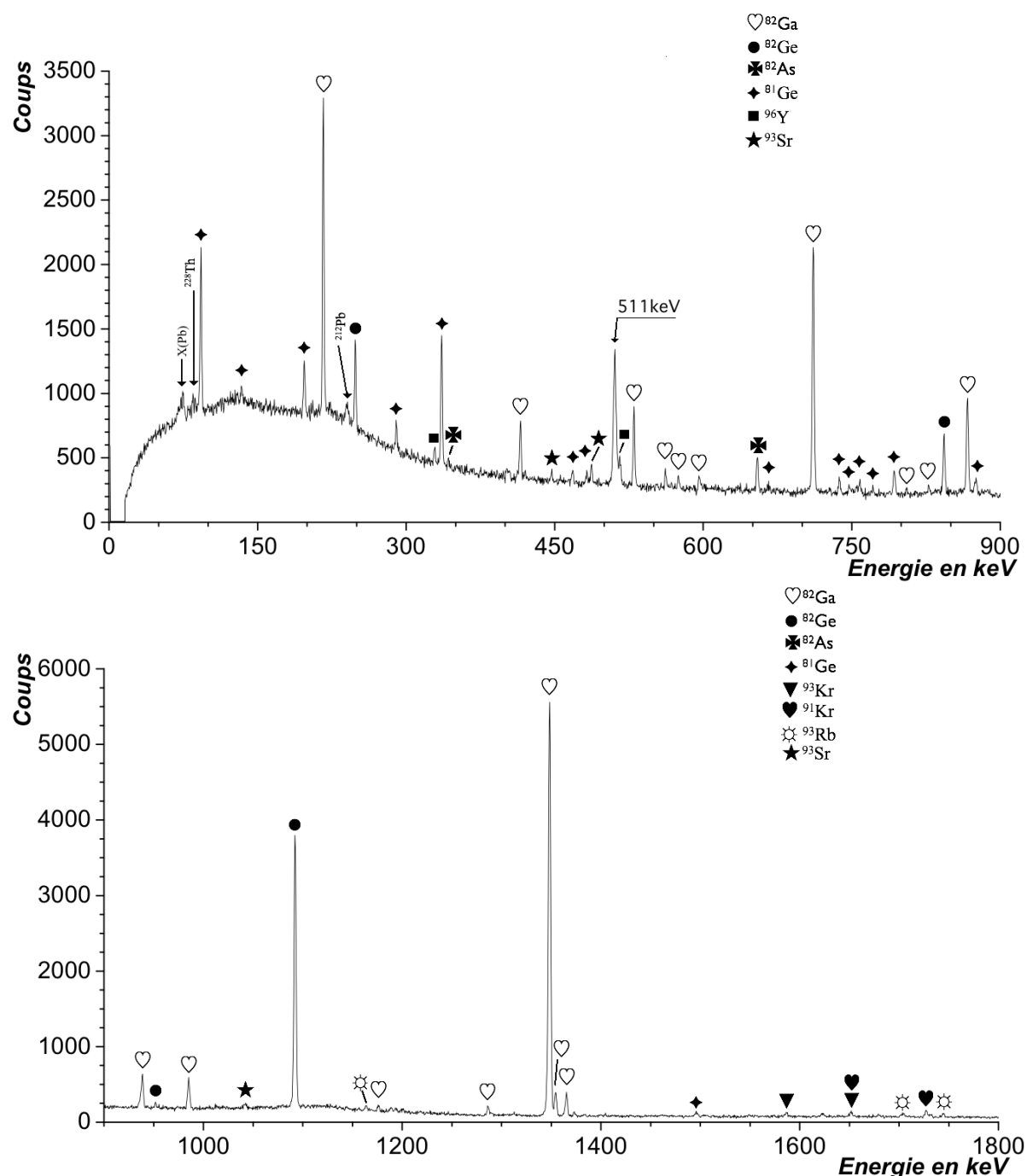


FIGURE V.16: Spectre γ conditionné β contenant toute la statistique obtenue pendant la mesure de la décroissance β^- de $^{82}_{31}Ga_{51}$

V.5.c.i Décroissance de $^{82}_{31}Ga_{51}$

Comme on le voit sur la figure V.16, le spectre γ conditionné β met en évidence les raies de la décroissance β et $\beta - n$ de ^{82}Ga . Ceci est une preuve de la collection de la masse 82. De plus l'absence des raies de la décroissance de ^{81}As confirme que la masse 81 n'a pas été collectée sur la bande.

Voie de décroissance β de ^{82}Ga :

Concernant la décroissance β de ^{82}Ga , les résultats les plus intéressants ont été observés après la construction de la matrice énergie-énergie pour cette mesure. Grâce aux coïncidences, nous sommes en mesure de placer deux nouvelles transitions dans le schéma de niveaux de ^{82}Ge . Avant de désigner ces nouvelles coïncidences observées, il faut noter que pour certaines projections corrigées du fond de cette matrice, nous n'avons pas pu supprimer tous les événements correspondants aux pics dûs à la rétrodiffusion des gammas des raies les plus intenses. Les nouvelles raies γ observées grâce à la construction des coïncidences sont les raies à 1378 keV et 565 keV. En effet, nous mettons en évidence une coïncidence entre la raie à 1348 keV et une nouvelle raie à 1378 keV. Dans le spectre des événements en coïncidences avec la raie γ à 1348 keV, représenté dans la figure V.17, nous observons en effet la présence d'un pic à 1378 keV. Inversement sur la projection des événements ou "gate" à 1378 keV (fig. V.18), la raie à 1348 keV est clairement visible.

L'autre raie γ observée avec ce jeu de coïncidences $\gamma-\gamma$ est la raie à 565 keV qui sort difficilement du fond des projections des fenêtres centrées sur 867 keV et 1348 keV (fig.V.17). La projection de la fenêtre sur 565 keV fait apparaître les deux raies γ 867 keV et 1348 keV (fig.V.18). La cascade γ 564 keV, 867 keV et 1348 keV est ainsi établie. En plus de ces cascades, nous confirmons toutes celles observées par Hoff et Fogelberg (figV.17) et nous confirmons la coïncidence entre les deux raies γ à 1365 keV et 1348 keV proposée dans [Win2010]. En effet, nous observons une raie à 1365 keV dans la projection de la fenêtre centrée sur 1348 keV et inversement nous observons une raie à 1348 keV dans la projection de la fenêtre à 1365 keV ce qui confirme la coïncidence entre ces deux raies γ . A propos de la raie γ à 1176 keV proposée en coïncidence avec la raie de plus grande intensité à 1348 keV par Winger *et al.* [Win2010], nous ne l'observons pas en coïncidence γ avec celle à 1348 keV. Nous ne pouvons donc pas la confirmer en voie de désintégration β . Par ailleurs, nous remarquons que les raies à 728 keV et 596 keV observées par J.A. Winger *et al.* [Win2010], n'apparaissent pas dans notre spectre γ conditionné β . Cependant, nous observons bien les raies à 1176 keV et 1365 keV que ces auteurs avaient déjà rapportées. Pour clarifier les avancées sur la voie de désintégration β de ^{82}Ga , la figure V.19 met à jour le schéma de niveaux de ^{82}Ge .

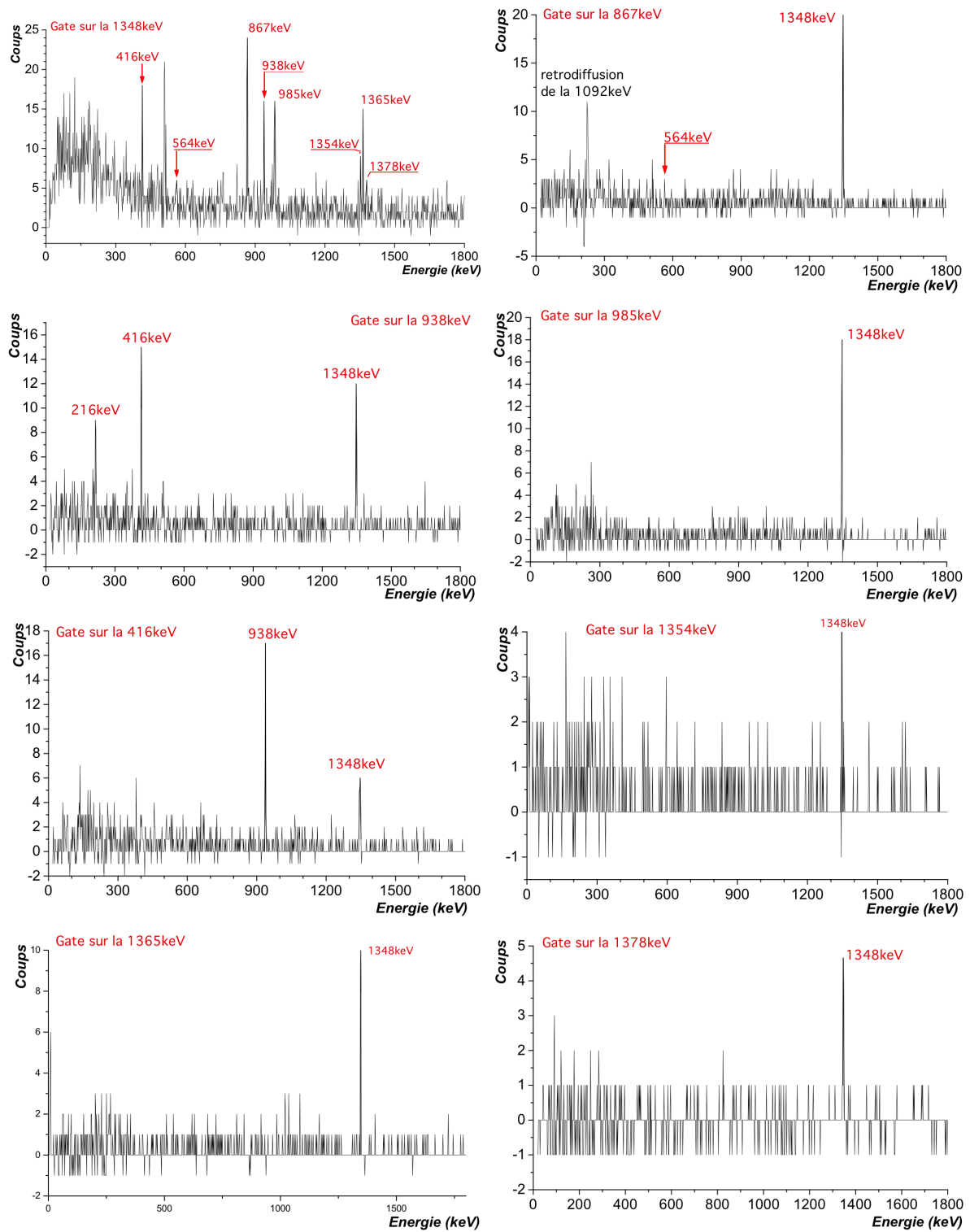


FIGURE V.17: Projections de la matrice Energie-Energie pour les raies à 1354 keV, 867 keV, 938 keV, 985 keV, 416 keV, 1354 keV, 1365 keV et 1378 keV.

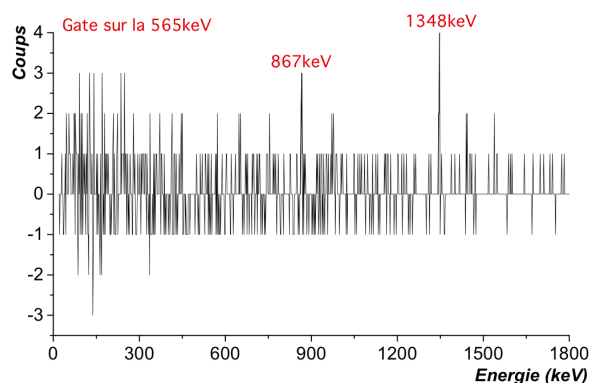


FIGURE V.18: Projection de la matrice Energie-Energie pour la raie à 564 keV.

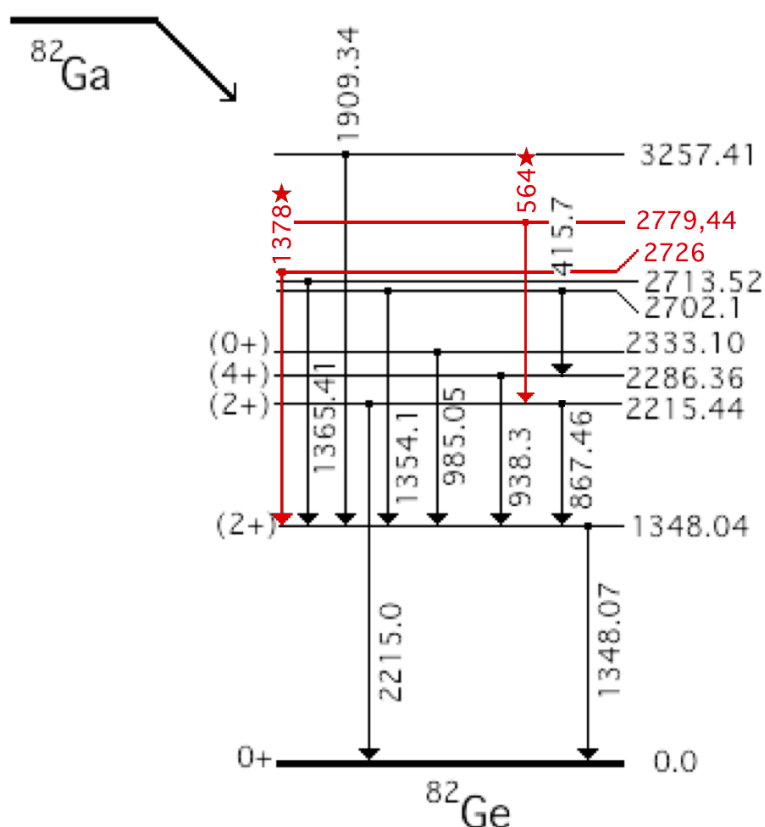


FIGURE V.19: Schéma des niveaux à basse énergie de la décroissance β^- de ^{82}Ga obtenu à partir de nos mesures. Les étoiles marquent les nouvelles transitions complétant les travaux antérieurs [Win2010] et [Hof1981].

Voie de décroissance $\beta - n$ de ^{82}Ga :

Concernant la décroissance $\beta - n$ de ^{82}Ga , nous avons observé des raies γ à 562 keV et 1286 keV dans le spectre γ conditionné β . Elles ne sont pas en coïncidence avec les raies γ observées, ni avec d'autres raies γ . Cependant, elles sont connues dans la désintégration β de ^{81}Ga [Bag2008] et tombent directement sur l'isomère et l'état fondamental de ^{81}Ge . Nous proposons donc de les attribuer à la décroissance $\beta - n$ de ^{82}Ga .

Dans [Hof1980], P. Hoff a identifié trois pics caractéristiques de la décroissance $\beta - n$ de ^{82}Ga : 216 keV, 530 keV et 711 keV (voir figure V.20). Ces trois raies ont été observés dans le spectre γ conditionné β . Pour en assurer l'identification, nous avons observé les coïncidences $\gamma - \gamma$ de ces raies. Les spectres illustrant les coïncidences $\gamma - \gamma$ sont représentés sur la figure V.21. Les raies γ à 711 keV et 530 keV sont bien en coïncidence l'une avec l'autre. Nous observons la raie γ à 216 keV en coïncidence γ avec deux raies à 828 keV et 936 keV. Ces deux nouvelles raies γ sont déjà connues dans la décroissance β de ^{81}Ga [Bag2008]. En regardant la projection des événements de la fenêtre centrée sur 828 keV, nous voyons la coïncidence avec la raie γ à 216 keV. Nous avons donc mis en évidence une nouvelle transition γ dans la voie $\beta - n$ de ^{82}Ga . Pour la raie à 936 keV, la raie tombe dans le pied du pic de la raie γ à 938 keV de la voie β . La projection des événements de la fenêtre centrée sur 936 keV est dominée par la voie β . Nous avons tout de même observé la raie à 216 keV en coïncidence avec celle à 938 keV (fig.V.17). Heureusement, la raie γ 936 keV est connue dans la désintégration de ^{81}Ga [Bag2008]. Nous pouvons alors attribuer cette raie à 936 keV à la décroissance $\beta - n$ de ^{82}Ga . Nous avons récapitulé les informations issues de ce travail pour la décroissance $\beta - n$ de ^{82}Ga sur la figure V.20.

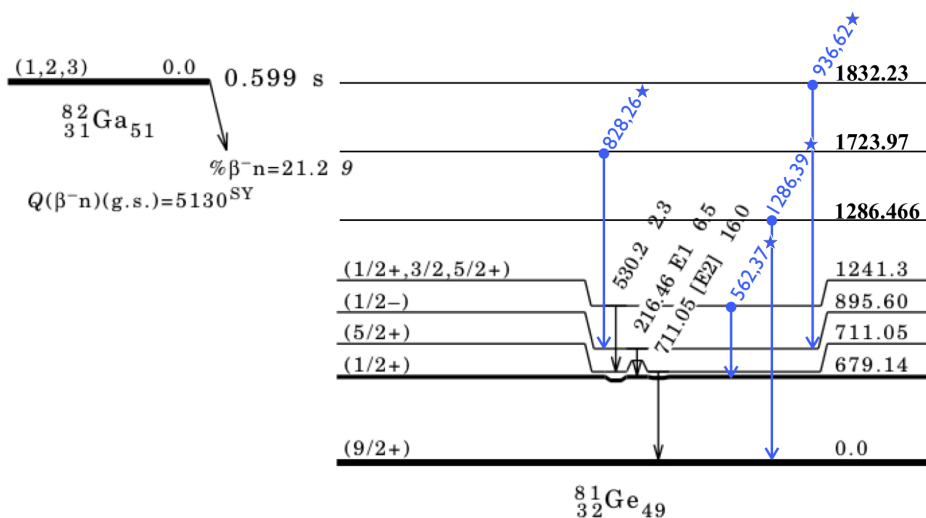


FIGURE V.20: Schéma des niveaux à basse énergie de la décroissance $\beta - n$ de ^{82}Ga construit à partir des données de ce travail. Les étoiles marquent les nouvelles transitions complétant les travaux antérieurs [Bag2008] [Hof1980].

Détermination de la durée de vie :

Nous allons à présent nous intéresser aux périodes des raies γ de la décroissance β et $\beta - n$ du ^{82}Ga . Nous avons mesuré les périodes des raies γ : 216 keV, 416 keV, 530 keV, 711 keV, 867 keV, 938 keV, 985 keV et 1348 keV. Les périodes de ces raies sont illustrées dans les graphiques des figures V.22 et V.23. Les décroissances sont présentées en pas de 500 ms sur

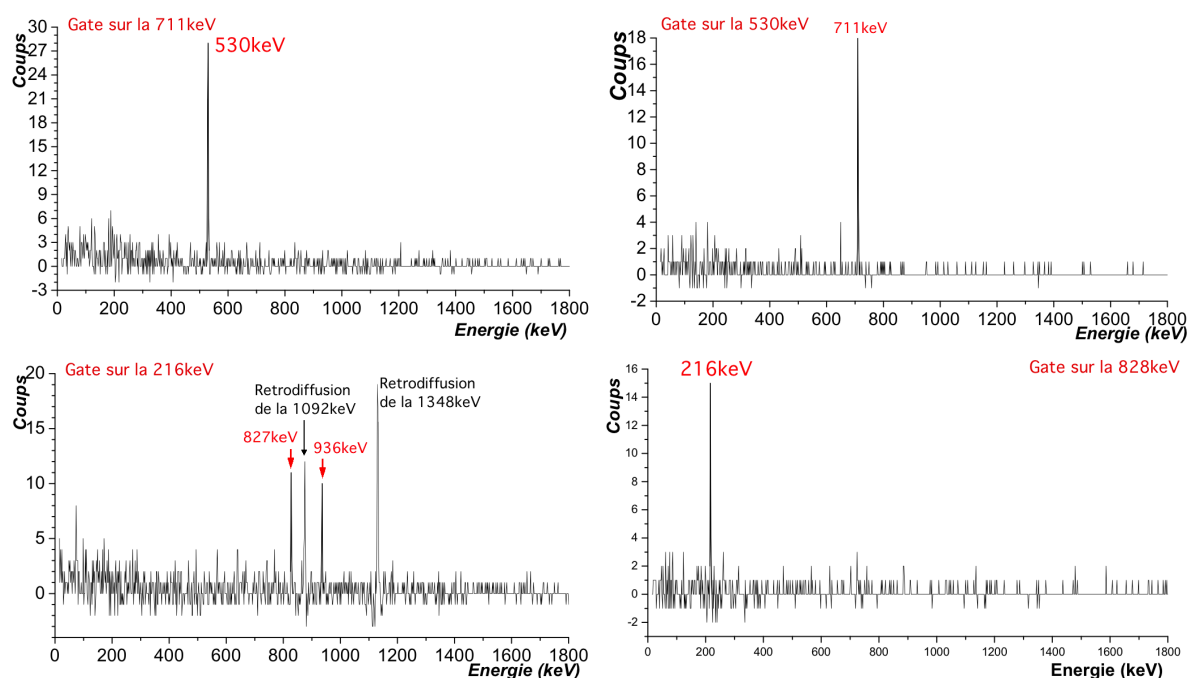


FIGURE V.21: Projections de la matrice Energie-Energie pour les raies à 711 keV, 530 keV, 216 keV et 828 keV. Sur la figure de la fenêtre nommée "gate sur la 530keV", le pic à 649 keV disparaît en fonction de la définition de la zone de fond, il ne représente pas une vraie coïncidence $\gamma - \gamma$.

les 2,5 premières secondes du début de la phase de décroissance du cycle de mesure. Pour la mesure de période de la raie γ à 216 keV, la mesure sur les 2,5 premières secondes donnait un résultat aberrant. Nous avons alors fait deux autres ajustements pour cette raie : un sur les 2 premières secondes de la décroissance, l'autre sur les 3 premières secondes. Nous avons ainsi obtenu deux mesures correctes de la période de cette raie γ . Ces mesures sont représentées sur les figures V.22. Toutes ces périodes sont représentées sur un même graphique dans la figure V.24. Ces périodes sont toutes compatibles dans leur barre d'erreur avec la période de l'évaluation [Tul2003] qui est de $0,599 \pm 0,002$ s. La période moyenne calculée à partir de la formule V.1 est de $0,601 \pm 0,005$ s.

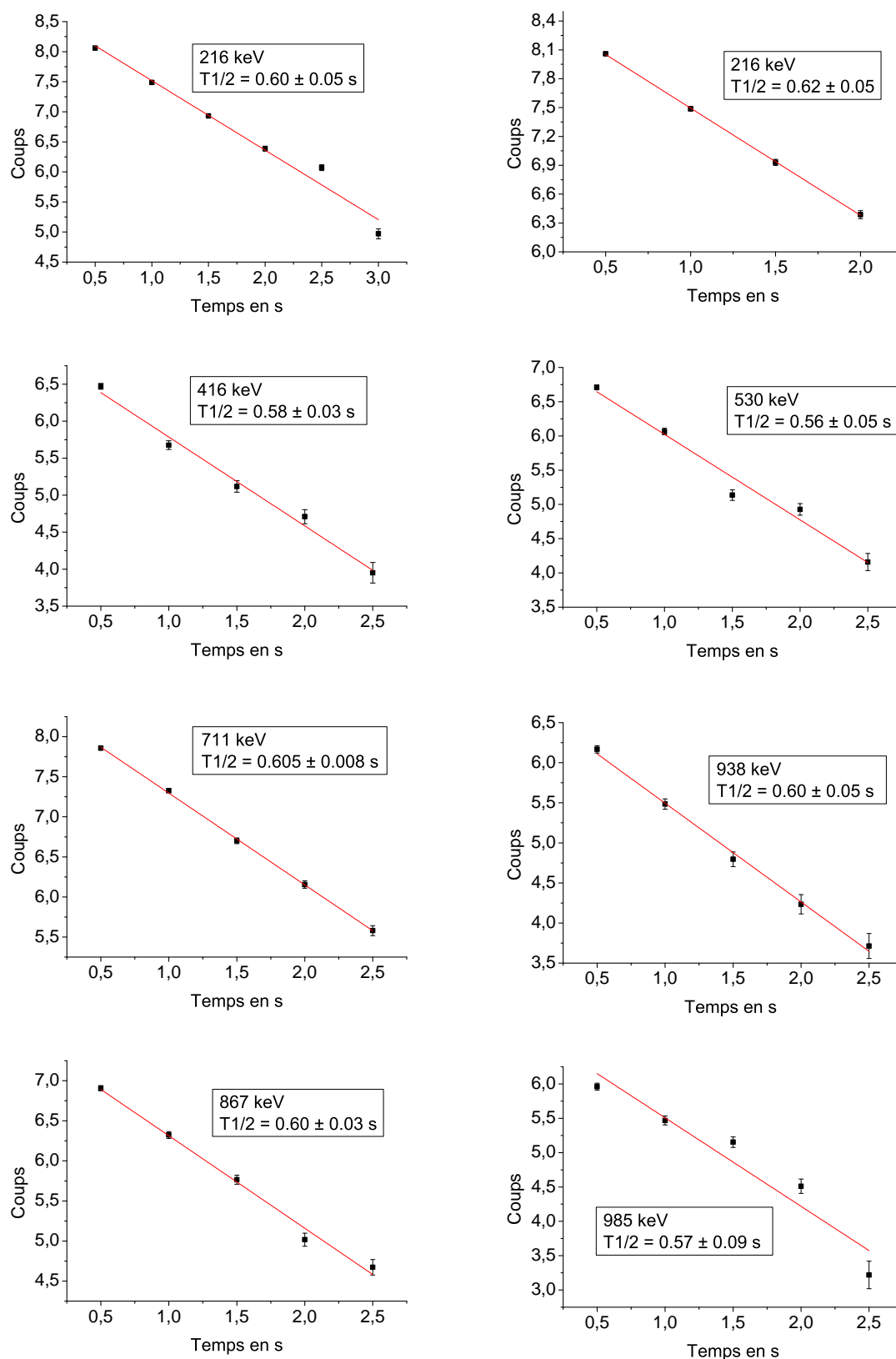


FIGURE V.22: Spectres en temps des raies γ conditionnées β sur la partie décroissance du cycles pour les raies de la décroissance de ^{82}Ga . En rouge, la régression linéaire en échelle logarithmique de la décroissance faite avec l'équation $\ln(N_0) - \frac{\ln 2}{T_{1/2}} * t$. Chaque canal représente un intervalle de temps $\Delta t = t_2 - t_1 = 0,5 \text{ s}$, le nombre de coups dans le canal est proportionnel au nombre de noyaux qui se sont désintégrés entre t_1 et t_2 .

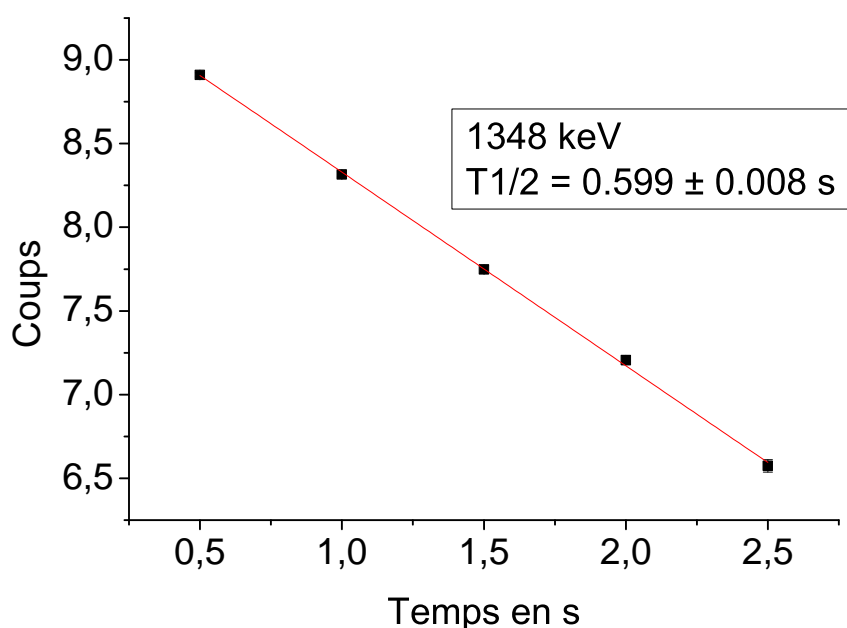


FIGURE V.23: Spectre en temps de la raie γ conditionnée β à 1348 keV sur la partie décroissance du cycle de ^{82}Ga . En rouge, la régression linéaire en échelle logarithmique de la décroissance faite avec l'équation $\ln(N_0) - \frac{\ln 2}{T_{1/2}} * t$. Chaque canal représente un intervalle de temps $\Delta t = t_2 - t_1 = 0,5$ s, sa taille est proportionnelle au nombre de noyaux qui se sont désintégrés entre t_1 et t_2 .

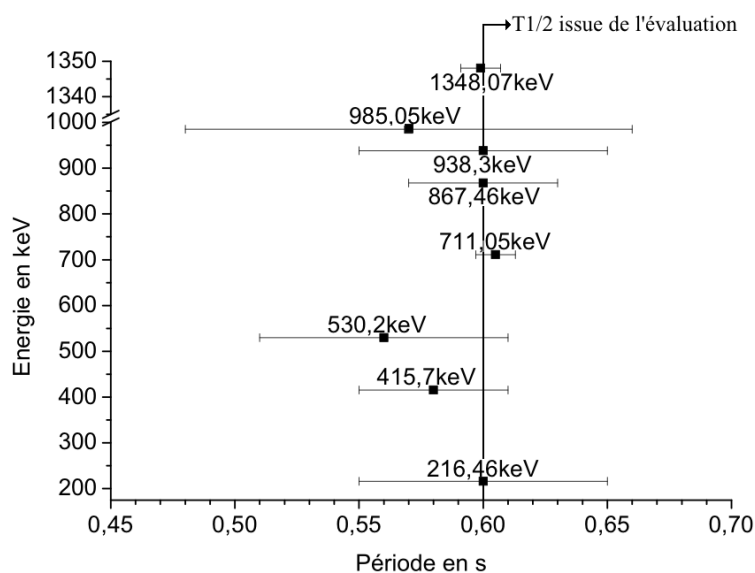


FIGURE V.24: Graphique représentant les périodes des différentes raies γ de l'analyse de ^{82}Ga en fonction de l'énergie de leur raie γ .

Décroissance	E_γ (keV)	Placement (keV)	γ en coïncidence (keV)	Spectre de la mesure	I_γ (%)
$^{82}Ga\beta$	$416,1 \pm 0,7$	2702-2286	938 ; 1348	direct $\beta - \gamma$	$3,1 \pm 0,5$ $2,2 \pm 0,6$
$^{82}Ga\beta$	564 ± 2	2779-2215	867 ; 1348		≤ 1
$^{82}Ga\beta$	$867,0 \pm 0,9$	2215-1348	564 ; 1348	direct $\beta - \gamma$	26 ± 2 8 ± 2
$^{82}Ga\beta$	$938,6 \pm 1,1$	2286-1348	416 ; 1348	direct $\beta - \gamma$	$1,7 \pm 0,5$ 7 ± 2
$^{82}Ga\beta$	$985,3 \pm 0,9$	2333-1348	1348	direct $\beta - \gamma$	$4,4 \pm 0,6$ 5 ± 1
$^{82}Ga\beta$	1348 ± 1	1348-0	416 ; 564 ; 867 ; 938 ; 985 ; 1354 ; 1365 ; 1378	direct $\beta - \gamma$	100 ± 1 100 ± 11
$^{82}Ga\beta$	$1354,3 \pm 0,8$	2702-1348	1348	$\beta - \gamma$	$2,6 \pm 0,9$
$^{82}Ga\beta$	1365 ± 1	2714-1348	1348	$\beta - \gamma$	$2,9 \pm 0,9$
$^{82}Ga\beta$	1378 ± 2	2726-1348	1348		≤ 1
$^{82}Ga\beta - n$	$217,0 \pm 0,8$	895-679	828 ; 935	$\beta - \gamma$	48 ± 3
$^{82}Ga\beta - n$	$530,5 \pm 0,9$	1241-711	711	$\beta - \gamma$	27 ± 2
$^{82}Ga\beta - n$	$562,5 \pm 0,7$	1286-679		$\beta - \gamma$	6 ± 1
$^{82}Ga\beta - n$	$711,4 \pm 0,9$	711-0	530	$\beta - \gamma$	100 ± 16
$^{82}Ga\beta - n$	$828,4 \pm 0,9$	1726-895	216		
$^{82}Ga\beta - n$	$935,3 \pm 0,9$	1826-895	216		

TABLE V.3: Transitions γ observées dans les décroissances de ^{82}Ga et de ^{82}Ge . Les cases des intensités laissées vides indiquent que la transition γ n'a pas une intensité suffisante pour être observée dans les spectres γ directs ou conditionnés β . Elles n'ont été observées que dans les spectres des projections des coïncidences $\gamma - \gamma$.

V.5.c.ii Décroissance de $^{82}_{32}Ge_{50}$

Les données de la décroissance β de ^{82}Ge sont principalement issues de l'étude de Hoff et Fogelberg [Hof1981]. Dans leur étude, la décroissance β de ^{82}Ga a permis comme ici d'étudier la décroissance de ^{82}Ge . Les auteurs ont observé deux états excités dans ^{82}As et un troisième dont ils n'étaient pas certains du placement (voir figure V.25).

Nous avons observé toutes les raies reportées de la littérature sauf celle à 140 keV dont le placement avait été considéré comme hypothétique dans l'étude originale [Hof1981]. Par la suite, nous avons regardé les projections des événements dans la matrice énergie-énergie, des raies connues de la désintégration β de ^{82}Ge . Les projections des événements dans la matrice énergie-énergie des raies qui suivront sont illustrées sur la figure V.26. Sur la projection de

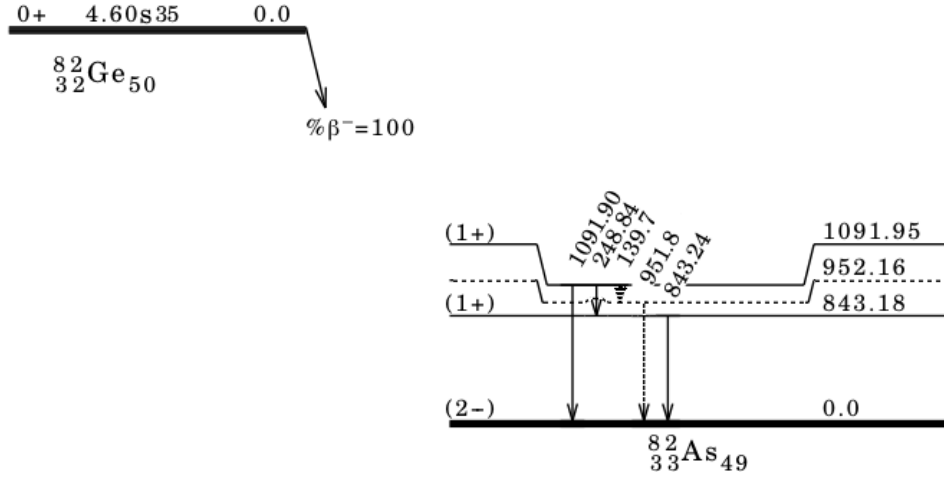


FIGURE V.25: Schéma des niveaux à basse énergie de la décroissance β^- de ^{82}Ge d'après [Hof1981].

la raie à 843 keV, nous observons bien la raie à 249 keV. Inversement sur celle à 249 keV, nous observons bien une raie à 843 keV. Ceci confirme la cascade 249 keV-843 keV observée par Hoff et Fogelberg. De plus sur la projection de la raie à 843 keV, nous observons aussi une nouvelle raie à 1198 keV qui n'apparaît pas dans le spectre γ conditionné β . Quand nous faisons la projection des événements de la tranche en énergie centrée sur 1198 keV, nous voyons apparaître clairement un pic à 843 keV. Nous mettons alors en évidence une nouvelle coïncidence 1198 keV-843 keV. Par ailleurs, en faisant la projection des événements de la raie à 1092 keV, nous l'observons en coïncidence γ avec une raie à 952 keV. Et inversement cette raie à 952 keV est aussi en coïncidence γ avec la raie à 1092 keV. La mise en évidence de cette coïncidence 952 keV-1092 keV est incompatible avec le schéma de niveaux proposé dans [Hof1981]. Enfin, nous avons mesuré les intensités relatives de ces raies γ . Les résultats des mesures des intensités des transitions γ sont indiquées dans le tableau V.4.

Décroissance	E_γ (keV)	Placement (keV)	γ en coïncidence (keV)	Spectre de la mesure	$I_\gamma(\%)$
$^{82}Ge\beta$	$248,9 \pm 0,3$	1092-843	843	direct $\beta - \gamma$	11 ± 1 4 ± 1
$^{82}Ge\beta$	$843,4 \pm 0,4$	843-0	249 ; 1198	direct $\beta - \gamma$	7 ± 1 $9,6 \pm 2,5$
$^{82}Ge\beta$	$952,0 \pm 0,3$	2042-843	1092	$\beta - \gamma$	1 ± 1
$^{82}Ge\beta$	$1092,5 \pm 0,4$	1092-0	952	direct $\beta - \gamma$	100 ± 2 100 ± 11
$^{82}Ge\beta$	1198 ± 2	2042-843	843		≤ 1

TABLE V.4: Transitions γ observées dans les décroissances du ^{82}Ga et du ^{82}Ge . Les cases des intensités laissées vides indiquent que la transition γ n'a pas une intensité suffisante pour être observée dans les spectres γ directs ou conditionnés β . Elles n'ont été observées que dans les spectres des projections des coïncidences $\gamma - \gamma$.

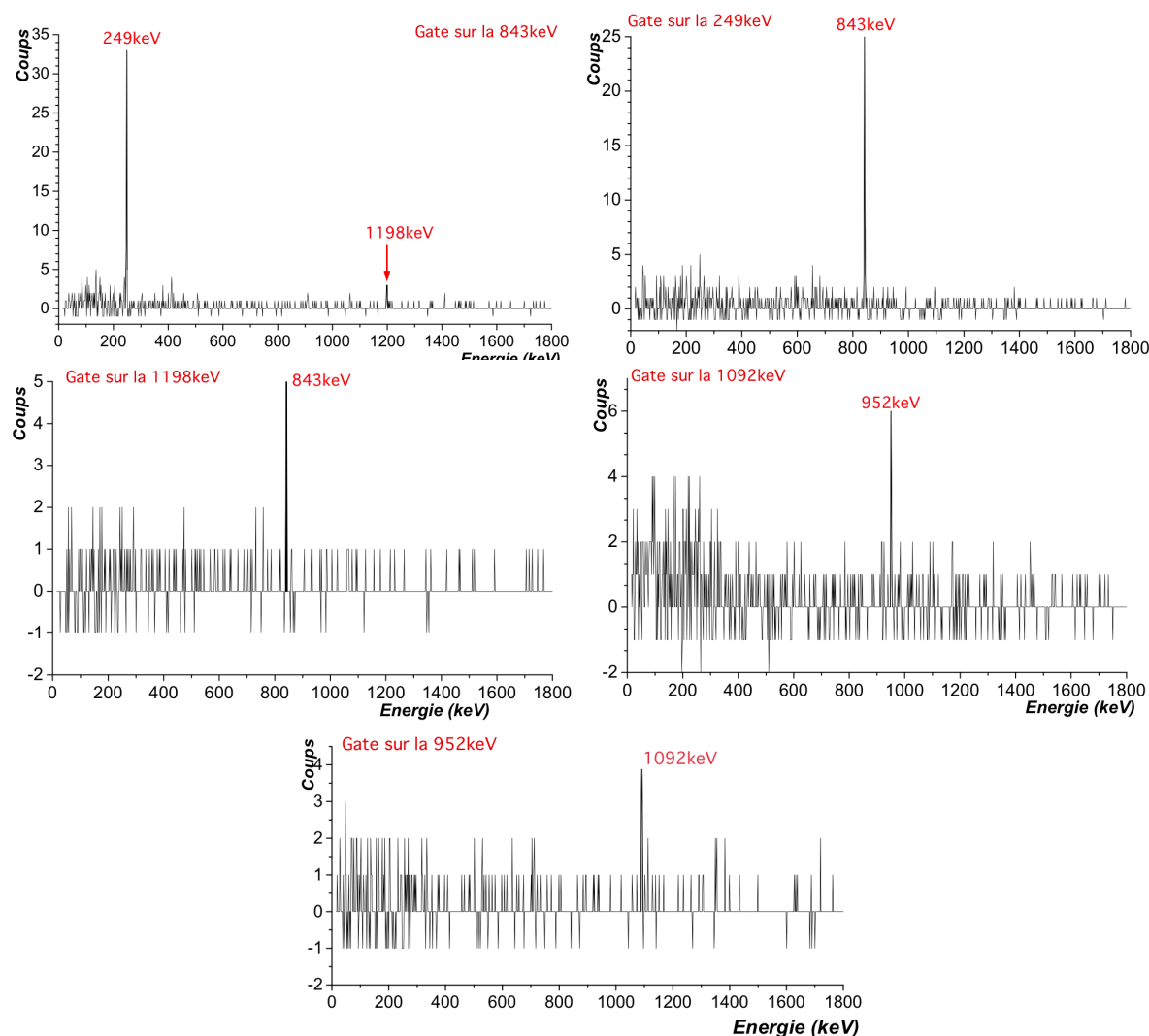


FIGURE V.26: Projections de la matrice Energie-Energie pour les raies à 843 keV, 249 keV, 1198 keV, 1092 keV et 952 keV.

La transition à 843 keV a une intensité relative de 7% alors que la transition à 249 keV qui l'alimente a une intensité relative de 11% ce qui implique que l'état à 843 keV n'est pas directement alimenté par la décroissance β^- de ^{82}Ge . On peut alors restreindre le spin de cet état au moins à $J = 3$. La raie à 1198 keV nouvellement mise en évidence avec la raie à 843 keV préalablement observée dans [Hof1981], n'apparaît ni dans le spectre γ direct (non conditionné), ni dans le spectre γ conditionné par un β . Son intensité relative peut être alors considérée comme inférieure à 1%. La raie à 1198 keV ayant une intensité si faible et étant en coïncidence avec la 843 keV, nous avons envisagé de placer l'état correspondant au-dessus de celui à 843 keV. De la même manière, la raie à 952 keV est en coïncidence avec la raie à 1092 keV et a une intensité faible. Ceci nous pousse naturellement à placer le niveau qui se désexcite par la transition à 952 keV au-dessus de celui situé à 1092 keV. Les deux niveaux ainsi établis se positionnent à $843,4(\pm 0,4 \text{ keV}) + 1198(\pm 2 \text{ keV}) = 2041,4(\pm 2,4 \text{ keV})$ et $1092,5(\pm 0,4 \text{ keV}) + 952,0(\pm 0,3 \text{ keV}) = 2043,8(\pm 0,7 \text{ keV})$. Du fait de la très faible intensité de la raie à 1198 keV, il serait alors possible que ces deux niveaux soient en fait le même.

La raie à 1092 keV est la raie la plus intense de ^{82}As . On peut alors s'attendre à ce que l'état à 1092 keV soit très bien alimenté par la décroissance β de ^{82}Ge . Ainsi pour tenter de quantifier cette alimentation et en déduire le spin de cet état à 1092 keV, nous calculons l'ordre de grandeur du nombre $N_{dc}(^{82}Ge)$ de désintégrations β de ^{82}Ge . En effet en comparant ce nombre $N_{dc}(^{82}Ge)$ de désintégrations observables au nombre de désintégrations observées par l'intermédiaire de la raie à 1092 keV, nous pourrions déduire l'ordre de grandeur de l'alimentation de l'état à 1092 keV par la décroissance β de ^{82}Ge et alors restreindre le spin-parité de cet état. Pour cela considérons que la totalité des désintégrations de ^{82}Ga alimente la raie γ à 1348 keV (étant la raie la plus intense comme le présente la figure V.27). Avec cette hypothèse, il y a $3,85 \cdot 10^6 \pm 4 \cdot 10^4$ désintégrations de ^{82}Ga caractérisées par l'observation de $5,39 \cdot 10^4 \pm 6 \cdot 10^2$ coups dans le pic à 1348 keV. A partir des périodes de nos éléments et des cycles de mesures pour cette masse, les équations de Bateman permettent de calculer l'expression du nombre de ^{82}Ga et de ^{82}Ge en fonction du temps. Pendant la phase de collection du cycle de mesure, c'est-à-dire ici entre 0 et 1 s, le nombre $N_{1^{82}Ga}$ de noyaux de ^{82}Ga et le nombre $N_{1^{82}Ge}$ de ^{82}Ge sont donnés par :

$$N_{1^{82}Ga}(t) = \frac{\phi}{\lambda_{Ga}}(1 - e^{-\lambda_{Ga}t}),$$

$$N_{1^{82}Ge}(t) = \phi * \left\{ \frac{\lambda_{Ga} * e^{-\lambda_{Ge}t}}{\lambda_{Ge}(\lambda_{Ge} - \lambda_{Ga})} - \frac{e^{-\lambda_{Ga}t}}{\lambda_{Ge} - \lambda_{Ga}} + \frac{1}{\lambda_{Ge}} \right\}.$$

ϕ est le taux de production effectif de ^{82}Ga (c'est-à-dire le taux comme si toute la mesure s'était faite sur un cycle qui aurait obtenu la même statistique que la mesure) et sera calculé dans la suite, λ_{Ga} est la constante de décroissance de ^{82}Ga et λ_{Ge} est celle de ^{82}Ge . Pendant l'étape de décroissance du cycle de mesure, c'est-à-dire ici entre 1 et 4 s, le nombre $N_{2^{82}Ga}$ de noyaux de ^{82}Ga et le nombre $N_{2^{82}Ge}$ de noyaux de ^{82}Ge sont donnés par ($t_2 = t - 1$) :

$$N_{2^{82}Ga}(t) = \phi * \frac{1 - e^{-\lambda_{Ga}}}{\lambda_{Ga}} e^{-\lambda_{Ga}t_2},$$

$$N_{2^{82}Ge}(t) = \phi * \left\{ -\frac{\lambda_{Ga} * (1 - e^{-\lambda_{Ge}})}{\lambda_{Ge} * (\lambda_{Ge} - \lambda_{Ga})} * e^{-\lambda_{Ge}t_2} + \frac{(1 - e^{-\lambda_{Ga}})}{\lambda_{Ge} - \lambda_{Ga}} * e^{-\lambda_{Ga}t_2} \right\}.$$

A partir du nombre $N_d(^{82}Ga)$ de désintégrations de ^{82}Ga , nous pouvons déduire ϕ :

$$N_d(^{82}Ga) = \int_0^1 dt \lambda_{Ga} * N_{1^{82}Ga}(t) + \int_0^3 dt_2 \lambda_{Ga} * N_{2^{82}Ga}(t_2), \text{ avec } t_2 = t - 1$$

$$N_d(^{82}Ga) = \phi * \left\{ 1 - \frac{1 - e^{-\lambda_{Ga}}}{\lambda_{Ga}} + (1 - e^{-\lambda_{Ga}}) \frac{1 - e^{-3\lambda_{Ga}}}{\lambda_{Ga}} \right\},$$

$$\phi = \frac{N_d(^{82}Ga)}{1 - \frac{1 - e^{-\lambda_{Ga}}}{\lambda_{Ga}} + (1 - e^{-\lambda_{Ga}}) \frac{1 - e^{-3\lambda_{Ga}}}{\lambda_{Ga}}}.$$

Nous en déduisons que $\phi = 3,9 \cdot 10^6$ $^{82}Ga/s$. Nous pouvons alors calculer le nombre $N_{dc}(^{82}Ge)$ de désintégrations de ^{82}Ge :

$$N_{dc}(^{82}Ge) = \int_0^1 dt \lambda_{Ge} * N_{1^{82}Ge}(t) + \int_0^3 dt_2 \lambda_{Ge} * N_{2^{82}Ge}(t_2), \text{ avec } t_2 = t - 1$$

avec

$$\int_0^1 dt \lambda_{Ge} * N_{1^{82}Ge}(t) = \phi * \left\{ 1 - \frac{\lambda_{Ge}(1 - e^{-\lambda_{Ga}})}{\lambda_{Ga}(\lambda_{Ge} - \lambda_{Ga})} + \frac{\lambda_{Ga}(1 - e^{-\lambda_{Ge}})}{\lambda_{Ge}(\lambda_{Ge} - \lambda_{Ga})} \right\},$$

et avec

$$\int_0^3 dt_2 \lambda_{Ge} * N_{2^{82}Ge}(t_2) = \phi \left\{ -\frac{\lambda_{Ga}(1 - e^{-\lambda_{Ge}})}{\lambda_{Ge}(\lambda_{Ge} - \lambda_{Ga})}(1 - e^{-3\lambda_{Ge}}) + \frac{\lambda_{Ge}(1 - e^{-\lambda_{Ga}})}{\lambda_{Ga}(\lambda_{Ge} - \lambda_{Ga})}(1 - e^{-3\lambda_{Ga}}) \right\}.$$

Avec ces égalités nous déduisons que le nombre $N_{dc}(^{82}Ge)$ de désintégrations pendant cette mesure est égale à $1,3 \cdot 10^6$. Or la surface du pic à 1092 keV est de $3,41 \cdot 10^4 \pm 4 \cdot 10^2$ coups observés, il y a donc $2,09 \cdot 10^6 \pm 4 \cdot 10^4$ transitions à 1092 keV qui ont été émises. L'état à 1092 keV de ^{82}As serait alors alimenté par 60% des décroissances de ^{82}Ge . Avec cette alimentation le calcul du $\log(ft)$ de cet état donne $4,31 \pm 0,08$ ce qui implique que les décroissances de l'état fondamental 0^+ de ^{82}Ge vers le niveau à 1092 keV de ^{82}As est une décroissance GT permise. Dans ce cas, les états essentiellement alimentés par la désintégration d'un niveau 0^+ (comme ^{82}Ge) vont en première approximation se concentrer sur les niveaux 1^+ du noyau fils. Nous pouvons donc faire l'hypothèse que l'état à 1092 keV possède $J^\pi = (1^+)$. Comme nous l'avons vu précédemment, les raies à 843 keV et 1198 keV ont une faible intensité. Nous en déduisons que les états de ^{82}As à 843 keV et 2044 keV qui leur sont associés sont donc très peu alimentés par la décroissance β de ^{82}Ge . Pour l'état fondamental nous n'avons pas assez d'informations pour confirmer ou infirmer l'alimentation directe de cet état par la décroissance β de ^{82}Ge , ni pour discuter l'assignation de spin-parité issue de [Hof1981].

Avec ces informations, nous avons construit le schéma de niveaux figure V.28. Il faut aussi noter que si la transition γ à 952 keV est au-dessus de celle à 1092 keV, alors pourquoi cette transition à 952 keV n'est-elle pas en coïncidence avec les transitions à 249 keV et 843 keV ? En effet, nous ne pouvons pas observer la cascade 952 keV, 249 keV, 843 keV car en ayant quatre coups en coïncidences entre 952 keV et la 1092 keV, et en croyant aux intensités calculées de nos raies nous aurions $\frac{11}{100} * 4$ soit 0,44 coups en coïncidence γ avec la raie à 249 keV. La cascade ne peut pas être observée. De plus, la raie à 140 keV vue par Hoff et Fogelberg [Hof1981] (fig.V.25) n'apparaît pas dans notre spectre γ conditionné β . Ainsi, il serait raisonnable de dédier une expérience à la décroissance β^- de ^{82}Ge afin d'obtenir assez de statistique pour observer cette cascade et vérifier la raie γ à 140 keV.

L'étude de cette décroissance fut très instructive puisque nous avons mis en évidence de nouvelles voies de désintégration β et $\beta - n$ de $^{82}_{31}Ga_{51}$. Nous proposons deux nouveaux états pour ^{82}Ge le premier à 2726 keV et le second à 2779 keV et aussi quatre transitions alimentées

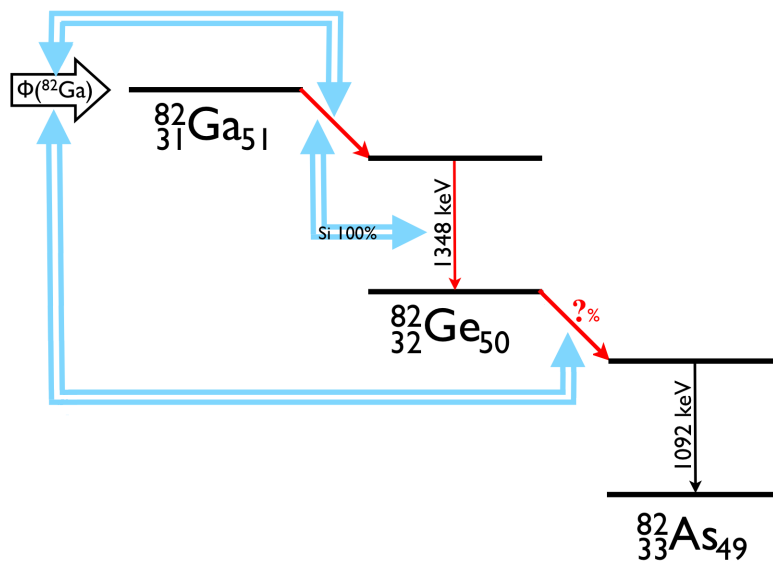


FIGURE V.27: Schéma représentant la décroissance de la chaîne isobarique $A=82$. Le gallium est alimenté par la production de cet isotope par ALTO. Nous supposons que toutes les désintégrations β de ^{82}Ga alimentent la transition à 1348 keV dans ^{82}Ge .

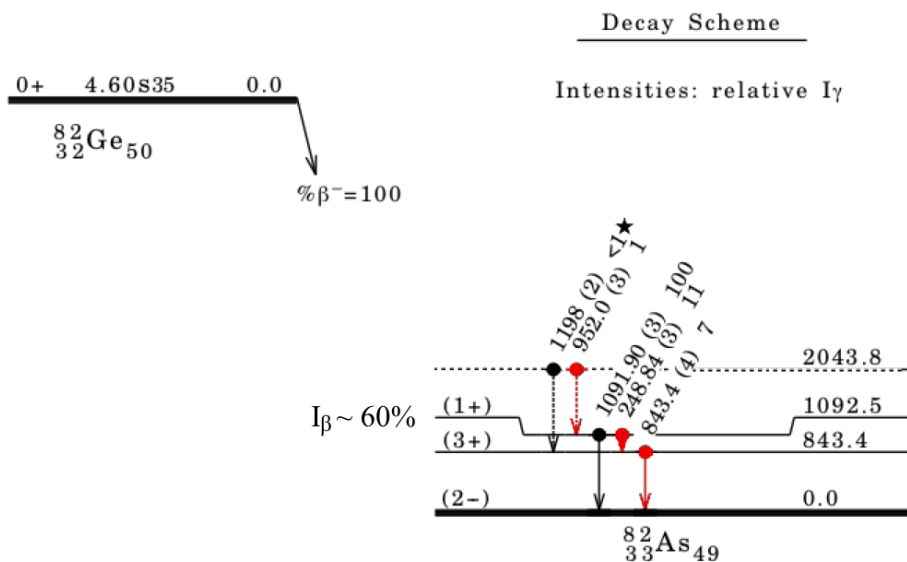


FIGURE V.28: Hypothèse de schéma des niveaux à basse énergie de la décroissance β^- de ^{82}Ge proposé à partir des données de ce travail. En rouge la cascade de γ qui n'a pas été observée dans les spectres de coïncidences. L'étoile marque la nouvelle transition.

par la décroissance β^- de ^{82}Ga vers ^{81}Ge déjà connues dans la décroissance β^- de ^{81}Ga . Enfin nous avons proposé une nouvelle position pour la transition à 952 keV de ^{82}As qui devra être confirmée.

V.5.d Masse 83

Très peu de données sont actuellement disponibles sur la décroissance de ^{83}Ga . Ces dernières viennent principalement d'une expérience (d,p) sur un faisceau de ^{82}Ge [Tho2005] [Tho2007] faite à HRIBF (Holified Radioactive Ion Beams Facility) au laboratoire National d'Oak Ridge et d'expériences de décroissance β^- de ^{83}Ga . Les expériences de décroissance β ont été faites à Orsay à PARRNe [Per2006], puis ALTO [Leb2009] et à HRIBF [Win2010] à Oak Ridge. Les schémas de niveaux issus de ces travaux sont représentés sur la figure V.29. La discussion entre ces articles a pour sujet l'identification des raies à 798 keV et 1045 keV. Les auteurs de [Win2010] les identifient comme étant issus de la décroissance de ^{83}Ga . M. Lebois attribue la raie γ à 1045 keV à la décroissance β de ^{84}Ga mais ni Perru ni Lebois ne reportent l'observation d'une raie à 798 keV aux masses 83 ou 84.

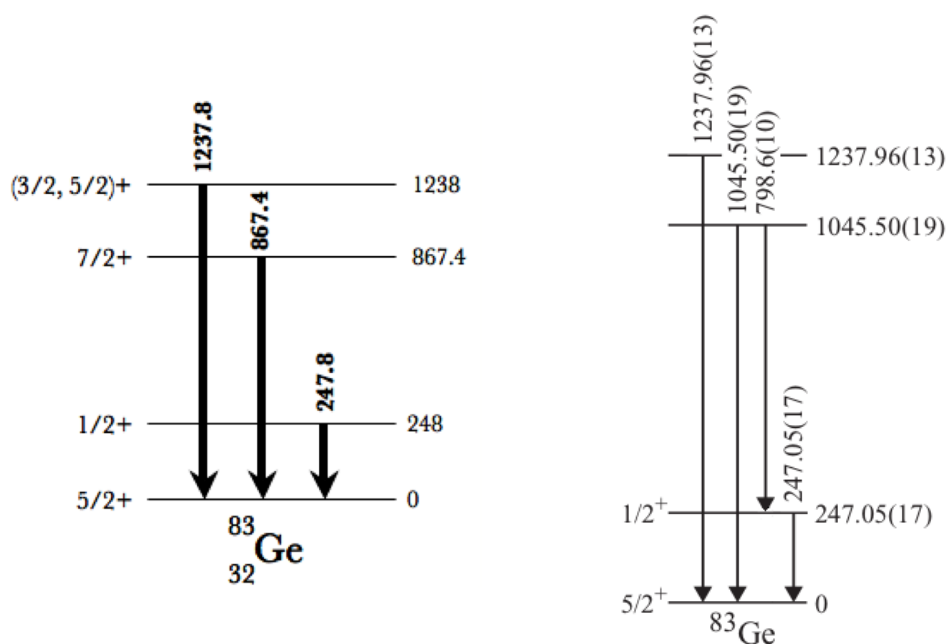


FIGURE V.29: A gauche, schéma de niveaux récapitulant les informations sur ^{83}Ge à partir de [Per2006] [Leb2008] [Tho2005] [Tho2007]. A droite, schéma de niveaux récapitulant les informations de ^{83}Ge à partir de [Win2010]. Le schéma de gauche correspond aux données de ce travail.

Dans notre expérience, la décroissance de ^{83}Ga a été étudiée avec des cycles de 9 s de collection et 2 s de décroissance. Les données sur cette masse ont été obtenues en 9,5 heures de faisceau. Dans le spectre γ conditionné β , les raies γ à 248 keV, 867 keV et 1238 keV sont observées. Elles sont caractéristiques de la décroissance β de ^{83}Ga suivant [Per2006]. Cependant, nous n'observons pas de raie γ à 798 keV, ni à 1045 keV. Pour la raie à 798 keV, nous avons regardé si les événements autour de 798 keV sont en coïncidence avec ceux de la raie à 247 keV et inversement si les événements de la raie à 247 keV sont en coïncidence avec une autre raie. Ce n'est pas le cas. Par ailleurs, des raies à 415 keV, 938 keV, 985 keV, 1348 keV, 1354 keV,

et 1365 keV ont été observées. Ces dernières sont issues de la décroissance $\beta - n$ de ^{83}Ga d'après [Win2010]. Suivant les résultats de [Per2006] et [Leb2009] la raie γ à 867 keV doit aussi être alimentée en partie par cette voie de désintégration. Les matrices énergie-temps et énergie-énergie ne nous permettent pas de confirmer l'identification de ces raies. Toutefois le fait remarquable dans le spectre β conditionné γ (fig.V.30) est l'absence des raies à 798 keV et à 1045 keV proposées dans [Win2010] pour la décroissance de ^{83}Ga , il nous est donc impossible de confirmer ni leur existence ni leur attribution. Cette observation indiquerait que la raie γ à 1045 keV appartiendrait bien à la décroissance β de ^{84}Ga (voir le paragraphe suivant), comme cela avait déjà été proposé par Lebois *et al.* [Leb2009] en désaccord avec l'attribution faite dans [Win2010].

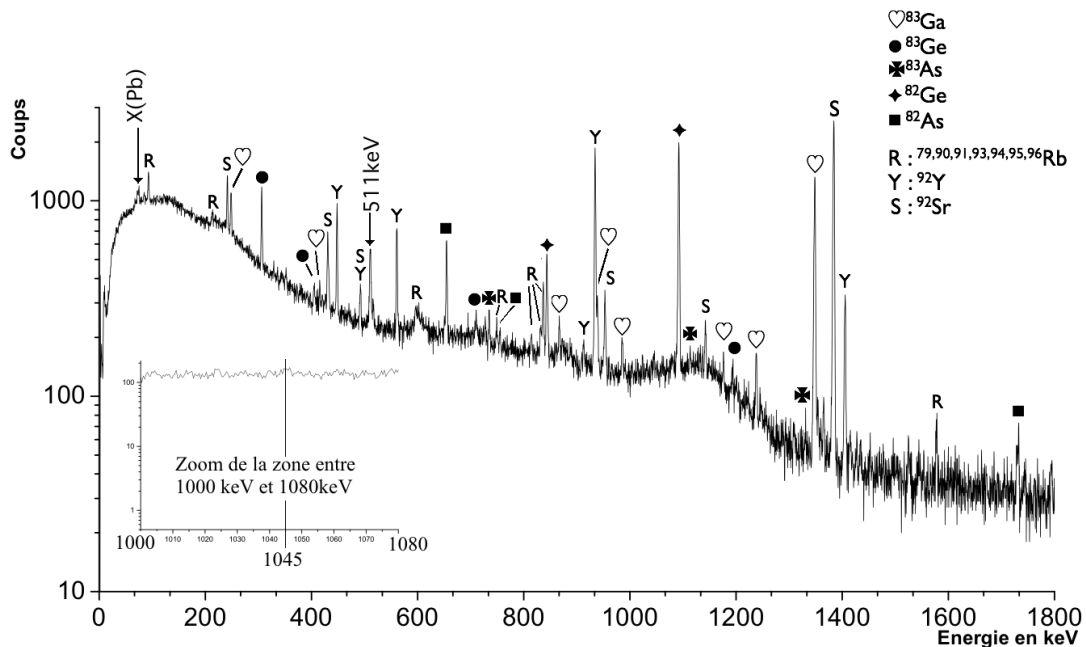


FIGURE V.30: Spectre γ conditionné β contenant toute la statistique obtenue pendant la mesure de la décroissance β^- de $^{83}_{31}Ga_{52}$.

V.5.e Masse 84

Les données sur la décroissance de ^{84}Ga proviennent des travaux de U. Köster [PUI08] cités dans Lebois *et al.* [Leb2009], ceux de Lebois *et al.* [Leb2009] et de J. A. Winger *et al.* [Win2010]. Le premier auteur a observé deux raies γ dans la décroissance de ^{84}Ga étudiée à ISOLDE : une raie γ à 624 keV et l'autre à 1045 keV. Les deux autres auteurs ont observé une raie à 624 keV dans la décroissance de ^{84}Ga attribuée à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ de ^{84}Ge . Toutefois, ces deux références ne sont pas d'accord sur la position du niveau 4^+ et sur l'énergie de la raie associée à la transition $4^+ \rightarrow 2^+$. Lebois *et al.* placent la transition à 1045 keV au-dessus du 2^+ alors que Winger place une transition à 765 keV au-dessus de ce même 2^+ (voir figure V.31). L'étude de la masse 84 était destinée à confirmer les observations de Lebois *et al.* [Leb2009] et à approfondir la connaissance de la décroissance β^- de $^{84}_{31}Ga_{53}$.

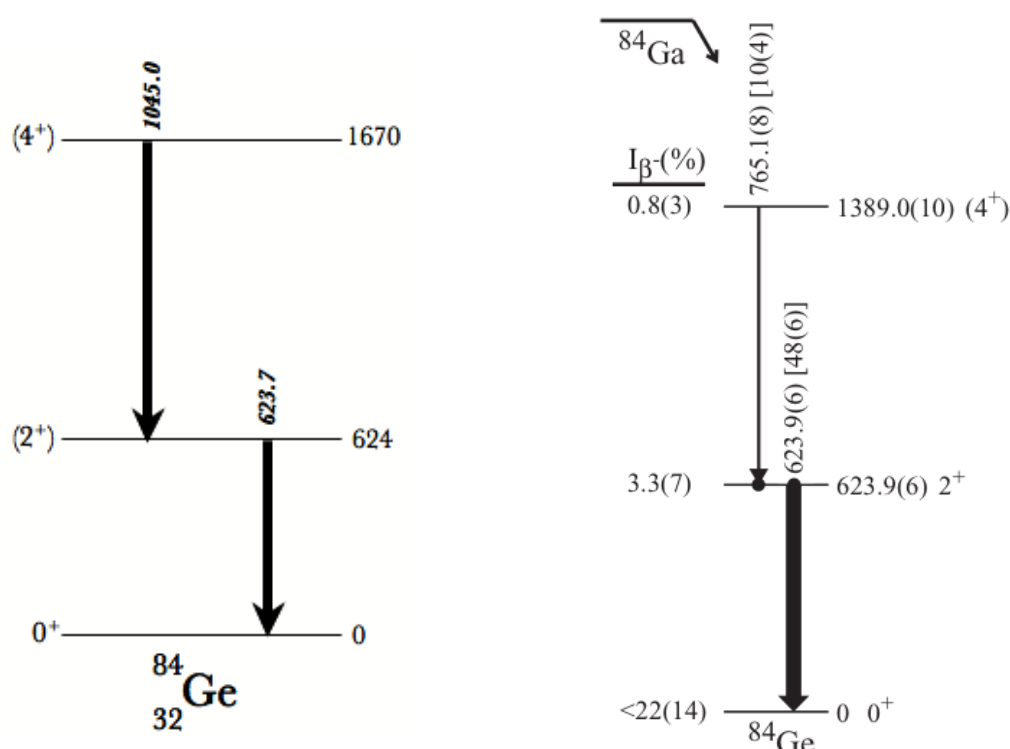


FIGURE V.31: A gauche, le schéma de niveaux proposé par M.Lebois *et al.* [Leb2009]. A droite, le schéma de niveaux proposé par Winger *et al.* dans [Win2010].

V.5.e.i Décroissance de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$

Pour cette mesure, nous avons utilisé deux types de cycles, un premier de 1 s pour la collection et 1 s pour la décroissance, et un second de 9 s pour la collection et 1 s pour la décroissance afin de maximiser la statistique pour la constitution de coïncidences $\gamma - \gamma$. Le spectre γ conditionné β est représenté sur la figure V.32. Il cumule la statistique de tous les détecteurs obtenue en 27 heures de faisceau. Au cours de cette mesure plusieurs claquages équivalents à ceux décrits précédemment (voir paragraphe V.2) se sont produits conduisant à l'apparition de pics caractéristiques des chaînes de décroissances des isotopes de rubidium riches en neutrons.

Une première lecture de ce spectre indique la présence des raies à 42,7 keV, 100,5 keV et 242,7 keV issues de la décroissance β du ^{84}Ge [Omt1991] [Win2007], et la raie de 624 keV issue de la décroissance β de ^{84}Ga . Ces raies nous assurent que seule la masse 84 a été déposée sur la bande. Toutefois le taux de production de ^{84}Ga est faible (l'estimation est de ~ 180 pps avec une source d'ionisation de surface), et comme mentionné plus haut, notre spectre est pollué par des contaminants accumulés au plan focal de l'aimant. A présent, nous allons nous concentrer sur la mesure des périodes des raies à 247 keV, 624 keV et 1046 keV.

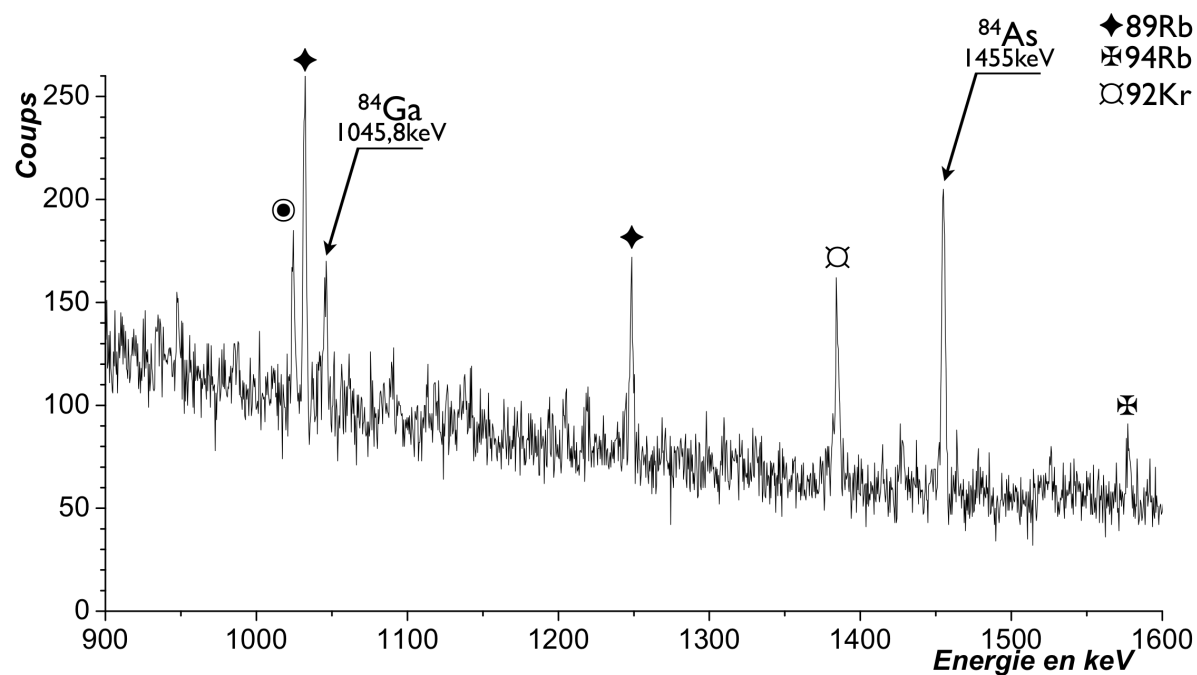
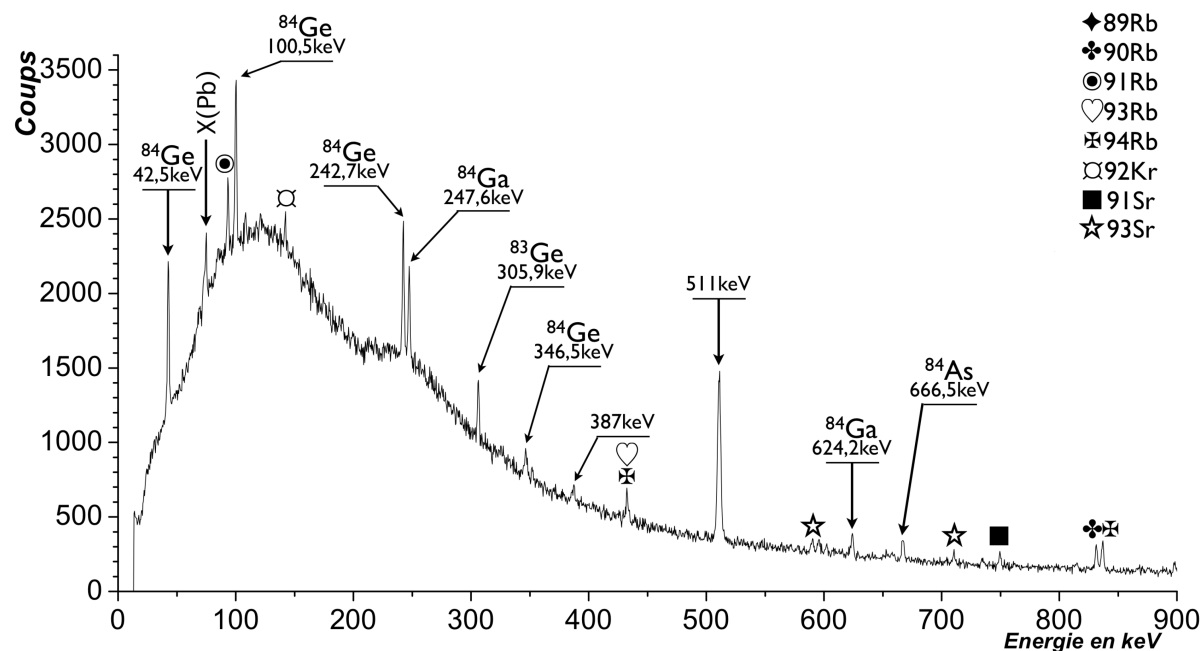


FIGURE V.32: Spectre γ conditionné β contenant toute la statistique obtenue pendant la mesure de la décroissance β^- de $^{84}_{31}Ga_{53}$.

Détermination de la durée de vie :

Comme précédemment, nous avons construit la matrice temps-énergie pour cette étude. Pour cette mesure de période, la statistique sur ces pics ne nous permettait pas d'utiliser exactement la même méthode que précédemment. Nous avons commencé par déterminer la période de la projection en temps des événements du fond à gauche et à droite de nos pics d'intérêts (fig.V.33) pour vérifier que leur période était suffisamment longue pour le considérer constant. Nous avons alors pu mesurer la période de ces raies par une régression exponentielle en échelle linéaire avec l'équation $N_0 * \exp(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} * (t)) + C_0$. N_0 représente le nombre de coups dans la raie γ considérée à la coupure faisceau, $T_{1/2}$ est la période de l'isotope alimentant la transition de la raie γ et C_0 est une constante représentant la contribution constante du fond. Ces mesures sont représentées sur la figure V.34. La raie à 247 keV a une période de 105 ± 37 ms. La raie à 624 keV a une période de 128 ± 61 ms et celle à 1046 keV à une période de 65 ± 52 ms. Ces mesures sont compatibles avec la mesure faite par J. L. Kratz *et al.* [Kra1991] ($T_{1/2}(^{84}Ga) = 85 \pm 10$ ms ; $T_{1/2}(^{84}Ge) = 947 \pm 11$ ms ; $T_{1/2}(^{84}As) = 4,5 \pm 2$ s). Nous pouvons confirmer l'appartenance de ces trois raies γ à la décroissance de ^{84}Ga . Cependant, nous n'observons aucune autre raie γ appartenant à la décroissance β ou $\beta - n$ de ^{84}Ga . De plus dans la matrice énergie-énergie, les projections des fenêtres sur ces pics ne révèlent aucune coïncidence. La statistique est trop faible. Pour cette expérience, nous avons moins chauffé le tube d'ionisation que lors de l'expérience de M. Lebois [Leb2008] et O. Perru [Per2004] pour ne pas faire fondre ce tube. Le taux d'ionisation des isotopes de gallium ne devait pas atteindre les 0,7% obtenu lors de ces précédentes expériences. Nous ne pouvons donc que confirmer la schéma de décroissance de Lebois *et al.* à l'aide de nos données (fig.V.35).

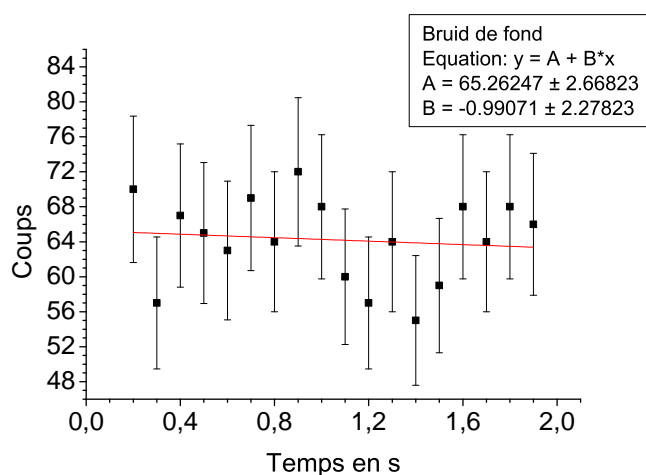


FIGURE V.33: Exemple du spectre en temps du fond. Ce spectre est celui du fond pris autour du pic de la raie γ à 624 keV sur les dernières 1,8 s du cycle de la décroissance de ^{84}Ga . Ce choix de temps a été décidé pour se découpler du dépôt de l'activité par le faisceau. En rouge, la régression linéaire de l'évolution du bruit de fond.

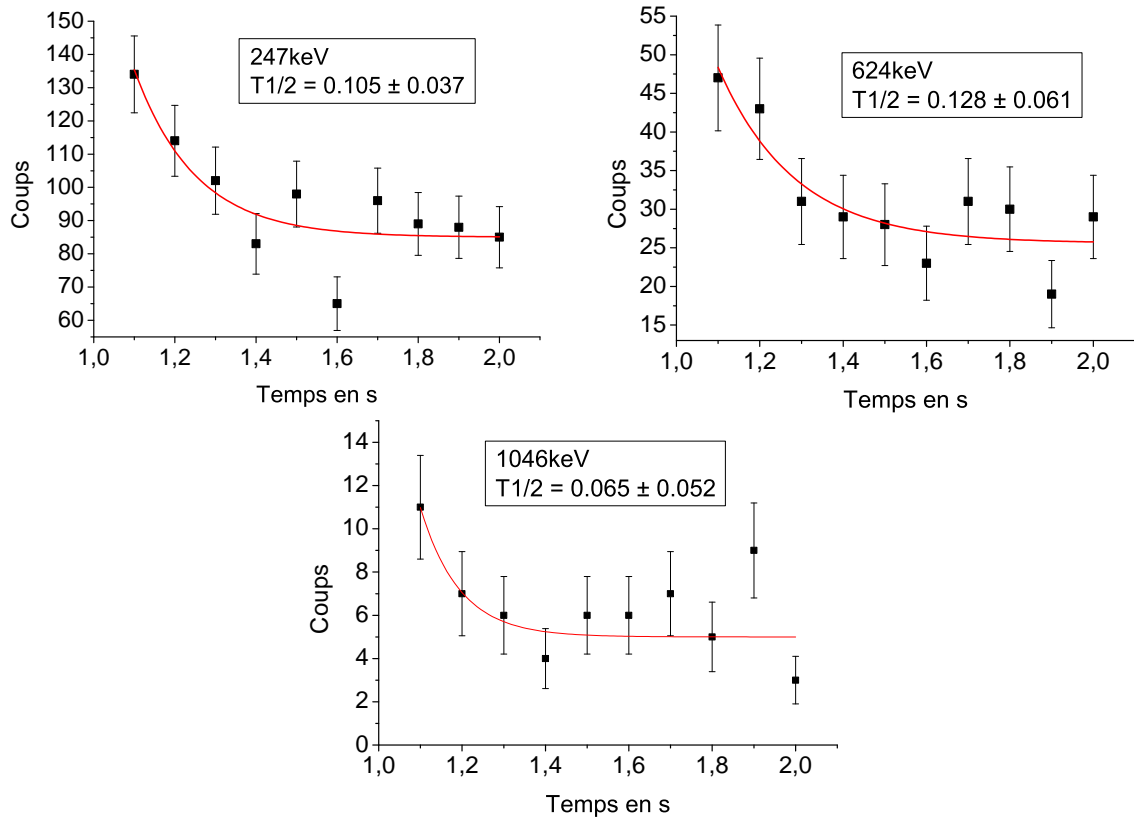


FIGURE V.34: Spectres en temps des raies γ conditionnées β sur la partie décroissance du cycle pour les raies de la décroissance de ^{84}Ga . En rouge, la régression exponentielle de la décroissance faite avec l'équation $N_0 * \exp(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} * (t) + C_0$. Chaque canal représente un intervalle de temps $\Delta t = t_2 - t_1 = 0,2 s$, le nombre de coups dans le canal est proportionnel au nombre de noyaux qui se sont désintégrés entre t_1 et t_2 .

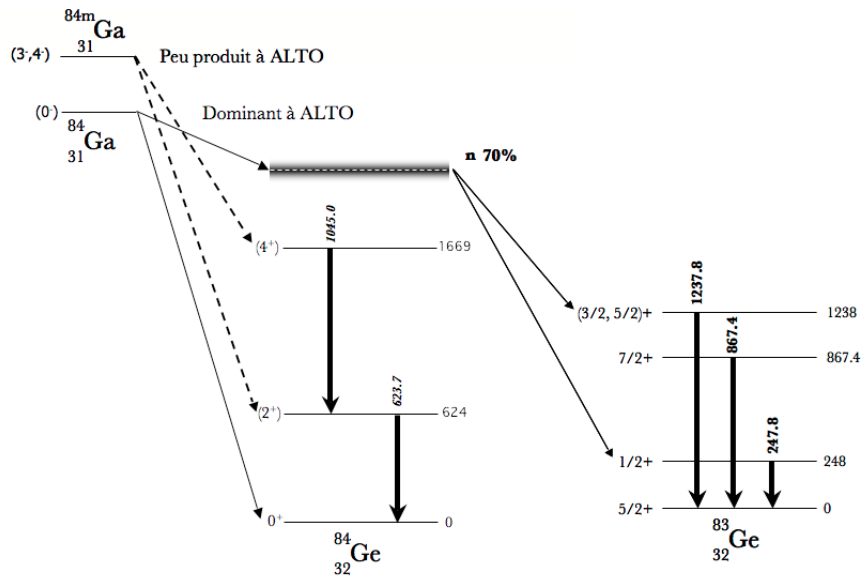


FIGURE V.35: Schéma des niveaux à basse énergie de la décroissance β^- et $\beta^- - n$ de ^{84}Ga [Leb2008].

V.5.e.ii Décroissance de $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$

Les données de la littérature concernant ^{84}As proviennent de trois études de la décroissance β de ^{84}Ge et d'une étude de la décroissance β de ^{84}As . La première a été effectuée par J. P. Omtvedt *et al.* [Omt1991] qui ont réalisé leur expérience au laboratoire de recherche scientifique de Studsvik en Suède. L'auteur a identifié deux raies γ une à 43 keV et l'autre à 100 keV. La deuxième a été faite à Oak Ridge par J. A. Winger *et al.* [Win2007] qui ont identifié trois autres raies γ (243 keV, 347 keV et 608 keV) associées aux transitions représentées dans le schéma de niveaux de la figure V.36. La troisième est issue de la thèse de M. Lebois [Leb2008] et de l'article [Leb2009], dans lesquels les auteurs ont pu confirmer les raies γ à 43 keV, 100 keV et 242 keV. Cependant, ces deux dernières études ne concordent pas sur l'ordre des transitions. Lebois *et al.* placent la transition à 43 keV en dessous de celle à 100 keV. Winger *et al.* placent la transition à 100 keV en dessous de celle à 43 keV. La quatrième étude est issue de l'article de J. V. Kratz *et al.* [Kra1975]. Kratz *et al.* ont produit ^{84}As par fission induite par des neutrons thermalisés de ^{233}U et ^{235}U via la décroissance β^- de ^{84}Ge . Dans cet article, Kratz *et al.* assignent à l'état fondamental de ^{84}As un $J^\pi = (3^-)$.

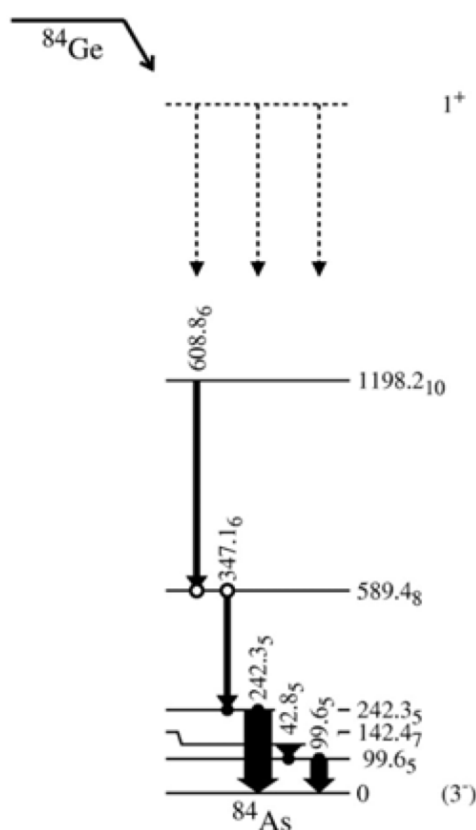


FIGURE V.36: Schéma de niveaux de la décroissance β^- de ^{84}Ge d'après [Win2007].

Nous nous sommes concentrés dans ce travail sur les coïncidences des raies de ^{84}As . Nous avons créé les projections des événements des raies à 43 keV, à 100 keV, 243 keV et à 386 keV (fig.V.37). Sur la projection de la fenêtre sur la raie à 43 keV, nous observons une coïncidence γ - γ avec la raie à 100 keV ainsi qu'une coïncidence γ - γ avec la raie à 386 keV. Sur la projection du pic de la raie à 100 keV, les raies à 43 keV et 386 keV apparaissent. Sur la projection du pic de la raie à 386 keV, les raies à 43 keV et 100 keV sont présentes. Ceci confirme la cascade mise en évidence par M. Lebois dans sa thèse. De plus, le pic à 100 keV est plus intense que celui à 386 keV dans cette projection. La raie à 43 keV étant la plus intense (voir les intensités du tableau V.5), la transition associée est placée tout en bas de la cascade. Ceci correspond à l'ordre proposé par M. Lebois dans sa thèse pour cette cascade.

Décroissance	E_γ (keV)	Placement (keV)	γ en coïncidence (keV)	Spectre de la mesure	I_γ (%)
$^{84}Ga\beta$	624 ± 1	624-0		$\beta - \gamma$	100
$^{84}Ga\beta$	1046 ± 1	1670-624		$\beta - \gamma$	53 ± 12
$^{84}Ga\beta - n$	$247,7 \pm 0,7$	248-0		$\beta - \gamma$	31 ± 5
$^{84}Ge\beta$	$42,9 \pm 0,6$	43-0	100 ; 386	$\beta - \gamma$	100
$^{84}Ge\beta$	$100,2 \pm 0,7$	100-43	43 ; 386	$\beta - \gamma$	6 ± 1
$^{84}Ge\beta$	$242,6 \pm 0,7$	242-0	347 ; 794	$\beta - \gamma$	8 ± 2
$^{84}Ge\beta$	$347,4 \pm 0,9$	589-242	242		≤ 1
$^{84}Ge\beta$	$386,6 \pm 0,9$	529-100	43 ; 100		≤ 1
$^{84}Ge\beta$	$794,0 \pm 0,5$	1037-242	242		≤ 1

TABLE V.5: Transitions γ observées dans les décroissances de ^{84}Ga et de ^{84}Ge . Les cases des intensités laissées vides indiquent que la transition γ n'a pas une intensité suffisante pour être observée dans le spectre γ direct ou conditionné β . Elles n'ont été observées que dans les spectres des projections des coïncidences $\gamma - \gamma$

La projection des événements de la raie γ à 243 keV présente deux raies intéressantes : une raie à 347 keV et une raie à 794 keV. La projection des événements de la fenêtre sur la raie à 347 keV met en évidence une coïncidence avec la raie à 243 keV. La projection des événements de la raie à 794 keV met aussi en évidence la coïncidence avec la raie à 243 keV. La raie à 347 keV a été observée par J.A. Winger *et al.* [Win2010]. Le nombre de coups qui ont été enregistré sur le spectre γ conditionné β est de 2323 ± 184 et en considérant l'efficacité de détection du détecteur plastique ($\epsilon_\beta \sim 30\%$), nous avons observé 44248 ± 3589 gammas émis pour la transition de 247 keV. Pour la raie à 347 keV, nous avons observé 761 ± 149 γ mesurés sur ce même spectre soit 18930 ± 3754 γ émis. Nous confirmons alors la position de la transition à 347 keV au-dessus de celle à 243 keV. La raie à 794 keV n'apparaissant pas sur le spectre γ conditionné β , nous plaçons aussi la transition à 794 keV au-dessus de celle à 243 keV.

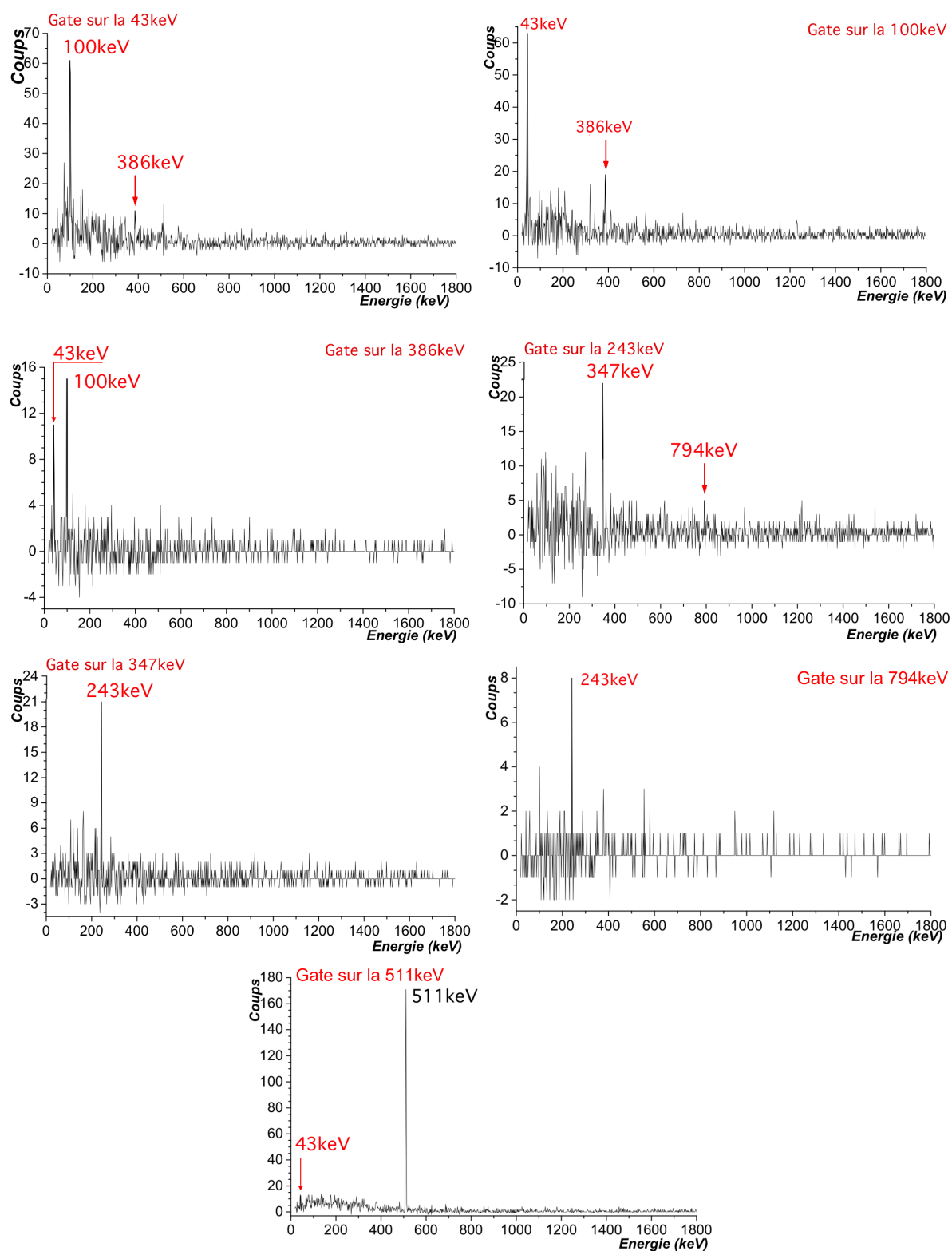


FIGURE V.37: Projections de la matrice Energie-Energie pour les raies à 43 keV, 100 keV, 386 keV, 243 keV, 347 keV, 794 keV et 511 keV.

Nous allons à présent essayer d'attribuer des spins et une parité aux états de plus basse énergie de ^{84}As . Pour cela nous nous sommes tout d'abord intéressés aux raies en coïncidence avec la raie à 511 keV (fig.V.37). En coïncidence γ , la raie à 511 keV caractérise des raies à haute énergie (au-dessus de 1022 keV) qui sont directement alimentées par le noyau père. L'état fondamental du noyau père ^{84}Ge (pair-pair) est 0^+ . La décroissance radioactive de l'état parent 0^+ se concentre en générale (GT permise) sur les états 1^+ du noyau fils. On peut donc supposer que s'il existe un ou des états 1^+ à haute énergie d'excitation, non observés ici, ceux-ci seront significativement alimentés dans la décroissance. Aussi une partie des rayonnements observés à 511 keV doivent avoir pour origine une transition à haute énergie par effet de création de paires vers un des états observés à basse énergie. Dans la projection des événements du pic à 511 keV seule la raie à 43 keV apparaît. En particulier, la raie à 100 keV n'apparaît pas ce qui est un deuxième argument au placement de la transition à 43 keV en bas du schéma de niveau de ^{84}As . On peut alors restreindre la valeur de spin à $J = 0, 1, 2$.

Dans la suite nous avons utilisé le calculateur spectrométrique fourni avec [Kan1995] pour faire des estimations Weisskopf basées sur les données issues de [Ram1987] et [Ram1989] des temps de vie des transitions γ . A partir de l'énergie de la transition à 43 keV, le calculateur prédit un temps de vie de cette transition via une désexcitation M1 de $1,21 \cdot 10^{-11} s$, via une E2 de $1,73 \cdot 10^{-4} s$ et via une M2 de $1,11 \cdot 10^{-2} s$ (les autres types de désexcitation donnent un temps de vie supérieur à $10^4 s$). De plus, nous avons supposé que les états excités de ^{84}As n'ont pas de changement de parité avant $E^* \sim 1 MeV$ car les premiers états dont la parité positive est connue pour les noyaux impairs-impairs voisins de ^{84}As sont à plus de 2 MeV. La voie de désintégration la plus rapide va dominer les différentes voies de transition. Celle favorisée est donc une M1. De plus, aucune mesure n'a montré l'existence d'un état isomérique émetteur β dans ^{84}As , il faut donc que cet état se soit désexcité avant la décroissance du noyau. Sachant que le J^π de l'état fondamental de ^{84}As est (3^-) [Kra1975], le spin-parité de l'état à 43 keV est restreint à $J = (2^-)$.

A propos de l'état à 143 keV, nous n'observons pas de transition vers le fondamental de spin (3^-) . L'état à 143 keV a alors un spin 1 ou 0. le calculateur donne un temps de vie d'une transition à 100 keV via une voie M1 de $2,24 \cdot 10^{-12} s$, via une voie M2 de $1,63 \cdot 10^{-4} s$ et via une voie E2 de $2,55 \cdot 10^{-6} s$ (les autres ont un temps de vie supérieur à la seconde). La transition à 100 keV décroît donc via une M1 sur l'état à 43 keV. Ceci implique que le spin-parité de cet état à 143 keV peut être $J^\pi = (1^-)$.

Pour l'état excité à 243 keV, la désexcitation se fait exclusivement vers le fondamental (pas de coïncidence de la raie à 100 keV avec celle à 347 keV), nous pouvons alors suggérer un spin au moins égal à 4 à cet état. Cependant le calcul du $\log(ft)$ de l'état à 243 keV avec 13% d'intensité absolue [Omt1991] donne $5,7 \pm 0,1$ ce qui correspond à une transition GT permise ce qui est incompatible avec cette assignation de spin (même dans le cas d'une transition première interdite). Nous nous abstenons alors de proposer une valeur de spin pour cet état.

L'état à 529 keV est vu dans les spectres β - γ - γ par la raie à 386 keV. Il est donc alimenté par la décroissance de ^{84}Ge qui en tant que noyau pair-pair a un $J^\pi = 0^+$ pour son état fondamental. On peut alors restreindre la valeur de spin à $J^\pi = (0, 1, 2)$ pour l'état à 529 keV dans le cas d'une transition GT permise ou GT première interdite. Il faut aussi considérer que cet état se désexcite exclusivement vers l'état (1^-) à 143 keV sans alimenter les états de spin supérieurs à 1. On peut alors prédire un spin 0 à cet état. De plus cet état à 529 keV est alimenté par la décroissance de ^{84}Ge qui ne peut pas être une transition β de Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$ car elle est strictement interdite entre ^{84}Ge et ^{84}As . La parité de l'état à 529 keV est donc négative et son J^π est donc (0^-) . Cette proposition concorde avec le type de transition γ de désexcitation donné par le calculateur spectrométrique. En effet, le calculateur prévoit une transition M1 avec une durée de vie de $1,5 \cdot 10^{-13}\text{s}$ (si on écarte une transition E1 en considérant de la basse énergie de cet état). Pour clarifier nos résultats sur la décroissance β de ^{84}Ge , la figure V.38 résume les propositions des J^π des états de ^{84}As proposés dans cette étude et que nous tenterons d'interpréter en tant que structure dans le prochain chapitre.

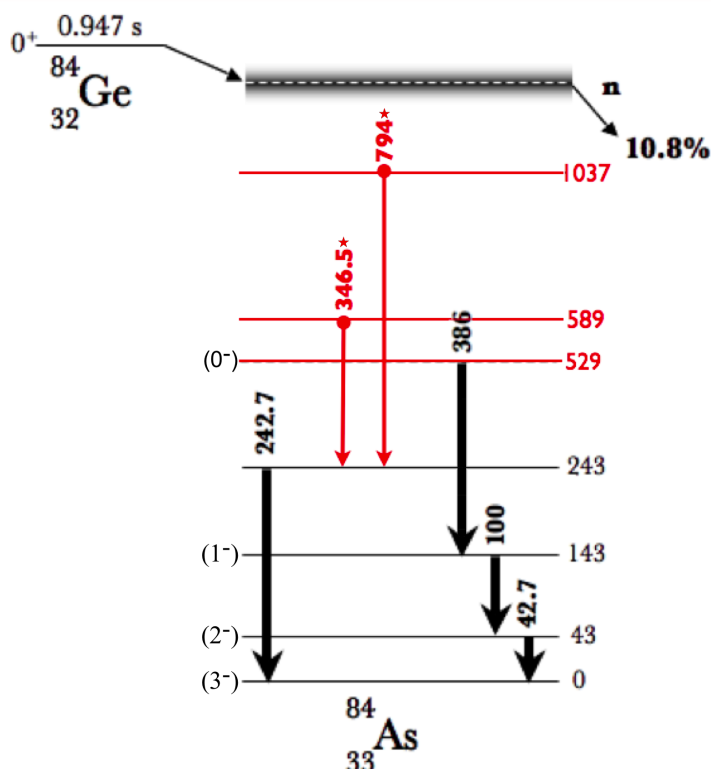


FIGURE V.38: Schéma des niveaux à basse énergie de la décroissance β^- et $\beta - n$ de ^{84}Ge construit à partir des données de ce travail. Les étoiles marquent les nouvelles transitions complétant les travaux antérieurs de [Kra1975], [Omt1991], [Win2007] et [Leb2008].

V.5.f Masse 85 : Décroissance de $^{85}_{31}Ga_{54}$

La faible statistique obtenue lors de cette étude de la décroissance de ^{85}Ga et la rareté des données de cette décroissance ont souligné le caractère exploratoire de cette étude. Nous avons étudié la masse 85 avec des cycles de 1 s pour la collection et 1 s pour la décroissance. Nous nous sommes arrêtés sur cette masse pendant 6,5 heures de faisceau. Les seules raies proposées sont 108 keV qui a été présentée par U. Köster [Kös2008] et 321 keV qui a été suggérée par Winger *et al.* [Win2010] dans son expérience de décroissance β des isotopes de gallium. Le spectre γ conditionné β ne nous a pas éclairé sur les niveaux de ^{85}Ge . Nous n'observons pas de raie à 108 keV, ni de raie à 321 keV. Nous n'observons pas non plus de raie à 624 keV, ni à 1046 keV de manière triviale. Nous avons alors construit la matrice énergie-temps de cette masse. Nous avons ensuite construit le spectre γ conditionné β incrémenté avec les événements qui ont été enregistrés dans les cents premières millisecondes de l'étape de décroissance des cycles de mesures. Ce spectre caractérise les événements de période courte dans notre mesure. Nous avons aussi construit le spectre γ conditionné β incrémenté avec les événements qui ont été enregistrés dans les cents dernières millisecondes de l'étape de décroissance des cycles. Ce spectre caractérise les événements de période longue dans cette mesure. Nous avons alors comparé ces spectres pour identifier des raies qui pourraient appartenir à la décroissance de ^{85}Ga (fig.V.39, fig.V.40). Nous pouvons remarquer qu'une raie à 624 keV se dévoile, qu'une autre à 110 keV qui pourrait correspondre à celle de [Kös2008] et une dernière à 326 keV qui pourrait correspondre à celle de [Win2010].

Nous avons mesuré la période de chaque raie de période courte avec la même méthode que celle utilisée pour les raies γ de la décroissance de ^{84}Ga . Seulement dix raies contenaient une statistique suffisante pour en extraire une valeur de $T_{1/2}$ non aberrante (fig.V.41 et fig.V.42) ; les autres donnent des résultats avec des barres d'incertitudes plus grandes que la mesure quand elles ont pu être ajustées. Le tableau V.6 a été complété avec les raies pour lesquelles une mesure de période s'est révélée possible. Ces raies ont des périodes en dessous de la centaine de millisecondes. Borzov [Bor2005] prévoit que la période de ^{85}Ga serait inférieure à 100 ms, ce qui est compatible. Enfin, j'ai construit le spectre des périodes courtes auquel j'ai soustrait les périodes longues (fig.V.43). Nous observons 9 pics apparaître. Certains de ces pics correspondent à ceux qui avaient été repérés en comparant le spectre des périodes courtes à celui des périodes longues. Parmi les neuf pics, la période de ceux qui ne sont pas présents dans le spectre des périodes courtes, n'a pas pu être mesurée. Nous ne pouvons proposer que les dix pics du tableau V.6 comme appartenant à la décroissance β de ^{85}Ga . Pour étudier plus profondément la décroissance β du ^{85}Ga et des isotopes de masses supérieures, l'utilisation d'une source d'ionisation laser devient nécessaire pour une prochaine expérience à ALTO.

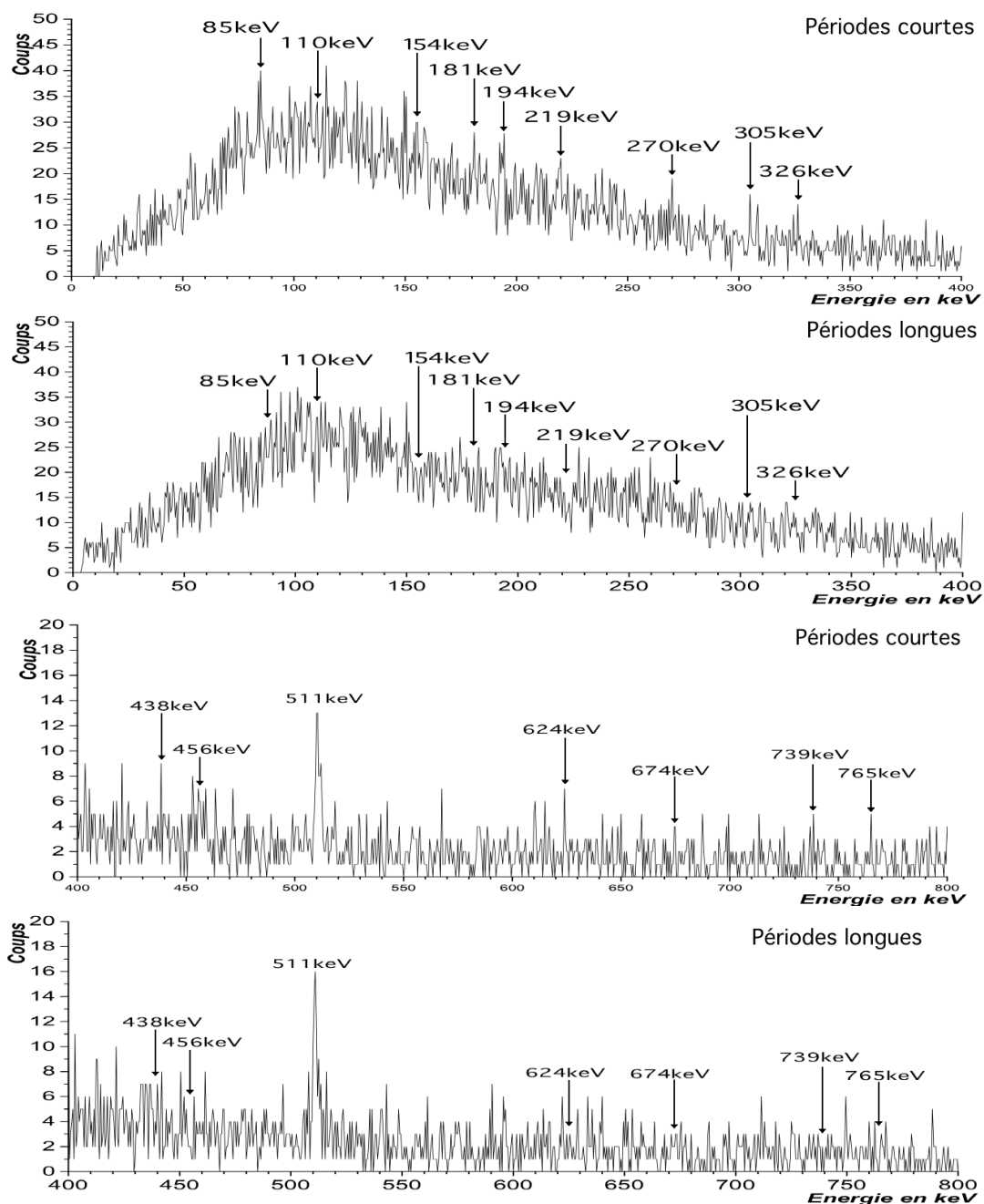


FIGURE V.39: A énergie identique, le spectre du haut est le spectre γ conditionné β construit avec les événements qui ont été enregistrés au début de la gamme de temps de la décroissance des cycles de mesures. Le spectre du bas est le spectre γ conditionné β construit avec les événements qui ont été enregistrés à la fin de la gamme de temps de la décroissance des cycles. Seules les raies supposées de périodes courtes sont indiquées.

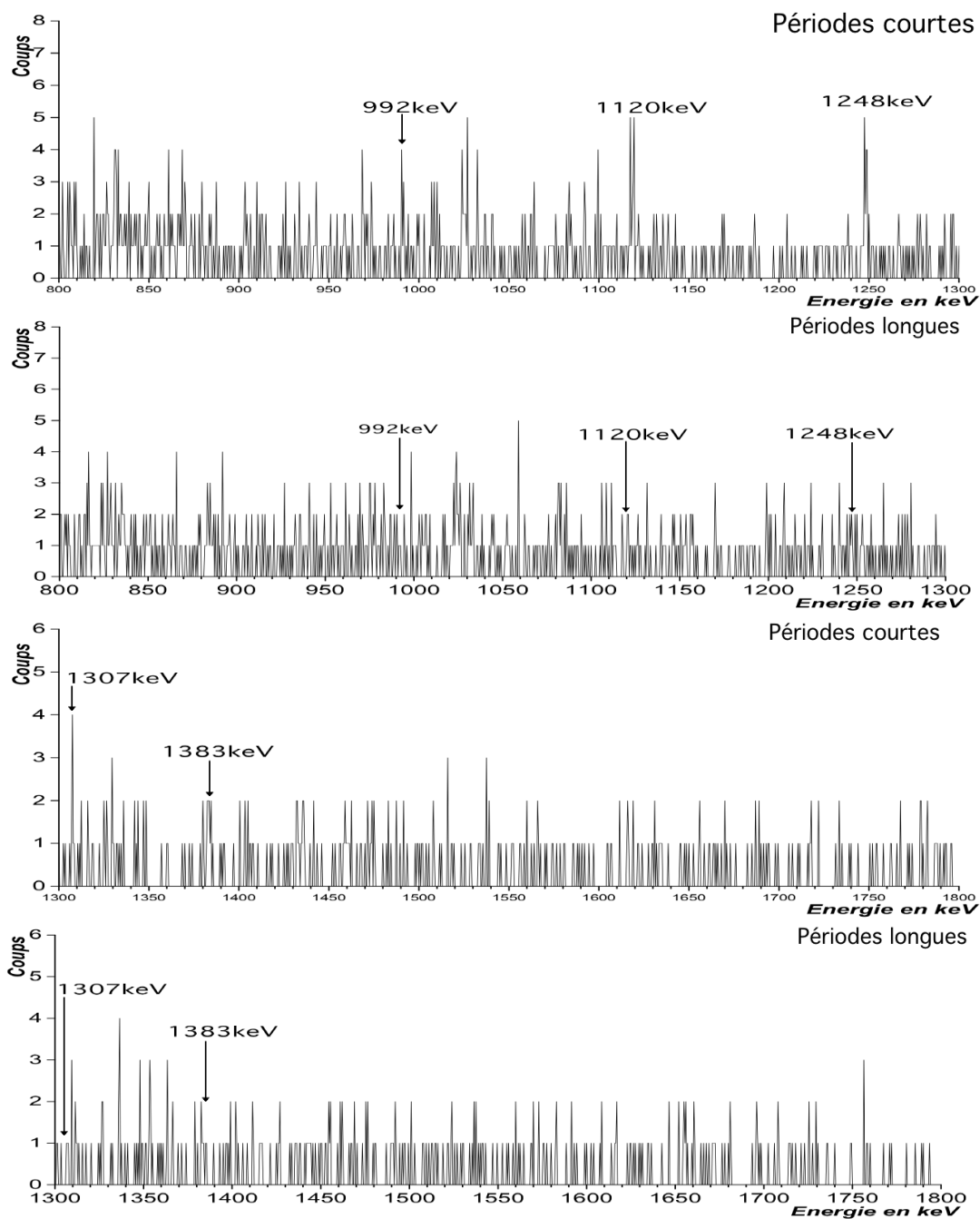


FIGURE V.40: A énergie identique, le spectre du haut est le spectre γ conditionné β construit avec les événements qui ont été enregistrés au début de la gamme de temps de la décroissance des cycles de mesures. Le spectre du bas est le spectre γ conditionné β construit avec les événements qui ont été enregistrés à la fin de la gamme de temps de la décroissance des cycles. Seules les raies supposées de périodes courtes sont indiquées.

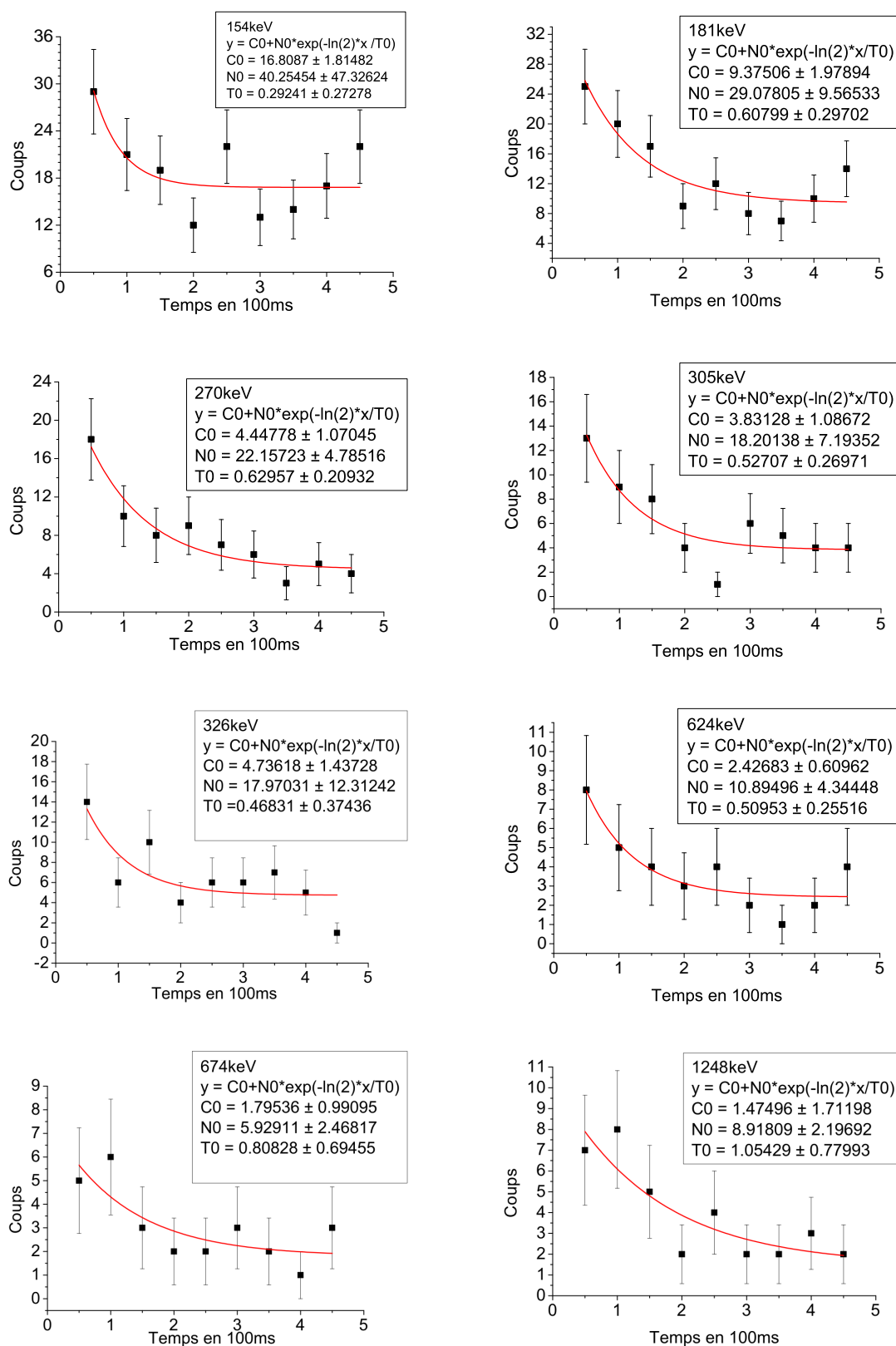


FIGURE V.41: Spectres en temps des raies γ conditionnées β sur la partie décroissance du cycle pour les raies de la décroissance de ^{85}Ga . En rouge, la régression exponentielle de la décroissance faite avec l'équation $N_0 \cdot \exp(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot (t) + C_0$. Chaque canal représente un intervalle de temps $\Delta t = t_2 - t_1 = 50 \text{ ms}$, le nombre de coups dans le canal est proportionnel au nombre de noyaux qui se sont désintégrés entre t_1 et t_2 . Les périodes sont en pas de 100 ms.

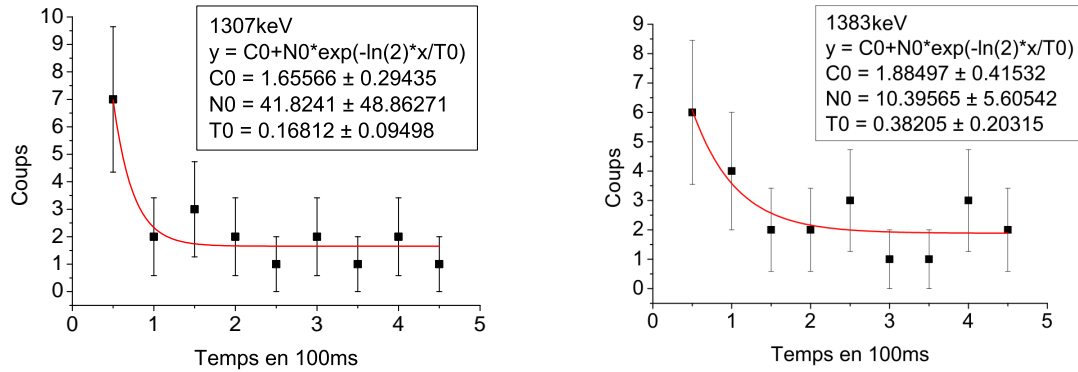


FIGURE V.42: Spectres en temps des raies γ conditionnées β sur la partie décroissance du cycle pour les raies de la décroissance de ^{85}Ga . En rouge, la régression exponentielle de la décroissance faite à partir de l'équation $N_0 * \exp -\frac{\ln 2}{T_{1/2}} * (t) + C_0$. Les périodes sont en pas de 100 ms.

Raie en keV	Période
154	$29 \pm 27ms$
181	$61 \pm 30ms$
270	$63 \pm 21ms$
305	$53 \pm 27ms$
326	$49 \pm 37ms$
624	$51 \pm 26ms$
674	$81 \pm 69ms$
1247	$105 \pm 78ms$
1307	$17 \pm 10ms$
1383	$38 \pm 20ms$

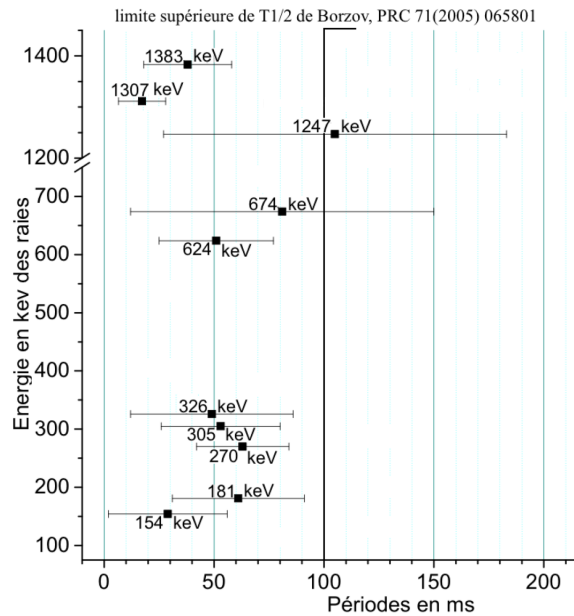


TABLE V.6: Tableau récapitulant les périodes des raies γ appartenant au spectre des périodes courtes de la masse 85.

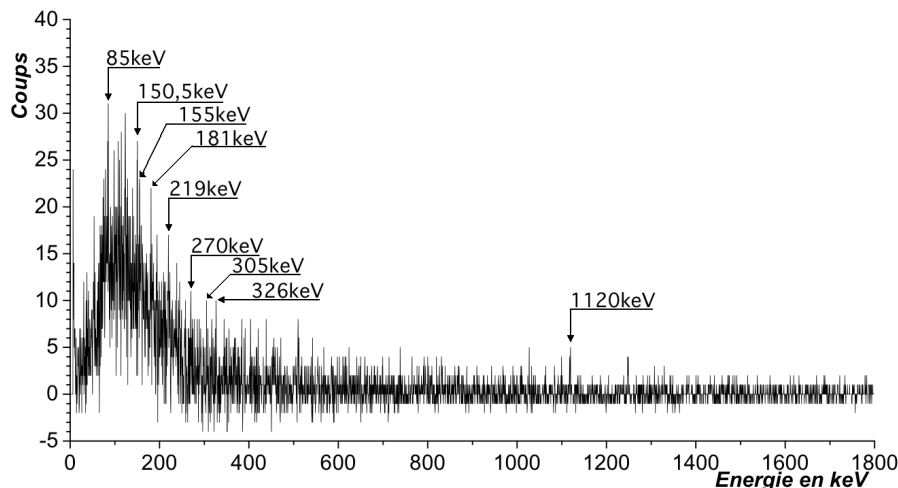


FIGURE V.43: Spectre γ conditionné β construit avec les événements qui ont été enregistrés au début de la gamme de temps de la décroissance des cycles de mesures auxquels ont été soustrait les événements qui ont été enregistrés à la fin de la gamme de temps de la décroissance des cycles.

Conclusion

L'expérience décroissance radioactive de $^{80}_{31}\text{Ga}_{49}$ a permis de mesurer les périodes des deux états possédant une durée de vie β , mises en évidence dans Cheal *et al.* [Che2010]. L'étude des spectres a permis de proposer un spin pour l'état fondamental et pour l'état isomérique de ce noyau et de comparer ces attributions à [Che2010].

L'étude de la décroissance de $^{82}_{31}\text{Ga}_{51}$ nous a permis de confirmer l'ensemble des observations de la décroissance β de ce gallium et de compléter le schéma de niveaux de ^{82}Ge . Elle nous a apporté aussi des précisions sur la décroissance $\beta - n$ de ce dernier. Le plus remarquable fut l'observation du spectre en coïncidence des raies à 1092 keV et 951 keV qui met en évidence une coïncidence entre ces raies et de proposer un nouveau schéma de ^{82}As .

La décroissance β^- de $^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ a confirmé l'ensemble des observations de Lebois *et al.* [Leb2008], [Leb2009]. De plus, nous avons pu compléter le schéma de niveaux de $^{84}_{33}\text{As}_{51}$.

Enfin, nous avons pu proposer des raies caractéristiques de la décroissance de $^{85}_{31}\text{Ga}_{54}$ pour les expériences futures. Nous discuterons au chapitre suivant de la structure des noyaux $^{84}_{33}\text{As}_{51}$ et $^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ étudiés dans cette analyse.

Chapitre VI

Discussion

Introduction

Dans ce chapitre, nous allons tenter d'interpréter les résultats obtenus après l'analyse des données de l'expérience présentée au chapitre précédent. Pour ce faire, on recourt à un calcul de modèle en couches. Grâce à la comparaison théorie-expérience, nous avons espoir de mieux comprendre la structure de noyaux particulièrement intéressants :

- ^{84}Ge , noyau pair-pair dont en principe la structure nous révélera des informations sur la collectivité (ou la dynamique) dans la région de ^{78}Ni .
- ^{84}As , noyau impair-impair dont la structure et l'allure de son schéma de niveaux sont très sensibles aux détails de l'interaction proton-neutron. Les noyaux impairs-impairs sont des cas très intéressants pour faire évoluer les études de modèle en couches dans une région très peu travaillée.

Les calculs de modèle en couches présentés dans ce chapitre, utilisent les interactions $ni78 - jw$ et $ni78 - lis$. Ces interactions correspondent à deux jeux d'énergies de particules individuelles et d'éléments de matrices à deux corps qui définissent l'interaction résiduelle. Les éléments de matrices à deux corps caractérisant l'interaction $ni78 - lis$ sont ceux que Sieja *et al.* ont utilisé pour étudier les isotopes de zirconium dont les résultats sont présentés dans l'article [Sie2009]. Les éléments de matrice de $ni78 - jw$ caractérisant l'interaction proton-neutron et neutron-neutron sont les mêmes que ceux de l'interaction $ni78 - lis$. L'interaction $ni78 - lis$ utilise les éléments de matrice à deux corps proton-proton proposés par Lisetskiy en 2004 dans [Lis2004] et $ni78 - jw$ utilise ceux proposés par Ji et Widenthal en 1988 dans [JW1988]. Dans les calculs, on considère un cœur inerte de $^{78}\text{Ni}_{50}$, et un espace de valence formé par des états protons $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ et des états neutrons $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1g_{7/2}$ et $1h_{11/2}$. Les calculs ont été effectués sans restriction de l'espace de valence et sans limitation du nombre de sauts des nucléons. Ce chapitre commencera par une comparaison de calculs de type modèle en

couches pour la systématique $N = 50$ des noyaux pairs-pairs avec les résultats expérimentaux. Il continuera par la comparaison des énergies de particules individuelles effectives (ESPE) calculées avec celles présentées par K. Sieja *et al.* dans [Sie2009]. Nous discuterons alors des schémas de niveaux et des spins-parités proposés lors de l'étude de la décroissance β de ^{84}Ge pour les états ^{84}Ge . Enfin, nous essayerons de déterminer si les hypothèses pour les spins-parités de ^{84}As qui sont basées sur l'étude des spectres expérimentaux de la décroissance β de ^{84}Ge , sont compatibles avec le résultats des calculs. Nous nous attacherons en particulier à déterminer dans quelle mesure la séquence expérimentale des états J^π est caractéristique de la structure en couches sous-jacentes et de la nature de l'interaction proton-neutron.

VI.1 Isotones pairs-pairs $N = 50$

Tout d'abord pour estimer de manière générale la validité de ces interactions, nous avons comparé les résultats des calculs effectués avec le code ANTOINE en utilisant ces deux interactions aux résultats expérimentaux notés "XP". Nous avons aussi comparé ces jeux de données aux résultats issus d'un calcul Hartree-Fock-Bogoliubov avec la méthode de la coordonnée génératrice incluant les corrélations au delà du champ moyen [Del2010]. Les résultats issus de ce calcul seront notés "HFB+gcm". La figure VI.1 présente cette comparaison pour les noyaux ^{80}Zn , ^{82}Ge , ^{84}Se et ^{86}Kr . Dans le calcul de type modèle en couches, la structure de ^{80}Zn est décrite par deux protons dans l'espace de valence, ^{82}Ge par quatre protons, ^{84}Se par six protons et ^{86}Kr est décrit par huit protons. Nous observons que l'interaction *ni78-lis*, dont les résultats sont notés "LIS" sur la figure, ne reproduit pas le premier état 2^+ à la bonne énergie pour l'ensemble des isotones $N = 50$ sauf ^{86}Kr . L'interaction *ni78-jw* (les résultats de *ni78-jw* notés "JW") reproduit correctement les énergies des états 2_1^+ de ^{82}Ge et ^{86}Kr . Enfin ces deux interactions reproduisent rarement les trois états 0_2^+ , 2_2^+ , 4_1^+ et l'ordre calculé n'est jamais celui observé expérimentalement. Les calculs Hartree-Fock-Bogoliubov au delà du champ moyen (notés "HFB+gcm") sur la figure reproduisent correctement le premier état 2_1^+ pour ^{80}Zn , ceux pour ^{84}Se et ^{86}Kr sont assez bien reproduit. Pour ^{82}Ge , ceux sont eux (les calculs HFB+gcm) qui posent le moins de problème. Ces calculs produisent un triplet d'état 0_2^+ , 2_2^+ , 4_1^+ pour chaque noyau, celui de ^{82}Ge est spécialement bien reproduit alors que l'état 2_1^+ l'est un peu moins. On peut souligner que ce calcul prédit le triplet 0_2^+ , 2_2^+ , 4_1^+ juste en dessous de 3 MeV pour ^{80}Zn .

Si nous regardons à présent la figure VI.2 à gauche, nous pouvons remarquer que les énergies des états 2_1^+ sont tout de même reproduites dans une gamme d'énergie raisonnable même si la tendance d'évolution de l'énergie de cet état n'est pas reproduite avec les interactions *ni78-jw* et *ni78-lis*. Il faut aussi noter que seuls les calculs HFB+gcm reproduisent la tendance générale de l'évolution des énergies avec un minimum $E(2^+)$ à $Z = 32$. Ce minimum est néanmoins trop prononcé. Sur la figure VI.2 à droite, nous pouvons remarquer que la tendance du second 2_2^+ est

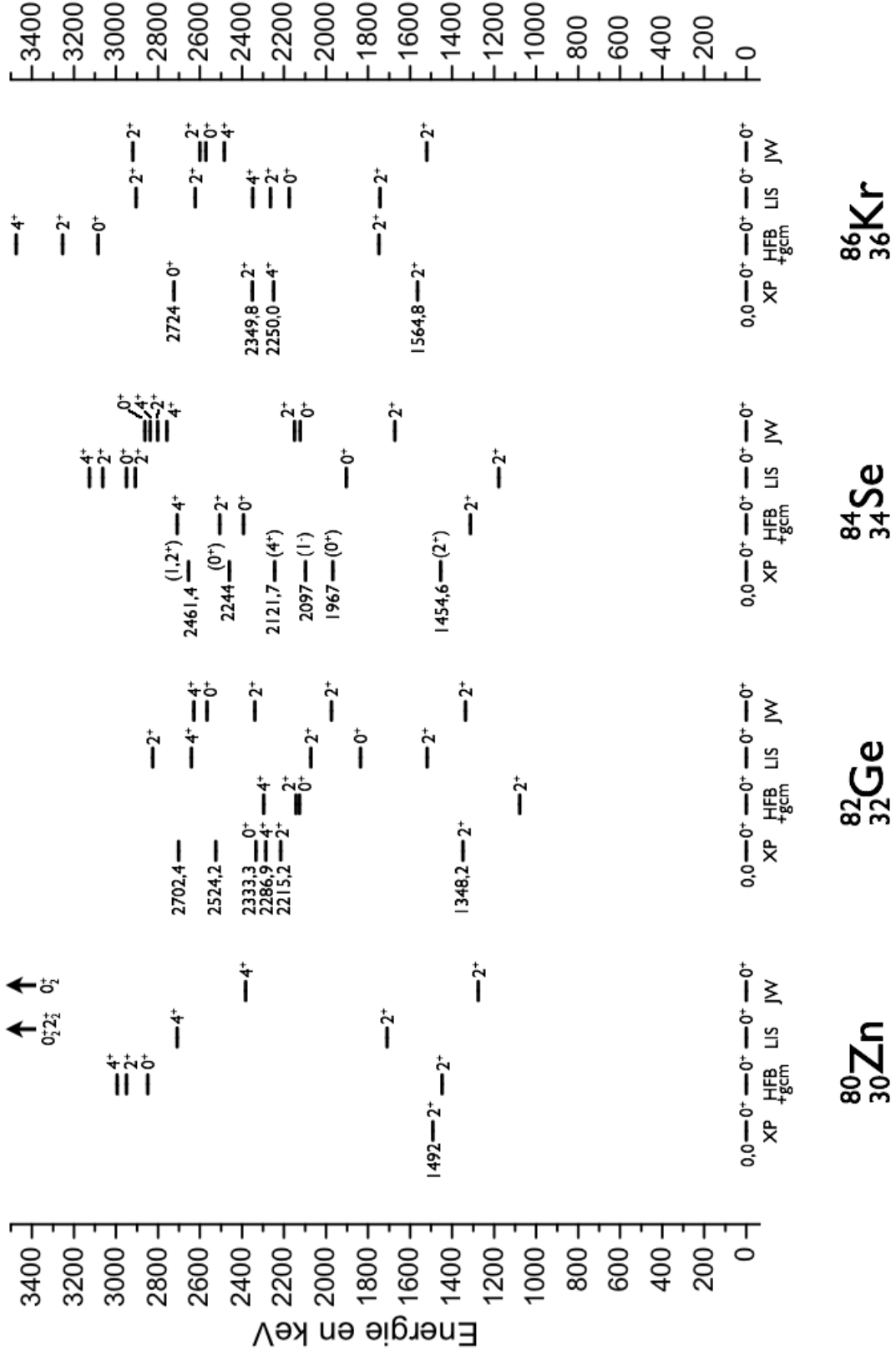


FIGURE VI.1: Comparaison entre les données expérimentales notées *XP* provenant de [Wal2008], [Win2010] et des évaluations [Sin2005] [Tul2003] [Abr2009] [Sin2001], les résultats des calculs Hartree-Fock-Bogoliubov avec la méthode de la coordonnée génératrice notés *HFB + gcm* [Del2010], ceux obtenus avec le code ANTOINE et l'interaction *ni78 - lis* notés *LIS* et ceux obtenus avec le code ANTOINE et l'interaction *ni78 - jw* notés *JW*, pour les noyaux pairs-pairs ^{80}Zn , ^{82}Ge , ^{84}Se et ^{86}Kr de la série isotonique $N = 50$.

exagérée avec l'interaction $ni78 - lis$ et n'est pas reproduite par les deux autres calculs. Nous pouvons aussi remarquer que les trois interactions ont un minimum à $Z=32$. Les trois calculs reproduisent à peu près la gamme d'énergie pour ^{82}Ge et ^{84}Se . Pour l'état 0_2^+ , la figure VI.3 de gauche indique que seul le calcul effectué avec l'interaction $ni78 - jw$ reproduit relativement correctement la tendance et les énergies de l'évolution de l'état 0_2^+ . Pour l'évolution de l'état 4_1^+ sur la figure VI.3 de droite, le calcul avec $ni78 - lis$ est excellent pour $Z = 36$ et le calcul HFB+gcm reproduit parfaitement $Z = 32$. Les mérites des calculs sont résumés dans le tableau VI.1.

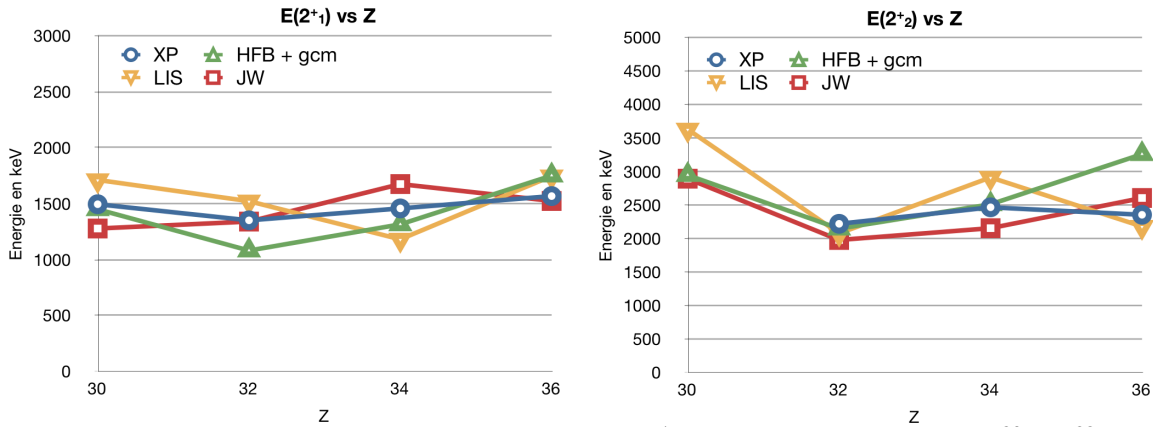


FIGURE VI.2: A gauche la systématique de l'état 2_1^+ pour les noyaux pairs-pairs ^{80}Zn , ^{82}Ge , ^{84}Se et ^{86}Kr de la ligne isotonique $N = 50$. A droite celle de l'état 2_2^+ .



FIGURE VI.3: A gauche la systématique de l'état 0_2^+ pour les noyaux pairs-pairs ^{80}Zn , ^{82}Ge , ^{84}Se et ^{86}Kr de la ligne isotonique $N = 50$. A droite celle de l'état 4_1^+ .

Les rapports $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ sont représentés sur la figure VI.4. Même si la variation des rapports des énergies expérimentales est reproduite par les calculs de modèle en couches avec $ni78 - jw$ ainsi que par le calcul HFB+gcm, elle n'est pas reproduite avec $ni78 - lis$ à $Z=34$. La gamme des valeurs des rapports expérimentaux est à peu près reproduite par $ni78 - jw$ mais ne l'est pas par les deux autres interactions. Ainsi d'après la classification des rapports $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ suivant [Cas1990] et présentée sur la figure VI.5, les rapports des énergies expérimentales reflètent le caractère magique de ces noyaux ce qui est en accord qualitatif avec l'ensemble des résultats JW alors que les calculs HFB les décrivent comme plutôt vibrationnels.

état	<i>ni78 – lis</i>	<i>ni78 – jw</i>	HFB + gcm
allure des états 2_1^+	non	non	\sim ok
énergie des états 2_1^+	\sim ok	\sim ok	\sim ok
allure des états 2_2^+	exagérée	non	non
énergie des états 2_2^+	ok pour ^{82}Ge et ^{86}Kr	ok pour ^{82}Ge et ^{86}Kr	ok pour ^{82}Ge et ^{84}Se
allure des états 4_1^+	non	non	non
énergie des états 4_1^+	ok pour ^{86}Kr	non	ok pour ^{82}Ge
allure des états 0_2^+	non	ok	ok
énergie des états 0_2^+	non	ok	ok

TABLE VI.1: Tableau récapitulant les mérites et les difficultés des interactions *ni78 – lis* et *ni78 – jw* et des calculs HFB avec méthodes de la coordonnée génératrice.

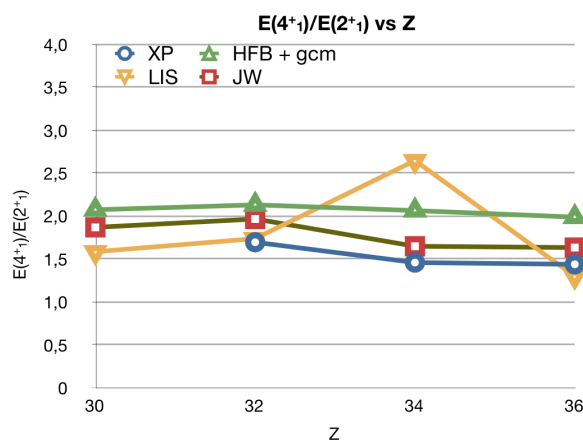


FIGURE VI.4: Systématique des valeurs du rapport $E_{4_1^+}/E_{2_1^+}$ pour les noyaux pairs-pairs ^{80}Zn , ^{82}Ge , ^{84}Se et ^{86}Kr de la ligne isotonique $N = 50$.

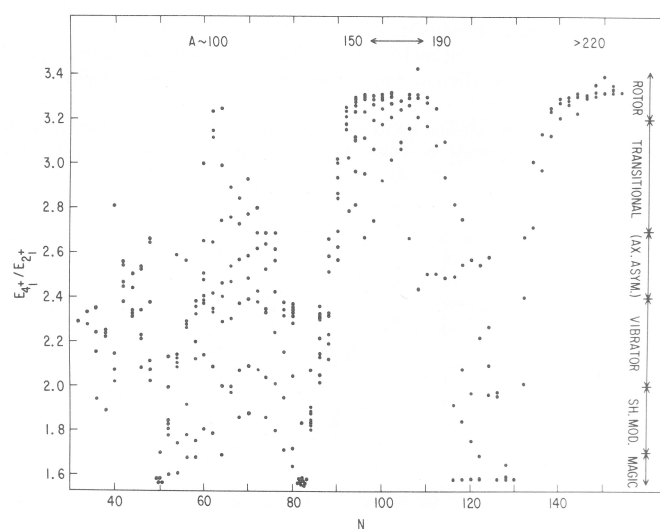


FIGURE VI.5: Valeurs du rapport $E_{4_1^+}/E_{2_1^+}$ en fonction du nombre de neutrons. Sur cette figure ne sont présentés que des noyaux ayant plus de 30 neutrons [Cas1990].

Avec l'analyse des résultats des calculs dans le cadre de la systématique des isotones pairs-pairs à $N = 50$, nous avons testé la partie proton-proton des interactions. Il faut à présent étudier le comportement des parties proton-neutron et neutron-neutron des interactions. Notons que l'interaction $ni78 - lis$ a donné de bons résultats dans la chaîne des isotopes de zirconium [Sie2009]. Nous espérons qu'au moins l'interactions $ni78 - lis$ (même si on vient de démontrer qu'au niveau proton-proton, elle ne donne pas les meilleurs résultats) permettra d'apporter une description raisonnable pour les noyaux ^{84}Ge et ^{84}As .

VI.2 ESPE des isotones $N = 51$

Les énergies effectives de particules individuelles sont calculées avec les interactions $ni78 - lis$ et $ni78 - jw$. Elles sont définies comme la différence entre les énergies d'une configuration de fermeture de couches et les énergies d'une configuration de fermeture de couches plus ou moins une particule. Ces énergies permettent d'étudier l'évolution des états de particules individuelles sous l'influence du terme monopolaire de l'interaction proton-neutron. Etant donné que l'interaction $ni78 - lis$ est celle utilisée pour obtenir les résultats présentés dans [Sie2009] et que l'interaction $ni78 - jw$ a la même partie proton-neutron que l'interaction présentée dans [Sie2009], nous allons comparer les ESPE de ces deux interactions pour les orbitales neutrons $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1g_{7/2}$ et $1h_{11/2}$. Ces calculs vont nous permettent de caractériser l'influence du terme monopolaire de l'interaction $ni78 - jw$ en comparaison avec l'autre interaction. Pour calculer les ESPE de ces orbitales, les protons ont été confinés dans les orbitales de plus basses énergies. Les calculs sont effectués tels que ^{79}Ni est décrit par un neutron libre dans l'espace de valence au dessus du cœur de ^{78}Ni , ^{89}Sr par dix protons bloqués dans $1f_{5/2}$ et $2p_{3/2}$ et un neutron dans l'espace de valence, ^{91}Zr par douze protons bloqués dans $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ et un neutron dans l'espace de valence, enfin, ^{101}Sn est décrit par vingt deux protons bloqués dans $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$ et un neutron dans l'espace de valence. La figure VI.6 représente respectivement ces énergies de particules individuelles effectives issues de calculs faits avec $ni78 - lis$ (et identiques à celles présentées dans [Sie2009]) et celles issues de calculs obtenus avec $ni78 - jw$.

Nous pouvons remarquer que sur les deux graphiques l'orbitale $2d_{5/2}$ est celle de plus basse énergie pour ^{79}Ni , ^{91}Zr et ^{101}Sn . Les ESPE calculées avec $ni78 - jw$ pour ^{89}Sr placent $3s_{1/2}$ comme l'orbitale de plus basse énergie alors que expérimentalement l'état fondamental de ^{89}Sr est $5/2^+$ et le facteur spectroscopique mesuré [Cle1978] indique qu'il correspond à l'orbitale $d_{5/2}$. Ainsi $2d_{5/2}$ doit alors être l'orbitale de plus basse énergie. Il faut aussi noter que pour $ni78 - jw$ l'orbitale $3s_{1/2}$ est trop basse en énergie par rapport aux données expérimentales de ^{89}Sr , ^{91}Zr et ^{101}Sn dans lesquels les premiers états $1/2^+$ sont placées au dessus de 450 keV. Les orbitales $2d_{3/2}$, $1g_{7/2}$ et $1h_{11/2}$ ont le même comportement pour les deux interactions. Aux vues de ces comparaisons, les prédictions obtenues à partir de l'interaction $ni78 - jw$ seront à

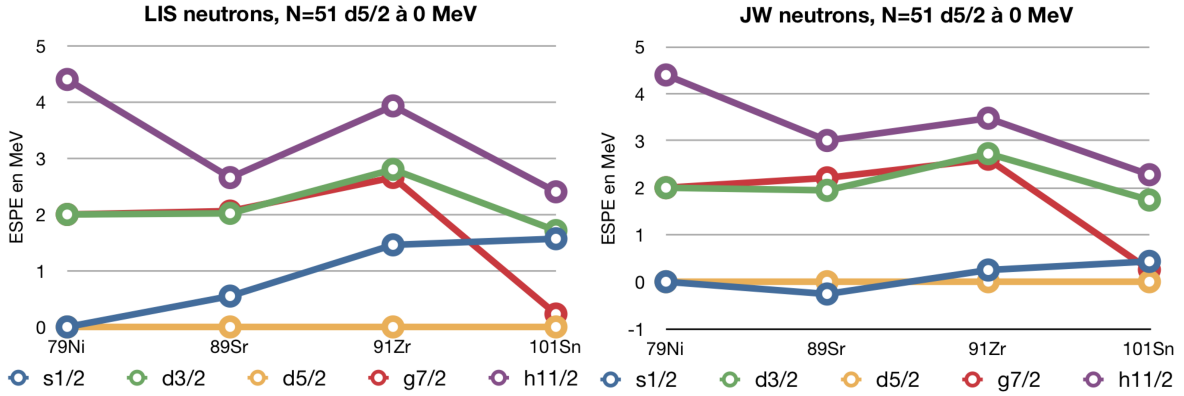


FIGURE VI.6: Evolution des énergies de particules individuelles effectives pour $N = 51$ entre Ni et Sn. En haut, la figure des ESPE présentée dans [Sie2009]. A gauche, les ESPE ont été générées avec l'interaction $ni78 - lis$. A droite, les ESPE sont générées avec $ni78 - jw$.

considérer avec précaution alors que celles obtenues à partir de l'interaction $ni78 - lis$ sont plus en accord avec l'évolution des ESPE observées expérimentalement. En effet, il se peut que la partie proton-neutron de l'interaction $ni78 - jw$ ne soit pas adaptée aux parties proton-proton et neutron-neutron. Une correction de la partie monopolaire de l'interaction proton-neutron de $ni78 - jw$ serait nécessaire pour obtenir des résultats plus précis. Cependant je n'ai pas eu l'occasion d'effectuer cette amélioration dans le cadre de cette thèse.

VI.3 Noyau ${}^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$

Nous allons à présent analyser les calculs obtenus pour ${}^{84}\text{Ge}$ dans le cadre d'une étude systématique des isotones $N = 52$, présentés sur la figure VI.7. La structure de ${}^{84}\text{Ge}$ est décrite par quatre protons et deux neutrons dans l'espace de valence, celle de ${}^{86}\text{Se}$ par six protons et deux neutrons, celle de ${}^{88}\text{Kr}$ par huit protons et deux neutrons, et celle de ${}^{90}\text{Sr}$ est décrite par dix protons et deux neutrons dans l'espace de valence.

${}^{84}\text{Ge}$ mis à part, les calculs HFB surestiment la position des états expérimentaux. La systématique des états 2_1^+ est représentée sur la figure VI.8 à gauche. Nous pouvons remarquer que l'interaction $ni78 - jw$ donne une évolution correcte des états expérimentaux mais surestime très légèrement l'énergie de ces mêmes états. L'interaction $ni78 - lis$ donne aussi une tendance assez correcte de l'évolution des énergies de ces états. La systématique des états 2_2^+ est représentée sur la figure VI.8 à droite. Pour les états 2_2^+ connus expérimentalement, les énergies prédites avec $ni78 - lis$ et $ni78 - jw$ sont dans une gamme convenable. Cependant, l'évolution des énergies de ces états n'est pas reproduite par l'interaction $ni78 - jw$.

La systématique des états 4_1^+ est représentée sur la figure VI.9 à gauche, cette figure montre que les interactions $ni78 - lis$ et $ni78 - jw$ donnent une gamme d'énergie et une évolution des énergies compatibles avec les données expérimentales. La systématique des états 0_2^+ est représentée sur la figure VI.9 à droite, nous pouvons y remarquer que les trois calculs sous-estiment la position des états 0_2^+ connus expérimentalement.

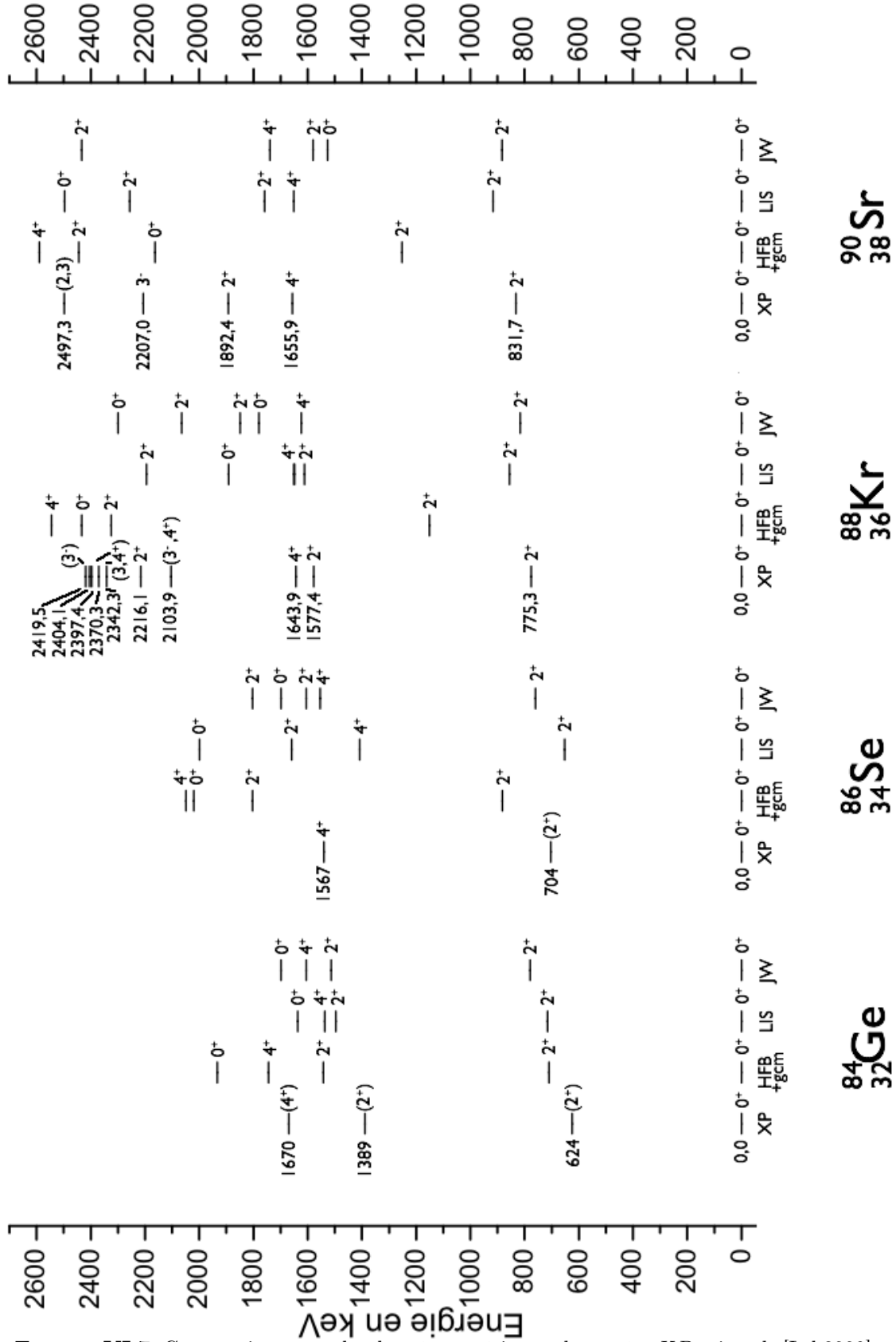


FIGURE VI.7: Comparaison entre les données expérimentales notées XP prises de [Leb2009], de [Win2010], de [Jon2006] et des évaluations [Abr2009] [Sin2001] [Muk2005], [Bro1997]; les résultats des calculs Hartree-Fock-Bogoliubov avec la méthode de la coordonnée génératrice notés $HFB + gcm$ [Del2010], ceux obtenus avec le code ANTOINE et l'interaction $ni78 - lis$ notés LIS et ceux obtenus avec le code ANTOINE et l'interaction $ni78 - jw$ notés JW , pour les noyaux pairs-pairs ^{84}Ge , ^{86}Se , ^{88}Kr et ^{90}Sr de la série isotonique $N = 52$.

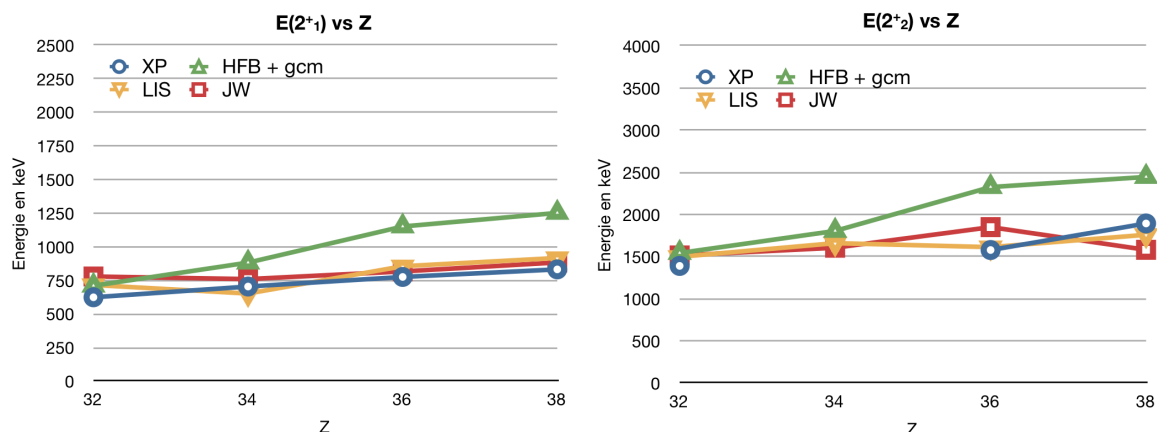


FIGURE VI.8: A gauche la systématique de l'état 2_1^+ pour les noyaux pairs-pairs ^{84}Ge , ^{86}Se , ^{88}Kr et ^{90}Sr de la ligne isotonique $N = 52$. A droite celle de l'état 2_2^+ .

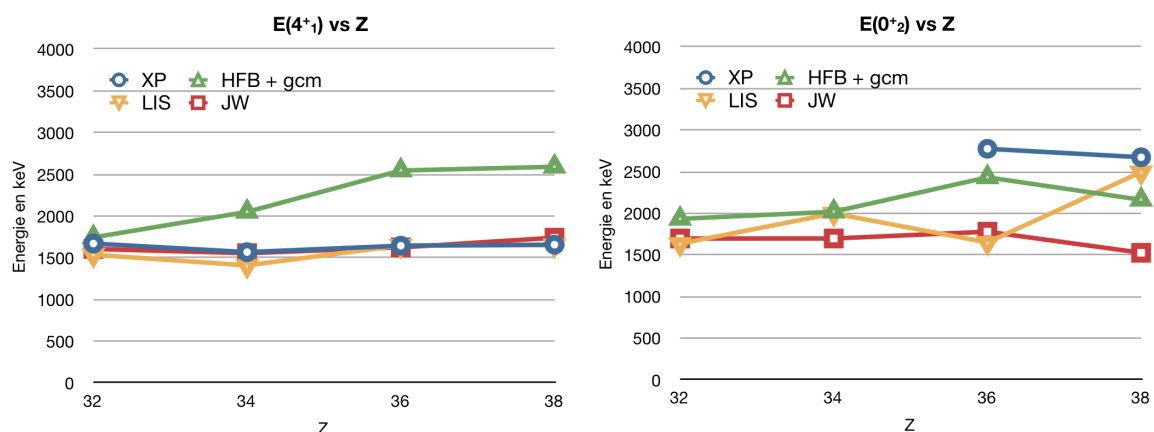


FIGURE VI.9: A gauche la systématiques de l'état 4_1^+ pour les noyaux pairs-pairs ^{84}Ge , ^{86}Se , ^{88}Kr et ^{90}Sr de la ligne isotonique $N = 52$. A droite celle de l'état 0_2^+ .

La systématique du rapport $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ est représenté sur la figure VI.10. En comparant les valeurs de ces rapports à ceux de la figure VI.5, nous observons que les valeurs des rapports des énergies expérimentales décrivent ^{84}Ge comme un noyau axial asymétrique ou triaxial ce qui est compatible avec les observations de [Leb2009]. Les rapports expérimentaux pour ^{88}Kr et ^{90}Sr décrivent ces noyaux comme étant des vibrateurs. Les calculs HFB décrivent les noyaux comme vibrateurs sauf ^{84}Ge qu'ils décrivent comme axial asymétrique. Enfin, *ni78-lis* et *ni78-jw* décrivent ces noyaux comme vibrateurs ou comme un noyau très rigide semi-magique. Ainsi, si on se restreint à l'analyse de la quantité $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ il semble que l'ensemble des calculs reproduise qualitativement la dynamique des isotones pairs-pairs $N = 52$. Le seul point qui se singularise est celui correspondant à ^{84}Ge qui, s'il est avéré, montrerait une augmentation du caractère collectif pour $Z = 32$ (conclusion de l'article [Leb2009]) dont aucun calcul de type modèle en couches n'arrive à rendre compte (calcul HFB+gcm à peu près correct). De plus il est troublant de constater que, quelle que soit l'interaction, la dynamique des isotones $N = 52$ pair-pair est qualitativement bien reproduite, alors que sur $N = 50$ les prédictions sont plus chahutées.

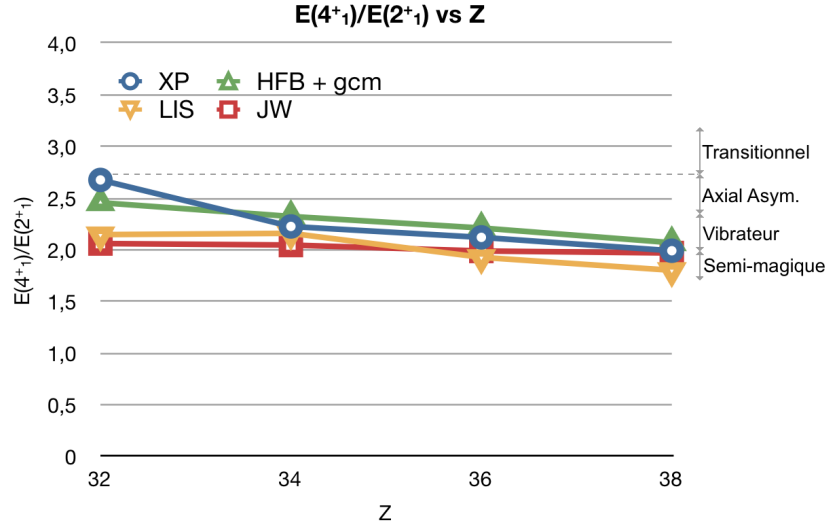


FIGURE VI.10: Systématiques du rapport $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ pour les noyaux pairs-pairs ^{84}Ge , ^{86}Se , ^{88}Kr et ^{90}Sr de la ligne isotonique $N = 52$.

La dernière remarque à faire sur la position des états de ^{84}Ge est que les trois calculs *HFB*, *ni78 – lis* et *ni78 – jw* sont tous les trois en accord sur l'ordre des états. Nous pouvons alors proposer que l'état à 1389 keV observé par Winger *et al.* dans [Win2010] soit le second état 2_2^+ . L'état à 1670 keV observé dans [Leb2009] et [Kös2008] et confirmé dans ce travail serait effectivement l'état 4_1^+ comme l'avait proposé Lebois *et al.* dans [Leb2009].

Nous avons aussi profité de l'option du code ANTOINE de générer les probabilités d'excitation des transitions E2 et les moments quadripolaires électriques spectroscopiques des états avec une charge effective standard proton de 1,5 e et une charge effective standard neutron de 0,5 e [Boh1975]. Avec ces calculs nous ne cherchons pas à prédire les valeurs des moments quadripolaires, ni celles des $B(E2)$. Mais nous nous servons de ces résultats pour tenter de caractériser la dynamique de ^{84}Ge . Nous testerons en particulier le caractère rotor non-axial au travers des valeurs des moments quadripolaires calculées, en utilisant la prescription de [Dav1958] et vibreur au travers des valeurs de $B(E2)$ calculées [Cas1990]. Pour percevoir cette dynamique, nous avons suivi les consignes d'utilisation du code ANTOINE [Nov2009]. Ainsi, nous avons considéré le nombre quantique K représentant le type de bande de déformation, comme un bon nombre quantique et nous avons alors calculé les moments quadripolaires électriques intrinsèques Q_0 avec la formule $Q_0 = \frac{(J+1)(2J+3)}{3K^2 - J(J+1)} Q_s$, où J représente le spin de l'état et Q_s représente le moment quadripolaire électrique spectroscopique. Avec l'interaction *ni78 – lis*, les moments quadripolaires électriques spectroscopiques Q_s et les moments quadripolaires électriques intrinsèques Q_0 sont présentés dans le tableau VI.2. Dans les cas $K = 0$ et $K = 2$, les moments intrinsèques de l'état 2_2^+ par rapport à l'état 2_1^+ étant opposés en signe et de valeurs équivalentes, ces valeurs signent alors des états rotationnels d'un noyau non-axial [Dav1958]. Les calculs indiquent donc que ^{84}Ge a une bande de déformation triaxiale γ dont la tête de bande serait l'état proposé 2_2^+ à 1389 keV. De plus, $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ est égal à $\sim 240 e^2 fm^4$ et $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ est égal à $\sim 247 e^2 fm^4$. La valeur de $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ n'étant pas le double de celle de $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, ces valeurs ne signent pas l'existence d'une bande vibrationnelle [Cas1990].

Davidov et Filipov dans la table 1 de [Dav1958] caractérisent le paramètre de déformation triaxial γ en fonction du rapport de $\frac{b(E2;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{b(E2;2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}$ avec $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) = \frac{Q_0^2 e^2}{16\pi} b(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ et $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = \frac{Q_0^2 e^2}{16\pi} b(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$. On en déduit que $\frac{b(E2;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{b(E2;2_2^+ \rightarrow 0_1^+)} \sim \frac{B(E2;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2;2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}$. Les valeurs de $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ et $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ calculées avec l'interaction *ni78 - lis* sont données dans la tableau VI.5. Le paramètre γ est alors égal à $\sim 21^\circ$.

état	Q_s en $e.f m^2$	Q_0 en $e.f m^2$ avec K=0	Q_0 en $e.f m^2$ avec K=2
2_1^+	-23,64552	82,75932	
2_2^+	23,397946	-81,892811	81,892811
3_1^+	-3,946504		

TABLE VI.2: Tableau récapitulant les moments quadripolaires électriques spectroscopiques et intrinsèques calculés avec *ni78 - lis*.

interaction	transition	$B(E2)$ en $e^2.f m^4$
<i>ni78 - lis</i>	$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	15,64640138
	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	183,96835867
	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	240,21667918
	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	246,80537967

TABLE VI.3: Tableau récapitulant les valeurs de $B(E2)$ calculées avec *ni78 - lis*.

Avec l'interaction *ni78 - jw*, les moments quadripolaires électriques spectroscopiques Q_s et les moments quadripolaires électriques intrinsèques Q_0 sont présentés dans le tableau VI.4. Dans les cas $K = 0$ et $K = 2$, les valeurs des moments intrinsèques de l'état 2_2^+ et de l'état 2_1^+ sont compatibles avec une hypothèse de triaxialité. Les valeurs de $B(E2)$ calculées avec *ni78 - jw* sont aussi présentées dans le tableau VI.5. Le rapport de $\frac{B(E2;2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2;2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}$ caractérise un paramètre de triaxialité égale à $\sim 21^\circ$. Par ailleurs, $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ est égal à $\sim 211 e^2 f m^4$ et $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ est égal à $\sim 205 e^2 f m^4$. La valeur de $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ n'étant pas le double de celle de $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, il n'y a aucun indice de bande vibrationnelle. Les calculs effectués à l'aide de *ni78 - jw* prédisent aussi l'existence d'une bande de déformation triaxiale.

état	Q_s en $e.f m^2$	Q_0 en $e.f m^2$ avec K=0	Q_0 en $e.f m^2$ avec K=2
2_1^+	-20,402637	71,4092295	
2_2^+	20,948931	-73,3212585	73,3212585
3_1^+	-4,6248355		

TABLE VI.4: Tableau récapitulant les moments quadripolaires électriques spectroscopiques et intrinsèques calculés avec *ni78 - jw*.

interaction	transition	$B(E2)$ en $e^2 \cdot fm^4$
$ni78 - jw$	$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	16,88222169
	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	173,87730920
	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	210,97640982
	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	205,41834080

TABLE VI.5: Tableau récapitulant les valeurs de $B(E2)$ calculées avec $ni78 - jw$.

Les calculs effectués pour ^{84}Ge ont permis de proposer un spin aux états à 1389 keV et 1670 keV. L'état à 1389 keV aurait alors un spin (2_2^+) et l'état à 1670 keV aurait un spin (4_1^+). De plus, les calculs des moments quadripolaires et des probabilités de transitions E2 calculés avec les interactions $ni78 - lis$ et $ni78 - jw$ sont compatibles avec le caractère triaxial de ^{84}Ge proposé dans [Leb2009] et avec les calculs de [Del2010].

Dans la suite, nous allons présenter les calculs prédisant les états de ^{84}As et les comparer aux données expérimentales.

VI.4 Noyau $^{84}_{33}As_{51}$

Tout d'abord nous avons comparé le schéma de niveaux de ^{84}As à ceux de ^{83}As , ^{83}Ge et ^{82}Ge . En effet, ces noyaux ont été choisis pour considérer dans un premier temps ^{84}As comme un cœur de ^{82}Ge plus un proton et un neutron célibataires en interaction mutuelle. L'étude de la structure de ^{83}As (et de ^{83}Ge) donne des indications sur l'interaction du proton célibataire (et du neutron) avec le cœur de ^{82}Ge . Cette approche empirique par étape est représentée de façon symbolique sur la figure VI.11.

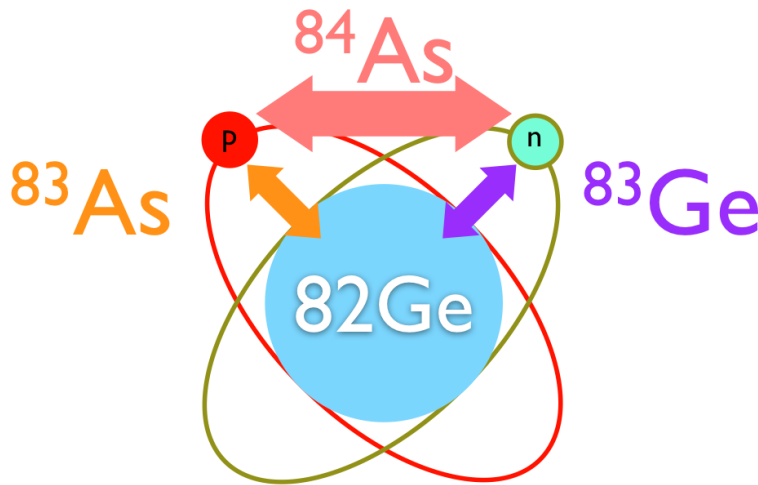


FIGURE VI.11: Représentation schématique de l'approche empirique adoptée pour tenter de comprendre la structure du noyau impair-impair ^{84}As .

La figure VI.12 représente les schémas de niveaux expérimentaux de ^{84}As , ^{83}As , ^{83}Ge et ^{82}Ge . Les états encadrés de ^{83}Ge ont été interprétés comme étant issus du couplage entre le neutron célibataire dans l'orbitale $2d_{5/2}$ et le cœur de ^{82}Ge dans l'état 2_1^+ par Perru *et al.* dans [Per2006]. C'est-à-dire que Perru *et al.* ont considéré que ^{83}Ge est construit comme si le noyau ^{82}Ge forme un cœur et que le neutron célibataire interagit avec les différents états de ce dernier. L'état fondamental et le premier état excité sont proposés comme étant issus de la configuration du neutron célibataire dans les orbitales $2d_{5/2}$ et $3s_{1/2}$ couplés à l'état fondamental de ^{82}Ge . Pour ^{83}As , le hendécagone (polygone à onze côtés) représente les états pouvant être candidats au couplage entre l'état 2_1^+ de ^{82}Ge avec le proton. Les trois premiers états de plus basse énergie sont certainement issus du couplage entre l'état fondamental 0_1^+ du cœur avec les orbitales $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ de l'espace de valence proton. Dans ce cas puisque la couche proton est ouverte, ces états s'apparentent à des états de quasi-particule proton. Partant de cette hypothèse de travail, nous pouvons déterminer les configurations proton-neutron qui joueront un rôle dominant dans la description des états de basse énergie du noyau impair-impair ^{84}As . Nous nous concentrons alors sur les configurations $\pi(1f_{5/2})_{0+}^4(1f_{5/2}) \otimes \nu(2d_{5/2})^1$, $\pi(1f_{5/2})_{0+}^4(1f_{5/2}) \otimes \nu(3s_{1/2})^1$, $\pi(1f_{5/2})_{0+}^4(2p_{3/2})^1 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ et $\pi(1f_{5/2})_{0+}^4(2p_{3/2})^1 \otimes \nu(3s_{1/2})^1$ pour tenter d'interpréter les spins proposés dans l'étude de la décroissance β de ^{84}Ge issue de ce travail de thèse. Les configurations $\pi(1f_{5/2})_{0+}^4(2p_{1/2})^1 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ et $\pi(1f_{5/2})_{0+}^4(2p_{1/2})^1 \otimes \nu(3s_{1/2})^1$ donnent des énergies de configurations trop hautes pour intervenir dans les états de basses énergies de ^{84}As . De plus, les calculs présentés précédemment pour ^{82}Ge prédisent un mélange de configuration de l'état fondamental 0_1^+ . Avec *ni78 - lis*, l'état fondamental a une configuration à $\sim 29\%$ $\pi(1f_{5/2})^2(2p_{3/2})^2$ et à $\sim 58\%$ $\pi(1f_{5/2})^4$. *ni78 - jw* prédit un mélange de configuration à $\sim 32\%$ $\pi(1f_{5/2})^2(2p_{3/2})^2$ et à $\sim 51\%$ $\pi(1f_{5/2})^4$. En considérant ces prédictions, nous devons aussi prendre en compte la configuration $\pi(2p_{3/2})_{0+}^2(1f_{5/2})^3 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$. A séniorité minimum ($v = 2$), les configurations $\pi(1f_{5/2})_{0+}^4(1f_{5/2}) \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ et $\pi(2p_{3/2})_{0+}^2(1f_{5/2})^3 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ génèrent les états de spins-parités $0^-, 1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-$. la configuration $\pi(1f_{5/2})_{0+}^4(1f_{5/2}) \otimes \nu(3s_{1/2})^1$ génère $2^-, 3^-$, la configuration $\pi(1f_{5/2})_{0+}^4(2p_{3/2})^1 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ génère $1^-, 2^-, 3^-$ et la configuration 4^- et $\pi(1f_{5/2})_{0+}^4(2p_{3/2})^1 \otimes \nu(3s_{1/2})^1$ génère les états 1^- et 2^- . Dans cette vision simplifiée, les états de spin-parités 0^- et 5^- appartiennent à la configuration $\pi(1f_{5/2})_{0+}^4(1f_{5/2}) \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ pure. Les états expérimentaux de spins $0^-, 5^-$ seraient donc les meilleurs traceurs à notre disposition pour étudier l'évolution de la configuration $\pi(1f_{5/2})_{0+}^4(1f_{5/2}) \otimes \nu(2d_{5/2})^1$.

Nous allons à présent comparer les résultats des calculs obtenus avec les interactions *ni78 - lis* et *ni78 - jw* aux résultats expérimentaux de ce travail. Pour les calculs prédisant les états de ^{84}As , nous considérons toujours un cœur de $^{78}_{28}\text{Ni}_{50}$ avec cinq protons et un neutron dans l'espace de valence (fig.VI.13). La figure VI.14 représente les résultats expérimentaux (graphique du bas) et ceux des calculs obtenues avec les interactions *ni78 - lis* (graphique de gauche) et *ni78 - jw* (graphique de droite). L'énergie des niveaux est présentée en fonction du spin de l'état. La première remarque est que, avec les deux interactions, le calcul favorise un état de spin-parité 4^- comme niveau fondamental. La fonction d'onde de cet état est décrite comme

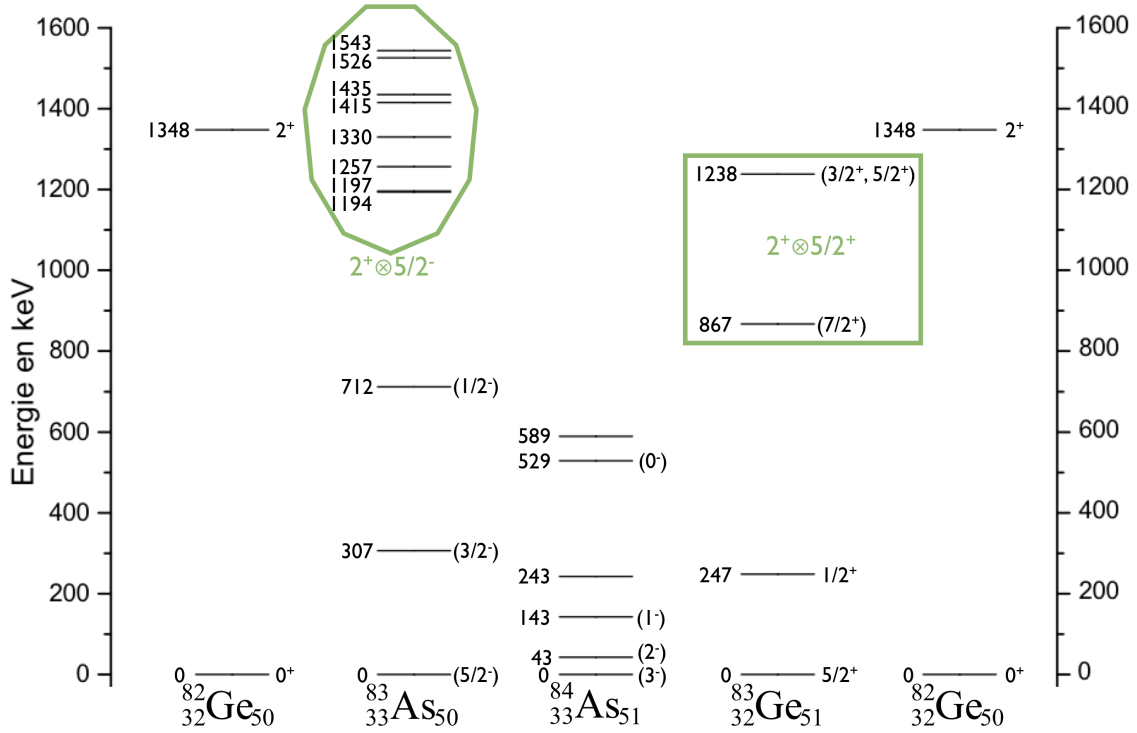


FIGURE VI.12: Schéma de niveaux de ^{84}As , ^{83}As , ^{83}Ge et ^{82}Ge . Les données de ^{84}As sont issues de ce travail. Celles de ^{83}Ge sont issues de [Leb2008], [Per2006], [Tho2005] et [Tho2007]. Celles de ^{83}As sont issues de [Lie1983] et [Sah2009]. Celles de ^{82}Ge sont issues de [Tul2003].

étant principalement issue du mélange des configurations $\pi(1f_{5/2})^5 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ (à $\leq 1\%$ pour $ni78-lis$ et à $\sim 23\%$ pour $ni78-jw$), $\pi(2p_{3/2})^2(1f_{5/2})^3 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ (à $\sim 14\%$ pour $ni78-lis$ et à $\sim 39\%$ pour $ni78-jw$) et $\pi(2p_{3/2})^1(1f_{5/2})^4 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ (à $\sim 67\%$ pour $ni78-lis$ et à $\sim 10\%$ pour $ni78-jw$). Les calculs avec $ni78-lis$ prédisent donc l'état fondamental comme relativement pur en terme de configurations (avec une composante dominante de 67%). $ni78-jw$ décrit ces deux états comme ayant des configurations très mélangées. Il faut noter néanmoins qu'aucun des deux calculs ne prédit un état fondamental de ^{84}As conforme à la suggestion de [Kra1975] de 3^- . Mentionnons que cette attribution est essentiellement basée sur des considérations de systématiques (comme on le verra plus tard). De plus, les deux interactions sont en accord sur l'ordre des spins des états prédits. Les calculs (diagonalisations dans l'espace complet) prédisent un état de spin 2^- en tant que premier état excité. Cet état est aussi très mélangé : $ni78-lis$ donne $\sim 13\%$ $\pi(2p_{3/2})^2(1f_{5/2})^3 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ et $\sim 45\%$ $\pi(2p_{3/2})^1(1f_{5/2})^4 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$; $ni78-jw$ donne $\sim 39\%$ $\pi(2p_{3/2})^2(1f_{5/2})^3 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ et $\sim 18\%$ $\pi(2p_{3/2})^1(1f_{5/2})^4 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$.

Dans la suite, nous allons essayer de comprendre l'influence de l'interaction proton-neutron sur l'ordre des états générés par les configurations proposées : $\pi(1f_{5/2})^5 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$, $\pi(1f_{5/2})^5 \otimes \nu(3s_{1/2})^1$, $\pi(1f_{5/2})^4(2p_{3/2})^1 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$, $\pi(1f_{5/2})^3(2p_{3/2})^2 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ et $\pi(1f_{5/2})^4(2p_{3/2})^1 \otimes \nu(3s_{1/2})^1$. Pour ce faire, nous avons calculé les états de ^{84}As pour chaque configuration en confinant les protons et neutrons de valences dans les orbitales considérées. Nous comparons

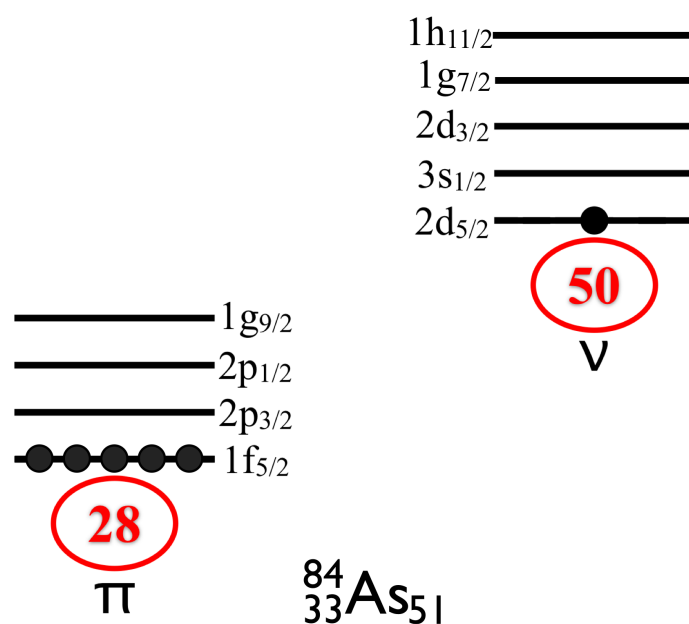


FIGURE VI.13: Schéma représentant ^{84}As avec les cinq protons et le neutron dans les orbitales de valence au dessus du cœur de ^{78}Ni .

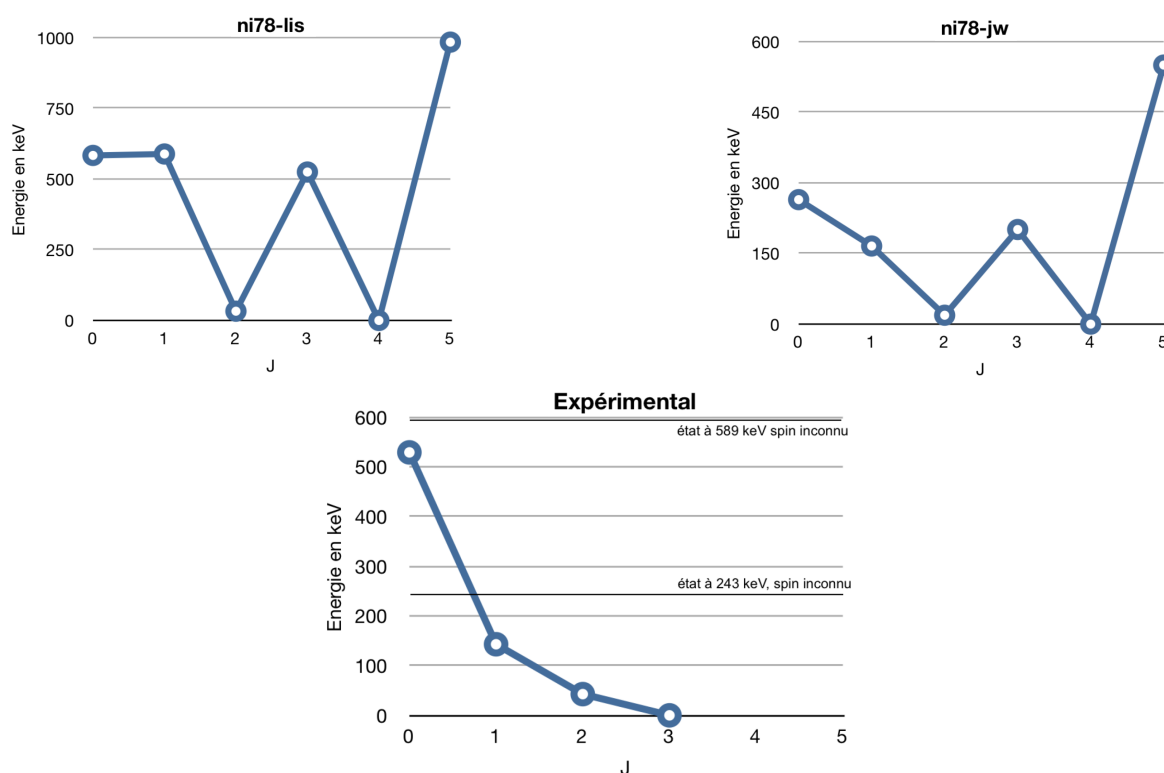


FIGURE VI.14: Energie des états en fonction des spins J , à gauche les données calculées avec l'interaction $ni78 - lis$, à droite celles calculées avec l'interaction $ni78 - jw$, et en bas, les données expérimentales de ^{84}As issues de ce travail.

aussi les séquences d'états aux éléments de matrice à deux corps proton-neutron, ce qui revient à considérer les configurations $\pi(1f_{5/2})^1 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$, $\pi(1f_{5/2})^1 \otimes \nu(3s_{1/2})^1$, $(2p_{3/2})^1 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ et $(2p_{3/2})^1 \otimes \nu(3s_{1/2})^1$. Dans les figures suivantes, les énergies représentant les éléments de matrices à deux corps sont obtenues par $E(J) = 1/2 * (\langle j_1 j_2 | V_{abcd} | j_1 j_2 \rangle_{J,T=0} + \langle j_1 j_2 | V_{abcd} | j_1 j_2 \rangle_{J,T=1})$, avec V_{abcd} élément de matrice à deux corps (en représentation isospin) de l'interaction considérée.

Les figures VI.15 et VI.16, mettent en évidence que le niveau fondamental $J^\pi = 4^-$ et l'ordre des états calculés avec les interactions $ni78 - lis$ et $ni78 - jw$ sont issus principalement du mélange des configurations $\pi(1f_{5/2})^3(2p_{3/2})^2 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ et $\pi(1f_{5/2})^4(2p_{3/2})^1 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$.

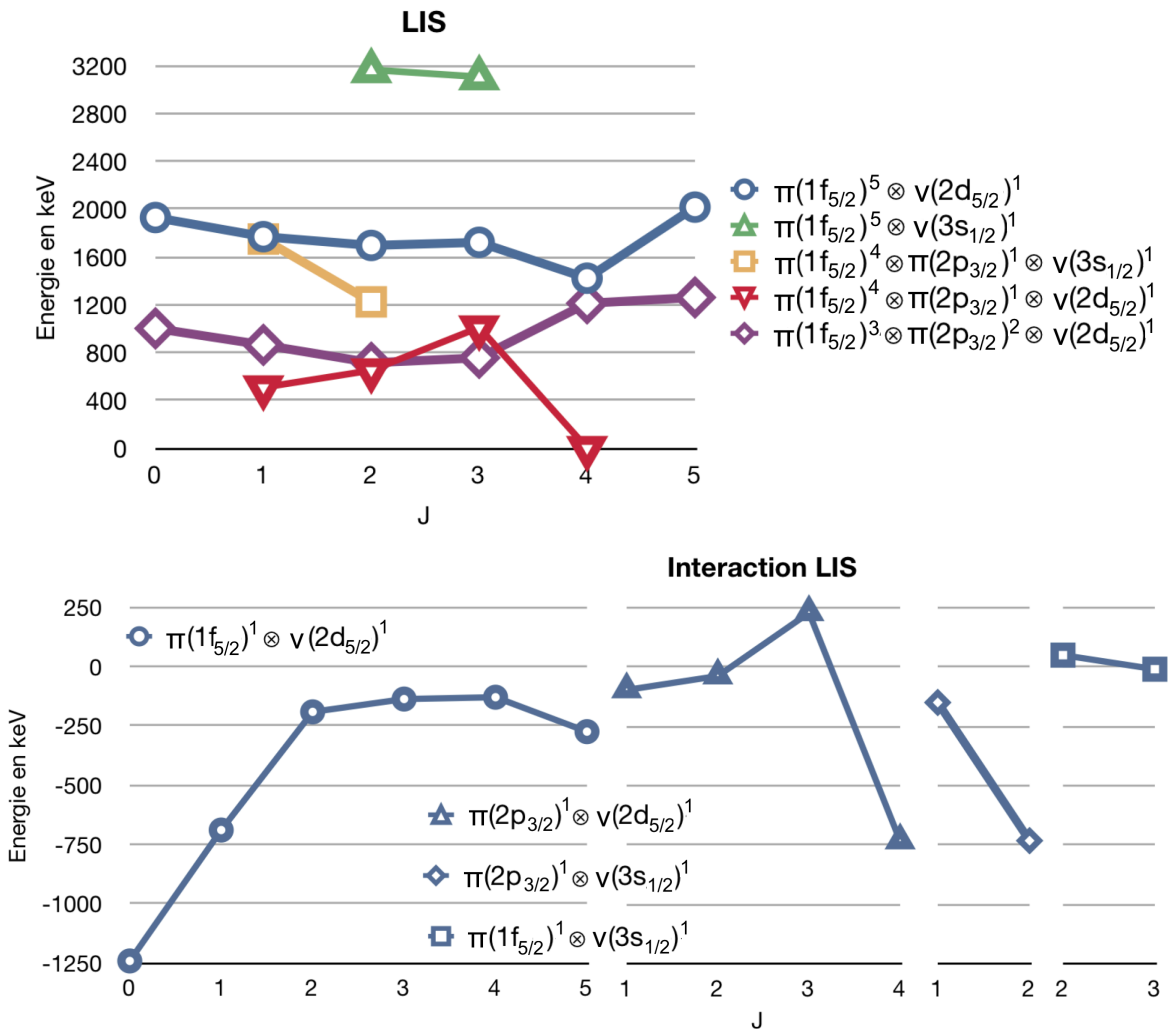


FIGURE VI.15: En haut, le graphique représentant les énergies des états calculés avec l'interaction $ni78 - lis$ en fonction des spins J en restreignant les configurations possibles de 84As . En bas, les valeurs des interactions entre un proton et un neutron appartenant aux orbitales considérées telles qu'elles apparaissent dans le jeu de valeurs de $ni78 - lis$.

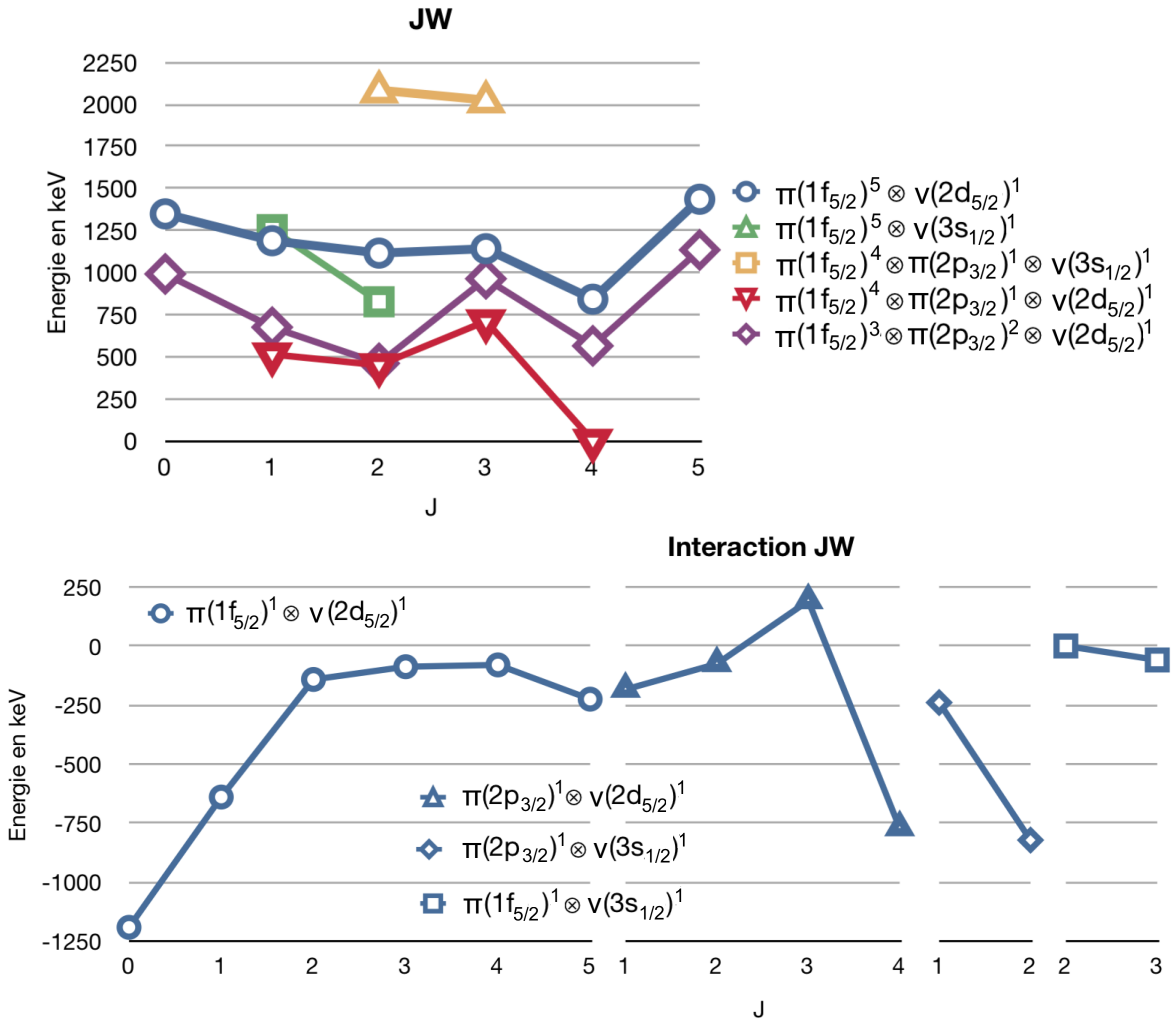


FIGURE VI.16: En haut, le graphique représentant les énergies des états calculés avec l'interaction $ni78 - jw$ en fonction des spins J en restreignant les configurations possibles de ^{84}As . En bas, les valeurs des interactions entre un proton et un neutron appartenant aux orbitales considérées telles qu'elles apparaissent dans le jeu de valeurs de $ni78 - jw$.

Ce résultat est d'autant plus intéressant qu'en considérant l'interaction proton-neutron on se serait attendu à ce que l'état 0^- soit d'avantage favorisé énergiquement que l'état 4^- . Les états 2^- calculés pour les configurations pures $\pi(1f_{5/2})^3(2p_{3/2})^2 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ et $\pi(1f_{5/2})^4(2p_{3/2})^1 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ sont quasiment dégénérées en énergie. Ce qui n'est pas le cas pour les états 1^- . Dans le calcul complet (où tous les mélanges de configurations sont autorisés) il est donc naturel que ces deux états 2^- se repoussent fortement, favorisant l'un des deux états 2^- par rapport aux états 1^- . Ce mélange de configurations serait donc à l'origine de la position relative des états de spins-parités 2^- et 1^- dans le schéma de niveaux expérimentaux de ^{84}As . On peut noter également que les états issus d'une configuration $\pi(1f_{5/2})^5 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ sont tous très proches en énergie et que ce comportement est très loin de ce à quoi on pouvait s'attendre de l'influence de l'interaction proton-neutron pour $\pi(1f_{5/2})^1 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$. On comprend assez facilement pourquoi

aucun calcul ne peut reproduire un état 3^- comme fondamental : les états 3^- sont trop éloignés les uns des autres pour que le mélange de configuration le favorise suffisamment, de plus aucun terme de l'interaction proton-neutron n'est suffisamment fort.

Enfin pour se faire une idée qualitative de l'influence de l'interaction réaliste proton-neutron telle qu'employée dans les jeux de paramètres $ni78 - lis$ et $ni78 - jw$, nous avons voulu la comparer aux termes d'une interaction schématique de type delta de contact de la forme $V_{12} = -V_{eff} \cdot \delta(r_1 - r_2)$ (V_{eff} est la profondeur du potentiel) calculés en utilisant les prescriptions de [Hey1990]. La figure VI.17 présente les valeurs de l'interaction delta entre un proton et un neutron appartenant aux orbitales considérées dans notre discussion. Nous pouvons remarquer que le comportement global de l'interaction schématique est similaire à celui de l'interaction réaliste, à l'exception notable de l'état 1^- fortement favorisé dans la configuration $\pi(2p_{3/2})^1 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ et dans une moindre mesure dans la configuration $\pi(2p_{3/2})^1 \otimes \nu(3s_{1/2})^1$ (alors que l'interaction réaliste favorise 4^- et 2^- respectivement).

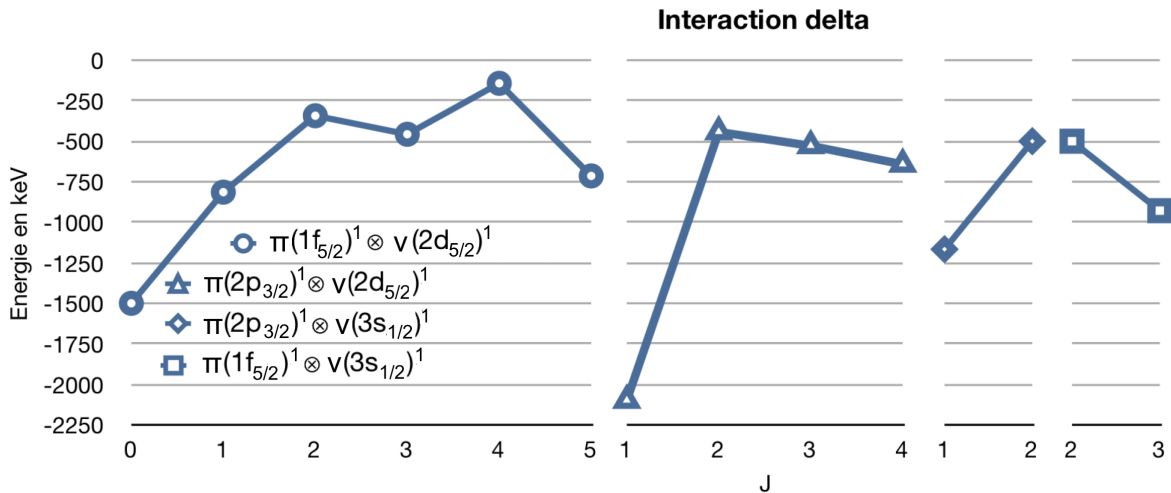


FIGURE VI.17: Les valeurs des interactions entre un proton et un neutron appartenant aux orbitales considérées pour restreindre les configurations de ^{84}As .

Les calculs effectués avec les interactions $ni78 - lis$ et $ni78 - jw$ sont donc en désaccord avec le schéma de niveaux proposé à partir des données expérimentales de ce travail et de l'article [Kra1975] sur ^{84}As (on peut aussi souligner que les calculs sont en accords avec ceux du modèle de Paar utilisé dans [Leb2008]). Il faut alors considérer que soit Kratz *et al.* dans [Kra1975] n'ont pu proposer la bonne valeur de spin pour l'état fondamental de ^{84}As , soit les interactions $ni78 - lis$ et $ni78 - jw$ ne sont pas efficaces et adaptées à la prédiction des états des noyaux au delà de $N = 50$ ce pourquoi elles sont sensées être utilisées. Les auteurs de [Kra1975] ont proposé une valeur de spin (3^-) pour l'état fondamental de ^{84}As en considérant la systématique des états fondamentaux des isotopes impairs d'arsenic avec $N < 50$ et en utilisant la règle faible de Nordheim [Roy2005]. Or à l'époque, les auteurs ne savaient pas que le spin de l'état

fondamental de l'isotope $N = 50$ ^{83}As est $J^\pi = 5/2^-$. De plus, la règle faible de Nordheim est très peu contraignante et les calculs avec les interactions $ni78 - lis$ et $ni78 - jw$ reproduisent correctement les spins des états fondamentaux de la chaîne des noyaux impairs-impairs de l'arsenic à l'ytrium sur $N = 51$ à l'exception de celui de ^{88}Rb avec $ni78 - lis$. Ainsi, si on croit les résultats des calculs, alors la proposition de spin faite au chapitre précédent pour ^{84}As est à corriger. En reprenant le raisonnement présenté au chapitre 4 pour ^{84}As , avec cette fois un état fondamental de spin (4^-) , nous obtenons que :

- le spin de l'état à 43 keV est $J^\pi = (2^-)$ (ce qui est compatible avec la restriction de valeur de spin déduite de l'observation de la coïncidence entre les raies à 43 keV et 511 keV)
- le spin de l'état à 143 keV est $J^\pi = (1^-)$
- le spin de l'état à 243 keV est $J^\pi = (3^-)$ (ce qui est incompatible avec une alimentation directe suffisante par l'état fondamental du noyau père ^{84}Ge au vue du $\log(ft)$ calculé au chapitre précédent)
- le spin de l'état à 529 keV est $J^\pi = (0^-)$.

Si on considère les résultats du calcul pour ^{84}As obtenues avec les interactions $ni78 - lis$ et $ni78 - jw$, nous obtenons que :

- le spin de l'état fondamental est $J^\pi = (4^-)$,
- le spin de l'état à 43 keV est $J^\pi = (2^-)$,
- le spin de l'état à 143 keV est $J^\pi = (1^-, 3^-)$, or un spin (3^-) implique un état à 529 keV avec $J^\pi = (2^-, 4^-)$ ce qui autorise des transitions vers l'état fondamental et vers celui à 43 keV qui n'ont pas été observées. Ainsi, nous limitons le spin proposé par les calculs pour l'état à 143 keV à (1^-) ;
- le spin de l'état à 243 keV est $J^\pi = (0^-, 1^-, 3^-)$, or $J^\pi = (0^-)$ ou (1^-) ajouteraient des possibilités de transitions qui n'ont pas été observées et $J^\pi = (3^-)$ est incompatible pour les raisons exposées précédemment.
- le spin de l'état à 529 keV est $J^\pi = (0^-, 1^-)$.

Les assignations de spins sont réactualisées sur le schéma de niveaux de ^{84}As de la figure VI.18. Il faut tout de même noter que l'assignation d'un spin (4^-) pour l'état fondamental implique une transition entre le premier état excité et le fondamental de type $E2$ de 43 keV d'énergie. Or cette transition aurait alors une période de l'ordre de 100 μs et cet état à 43 keV serait un isomère ce qui n'a pas été observé expérimentalement. Nous sommes donc aux limites des capacités de ces deux interactions.

Nous pouvons conclure de cette discussion qu'il serait utile de corriger la partie monopolaire de l'interaction proton-neutron dans le cas de $ni78 - jw$. De plus, la partie proton-proton des deux interactions sera sans doute corrigée pour reproduire la structure des isotones $N = 50$ de manière satisfaisante. Mais en l'état, ces calculs nous ont permis de comprendre qualitativement les états de basse énergie de ^{84}As . Il conviendrait de s'assurer, une fois la partie proton-proton corrigée que la configuration $\pi(1f_{5/2})^3(2p_{3/2})^2 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ joue toujours un rôle important à basse énergie.

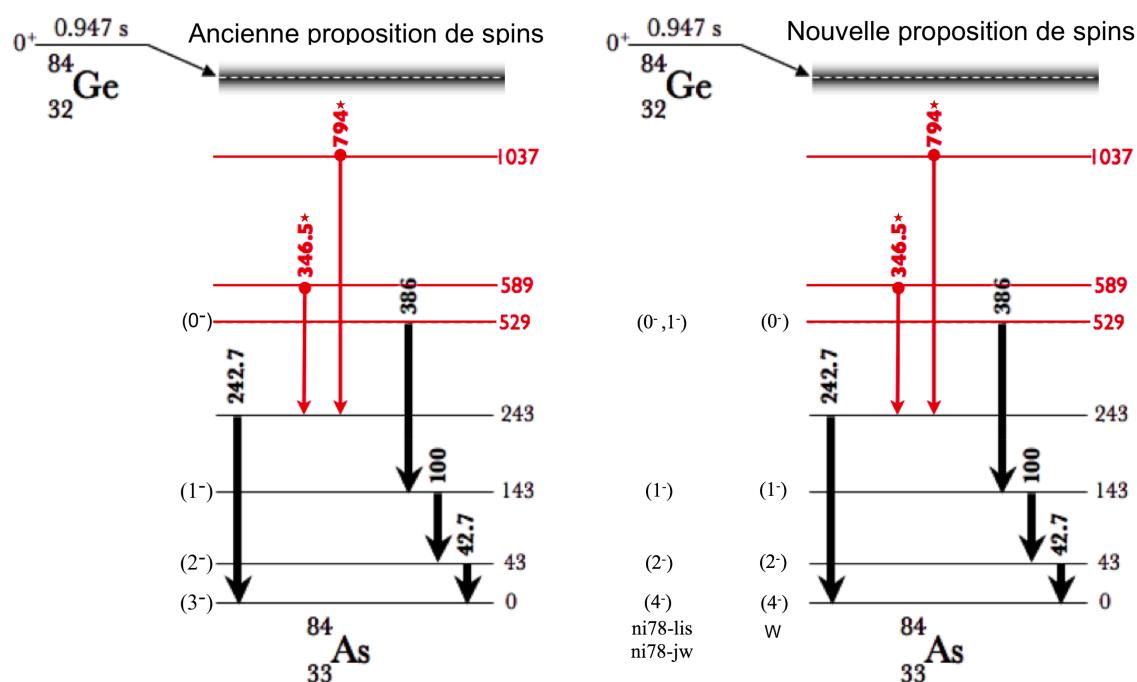


FIGURE VI.18: A gauche, le schéma des niveaux à basse énergie de la décroissance β^- de ^{84}Ge , les spins sont proposés à partir des résultats expérimentaux de ce travail et des articles [Kra1975], [Omt1991], [Win2007] et [Leb2008]. A droite, le schéma des niveaux à basse énergie de la décroissance β^- de ^{84}Ge , les spins sont proposés à partir de la comparaison des calculs et des résultats expérimentaux de ce travail. Les étoiles marquent les nouvelles transitions complétant les travaux antérieurs [Omt1991], [Win2007] et [Leb2008]. "W" indique les spins proposés en reprenant le raisonnement utilisé au chapitre 4 et un état fondamental (4^-), *ni78-lis* et *ni78-jw* indiquent ceux proposés par les calculs théoriques.

De plus, nous proposons de nouveaux spins pour les états de ^{84}As incompatibles avec ceux imaginés à partir de la proposition de spin pour l'état fondamental de [Kra1975]. Enfin nous confirmons l'assignation de la valeur de spin 4^+ de Lebois *et al.* dans [Leb2009] pour l'état à 1670 keV de ^{84}Ge . Avec la comparaison des calculs présentés dans cette discussion, nous proposons en plus l'assignation (2_2^+) à l'état à 1389 keV observé par Winger *et al.* dans [Win2010].

Chapitre VII

Conclusion

Dans ce travail de thèse, nous avons étudié les décroissances β des noyaux de gallium autour de $N = 50$ et préparé une source d'ionisation laser à ALTO.

Nous avons rappelé que l'étude de la région des noyaux riches en neutrons autour de $N = 50$ est encore à approfondir. Les connaissances des noyaux de cette région sont clairsemées ce qui ne permet pas de clore les différents débats dont ils sont sujets. Nous avons donc produit $^{79,80,82,83,84,85}\text{Ga}$ à ALTO. Pour cela, une source d'ionisation de surface a été installée en sortie de cible pour produire des faisceaux purs de gallium, ce qui a nous permis d'étudier les décroissances β et $\beta^- - n$ des isotopes $^{79,80,82,83,84,85}\text{Ga}$.

La préparation des lasers de la source d'ionisation laser, nous a permis de tester l'ionisation du cuivre stable. Ce test d'ionisation de la source a montré que le système permettait l'ionisation du cuivre mais que, dans sa configuration de test, le taux d'ionisation n'a pas pu être mesuré avec précision. Nous avons remarqué que tels quels les faisceaux de la source d'ionisation laser ne sont pas assez stables pour être utilisés pour ioniser des isotopes radioactifs très peu produits.

L'analyse des données de l'expérience de décroissance β de $^{79,80,82,83,84,85}\text{Ga}$ a produit de nouveaux résultats sur les décroissances de $^{80,84,85}\text{Ga}$ mais aussi sur les décroissances de $^{82,84}\text{Ge}$. En effet, suite à l'analyse des données obtenues au cours de la mesure de $^{80}_{31}\text{Ga}_{49}$, nous avons confirmé l'existence d'un état isomérique β pour ^{80}Ga . Nous avons aussi mesuré deux périodes de décroissance β de ^{80}Ga , la période courte est de $1,61 \pm 0,04$ s et la période longue est de $1,870 \pm 0,008$ s. Nous avons aussi proposé une valeur $J^\pi = (3^+)$ pour l'état de durée de vie courte et une valeur $J^\pi = (6^+)$ pour celui de durée de vie longue. L'analyse des données obtenues pendant la mesure de la décroissance de $^{82}_{31}\text{Ga}_{51}$ a donné des résultats très intéressants sur la décroissance β^- de $^{82}_{32}\text{Ge}_{50}$. En effet, cette décroissance nous a permis de proposer un nouveau schéma de niveaux et des spins incompatibles avec ceux proposés dans [Hof1981] pour ^{82}As . L'étude des états excités de basse énergie de $^{82}_{33}\text{As}_{49}$ a posé des questions qui n'ont pas encore

trouvé de réponses. Il faudra une mesure dédiée à cette étude pour y répondre. Par ailleurs, il faut noter que nous avons pu confirmer les observations effectuées sur les décroissances de ${}^{82}_{31}\text{Ga}_{51}$ et ${}^{83}_{31}\text{Ga}_{52}$. Pour ${}^{82}\text{Ge}$ nous avons proposé deux nouvelles raies. Nous avons aussi suggéré des raies à la décroissance β de ${}^{85}_{31}\text{Ga}_{54}$.

Pour finir, les résultats principaux ont été obtenus par l'étude des décroissances de ${}^{84}_{31}\text{Ga}_{53}$ et ${}^{84}_{32}\text{Ge}_{52}$ grâce à la comparaison des résultats expérimentaux aux calculs théoriques effectuées au dernier chapitre. Ainsi pour la décroissance β^- de ${}^{84}\text{Ga}$, l'état 4_1^+ à 1670 keV déjà observé à ALTO et ISOLDE et le caractère triaxial de ${}^{84}\text{Ge}$ ont été confirmés [Leb2009]. De plus, nous avons suggéré une valeur $J^\pi = 2_2^+$ à l'état identifié par Winger *et al.* [Win2010]. Avec la décroissance β^- de ${}^{84}\text{Ge}$, nous avons proposé un nouvel état et confirmé les autres états de ${}^{84}\text{As}$. Nous avons aussi assigné de nouvelles valeurs de spins aux états de basses énergies, ces nouvelles assignations sont d'ailleurs incompatibles avec la proposition de J^π de l'état fondamental de [Kra1975]. Les états de basse énergie de ${}^{84}\text{As}$ sont principalement issus d'un mélange complexe de configurations dont deux ressortent du lot : $\pi(2p_{3/2})^2(1f_{5/2})^3 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$ et $\pi(1f_{5/2})^4(2p_{3/2})^1 \otimes \nu(2d_{5/2})^1$. Cependant, les mélanges de configurations à l'origine des états de basse énergie de ${}^{84}\text{As}$ devront être confirmés par un nouveau calcul théorique qui pourra être fait dans le cadre du modèle en couches et une nouvelle interaction plus précise ou une version améliorée de *ni78 - lis* et *ni78 - jw*. Celles-ci ont en effet été deux essais pour reproduire les noyaux au delà de $Z = 28$ et $N = 50$ près de ${}^{78}\text{Ni}$.

Prochainement pour la source d'ionisation laser, un système d'asservissement automatisé en position des lasers sera installé pour éviter le désalignement des lasers et donc une diminution du taux d'ionisation laser. Un nouveau système laser permettra l'étude des décroissances de ${}^{79-80-81}\text{Cu}$ à ALTO. Les observations obtenues à ISOLDE sur ${}^{80}\text{Zn}$ pourront être vérifiées et la découverte de l'état 4_1^+ donnerait des indications sur la collectivité de ce noyau.

De plus, les états de ${}^{81}\text{Zn}$ apporteront des indications sur la position et l'ordre des orbitales neutrons en particulier celles de $\nu 2d_{5/2}$ et $\nu 3s_{1/2}$ pour confirmer ou démentir l'ordre ($\nu 2d_{5/2}$ puis $\nu 3s_{1/2}$) déduit par Padgett *et al.* [Pad2010] en contradiction avec l'inversion proposée dans [Per2004] et [Leb2008].

Enfin, l'utilisation de cette source pour l'ionisation du gallium diminuerait la contamination des spectres par les raies des isotopes de rubidium et leurs descendants. Le taux d'ionisation augmenterait d'un facteur 14, cette estimation étant basée sur un taux d'ionisation laser de 10% (20% a été mesurée à ISOLDE) et de 0,7% d'ionisation du gallium avec une source d'ionisation de surface. Il sera alors intéressant d'étudier une nouvelle fois la décroissance de ${}^{85}\text{Ga}$ pour confirmer les raies proposées dans le cadre de cette thèse et de dédier une mesure à la décroissance de ${}^{82}\text{Ge}$ pour confirmer l'état à 2044 keV et la cascade qui en découle.

Bibliographie

- [Abr2009] D. Abriola *et al.* , *Nuclear data sheets for A = 84*, Nuclear Data Sheets **110** (2009), 2815.
- [ALT] <http://ipnweb.in2p3.fr/tandem-alto/alto/accélérateur/productions/>.
- [Amb1975] R. V. Ambartsumyan *et al.* , *Excitation of high-lying state of the sodium atom by dye-laser radiation and their autoionization in an electric field*, JETP Lett. **21** (1975), 276.
- [And1986] S. V. Andreev *et al.* , Opt. Comm. **57** (1986), 317.
- [Ang2007] G. de Angelis, Nucl. Phys. A **787** (2007), 74.
- [Aza1997] F. Azaiez and W. Korten, *Exogam : A γ -ray spectrometer for nuclear structure at spiral*, Nucl. Phys. News **7** (1997), 21.
- [Bag] C. M. Baglin *et al.* , *The Isotope Project*, <http://ie.lbl.gov/>, database.
- [Bag2008] C. M. Baglin, *Nuclear data sheets for A = 81*, Nuclear Data Sheets **109** (2008), 2257.
- [Bas2007] S. Grévy B. Bastin *et al.* , *Collapse of the N = 28 shell closure in ^{42}Si* , Phys. Rev. Lett. **99** (2007), no. 022503.
- [Bea1992] C. W. Beausang *et al.* , Nucl. Instr. and Meth. A **313** (1992), 37.
- [Boh1975] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear structure, volume 2 nuclear deformations*, W. A. Benjamin, Inc. Advanced Book Program Reading Massachusetts, 1975.
- [Bor2005] I. N. Borzov, *β -delayed neutron emission in the ^{78}Ni region*, Phys. Rev. C **71** (2005), no. 065801.
- [BR02] P. R. Bevington and D. K. Robinson, *Data reduction and error analysis for physical science*, McGraw-Hill College, 2002.
- [Bro1997] E. Browne, *Nuclear data sheets for A = 90*, Nuclear Data Sheets **82** (1997), 379.
- [Cas1990] Richard F. Casten, *Nuclear structure from a simple perspective*, Oxford University Press, 1990.
- [Cau1999] E. Caurier and F. Nowacki, *Present status of shell model techniques*, Acta Physica Polonica B **30** (1999), 705.

- [Cau2005] E. Caurier *et al.*, Rev. Mod. Phys. **77** (2005), no. 2, 427.
- [Che2010] B. Cheal *et al.*, *Discovery of a long-lived low-lying state in ^{80}Ga* , Phys. Rev. C rapid communication **82** (2010), no. 051302(R).
- [Cle1978] T. P. Cleary, *The $^{88}\text{Sr}(d;p)$ reaction and the structure of ^{89}Sr* , Nucl. Phys. A **301** (1978), 317.
- [COM2006] J. Le Bris *et al.*, *Notice de l'acquisition COMET-NARVAL*, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO) (2006).
- [Dav1958] A. S. Davydov and G. F. Filippov, *Rotational states in even atomic nuclei*, Nucl. Phys. **8** (1958), 237.
- [Del2010] J. P. Delaroche *et al.*, *Structure of even-even nuclei using a mapped collective hamiltonian and the D1S gogny interaction*, Phys. Rev. C **81** (2010), no. 014303.
- [Det1979] C. Détraz *et al.*, *Beta decay of $^{27-32}\text{Na}$ and their descendants*, Phys. Rev. C **19** (1979), 164.
- [Dia1999] W. T. Diamond, Nucl. Instr. and Meth. A **432** (1999), 471.
- [Duc1999] G. Duchêne *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **432** (1999), 90.
- [Duf1996] M. Dufour and A. Zuker, *Realistic collective nuclear hamiltonian*, Phys. Rev. C **54** (1996), 1641.
- [Ell1965] *Constitution of binary alloys, first supplement*, McGraw-Hill book company, NYC, 1965.
- [Els1934] W. M. Elsasser, *Sur le principe de Pauli dans les noyaux*, J. de Phys. et Rad. **5** (1934), 625.
- [Fau2009] T. Faul, *Etude de la structure des noyaux riches en neutrons autour du noyau doublement magique ^{78}Ni* , Thèse de doctorat, Université de Strasbourg, 2009.
- [Fed2000] V. N. Fedoseyev *et al.*, *The ISOLDE laser ion source for exotic nuclei*, Hyp. Int. **127** (2000), 409.
- [Fri1990] H. Friedrich, *theoretical atomic physics*, spinger (1990).
- [Gau2004] H. Gausemel *et al.*, *Decay properties and Q_β value of ^{82}As* , Phys. Rev. C **70** (2004), no. 037301.
- [Gui1984] D. Guillemaud-Mueller *et al.*, *β -decay schemes of very neutron-rich sodium isotopes and their descendants*, Nucl. Phys. A **426** (1984), 37.
- [Hak2008] J. Hakala *et al.*, *Evolution of the N=50 shell gap energy towards ^{78}Ni* , Phys. Rev. Lett. **101** (2008), no. 052502.
- [Hax1949] O. Haxel, J. Hans, D. Jensen, and H. E. Suess, Phys. Rev. **75** (1949), 1766.
- [Hey1990] K. L. G. Heyde, *The nuclear shell model*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1990.
- [Hof1980] P. Hoff, NFL **22** (1980).

- [Hof1981] P. Hoff and B. Fogelberg, *Properties of strongly neutron-rich isotopes of germanium and arsenic*, Nucl. Phys. A **368** (1981), 210.
- [Hur1979] G.S. Hurst, *Resonance ionization spectroscopy and one-atom detection*, Rev. Mod. Phys. **51** (1979), no. 767.
- [Hur1994] G.S. Hurst and V. S. Letokhov, *Resonance ionization spectroscopy*, Phys. Today **47** (1994), 38.
- [Huy1983] M.Huyse, *Ionization in a hot cavity*, Nucl. Instr. and Meth. **215** (1983), 1.
- [Ibr2002] F. Ibrahim *et al.*, *Photofission for the production of radioactive beams : Experimental data from an on-line measurement*, Eur. Phys. J. A **15** (2002), 357.
- [Jes1955] W.P. Jesse et J. Sadauskis, *Ionization of alpha particles in mixtures of gases*, Phys. Rev. **100** (1955), 1755.
- [Jon2006] E. F. Jones *et al.*, *Identification of ^{88}Se and new levels in $^{84-86}\text{Se}$* , Phys. Rev. C **73** (2006), 017301.
- [JW1988] X. Ji and B. H. Wildenthal, Phys. Rev. C **37** (1988), 1256.
- [Kan1995] J. Kantele and J. Aysto, *Handbook of Nuclear Spectrometry*, Elsevier Science and Technology, 1995.
- [Kir1981] R. Kirchner, Nucl. Instr. and Meth. **186** (1981), 275.
- [Kir1990] R. Kirchner, *On the thermoionisation in hot cavities*, Nucl. Instr. and Meth. A **292** (1990), 203.
- [Kir1996] R. Kirchner, *ion sources for radioactive beams and related problems*, Rev. Sci. Inst. **67** (1996), 895.
- [Kis1976] R. Kishner and E. Roeckl, Nucl. Instr. and Meth. **133** (1976), 187.
- [Kös2002] U. Köster, *Resonance ionization laser ions sources*, Nucl. Phys. A **701** (2002), 441c.
- [Kös2008] U. Köster, *Communication at the workshop on spectroscopy of neutron-rich nuclei (unpublished)*, March 16-20 2008.
- [Kra1975] J. V. Kratz *et al.*, *Gamma-ray emission from $^{80-86}\text{As}$ isotopes*, Nucl. Phys. A **250** (1975), 13.
- [Kra1988] K. L. Kratz *et al.*, Phys. Rev. C **38** (1988), no. 1, 278.
- [Kra1991] K.-L.Kratz, H.Gabelmann, P.Moller, B.Pfeiffer, H.L.Ravn, A.Wohr, and the ISOLDE Collaboration, Z. Phys. A **340** (1991), 419.
- [Kru1984] J. Krumlinde and P. Möller, Nucl. Phys. A **417** (1984), 419.
- [Leb2008] M. Lebois, *Structure des noyaux de germanium et de gallium riches en neutrons au-delà de N=50*, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11, 2008.
- [Leb2009] M. Lebois, Phys. Rev. C **80** (2009), no. 044308.
- [Let1997] J. Lettry *et al.*, *Pulse shape of the ISOLDE Radioactive beams*, Nucl. Instr. and Meth. B **126** (1997), 130.

- [Lie1983] O. G. Lien, *A fully automated radiochemical preparation system and gamma-spectroscopy on fission products and the study of the intruder and vibrationnal levels in ^{83}Se* , Thèse de doctorat, University of California, 1983.
- [Lis2004] A. F. Lisetskiy *et al.*, Phys. Rev. C **70** (2004), no. 044314.
- [Mah2006] M. Cheikh Mhamed, *Production de noyaux exotiques par photofission. Le projet ALTO : Premiers Résultats*, Thèse de doctorat, Université d'Evry Val d'Essonne, 2006.
- [Mak1999] A. Makishima *et al.*, $(\nu g_{9/2}^{-2})_{8+}$ isomers in $^{82}\text{Se}_{48}$ and $^{80}\text{Ge}_{48}$ populated by deep-inelastic collisions, Phys. Rev. C rapid communication **59** (1999).
- [May1949] M. G. Mayer, Phys. Rev. **75** (1949), 1969.
- [Mis1993] V. I. Mishin *et al.*, *Chemically selective laser ion-source for the CERN-ISOLDE on-line mass separator facility*, Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. B **73** (1993), 550.
- [Mot1995] T. Motobayashi *et al.*, *Large deformation of the very neutron-rich nucleus ^{32}Mg from intermediate-energy coulomb excitation*, Phys. Lett. B **346** (1995), 9.
- [Muk2005] G. Mukherjee and A. A. Sonzogni, *Nuclear data sheets for $A = 88$* , Nuclear data sheets **105** (2005), 419.
- [Nav2000] A. Navin *et al.*, *Direct evidence for the breakdown of $N = 8$ shell closure in ^{12}Be* , Phys. Rev. C **85** (2000), 266.
- [Nov2009] F. Nowacki and K. Sieja, *Shell model application to nuclear spectroscopy*, Workshop on ANTOINE Shell Model Code (unpublished) (Caen), 2009.
- [Oga2002] Yu. Ts. Oganessian, Nucl. Phys. A **701** (2002), 87.
- [Omt1991] J.P. Omtvedt, B. Fogelberg, and P. Hoff, *Gamma-ray and delayed neutron branching branching data for the new or little isotopes $^{84,85}\text{Ge}$ and ^{85}As* , Z. Phys. A **339** (1991), 349.
- [Ots2010] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105** (2010), no. 032501.
- [Pad2010] Padgett *et al.*, β decay of ^{81}Zn and migration of states observed near the $n=50$ closed shell., Phys. Rev. C **82** (2010), no. 064314.
- [Par1981] P. Paris *et al.*, *Description and performance of the ISOCELE2 separator*, Nucl. Instr. and Meth. **186** (1981), 91.
- [Per2004] O. Perru, Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2004.
- [Per2006] O. Perru *et al.*, Eur. Phys. J. A **28** (2006), 307.
- [PeSo2006] O. Perru, O. Sorlin, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006), 232501.
- [Pov2001] A. Poves and F. Nowacki, *An advanced course in modern nuclear physics*, Lectures Notes in Physics **581** (2001), 70.
- [Pre2004] A. Prévost *et al.*, Eur. Phys. J. A **22** (2004), 391.

- [PUI08] Ulli Köster, *Workshop on neutron rich nuclei*, 16-20 Mars 2008.
- [Rad1985] L. J. Radziemski *et al.*, *Reference data on atoms, molecules end ions*, Springer (1985).
- [Ram1987] S. Raman *et al.*, *B(e2) compilation*, ADNDT **36** (1987), 1.
- [Ram1989] S. Raman *et al.*, *Predictions and systematics of b(e2) values for even-even nuclei*, ADNDT **42** (1989), 1.
- [Ram2001] S. Raman *et al.*, *At. Data Nucl. Data Tables* **78** (2001), 1.
- [Ram2007] A. Ramus, *Etude des noyaux instables ^{19}O et ^{25}Ne par réaction de transfert à l'aide du dispositif MUST2-TIARA-VAMOS-exogam*, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11, 2007.
- [Roy2005] R. R. Roy and B. P. Nigam, *Nuclear physics : Theory and experiment*, New Age International, 2005.
- [Rza2007] T. Rzaca-Urban and A. G. Smith, *New excited state in ^{82}Ge : Possible weakening of the N = 50 closed shell*, Phys. Rev. C **76** (2007), no. 027302.
- [Sah2009] E. Sahin *et al.*, *Study of neutron-rich nuclei around N = 50 towards ^{78}Ni a $\gamma - \gamma$ thick-target experiment with the $^{82}\text{Se} + ^{238}\text{U}$ reactions*, LNL Annual Report (2009), 10.
- [Shu1969] F. A. Shunk, *Constitution of binary alloys, second supplement*, McGraw-Hill book company, NYC, 1969.
- [Sie2009] K. Sieja *et al.*, *Shell model description of zirconium isotopes*, Phys. Rev. C **79** (2009), no. 064310.
- [Sif2007] R. Sifi, *Ionisation résonante par faisceaux laser : Application aux sources d'ions et à l'étude de la structure des noyaux radioactifs de tellure*, Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11, 2007.
- [Sin2001] B. Singh, *Nuclear data sheets for A = 86*, Nuclear Data Sheets (2001).
- [Sin2002] Balraj Singh, *Nuclear data sheets for A = 79*, Nuclear Data Sheets **96** (2002), 1.
- [Sin2005] B. Singh, *Nuclear data sheets update for A = 80*, Nuclear data sheets **105** (2005), 223.
- [Smi1992] C.J. Smithells, *Smithells metals reference book*, 7th ed., Butterworth-Heinemann Oxford, 1992.
- [Sun1992] S. Sundell *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. B* **70** (1992), 160.
- [Tho2005] J.S. Thomas *et al.*, *Phys. Rev. C* **71** (2005), 021302.
- [Tho2007] J.S. Thomas *et al.*, *Phys. Rev. C* **76** (2007), 044302.
- [Tul2003] J. K. Tuli, *Nuclear data sheets for A = 82*, Nuclear Data Sheets **98** (2003), 209.
- [VdW2007] J. Van de Walle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007), 142501.

- [VdW2009] J. Van de Walle, *Low-energy coulomb excitation of neutron-rich zinc isotopes*, Phys. Rev. C **79** (2009), no. 014309.
- [Ver2007] D. Verney, F. Ibrahim, *et al.* , Phys. Rev. C **76** (2007), 054312.
- [Wal2008] J. Van de Walle *et al.* , *Coulomb excitation of the $N = 50$ nucleus ^{80}Zn* , Frontiers in Nuclear Structure, Astrophysics, and Reactions : FINUSTAR 2 (R. Julin P. Demetriou and S. V. Harissopoulos, eds.), 2008.
- [Win1987] J. A. Winger *et al.* , *Decay of ^{80}Zn : Implications for shell structure and r -process nucleosynthesis*, Phys. Rev. C **36** (1987), no. 2, 758.
- [Win1988] J. A. Winger, Phys. Rev. C **38** (1988), 285.
- [Win2007] J. A. Winger *et al.* , *Failure of the ^{78}Ni core for $Z \geq 28, N \geq 50$* , Fourth International Conference on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei, 2007.
- [Win2010] J. A. Winger *et al.* , *New subshell closure at $N = 58$ emerging in neutron-rich nuclei beyond ^{78}Ni* , Phys. Rev. C **81** (2010), no. 044303.
- [Wor1978] E. F. Worden, J. opt. Soc. Amer. **68** (1978), 52.
- [Yan2003] M. Yanagisawa *et al.* , *The first excited state of ^{30}Ne studied by proton inelastic scattering in reversed kinematics*, Phys. Lett. B **566** (2003), 84.
- [Zha2004] Y. H. Zhang *et al.* , Phys. Rev. C **70** (2004), 024301.
- [Zol1995] C. M. Zöller, Thèse de doctorat, Fachbereich Physik der Technischen Hochschule Darmstadt, 1995.