

NNT : 2016SACLS369

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
L'UNIVERSITE PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE N° 576
Particules hadrons énergie et noyau : instrumentation, image, cosmos et simulation
(PHENIICS)

Spécialité de doctorat : Structure et réactions nucléaires

Par

Mlle Marie-Coralie Delattre

Étude de la structure à basse énergie de ^{79}Zn par décroissance β et
 β -n de ^{79}Cu et ^{80}Cu

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 5 octobre 2016 :

Composition du Jury :

M. Khan, Elias	Professeur, IPN (Orsay)	Président
M. Giovinazzo, Jérôme	Chargé de recherche, ENBG (Bordeaux)	Rapporteur
M. Stezowski, Olivier	Chargé de recherche, IPNL (Lyon)	Rapporteur
M. Verney, David	Directeur de recherche, IPN (Orsay)	Directeur de thèse
Mme Matea, Iolanda	Maître de conférences, IPN (Orsay)	Encadrante, invitée

École PHENIICS
Université Paris-Sud XI
Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

THÈSE

pour l'obtention du Diplôme de
Docteur en Sciences de l'Université Paris-Saclay
Spécialité Physique Nucléaire par

Marie-Coralie DELATTRE

Le 05 octobre 2016

Étude de la structure à basse énergie de ^{79}Zn par décroissance β
et β -n de ^{79}Cu et ^{80}Cu

Composition du jury :

Mr Khan Elias	Professeur, IPN (Orsay)	Président
Mr Giovinazzo Jérôme	Chargé de recherche, ENBG (Bordeaux)	Rapporteur
Mr Stezowski Olivier	Chargé de recherche, IPNL (Lyon)	Rapporteur
Mr Verney David	Directeur de recherche, IPN (Orsay)	Directeur de thèse
Mme Matea Iolanda	Maître de conférences, IPN (Orsay)	Co-directrice de thèse



Remerciements

Il y a 3 ans, c'était le début d'un long voyage. Pas du genre Combivan sur la route, mais plutôt lunettes de vue et écran d'ordinateur. Mais un voyage tout de même, une plongée dans l'univers de la physique nucléaire, une exploration difficile mais pleine de découvertes.

Il y a 2 ans, perdue dans la jungle des publications scientifiques et empêtrée dans mon code C++, je ne savais pas si j'allais y arriver. Mais bon, l'âme d'une exploratrice, je ne pouvais m'arrêter là.

Il y a 1 an, je tenais enfin mes premiers résultats. Mes recherches battaient leur plein. Toute cette année, j'ai travaillé, travaillé et travaillé (bu aussi quelques bières bien sûr). C'est pendant cette année que j'ai rédigé mon manuscrit, et c'est le 7 septembre que j'ai reçu l'autorisation de soutenir ma thèse.

Le 5 octobre, j'ai soutenu ma thèse, répondu vaillamment aux questions, obtenu le titre de docteur de l'université Paris-Saclay, et bien fêté ça.

Il est important de souligner que j'ai beaucoup de monde à remercier, sans qui je ne serais pas arrivée là : la Goudale, la Ch'ti, la Chouffe, la Cuvée des Trolls, la Rince Cochon et même la Grimbergen et aussi la Leffe.

Mais bon, il paraît que nous vivons aussi dans un monde d'êtres humains, et c'est vrai que certains ont leur importance cruciale. Déjà, ceux qui ont bien voulu de moi dans ce laboratoire, et ceux qui m'ont aidé à obtenir une bourse de thèse. Je me souviens que déjà à ce moment là, Fadi me soutenait et tout le groupe Nester était présent pour me donner des conseils. Il est vrai que c'est un groupe de recherche des plus agréables

avec qui travailler. Parmi eux, se trouvent mes maîtres de thèse, David et Iolanda. Merci Iolanda de m'avoir encadré et pris le temps de travailler sur l'analyse avec moi. J'ai adoré travailler avec David, j'ai adoré sa pédagogie, sa gentillesse et sa patience quand il m'explique 5 fois les décroissances beta-n. C'est un réel respect mutuel que j'ai ressenti en travaillant avec toi, David, ce fut une expérience enrichissante et j'en ressors grandie, scientifiquement et personnellement.

J'ai également eu la chance de travailler avec Iulian, toujours positif, souriant, amical. Tu m'as appris beaucoup, en code Root mais pas que! Grâce à toi, je sais comment faire des photos avec des fantômes et marcher 10km non-stop à Tokyo (ça ne compte pas les pauses bières, hein?). J'ai vraiment beaucoup aimé toutes les discussions et moments passés avec toi, tu as été quelqu'un d'important durant ces 3 années de thèse.

De manière plus générale, l'IPN est un lieu super. On se sent soutenu, par Fadi qui dit toujours oui à nos folies de thésards, par Elias qui est toujours présent si on a besoin de lui, par Céline qui ne manque jamais un potin et qui est un peu comme une maman qui nous dispute si on a pas donné un papier à temps mais qui a tellement le cœur sur la main qu'on ne peut que l'adorer, par Pascale qui est une femme extraordinaire, qu'on entend de loin certes, mais toujours là pour les autres. Et donc de manière plus générale, je vous remercie de m'avoir accueillie 3 ans.

Et maintenant... À nous thésards!

La toute première de cette espèce encore inconnue pour moi était Aurélie. Et bien croyez-moi, elle n'était pas des moindres! Notre grande histoire d'amour à commencé avec nos 'pauses clope', s'en sont suivies les sessions potins, et bien évidemment les bières. C'est une amitié sincère qui commençait. Ma coloc' de bureau est devenue une amie sur qui je pouvais compter et moi aussi j'essayais d'être toujours là pour elle. On dirait que ça a bien fonctionné, pas plus tard qu'hier soir, elle me corrompait (une fois de plus) à boire des bières au lieu d'écrire mes remerciements. Mais bon, je lui en veux pas, je l'aime bien quand même;) Elle a ce 'feeling' qui fait qu'elle comprend les gens, elle voit quand on a besoin d'elle et sait trouver intelligemment quoi faire. Je trouve que c'est une super amie, je vous la recommande.

Peu de temps après avoir rencontré Aurélie, c'est un autre énergumène qui a fait irruption dans notre bureau. Il était assez grand, les yeux bleus et parlait beaucoup de trains. On ne comprenait pas toujours ce qu'il disait mais un hochement de tête suffisait

à le faire continuer ses explications. Il s'est avéré qu'en fait il est super cool lui aussi. Mais vous savez, les thésards c'est une espèce compliquée, on ne comprend pas toujours de quoi ils parlent. Mais on a réussi avec celui-là. Il s'appelle Noël, et en effet, il aime beaucoup les trains. Mais pas seulement. C'est un curieux, il aime tout comprendre, et a lui aussi cette faculté de devenir votre ami. On a passé beaucoup de temps ensemble, beaucoup discuté (pas toujours de trains), beaucoup ri surtout. Je me rappelle de cette fois au restaurant en école d'été à Lyon où il faisait le doublage des gens qui déambulaient dans le restaurant, le tout arrosé de vin collecté sur les tables environnantes. Je dois encore avoir des abdos depuis ce fou-rire.

Quand Aurélie et moi avons déménagé de bureau, nous avons eu un autre coloc' de bureau, Pierre. Il est lui aussi devenu un ami et c'est un peu à cause de lui que j'ai fini présidente de l'association D2I2. J'avais droit à mon sermon quotidien sur l'importance de l'assos'. J'ai fini par me laisser convaincre, et je ne le regrette pas du tout ! Merci Pierre. Lors des réunions D2I2, j'ai rencontré tout plein de gens super cool, Guillaume, Aurélien notamment avec qui ce fut un plaisir de travailler sur tous nos projets, et qui m'ont soutenu pour la création de l'association Synapse qui connaît un franc succès depuis la création jusqu'à aujourd'hui grâce à d'autres thésards, Alice, Anastasia, Pauline, Christophe et Baptiste qui ont repris les rênes.

Notre bureau est un peu spécial, il est un aimant à thésards géniaux. C'est fou ça. Quand Pierre et Aurélie sont partis (snif!) c'est le fameux Clément qui a pris la place de Pierre et Anastasia la place d'Aurélie. C'est tout à coup devenu pas calme du tout, mais c'était bien. Clément. Ah Clément ! Je ne suis pas sûre qu'une description soit nécessaire mais je tiens tout de même à souligner quelques qualités. Grand, pointure 45, taille de chemise 36, le cœur sur la main, parle beaucoup, joue à Pokemon Go, passionné de physique nucléaire, un ami toujours là pour moi (surtout s'il y avait bière dans la question), qui se préoccupe -vraiment- des autres. Un mec bien, rigolo et surtout gentil. Celui-là aussi je vous le recommande. En ce qui concerne Anastasia, la toute nouvelle qui a pris une place géante tout à coup. À peine arrivée de Grèce, elle est devenue ma 'cousine', elle m'a accompagné à TOUTES mes sorties culturelles, elle avait toujours envie de découvrir de nouvelles choses, elle aussi elle aime bien la bière et ça, ce n'était pas pour me déplaire ! C'était toujours un plaisir d'être en sa compagnie, son sourire étant à chaque fois de la partie.

Il y a bien sur également Benjamin, avec qui j'ai partagé beaucoup de cafés, de discussions politiques, de bons plans de restos à Paris mais surtout des vacances inoubliables au Royaume Uni : Irlande, Écosse et pays de Galle. Je n'oublierais jamais "Excuse me, where is the play station, please?" suivi de "Where is the space station?". Merci Benjamin pour ces fous-rires, ces bons moments, tes caramels au beurre salé, ta bonne humeur et ta joie de vivre qui fait du bien.

Il y a tellement de thésards que je ne peux remercier tout le monde (non non, je ne suis pas à la bourre, merci Aurélie qui m'a corrompu hier soir avec des bières) mais un grand merci à vous tous pour ces 3 années super passées en votre compagnie.

Tant que nous sommes dans l'éloge des thésards et avant de passer à ma chère famille, MA famille de thésards. Depuis septembre 2013 jusqu'à novembre 2016, j'ai partagé une maison avec 3 colocataires, maison surnommée 'le châlet' ou encore 'la coloc de la mort'. Ne rentrons pas dans les détails de ces surnoms, ce qui se passe au châlet reste au châlet. Néanmoins, j'ai passé 3 ans en coloc' avec des thésards, Maud, Pierre et Marty, qui sont devenus petit à petit ma famille. Oui oui, une vraie famille, on fêtait Noël ensemble, on s'offrait des cadeaux, on cuisinait ensemble, tout ça tout ça. J'ai réalisé plus tard à quel point j'avais de la chance de faire partie de cette petite famille. Tous les 3 étaient bienveillants, je pouvais (et peux encore) discuter de tout avec eux, boire de tout (vodka russe au piment, eau de vie de cidre, absinthe...), être moi-même, me sentir aimée. Tous les 3 m'ont fait évoluer, me poser des questions, affronter mes peurs, vivre des moments extraordinaires. Ils sont des amis véritables, que jamais je n'oublierais, ils font partie de moi maintenant. Marty, je ne le connaissais que très peu lors de notre emménagement. Mais déjà, sa manière de discuter autour d'une bière, d'être amical, de ne jamais porter de jugement m'ont fait penser que ces 3 années allaient bien se passer. Je ne m'étais pas trompée. Grâce à Marty, je sais parler de politique, de cosmologie... Je vois le monde de manière plus large, j'ai remis en question mes certitudes, j'ai appris énormément. Merci Marty.

Et puis il y a Maud. La première fois qu'on s'est parlé, c'était en master 2, elle me demandait si je voulais faire un potager avec elle. Ni elle ni moi avions déjà planté un légume, mais ça avait l'air marrant. Alors j'ai dit oui. C'était le début d'une grande amitié, on ne s'est jamais quittées depuis. Elle a prétendu qu'il y avait une inondation chez elle pour venir emménager chez moi, et n'est jamais repartie. On habite ensemble depuis ce moment là, et ce n'est pas prêt de s'arrêter. C'est avec Maud que je pars pour

de bon, autour du monde, probablement pour toute la vie. Maud et moi, on a toujours été complètement différentes, et c'est ce qui fait la force de notre amitié. Elle, jamais inquiète, moi, à tout prévoir au cas où. Je suis un peu devenue elle, et elle un peu moi. On s'accorde, se comprend, j'ai beaucoup changé à l'avoir comme amie, mais changé en bien. On a partagé nos road-trips, nos galères, on a fait plein de rencontres, et cette exploration du monde n'est pas prête de s'arrêter. Pour rien au monde je ne voudrais que ça s'arrête.

Pierre, notre 3ème coloc' est arrivé un peu sur le tard, il a remplacé Clément qui est parti faire sa thèse à Rome. Ces deux là aussi ont été importants pour moi durant ces années de thèse, je suis heureuse d'avoir partagé autant de moments avec eux.

Durant ces 3 années, j'ai reçu beaucoup de soutien de ma famille également. Mon papounet bien sur qui ne se lassait pas de me poser des questions pour comprendre ce sur quoi je travaillais. Il a toujours été présent, dans les moments de découragement et aussi les moments où ça allait bien sûr. J'ai toujours ressenti qu'il était fier de moi, et ça, ça donne des ailes.

Ma petite sœur qui n'est plus si petite que ça (mais qui restera toujours petite sœur) a également toujours été là pour moi, même lorsqu'elle était en Amérique ou en Espagne. J'ai une chance incroyable d'avoir une sœur avec qui je suis si proche. Il y a une connexion très forte entre nous, c'est une amie avant tout, à qui je peux me confier, en qui j'ai entièrement confiance. Je suis tellement fière d'elle.

Ma grand-mère aussi a été d'un grand soutien. Elle a toujours cru en moi, parfois plus que moi-même! C'est une femme qu'on ne veut pas décevoir, exceptionnelle, forte et douce à la fois. Ces quelques mois où j'habitais chez elle nous ont rapproché, elle me comprend, ne me juge jamais, s'est beaucoup intéressé à ma thèse, et à comment je la vivais. Merci mamie d'avoir autant cru en moi.

Merci également à tatie Marie-Claude et Jean-Paul, d'avoir été là pour moi, d'être même venus à ma soutenance et d'avoir apporté de la bière en plus!

Merci à toute ma famille, Isa, Marc, Delphine, Zoé, Émilie, Dany, Pierre et tous ceux que j'oublie! Je vous aime sincèrement.

J'en arrive à une partie pas facile du tout. Parce qu'il y a des amours complexes, il y a des remerciements complexes. Et Jason, c'est quelqu'un de complexe, que j'aime énormément, qui fait partie de ma vie depuis plus d'un an maintenant. Tu m'as fait partager ta vie, tes passions, tes ressentis, tes petits doutes et tes gros doutes. J'ai fait

de même, et je me suis sentie tellement proche de toi. Comment dire ? Ça a bien collé entre nous, et ça colle toujours. Tu as été là pendant l'année la plus éprouvante de ma thèse, vaillamment présent en toute circonstance, toujours une bière à la main pour me donner le sourire, les bras ouverts pour me réconforter quand ça n'allait pas. Tu m'as fait m'évader dans le dessin, la photo, tu m'as appris Photoshop (et peut-être regretté un peu). En somme, tu m'as fait du bien et m'en fait encore aujourd'hui. Merci à toi.

Il reste quelques personnes que je voudrais remercier. Mes amis les plus proches : Ad, mon ami depuis des années, qui habite loin maintenant mais qui a fait le déplacement le jour de ma soutenance, Arthur avec qui j'ai partagé tant de discussions autour d'une bière à Lille, Andréa avec qui j'ai surtout partagé de la bière mais aussi des discussions, Guillaume qui m'a également appris beaucoup et surtout Toto.

Toto est probablement la personne qui me connaît le mieux, me comprend le mieux, mieux que moi-même j'en suis sûre. Il a été là, non seulement pendant ma thèse mais depuis de longues années. Il était là quand je suis partie en Nouvelle Zélande, quand je suis venue à Paris, il a toujours été là. Ma construction personnelle a été inspirée de nombreuses de mes rencontres, Toto est sans aucun doute la plus influente.

Table des matières

Table des figures	1
Liste des tableaux	7
Avant-propos : un peu d'histoire	9
Introduction générale	19
1 Contexte scientifique : la fermeture de couche N=50 autour de ^{78}Ni	23
1.1 Nombres magiques et leur évolution	24
1.1.1 Description microscopique du noyau	24
1.1.2 Décomposition de l'hamiltonien et intérêt de l'étude des noyaux exotiques	28
1.2 Évolution de N=50 du strontium au nickel	31
1.3 La chaîne isotonique N=49 : motivations de l'étude de la décroissance β et $\beta - n$ de $^{79-80}\text{Cu}$	38
2 Différents types de décroissances : petit détour par la théorie	43
2.1 Désintégration β	44
2.1.1 Théorie de Fermi et théorie V-A de la décroissance β	46
2.1.2 Transitions permises et interdites : classification	51
2.1.3 Émission retardée de neutrons	54

2.2	Déexcitation du noyau : transitions par émission γ	58
2.2.1	Transitions électromagnétiques : classification et règles de sélection	58
3	Production et sélection des noyaux riches en neutrons autour du ^{78}Ni	61
3.1	Introduction	62
3.1.1	Abrasion-fission du projectile	63
3.2	Le complexe d'accélérateurs du RIKEN	64
3.3	Les spectromètres BigRIPS et ZDS	65
3.3.1	Séparation des produits de réaction	65
3.3.2	Identification des produits de réaction	67
3.3.3	Résumé des mesures	71
4	Dispositif de détection et construction des événements de décroissance	73
4.1	Détection des particules chargées : le dispositif WAS3aBI	75
4.2	Détection des rayonnements γ : EURICA	78
4.2.1	Étalonnage en énergie	81
4.2.2	Correction du <i>walk</i>	82
4.2.3	Étalonnage en efficacité	84
4.3	Décision de déclenchement et construction des événements "ion" et " β "	88
4.4	Corrélation ion- β	89
4.4.1	Mesure du temps de vie et efficacité de corrélation ion- β	92
4.4.2	Construction des spectres de corrélation ion- β - γ et les coïncidences $\gamma - \gamma$	97
5	Résultats	99
5.1	Étude de la spectroscopie $\beta - \gamma$ de ^{79}Cu	101
5.1.1	État des lieux des observations expérimentales concernant la structure de ^{79}Zn	101
5.1.2	Spectre γ en coïncidence avec la détection d'un β	103
5.1.3	Événements en coïncidence avec la transition à 985.3 keV	105
5.1.4	Événements en coïncidence avec la transition à 236.4 keV	109
5.1.5	Événements en coïncidence avec la transition à 1451.3 keV	113

5.1.6	Événements en coïncidence avec la transition à 1282.9 keV	115
5.1.7	Événements en coïncidence avec la transition à 1654.0 keV	116
5.1.8	Transition γ à 4153.4 keV	118
5.1.9	Intensités absolues, rapports d'embranchement et $\log(ft)$	119
5.2	Discussion	123
5.2.1	État fondamental : $9/2+$	123
5.2.2	État 985.3 keV : $5/2+$	123
5.2.3	État 1426.1 keV : $(3/2+)$	123
5.2.4	État 943.0 keV : $1/2+$	123
5.2.5	État 1179.0 keV : $(1/2-)$	124
5.2.6	État 2144.1 keV : $(3/2-)$	124
5.2.7	État 1451.3 keV : $(5/2+)$	125
5.2.8	État 3155.3 keV : $(5/2-)$	125
5.2.9	État 4356.5 keV : $(3/2-)$	125
5.2.10	État 2268.0 keV : $(5/2+, 3/2+)$	125
5.2.11	État 2984.9 keV : $(3/2+, 5/2+)$	126
5.2.12	État 1282.9 keV : $(9/2+)$	126
5.2.13	État 1653.6 keV : $(3/2+)$	126
5.2.14	Schéma de niveau de ^{79}Zn obtenu par décroissance β de ^{79}Cu	126
5.3	Étude de la décroissance $\beta - n$ de ^{80}Cu	128
5.3.1	Schéma de niveau de ^{79}Zn issu de la décroissance $\beta - n$ de ^{80}Cu	130
5.3.2	Discussion	133
6	Interprétation	137
6.1	Choix de l'approche théorique : modèle schématique de couplage cœur - particule	138
6.1.1	Introduction	138
6.1.2	Description du modèle	138
6.2	Résultats des calculs	142
6.2.1	Détermination de χ_1 et χ_2 et nature de l'état de spin/parité $9/2+$	142
6.2.2	Une bande de parité négative?	146

Table des matières

6.2.3	Énergies des états de particule individuelle : vers une confirmation de la persistance du <i>gap</i> $N=50$	149
7	Conclusions	153
	Bibliographie	156

Table des figures

1	Spectre continu associé aux désintégrations β^-	12
2	Diagramme de Feynman de la théorie de la transmutation bêta proposée par Fermi en 1934.	14
3	Diagramme de Feynman de l'interaction faible. Cette interaction, qui correspond au changement d'un quark down du neutron en quark up, se fait via l'échange d'un boson W^- [17].	15
4	Représentation schématique de l'expérience de Madame Wu et al.	17
1.1	Modèle en couche et nombres magiques reproduits grâce à la prise en compte du terme de spin-orbite de Mayer, permettant une levée de dégénérescence des niveaux d'énergie de l'oscillateur harmonique modifié. . .	29
1.2	Évolution du <i>gap</i> N=50 pour les isotones allant de Z=30 à 40, déterminée à partir des mesures de masses. Figure tirée de [36].	33
1.3	Énergie du premier état excité 2^+ pour différentes chaînes isotopiques allant de Z=30 à Z=40 dans la région de la fermeture de couche N=50, et évolution de l'énergie du premier état excité 2^+ pour la chaîne isotopique N=50 du Zirconium au Zinc [37].	35
1.4	Le <i>gap</i> N=50 étant formé entre les orbitales $g_{9/2}$ et $d_{5/2}$, les états 1 particule - 1 trou correspondent à la configuration $\nu(g_{9/2})^{-1} \nu(d_{5/2})^1$. La levée de dégénérescence des énergies de ce multiplet donne 6 états de spin allant de J=2 à 7. Dans ${}^{90}_{40}\text{Zr}$, tous les membres du multiplet ont été identifiés par réaction de transfert ${}^{91}\text{Zr}_{50}({}^3\text{He},\alpha){}^{90}\text{Zr}_{50}$. Les énergies suivent une parabole de courbure positive. Figure tirée de [39].	36

Table des figures

1.5	Gauche : évolution en énergie des états de spin 5+, 6+ et 7+ issus du couplage $\nu(g_{9/2})^{-1} \otimes \nu(d_{5/2})^1$ [43]. Droite : systématique et comparaison des valeurs théoriques [42] et expérimentales [44, 45, 46, 47, 48] des états 5+ et 6+. Figure tirée de [49].	37
1.6	Systématique des états neutron dans les isotones N=49, pour Z allant de 32 à 42 [50].	39
1.7	Systématique des premiers états excités neutron dans la configuration 2 trous - 1 particule des isotones N=49 et des centroïdes spectroscopiques déduits des dernières évaluations [51, 52, 53] pour ^{83}Se , ^{85}Kr et ^{87}Sr . Les lignes ne sont présentes que pour guider l'œil. [54]	40
2.1	Systématique des énergies Q_{β^-} (énergie disponible lors de la décroissance β^-), S_n (énergie de séparation d'un neutron), Q_{β^+} (énergie disponible lors de la décroissance β^+) et Q_{EC} (énergie disponible lors de la capture électronique) pour les isotopes pair-impairs du cuivre.	45
2.2	Schéma des décroissances β (β^+ , CE et β^-) suivies de décroissances γ et/ou émission neutron/proton retardée.	46
2.3	Systématique des valeur de $\log(ft)$. Figure tirée de [62].	50
2.4	Exemple d'une transition de Gammow-Teller dans l'espace des configurations de ^{79}Cu	55
2.5	Exemple d'une transition Gammow-Teller suivie de l'émission d'un neutron dans l'espace des configurations de ^{80}Cu	57
3.1	Représentation schématique de la réaction d'abrasion-fission du projectile sur une cible légère.	63
3.2	Complexe de cyclotrons de l'accélérateurs du RIKEN. Voir texte pour détails.	65
3.3	Schéma des spectromètres BigRIPS et ZDS.	66
3.4	Matrice d'identification des ions produits.	70
4.1	Vue de WAS3ABi avec son câblage.	76
4.2	WAS3ABi dans la chambre en aluminium placé au centre du détecteur EURICA.	76
4.3	Electronique de l'acquisition de WAS3ABi.	77

4.4	Vue de quelques clusters de EURICA, chacun comprenant 7 cristaux de germaniums encapsulés.	79
4.5	Électronique de l'acquisition de EURICA.	80
4.6	Les sources ^{133}Ba et ^{152}Eu ont été positionnées entre le 4 ^{me} et le 5 ^{me} DSSSD de WAS3ABi pour effectuer un étalonnage en énergie et en efficacité.	81
4.7	Courbe des résidus de l'ensemble des détecteurs d'EURICA pour un étalonnage en énergie avec une fonction linéaire.	82
4.8	Décalage temporel de l'acquisition en fonction de l'énergie : <i>walk</i>	83
4.9	Énergie des rayonnements γ en fonction du temps, mesurés par le DGF, <i>walk</i> non corrigé. Figure réalisée avec toutes les données de l'expérience RIBF90, pour un détecteur.	84
4.10	Énergie des rayonnements γ en fonction du temps, mesurés par le DGF, <i>walk</i> corrigé. Figure réalisée avec toutes les données de l'expérience RIBF90, pour un détecteur.	84
4.11	Comparaison des courbe d'efficacité avec et sans sommation (" <i>add-back</i> ").	86
4.12	Facteur d'amélioration d'efficacité correspondant au rapport de l'efficacité déterminée avec reconstruction <i>add-back</i> et de l'efficacité sans reconstruction.	87
4.13	Courbe d'efficacité après procédure <i>add-back</i> avec ses paramètres de fit.	87
4.14	Variation des paramètres de corrélations spatiales ion- β pour optimiser la détection de la raie γ de 247keV issue de la décroissance β de ^{83}Ga	90
4.15	Représentation schématique de la corrélation en temps et en position des événements ion et β	91
4.16	Schéma de filiation d'un isotope X. Les flèches rouges correspondent aux voies de désintégration qui nous intéresseront par la suite.	92
4.17	Nombre de noyaux implantés dans WASABI en fonction du laps de temps écoulé entre l'implantation d'un ion ^{79}Cu et la détection d'un β et évolution dans le temps du nombre de noyaux de chaque isotope. En orange est représenté la somme de toutes les courbes de décroissance.	95
4.18	Matrice d'identification des noyaux qui sont passés dans BigRIPS. On fait une sélection sur le ^{79}Cu représenté par le contour rouge.	96

4.19	Spectre de décroissance $\beta - \gamma$ du ^{79}Cu . Pour une meilleure visibilité, on ne représente que les transitions observés entre 200 et 1100 keV.	97
5.1	Schéma de niveau pour le noyau de ^{79}Zn tiré de [78]. La largeur des flèches est proportionnelle à l'intensité relative des transitions.	102
5.2	Matrice de coïncidence γ - γ dont la projection sur une plage $E \pm 4\sigma$ permet d'identifier les événements en coïncidence avec une transition à une énergie E donnée.	103
5.3	Spectre γ de ^{79}Zn . Les transitions identifiées sont marquées d'un losange de couleur, elles correspondent aux transitions des états excités des noyaux indiqués dans la légende. Les transitions dans ^{79}Zn en accord avec Orlandi <i>et al.</i> [78] sont marquées d'une étoile. Les autres transitions identifiées comme appartenant à ^{79}Zn sont notées d'un losange blanc à contour noir.	104
5.4	Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 985.3 keV.	105
5.5	Coïncidence des transitions à 2646.0 et 2845.1 keV avec la raie à 985.3 keV.	106
5.6	Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 440.8 keV.	107
5.7	Coïncidence des transitions à 718.8, 1009.6 et 2930.0 keV avec la raie à 440.8 keV.	107
5.8	Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 1009.6 keV. Cette transition permet de relier les deux bandes parallèles du schéma d'Orlandi <i>et al.</i>	108
5.9	Durée de vie apparente associée aux transitions γ à 985.3, 440.8, 2646.0 et 2845.1 keV.	109
5.10	Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la transition à 236.4 keV vers l'état isomère proposé dans [78].	110
5.11	Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 1089.0 keV.	111
5.12	Schéma partiel de décroissance permettant de déterminer l'énergie de l'état isomère à 943.0 keV.	112

5.13	Durée de vie apparente associée aux transitions γ à 236.4, 965.9, 1089.0 et 2353.5 keV.	113
5.14	Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 1451.3 keV.	114
5.15	Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 694.3 keV.	114
5.16	Durée de vie apparente associée aux transitions γ à 1451.3, 694.3, 1703.9 et 2905.5 keV.	115
5.17	Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 1282.9 keV.	116
5.18	Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 1654.0 keV.	117
5.19	Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 1502.0 keV.	117
5.20	Mise en évidence de la raie γ à 4153.4 keV par superposition des spectres de décroissance de ^{78}Cu , ^{79}Cu et ^{80}Cu	118
5.21	Schéma de niveau de ^{79}Zn . La largeur des flèches est proportionnelle à l'intensité absolue des transitions, notée en rouge à côté de l'énergie de la transition. Les rapports d'embranchement I_β et les valeurs des $\log(ft)$ déterminés sont inscrits à gauche de chaque état, en vert et bleu respectivement. Les spins assignés sont inscrits à droite de chaque état. Les chiffres entre parenthèses représentent l'incertitude des mesures.	127
5.22	Spectre γ de décroissance de ^{80}Cu intégré sur 5 temps de demi-vie. Les transitions identifiées comme correspondant aux transitions des états excités de ^{79}Zn sont marqués d'un losange blanc à contour noir.	129

5.23	Schéma de niveau de ^{79}Zn issu de la décroissance $\beta - n$ de ^{80}Cu . La largeur des flèches est proportionnelle à l'intensité absolue des transitions, notée en rouge à côté de l'énergie de la transition. Les rapports d'embranchement calculés sont inscrits en vert, à gauche de chaque état. Les spins assignés grâce aux hypothèses de la section 5.2 sont inscrits à droite de chaque état. Les chiffres entre parenthèses représentent l'incertitude des mesures. Une nouvelle convention est introduite dans ce schéma : les transitions γ n'étant pas confirmées en coïncidence mutuellement sont connectées par un rond blanc à contour noir. La transition γ à 370.2 keV dont la coïncidence est confirmée avec celle à 1282.9 keV est connectée par un rond noir.	132
6.1	Illustration de la distribution du nombre de nucléons $n(2 \leq n \leq 26)$ sur les orbitales $2d_{5/2}$, $1g_{9/2}$, $1h_{11/2}$, $3s_{1/2}$ et $2d_{3/2}$. Dans la partie supérieure est illustré une des possibilités de distribution des n nucléons sur les 5 orbitales. La partie inférieure de la figure représente la distribution optimale des paires dans une description BCS. Figure tirée de [38].	140
6.2	Levée de dégénérescence lors du couplage cœur - particule.	141
6.3	Évolution de l'énergie des états quasi-particule de parité positive $\nu g_{9/2}$, $\nu d_{5/2}$, $\nu d_{3/2}$ et $\nu s_{1/2}$ ainsi que les états du multiplet d'états issu du couplage $\nu (g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+$ en fonction des paramètres χ_1 et χ_2	143
6.4	Évolution de l'énergie des états quasi-particule $\nu d_{5/2}$, $5/2^+$ et $7/2^+$ issu du couplage $(\nu g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+$ en fonction des paramètres χ_1 et χ_2	144
6.5	Systématique des isotones N=49, en comparant les énergies des états expérimentaux aux énergies calculées d'après le modèle schématique de couplage cœur - particule.	147
6.6	Comparaison des énergies des états expérimentaux et des états de quasi-particule calculés dans le modèle pour les noyaux N=49 de Z=38 à 30.	148
6.7	Systématique des énergies des états trou $\nu p_{3/2}^{-1}$, $\nu f_{5/2}^{-1}$ et $\nu g_{9/2}^{-1}$ normalisés à l'énergie de l'orbitale $\nu p_{1/2}^{-1}$, et comparaison avec l'énergie d'excitation 2^+ du cœur pair-pair N=50 pour les noyaux N=49 de Z=38 à 30.	149
6.8	Énergies des états de particule individuelle pour les noyaux N=49 de Z=38 à 30.	151

Liste des tableaux

2.1	Règles de sélection et classification des transitions β	53
3.1	Résumé des réglages du spectromètre BigRIPS et de la statistique accumulée pour l'expérience RIBF90.	71
4.1	Temps de vie et efficacités de corrélation ion- β déterminés pour les isotopes du $^{78-81}\text{Cu}$	96
5.1	Tableau récapitulatif des grandeurs calculées pour les transitions γ et pour les états du schéma de niveau de ^{79}Zn	120
5.1	Tableau récapitulatif des grandeurs calculées pour les transitions γ et pour les états du schéma de niveau de ^{79}Zn (suite).	121
5.2	Coïncidences entre les transitions γ observées	122
5.3	Tableau récapitulatif des grandeurs calculées pour les transitions γ et pour les états du schéma de niveau de ^{79}Zn issu de la décroissance $\beta - n$ de ^{80}Cu	130
6.1	Énergies de liaison nécessaires au calcul de Δ_{pairing} dans le cas des cœurs de ^{80}Zn , ^{82}Ge , ^{84}Se , ^{86}Kr et ^{88}Sr [82, 91].	150

Liste des tableaux

Avant-propos un peu d'histoire

La découverte de la radioactivité

La radioactivité naturelle

Dans le cadre de ses recherches sur la phosphorescence des sels d'uranium en 1896, Henri Becquerel travaillait avec des plaques photosensibles (ou plaques photographiques). Un jour de mauvais temps et comme la phosphorescence doit être entretenue par la lumière du soleil, il ne pouvait continuer ses expériences et rangea une de ces plaques dans un tiroir avec un échantillon de sel d'uranium. Il la laissa ainsi plusieurs jours puis décida de l'analyser, s'attendant à ne voir qu'une faible impression. Il découvrit en fait que la plaque était aussi imprimée que si l'échantillon était resté au soleil. Ces rayonnements ne venaient donc pas de la phosphorescence des sels d'uranium mais de l'uranium lui-même. Il venait de découvrir la radioactivité naturelle [1].

Intéressée par ces rayonnements émis par l'uranium, Marie Curie commence en 1897 une thèse dont elle choisit comme sujet "l'étude des rayons uraniques" appelés ainsi car à l'époque, on croyait que ces rayonnements étaient spécifiques à l'uranium. Marie Curie émet l'hypothèse que cette propriété d'émission est une propriété générale de la matière et lui donne le nom de Radioactivité. Pierre Curie joint ses efforts à ceux de Marie Curie et ensemble ils découvrent en 1898 deux éléments inconnus, le polonium puis le radium [2]. Ce qui a valu, en 1903, à Pierre et Marie Curie et Henri Becquerel

d'être couronnés du Prix Nobel de physique¹.

Ernest Rutherford qui travaille également sur ce sujet découvre en 1898 qu'il existe plusieurs types de radioactivités suivant le degré de pénétration des particules émises et leur charge électrique. Il baptise ainsi la radioactivité γ l'émission de photon, la radioactivité β l'émission d'électron et la radioactivité α l'émission d'un noyau d'hélium ($Z=2$, $N=2$) [3].

La radioactivité artificielle

Frédéric Joliot est adressé par son maître Paul Langevin à Marie Curie et devient en 1924 son assistant à l'Institut du Radium. Irène Curie, la fille de Pierre et Marie Curie soutient sa thèse sur les rayons α du polonium en 1925. Elle se marie avec Frédéric Joliot le 4 octobre 1926 et ensemble, ils commencent à étudier les électrons positifs (positrons) en 1929. En 1930, Frédéric soutient sa thèse sur l'étude électrochimique des radioéléments. L'étude des réactions nucléaires réalisées en bombardant des éléments légers par des rayons α va conduire Irène et Frédéric Joliot-Curie à observer en 1933 l'émission de positrons² et neutrons accompagnant la création d'un élément X [6] :



Ils constatent ensuite que les électrons positifs ne sont pas émis simultanément et que la réaction observée se produit en deux temps. Les particules alpha éjectent d'abord des neutrons hors de l'aluminium en créant des noyaux alors identifiés comme étant des noyaux de ^{30}P :



1. En 1902, la classification périodique des éléments présente encore des lacunes. Marie Curie montre que le Radium est l'un de ces éléments manquants. Elle isole une quantité suffisante de radium et détermine sa masse atomique : 226. Elle obtient pour cette découverte le prix Nobel de chimie en 1911.

2. Le positron a été découvert en 1933 par le physicien américain Carl Anderson. Anderson étudiait les particules présentes dans le rayonnement cosmique avec l'aide d'une chambre de Wilson ou chambre à brouillard. Quand une particule porteuse d'une charge électrique traversait la chambre, la vapeur se condensait en de fines gouttelettes le long de sa trajectoire. La trajectoire était ainsi visualisée. La présence du champ magnétique d'une bobine qui courbait les trajectoires permettait alors de déterminer le signe, positif ou négatif, de la charge électrique [4, 5].

Ensuite, ^{30}P qui est instable se désintègre en émettant des électrons positifs et en se transformant en ^{30}Si :



Le bombardement d'une banale feuille d'aluminium par des rayons alpha avait produit un isotope du phosphore qui se désintégrait comme les éléments radioactifs naturels, de façon aléatoire, avec une période et une loi de décroissance caractéristique. Ils venaient de découvrir la radioactivité artificielle.

Pour convaincre les chimistes et la communauté scientifique, Frédéric et Irène Joliot-Curie ont séparé les isotopes formés en posant ainsi les bases de la "radiochimie", avec des appareils de chimie très simples [7].

Frédéric et Irène Joliot-Curie reçoivent le prix Nobel de chimie en 1935 pour la découverte de la radioactivité artificielle [8].

Dans ce manuscrit, la radioactivité β est l'outil nous permettant d'observer la structure à basse énergie des noyaux riches en neutron. Elle est gouvernée par l'interaction faible, encore peu connue à cette époque. C'est pourquoi nous nous y intéressons plus particulièrement dans la suite.

La décroissance β : une interaction régie par l'interaction faible

A l'époque de Rutherford, en 1898, on faisait l'hypothèse que la désintégration bêta aboutissait seulement à deux corps dans l'état final : le noyau de recul et un électron. L'électron devait emporter toute l'énergie disponible et donc avoir une énergie bien définie. Or la répartition en énergie des rayons bêta montrait un spectre continu de zéro à l'énergie totale disponible emportée par l'électron, comme on le voit sur la Figure 1.

La première question qui se pose quant à la radioactivité β est :

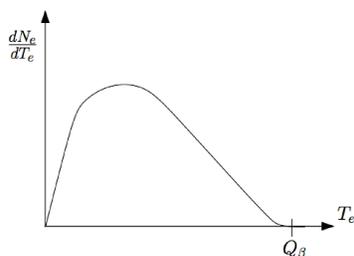


FIGURE 1 – Spectre continu associé aux désintégrations β^-

D'où vient l'électron émis ?

Une seconde question émerge directement du spectre continu d'émission β , c'est-à-dire la répartition en énergie des électrons émis (dans le cas d'une radioactivité β^- , positron dans le cas d'une radioactivité β^+).

Y a-t-il une troisième particule en jeu lors d'une décroissance β [9] ?

En 1815, le chimiste anglais Prout publia un article [10] dans lequel il explique avoir mesuré la masse atomique d'une dizaine d'éléments : elle correspondaient toutes à un multiple entier du poids atomique de l'hydrogène. Il proposa donc l'hydrogène comme particule fondamentale, qu'il appela protyle. Cette hypothèse qui expliquerait la provenance de l'électron lors de la décroissance β fut toutefois remise en question entre 1828 et 1832 par des mesures plus précises qui, pour certains isotopes, invalidaient l'hypothèse.

En 1917, Rutherford prouve qu'il existe un noyau d'hydrogène dans tous les noyaux qu'il étudie. Il est invité au "*British Association for the Advancement of Science*" le 24 août 1920 [11]. C'est à cette occasion qu'il propose d'appeler cette particule "proton", en référence au protyle de Prout.

En 1930, il n'y a encore aucune explication justifiant le spectre continu d'émission β . Niels Bohr évoque la possibilité que le principe de conservation de l'énergie ne soit pas conservé pour chaque décroissance β . Mais Wolfgang Pauli tente de sauvegarder ce

principe et propose son explication au spectre continu : il postule l'existence du neutrino (initialement appelé neutron), une particule neutre, de masse nulle ou très petite par rapport à la masse de l'électron, échappant à la détection [12]. Le noyau de recul étant beaucoup plus lourd que l'électron, il emporte une énergie négligeable. La répartition de l'énergie se ferait donc entre l'électron et le neutrino, expliquant ainsi la continuité du spectre. Il n'est lui même pas convaincu de cette hypothèse, qu'il appelle expédient³ et ne prend pas la peine de se déplacer au congrès de physique se tenant à Tübingen en décembre 1930.

Toujours en 1930, en Allemagne, W. Bothe et H. Becker, spécialistes du rayonnement cosmique observent que des éléments légers, bombardés par des particules alpha, émettent des rayons "ultra pénétrants" qu'ils supposent être des rayons gamma très énergétiques[13, 14].

En 1931, en France, Irène et Frédéric Joliot-Curie intrigués par ces résultats cherchent à comprendre la nature de ce rayonnement et découvrent qu'il a la propriété de mettre en mouvement des noyaux atomiques et en particulier des protons. Ils supposent qu'il s'agit là d'un effet Compton que subissent ces rayonnements γ énergétiques (dont ils estiment l'énergie à environ 50 MeV) sur des atomes d'hydrogène.

Aussitôt ces résultats parus, James Chadwick conduit une expérience en Angleterre en 1932 confirmant les résultats et va plus loin en mesurant avec précision l'énergie des noyaux projetés. Il peut alors affirmer que le rayonnement "ultra pénétrant" ne peut être un rayonnement gamma, d'énergie très élevée, mais doit être composé de particules de masse 1 et de charge électrique 0 : c'est le neutron [15]. J. Chadwick recevra en 1935 le prix Nobel de physique pour cette découverte.

La découverte de Chadwick associée à l'hypothèse de Pauli convainc Enrico Fermi. C'est à ce moment qu'il propose sa théorie de la transmutation beta, illustrée par la Figure 2, précurseur des découvertes sur l'interaction faible, s'appuyant sur la théorie quantique des champs pour expliquer la provenance de l'électron [16]. L'interaction qu'il

3. ressource momentanée pour se tirer d'embarras sans résoudre la difficulté essentielle

proposé en 1933 implique quatre particules (un neutron dans l'état initial, un proton, un électron et un anti-neutrino dans l'état final) et est traitée comme une interaction ponctuelle :



Cette transformation du neutron en proton, électron et anti-neutrino serait due à une interaction dont la portée est presque nulle et dont l'intensité est très faible.

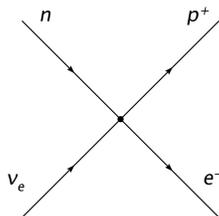


FIGURE 2 – Diagramme de Feynman de la théorie de la transmutation bêta proposée par Fermi en 1934.

Le physicien américain Murray Gell Mann introduit la notion d'interaction faible en 1935, qui intervient non seulement dans la radioactivité, mais dans les rares réactions que produisent les neutrinos et bien d'autres processus de la physique des particules. Cette interaction est dite faible⁴ car sa manifestation la plus visible, la désintégration β est une transformation lente : le temps de vie des noyaux instables susceptible de se désintégrer par décroissance β ont une durée de vie relativement longue (15 min pour le neutron par exemple, une semaine pour ${}^{131}\text{I}$, trente ans pour ${}^{137}\text{Cs}$).

Depuis 1970, on sait que la décroissance β^- est due au changement de nature

4. La force d'une interaction se mesure à travers sa constante de couplage. Dans le cas de l'interaction faible, la constante de couplage est du même ordre de grandeur que celle de l'interaction forte. L'interaction faible ne serait donc pas plus faible que l'interaction forte ? D'un point de vue effectif si, car dans les calculs de section efficace, la constante de couplage est toujours divisée par la masse des propagateurs. Or les bosons médiateurs de l'interaction faible, W^\pm et Z^0 sont plus lourds que les gluons ($M_{gluons} \approx 0$) médiateurs de l'interaction forte. C'est donc parce que la section efficace de l'interaction faible est plus petite que la section efficace de l'interaction forte qu'on dit qu'elle est faible.

d'un quark down constituant le neutron en quark up, donnant naissance à un proton, comme illustré dans la Figure 3.

Dans le cas de la désintégration β^- le mécanisme est le suivant. Un quark down d'un neutron, dont la charge électrique vaut $-e/3$, émet assez fréquemment une charge électrique négative $-e$. Sa charge passe à $+2e/3$. Il est devenu un quark up. En général, le quark up réabsorbe immédiatement la charge négative et redevient de quark down. La charge négative brièvement émise puis réabsorbée est portée par une particule appelée "boson W^- ". Or, cet objet est instable et peut se désintégrer en électron et antineutrino $\bar{\nu}$. Si le boson se désintègre durant l'instant extraordinairement bref qui s'écoule entre son émission et sa réabsorption, une désintégration β^- se produit.

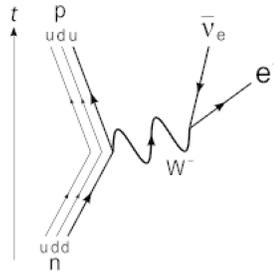


FIGURE 3 – Diagramme de Feynman de l'interaction faible. Cette interaction, qui correspond au changement d'un quark down du neutron en quark up, se fait via l'échange d'un boson W^- [17].

Non-conservation de la parité par l'interaction faible

Jusqu'en 1956, les physiciens pensaient que la parité était toujours conservée. La parité est une symétrie discrète qui consiste à inverser les coordonnées spatiales, comme un miroir inverse l'image d'un objet. Mais alors que le miroir n'inverse qu'une seule coordonnée, celle perpendiculaire à son plan, la parité inverse les trois coordonnées. Par transformation de parité, tous les objets droits (par exemple une main droite) deviennent gauches et inversement. C'est en 1956 que Tsung-Dao Lee et Chen Ning Yang, deux physiciens américains d'origine chinoise, commencent à soupçonner, face au puzzle $\tau - \theta$,

que cette symétrie n'est pas toujours conservée, notamment par l'interaction faible. Explication.

Les deux particules " θ " et " τ " ont la même masse (495 MeV), le même spin et le même temps de vie. Alors que l'une se désintègre en particules dont la parité totale est positive, l'autre se désintègre en particules dont la parité totale est négative, comme illustré dans l'équation 5.

$$\begin{aligned} \theta &\rightarrow \pi^- + \pi^0 & \text{avec } L = 0, J = 0 &\Rightarrow P = (-1)^{L(1,2)} = +1 \\ \tau &\rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^- & \text{avec } L = 0, J = 0 &\Rightarrow P = (-1)^{L(1,2)+L(12,3)} = -1 \end{aligned} \quad (5)$$

où $L(1,2)$ est le moment angulaire entre les deux pions, $L(12,3)$ est le moment angulaire entre le troisième pion et les deux autres.

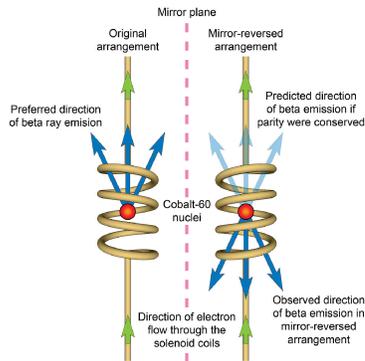
C'est donc en juin 1956 qu'ils se posent la question : et si la parité n'était pas conservée dans les interactions faibles ? θ et τ seraient-ils une seule et même particule, le K^- ? Cette question était alors connue comme le puzzle " $\tau - \theta$ ".

Ils se rapprochent de Chien-Shiung Wu, experte en spectroscopie, avec qui ils imaginent une expérience pour tester la conservation de la parité lors d'une décroissance β , illustrée par la figure 4a.

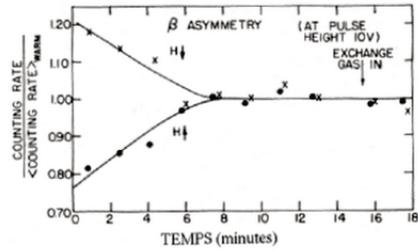
Le principe est le suivant : on crée une source de noyaux de ^{60}Co refroidis et polarisés suivant une direction donnée (alignés suivant un champ magnétique). ^{59}Co étant un isotope instable du Cobalt, il va décroître suivant une désintégration β , donc régie par l'interaction faible. L'émission des particules β se fait suivant une direction privilégiée, la direction de propagation. C'est cette dernière information qu'on regarde : si dans une configuration miroir, c'est à dire la même direction de propagation mais une polarisation différente, les électrons ne sont pas émis dans la même direction privilégiée, la symétrie de parité est violée [18]. C'est ce qui a été découvert.

Le résultat de cette expérience qu'on voit dans la Figure 4b, est que la direction d'émission des électrons émis lors de la décroissance de ^{60}Co est dépendante de sa

direction de polarisation, ce qui ne devrait pas être le cas si la parité était conservée par interaction faible.



(a) Principe de l'expérience de Madame Wu en 1956 qui a pour but de vérifier la conservation ou non de la parité par l'interaction faible.



(b) Résultats de l'expérience, il y a plus d'électrons sortant dans la direction opposée à celle des spins de noyaux de cobalt. Cette asymétrie prouve la violation de la parité lors d'une désintégration par interaction faible.

FIGURE 4 – Représentation schématique de l'expérience de Madame Wu et al.

En 1957, Tsung-Dao Lee et Chen Ning Yang reçoivent le prix Nobel de physique pour leur travail sur les lois concernant la parité.

Introduction générale

En 1933, W. M. Elsassner met en évidence l'existence de nombres spéciaux pour lesquels les noyaux sont particulièrement stables :

« Une étude des énergies des désintégrations α dans le domaine des corps radioactifs rend quantitativement compte du fait que sur certaines droites $N = \text{const.}$ et $P = \text{const.}$ les énergies de liaison subissent un changement discontinu. [19] »

W. M. Elsassner

Par analogie avec les électrons atomiques, il attribue ces nombres aux fermetures de couches dans le modèle en couche des nucléons. Cette hypothèse n'a pas été approfondie à cette époque mais une quinzaine d'années plus tard, l'étude de la structure en couches des noyaux a regagné de l'intérêt grâce à la revue de M. Goeppert-Mayer. Un grand nombre de données expérimentales lui ont permis de montrer l'existence des fermetures de couches pour les nombres 20, 28, 50, 82 et 126 [20].

Pour décrire le noyau, M. Goeppert-Mayer fait l'hypothèse que chaque nucléon qui compose le noyau évolue indépendamment dans un potentiel $U(r)$, représentant le champ moyen dû à l'interaction des $A-1$ nucléons. Malheureusement, seuls deux nombres, 8 et 20 ont pu être expliqués dans un modèle utilisant cette hypothèse.

En 1949, Goeppert-Mayer, Haxel, Jensen and Suess proposent de prendre en compte l'interaction de spin-orbite $U_{s-o}(r)$ dans le potentiel moyen, en plus du potentiel de Wood-Saxon $U(r)$. C'est ainsi qu'avec succès, ils reproduisent au mieux la séquence de ces nombres, désormais appelés "nombres magiques" [21, 22].

Cette découverte ouvra le chemin de la compréhension de la structure nucléaire et les nombres magiques devinrent la pierre angulaire des développements théoriques futurs en physique nucléaire.

Pendant plus de 20 ans, on pensait que ces nombres étaient immuables et ce peu importe le nombre de protons et neutrons. Mais c'est avec le développement des accélérateurs et l'étude de la radioactivité des noyaux loin de la stabilité que les premiers signes d'affaiblissement des nombres magiques ont été observés, le premier étant $N=20$ lors de la mesure de masse de ^{31}Na en 1975 par C. Thibault et al. [23] et de ^{34}Mg en 1984 par Guillemaud et al. [24]. Des anomalies dans l'énergie de liaison permettent de découvrir l'"îlot d'inversion", c'est à dire des noyaux pour lesquels des états intrus, c'est à dire des orbitales en dehors de l'espace de valence, deviennent l'état fondamental.

L'affaiblissement du gap $N = 20$ amorça de nombreuses expériences et travaux théoriques afin de déterminer l'évolution des fermetures de couches loin de la stabilité. Les données acquises par les expériences permettent de tester la validité des modèles théoriques élaborés afin de décrire le noyau et de repousser de plus en plus les limites de la connaissance de la structure nucléaire.

C'est ainsi qu'au cours des dernières décennies, les moyens expérimentaux mis en œuvre n'ont cessé d'améliorer les possibilités de production des noyaux exotiques. On peut citer par exemple les installations de production de faisceaux d'ions lourds au GANIL (Caen), GSI (Darmstadt), RIBF du RIKEN (Tokyo) ou encore FRIB du NSCL (East Lansing) ou les installations de production de faisceaux post-accélérés tels que REX-ISOLDE (Genève) ou ISAC (Vancouver). Les noyaux riches en neutrons peuvent aussi être produits par fission spontanée ou induite, nécessitant dans ce dernier cas aussi des installations dédiées, comme JYFL (Jyväskylä), ou encore l'ILL (Grenoble).

Avec l'émergence de ces nombreuses installations capables de produire et étudier des noyaux très éloignés de la vallée de stabilité, il est désormais unanimement ad-

mis que les nombres magiques évoluent pour des noyaux ayant des rapports N/Z extrêmes.

Le noyau ^{78}Ni , riche en neutrons, présente un intérêt considérable car il est présumé doublement magique, avec 50 neutrons et 28 protons et un rapport $N/Z \approx 1.8$ (le dernier isotope stable du nickel, ^{68}Ni a un rapport $N/Z \approx 1.4$). Déterminer la validité de chaque nombre magique loin de la stabilité est un problème central en physique nucléaire, qui a soulevé une question importante à propos de ^{78}Ni : est-il réellement doublement magique, et si tel est le cas, quelle est la force de sa magie ?

Répondre à cette question n'était pas possible auparavant du fait des faibles taux de production de ce noyau. En effet, ^{78}Ni est considéré comme le noyau le plus exotique désormais capable d'être produit avec nos accélérateurs, et ce n'est que très récemment, en 2012, que plusieurs centaines de milliers d'évènements ont pu être observés au RIKEN [25].

Malgré les avancées techniques des accélérateurs, ^{78}Ni n'est toujours pas produit en quantité suffisante pour avoir accès à ses niveaux excités. C'est pourquoi nous nous tournons vers ses proches voisins, dans notre cas ceux de la chaîne isotopique $N=49$, afin d'étudier l'évolution des orbitales dans cette région (lorsqu'on s'approche de ^{78}Ni). Une revue des connaissances sur cette région fait l'objet du premier chapitre.

Le type de décroissance préférentiel des noyaux exotiques riches en neutrons est la désintégration β^- . C'est pourquoi les bases de la théorie de ce type de radioactivité sont énoncées dans le chapitre 2. Sont également abordées les deux principales formes de désexcitation du noyau fils qui peut être produit dans un état excité et les transitions électromagnétiques γ . Les rayonnements γ émis lors de la désexcitation du noyau permettent de reconstruire son schéma de décroissance.

Afin de produire en quantité suffisante les noyaux d'intérêt, l'expérience analysée dans ce travail (RIBF90) a été programmée au RIKEN à Tokyo (Japon) qui utilise la méthode de fission du projectile pour produire un faisceau d'ion radioactifs. Les méthodes de production et de sélection des noyaux riches en neutrons, par les spectromètres BigRIPS et ZDS (*Zero Degree Spectrometer*), sont abordées dans le chapitre 3.

Le dispositif de détection utilisé dans l'expérience RIBF90 analysée dans ce travail est détaillé dans le chapitre 4. Il est composé des détecteurs WAS3aBI et EURICA. Il est optimisé pour la détection des ions radioactifs et de leur décroissance β ou γ .

Le chapitre 5 résume les hypothèses et les arguments utilisés pour créer le schéma de niveau de ^{79}Zn issu de la décroissance de ^{79}Cu . Une discussion sur l'assignement des spins se trouve en deuxième partie de ce chapitre.

Le 6^{ème} chapitre présente l'approche théorique utilisée pour l'interprétation des résultats, le modèle schématique de couplage cœur-particule.

Enfin, le 7^{ème} et dernier chapitre conclut et résume les résultats de ce travail, avant de proposer quelques perspectives.

1

Contexte scientifique : la fermeture de couche N=50 autour de ^{78}Ni

Sommaire

1.1	Nombres magiques et leur évolution	24
1.1.1	Description microscopique du noyau	24
1.1.2	Décomposition de l'hamiltonien et intérêt de l'étude des noyaux exotiques	28
1.2	Évolution de N=50 du strontium au nickel	31
1.3	La chaîne isotonique N=49 : motivations de l'étude de la décroissance β et $\beta - n$ de $^{79-80}\text{Cu}$	38

1.1 Nombres magiques et leur évolution

1.1.1 Description microscopique du noyau

L'image microscopique du noyau atomique est celle d'un système composé de A particules (protons et neutrons). La structure nucléaire à basse énergie (qui fait le sujet de cet étude) n'est pas sensible à la structure interne des nucléons et on peut considérer les nucléons comme des particules "élémentaires", de spin $1/2$ (donc des fermions). Les nucléons interagissent entre eux par l'intermédiaire des interactions forte et électromagnétique qu'on appellera par la suite interaction nucléaire.

L'hamiltonien nucléaire qui décrit le comportement de ce système de A nucléons sera donc la somme des énergies cinétiques individuelles des nucléons (traités souvent comme des particules non-relativistes), ainsi que des termes d'interaction à 2 et plusieurs nucléons :

$$H = - \sum_{i=1}^A \frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + \sum_{i < j=1}^A \nu(i, j) + \text{termes d'interaction à plus de 2 corps}, \quad (1.1)$$

où m correspond à la masse du nucléon i et $\nu(i, j)$ à l'interaction nucléon-nucléon.

Cet Hamiltonien doit rester invariant par translations, rotations, échanges de 2 nucléons, par transformation de Galilée, par parité ou par renversement du sens du temps.

Pour obtenir les valeurs et états propres d'un tel système, il faut résoudre l'équation de Schrödinger :

$$\hat{H} |\Psi\rangle = E |\Psi\rangle \quad (1.2)$$

où $|\Psi\rangle$ représente la fonction d'onde du noyau comprenant A nucléons et ayant une énergie totale E .

Le plus souvent, on ignore les termes d'interaction à plus de 2 corps. Il est pourtant important de mentionner que la contribution des termes d'interaction à 3 corps semble

avoir une importance cruciale pour la description des spectres des noyaux des couches p, sd ou pf [26]. Un important travail expérimental et théorique est en cours pour rendre compte du rôle joué par les forces à 3 corps dans la structure du noyau [27]. Par la suite, on ne parlera pas des interactions à plus de 2 corps.

Une des caractéristiques importantes des modèles microscopiques est qu'à priori l'interaction nucléon-nucléon n'est pas connue. Un modèle microscopique, quel qu'il soit, dépendra donc de l'interaction nucléon-nucléon utilisée. Ce type d'interaction contient entre autres des paramètres ajustés pour reproduire certaines propriétés mesurées des noyaux. Elle est dérivée à partir des études de diffusions élastiques nucléon-nucléon et ajustée pour décrire le mouvement des nucléons dans un noyau de dimensions finies en présence des autres nucléons. La plupart des modèles utilisent plutôt des interactions effectives qui correspondent à l'ajustement des interactions entre deux nucléons dans le vide pour tenir compte des effets de corrélations à A particules dans les noyaux.

Plusieurs approches sont considérées pour résoudre l'équation de Schrödinger qu'on peut classer comme suit :

- Méthode *Ab initio* : résolution exacte de l'équation de Schrödinger, valable jusqu'à des noyaux comprenant 12 nucléons. Le but est le calcul des observables nucléaires à partir de l'interaction entre A nucléons libres. Le nombre de particules devient vite un facteur limitant pour ce type de méthodes, des calculs de type « No-core Shell Model » ne pouvant être fait pour la spectroscopie des noyaux qu'avec $A \leq 16$. Des nouvelles méthodes (Clusters Couplés) peuvent étendre ce type d'approche à certains noyaux avec $A < 100$ [28].
- Méthode du *champ moyen* : repose sur la constatation que le seul problème qu'on sait bien traiter est le problème à un corps. La fonction d'onde de l'état fondamental est définie comme un déterminant de Slater, ce qui permet de considérer les A nucléons comme des particules indépendantes évoluant dans un champ moyen. La méthode de résolution consiste à considérer A équations de Schrödinger qu'on résout indépendamment pour chacun des nucléons, de manière

itérative en utilisant le principe variationnel. La fonction d'onde globale du noyau est construite en faisant un produit antisymétrique des fonctions d'ondes individuelles. L'interaction considérée est obtenue à partir d'une paramétrisation globale sur la carte des noyaux.

- L'approche du *modèle en couche* : on introduit un potentiel moyen créé par les nucléons dans le noyau, ce qui permet de décomposer l'hamiltonien du noyau en une somme des mouvements indépendants des nucléons et une interaction résiduelle. Les fonctions d'onde des différents états du noyau sont alors des déterminants de Slater définis sur un espace restreint, l'espace de valence. Les interactions utilisées sont des interactions effectives dans le même espace restreint. On traite de manière perturbative l'hamiltonien résiduel. La fonction d'onde globale du noyau correspond à une combinaison linéaire de toutes les configurations d'occupation des orbitales contenues dans un espace de valence défini pour la résolution de l'équation. Cette approche est détaillée dans la section suivante.

L'interaction nucléon-nucléon

Les principales caractéristiques de l'interaction nucléon-nucléon sont résumées ici :

- l'interaction nucléaire est de courte portée, de l'ordre de $\sim 1\text{fm}$. La taille du noyau étant approximativement de $R = r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 \approx 1.2\text{ fm}$, les noyaux de $A > 10$ nucléons ont une énergie de liaison presque constante n'excédant pas 8 MeV/A et la densité nucléaire atteint une valeur constante également d'environ 0.16 nucléons par fm^3 ;
- elle est la même quelque soit la nature du nucléon (proton ou neutron), on parle d'indépendance de charge ;
- elle est dépendante du spin ;
- l'interaction nucléaire ne peut être purement centrale, c'est à dire qui ne dépend que de la distance r entre les nucléons. Elle contient également une partie

tensorielle, qui dépend de l'orientation de la distance \vec{r} entre les nucléons et leur spin intrinsèque. Ainsi, il est possible de décomposer la force nucléaire en une partie centrale et non-centrale (de spin-orbite et tenseur), comme on le verra par la suite ;

- enfin, l'interaction entre les spins des nucléons et leur moment orbital ($\vec{l}\vec{s}$) joue un rôle très important qui a été mis en avant par Maria Goeppert-Mayer, Haxel, Jensen et Suess pour expliquer les différentes fermetures de couche [21, 22].

Modèle en couches des particules indépendantes de Mayer et Jensen et introduction de l'interaction résiduelle à deux corps

On considère dans ce modèle que chaque nucléon évolue indépendamment des autres dans le noyau, ce qui permet d'introduire un potentiel moyen $\hat{U} = \sum_i^A \hat{U}_i$ ressenti par le nucléon, créé par les $A-1$ autres nucléons.

Dans ce cadre, le potentiel sphérique moyen créé par un cœur rigide (constitué des orbitales toujours occupées) est souvent un potentiel phénoménologique à une particule obtenu à partir d'un oscillateur harmonique, auquel on ajoute une interaction spin-orbite et un terme en l^2 qui reproduit mieux la forme aplatie du fond du puits du potentiel nucléaire et corrige le comportement trop abrupt de l'oscillateur harmonique à la surface du noyau.

Afin de reproduire au mieux la séquence des nombres magiques observés expérimentalement, Goeppert-Mayer, Haxel, Jensen et Suess proposent de prendre en compte l'interaction de spin-orbite $U_{s-o}(r)$ dans le potentiel moyen en plus du potentiel de Wood-Saxon $U(r)$ [20, 21, 22]

$$U(r) = \frac{U_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} \quad (1.3)$$

avec :

- $U_0 = -50MeV$: profondeur du puits,
- $R_0 = r_0 A^{1/3}$: rayon du noyau,
- $r_0 = 1.2fm$: rayon réduit et

— $a = 0.7\text{fm}$: diffusivité.

$$U_{s-o}(r) = -C \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial U(r)}{\partial r} \cdot \vec{l} \cdot \vec{s}. \quad (1.4)$$

En utilisant la définition du moment cinétique total $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$, on peut ré-écrire le terme de spin-orbite :

$$U_{s-o}(r) = -\frac{1}{2}c(r)(\vec{j}^2 - \vec{l}^2 - \vec{s}^2). \quad (1.5)$$

L'introduction de ce terme permet une levée de dégénérescence des niveaux d'énergie de l'oscillateur harmonique modifié, comme on le voit dans la figure 1.1.

On peut donc ré-écrire l'équation 1.1, comme suit :

$$\hat{H} = \left\{ -\sum_{i=1}^A (\hat{T}_i + \hat{U}_i) \right\} + \left\{ \sum_{i<j}^A \nu_{i,j} - \sum_{i=1}^A \hat{U}_i \right\} \quad (1.6)$$

$$= \hat{H}^0 + \hat{H}^1 = \sum_{i=1}^A \hat{h}_0^i + \sum_{i=1}^A \hat{h}_1^i \quad (1.7)$$

où \hat{H}^0 reflète le mouvement indépendant des A particules dans un champ moyen et \hat{H}^1 correspond à l'interaction résiduelle. On choisit \hat{U} de manière à avoir \hat{H}^1 suffisamment petit devant \hat{H}^0 pour lui appliquer un traitement perturbatif. Ce terme tient compte des mouvements des nucléons dépendants les uns des autres, induisant ainsi les mélanges des configurations et les effets collectifs (déformation, vibration).

1.1.2 Décomposition de l'hamiltonien et intérêt de l'étude des noyaux exotiques

Pour simplifier le problème de l'équation de Schrödinger dans l'espace de Hilbert, une solution est d'utiliser un hamiltonien effectif dans un sous-espace effectif composé :

— d'un cœur inerte constitué des orbitales toujours occupées ;

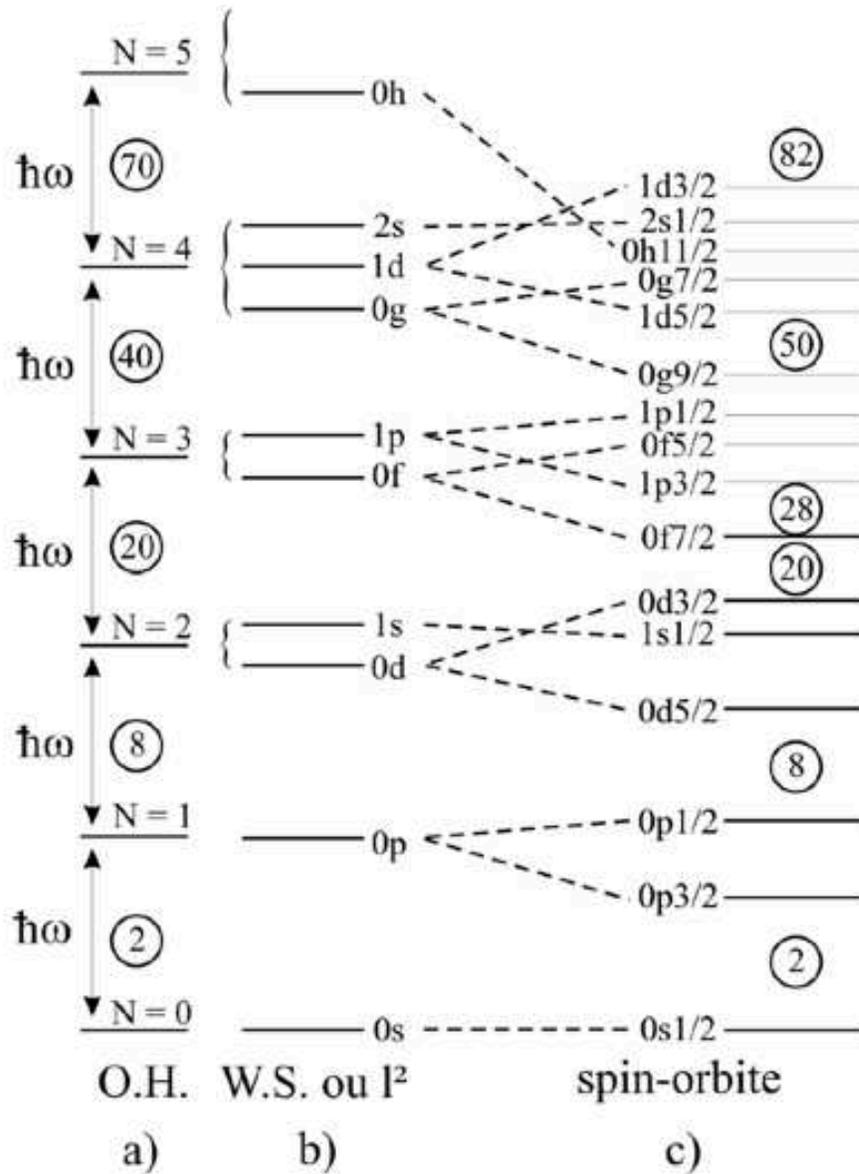


FIGURE 1.1 – Modèle en couche et nombres magiques reproduits grâce à la prise en compte du terme de spin-orbite de Mayer, permettant une levée de dégénérescence des niveaux d'énergie de l'oscillateur harmonique modifié.

- d'un espace de valence composé d'orbitales dans lesquelles évoluent les nucléons n'appartenant pas au cœur ;
- d'un espace interdit composé d'orbitales non prises en compte, car elles ne contribuent pas à la structure à basse énergie du noyau.

D'après l'article de M. Dufour et A.P. Zuker [29], l'hamiltonien effectif se décompose en une partie monopolaire et une partie multipolaire :

$$\hat{H} = \hat{H}_m + \hat{H}_M, \quad (1.8)$$

où \hat{H}_m est la partie monopolaire, responsable des propriétés de saturation globale, c'est à dire une énergie de liaison calculée correcte pour le rayon du noyau mesuré [29], et du comportement de particules individuelles. \hat{H}_M est la partie multipolaire responsable des corrélations au-delà du champ moyen sphérique : il comporte les termes d'appariement nucléon-nucléon et d'excitation quadrupolaire, octupolaire, *etc* du noyau.

Si on considère par exemple un noyau composé d'un cœur inerte et de deux nucléons de valence, on peut écrire la partie monopolaire de l'hamiltonien comme la somme de l'hamiltonien du cœur et d'un hamiltonien des deux particules comportant une partie "particule individuelle" et une partie tenant compte des corrélations entre les nucléons :

$$\hat{H}_m = \hat{H}_{core} + \epsilon_i \sum_i n_i + \hat{H}_{12}, \quad (1.9)$$

où ϵ_i est l'énergie des orbitales de particules individuelles et n_i l'opérateur nombre de particules de l'orbitale i .

De même que dans la section 1.1.1, on écrit les hamiltoniens \hat{H}_{core} et $\hat{H}_{12} = \hat{H}_{12}^0 + \hat{H}_{12}^1$ de la manière suivante :

$$\hat{H}_{core} = \left\{ -\sum_{i=3}^A (\hat{T}_i + \hat{U}_i) \right\} + \left\{ \sum_{3=i<j}^A \nu_{i,j} - \sum_{i=3}^A \hat{U}_i \right\} \quad (1.10)$$

$$\hat{H}_{12} = \left\{ -\sum_{i=1}^2 (\hat{T}_i + \hat{U}_i) \right\} + \left\{ \sum_{i=1}^2 \sum_{j=3}^A \nu_{i,j} + \nu_{1,2} - \sum_{i=1}^2 \hat{U}_i \right\} \quad (1.11)$$

En choisissant $\hat{U}_i = \sum_{j=3}^A \nu_{i,j}$, l'interaction résiduelle des nucléons de valence devient :

$$\hat{H}_{12}^1 = \nu_{1,2} \quad (1.12)$$

On peut ainsi extraire des informations sur les propriétés de l'interaction nucléon-nucléon en analysant la contribution des deux particules à l'énergie totale du noyau défini comme cœur inerte plus deux nucléons.

1.2 Évolution de N=50 du strontium au nickel

Une dizaine d'années après la confirmation de la disparition de la fermeture de couche N=20 loin de la stabilité [23, 24], des études sur le nombre magique N=28 ont révélé une collectivité de plus en plus forte dans ces isotones lorsqu'on s'éloigne de la stabilité [30, 31] et ce même pour le noyau présumé magique ${}^{42}_{14}\text{Na}_{28}$, dont l'état fondamental est très déformé. Le *gap* N=28 présente donc une réduction significative et perd ainsi de sa "magie".

Le nombre magique 28 est associé à une fermeture de couche de type spin-orbite, tout comme le nombre magique 50. Il est alors légitime de s'interroger sur la robustesse du *gap* N=50. Présente-t-il les mêmes caractéristiques et affaiblissement ?

Le noyau ${}^{78}\text{Ni}$, possédant 28 protons et 50 neutrons, est donc un sujet d'étude privilégié ces dernières années. Il a été synthétisé pour la première fois à GSI, Darmstadt [32] puis à NSCL, Michigan [33], et seulement quelques événements ont été détectés. En 2014, il a été produit en quantité importante ($1.2 \cdot 10^4$ ${}^{78}\text{Ni}$ durant 13 jours d'expérience)

à RIKEN, Tokyo [25].

Savoir si ^{78}Ni est doublement magique est une information précieuse pour les calculs de modèle en couche dans lesquels il serait considéré comme base dans la description des noyaux en tant que cœur inerte [34, 35].

Le *gap* N=50 est formé par les orbitales $\nu(g_{9/2})$ et $\nu(d_{5/2})$. Il est issu de l'interaction spin-orbite qui diminue l'énergie de $\nu(g_{9/2})$ de la couche d'oscillateur harmonique $N_{OH} = 4$ et la rapproche des orbitales de la couche $N_{OH} = 3$.

Les mesures des masses des isotopes Z=30 à Z=44 donnent une indication sur la taille de ce *gap*. L'énergie de liaison extraite de ces mesures permet de tracer l'évolution du *gap*, différence entre les énergies de liaison des orbitales $\nu(g_{9/2})$ et $\nu(d_{5/2})$, comme on le voit dans la figure 1.2.

L'estimation du *gap* est obtenue à partir des mesures de masses :

$$\begin{aligned}\Delta_n &= 2BE(Z, N) - BE(Z, N + 1) - BE(Z, N - 1), \\ &= S_n(Z, N) - S_n(Z, N + 1).\end{aligned}\tag{1.13}$$

où $BE(Z, N)$ représente l'énergie de liaison et $S_n(Z, N)$ l'énergie de séparation d'un neutron d'un noyau ^A_ZX .

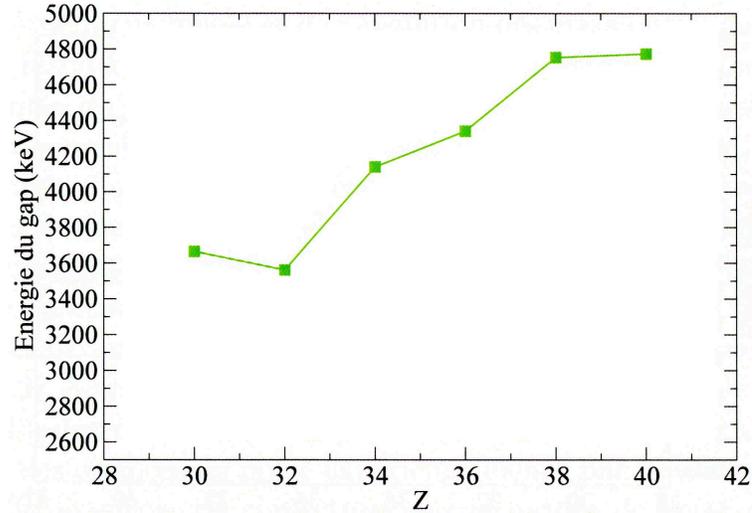


FIGURE 1.2 – Évolution du *gap* N=50 pour les isotones allant de Z=30 à 40, déterminée à partir des mesures de masses. Figure tirée de [36].

La taille du *gap* diminue au fur et à mesure que Z diminue. À Z=32, un minimum est atteint, pour finalement ré-augmenter pour Z=30, ce qui indiquerait un ré-augmentation du *gap* pour ^{80}Zn , se situant dans la région de ^{78}Ni et donc une persistance de la "magie" du nombre magique N=50 pour Z=28. En d'autres termes, le *gap* N=50 deviendrait fragile pour des noyaux fortement exotiques et serait renforcé lorsque le nombre de protons est lui aussi magique, ici, Z=28.

L'évolution du premier état excité 2^+ pour différentes chaînes isotopiques est représentée dans la figure 1.3. Elle montre clairement la présence du nombre magique N=50. Le graphique du bas représente cette même évolution, pour la chaîne isotopique N=50 du Zirconium au Zinc. On note une diminution constante de l'énergie de l'état excité 2^+ pour les isotones N=50 de Z=40 à 32 et un augmentation de celle-ci pour ^{80}Zn . Le Zinc semble donc être un noyau décisif. Étudier sa structure nous permettrait de savoir si ces deux comportements (taille du *gap* et énergie de l'état excité 2^+) sont un accident dans la chaîne isotopique.

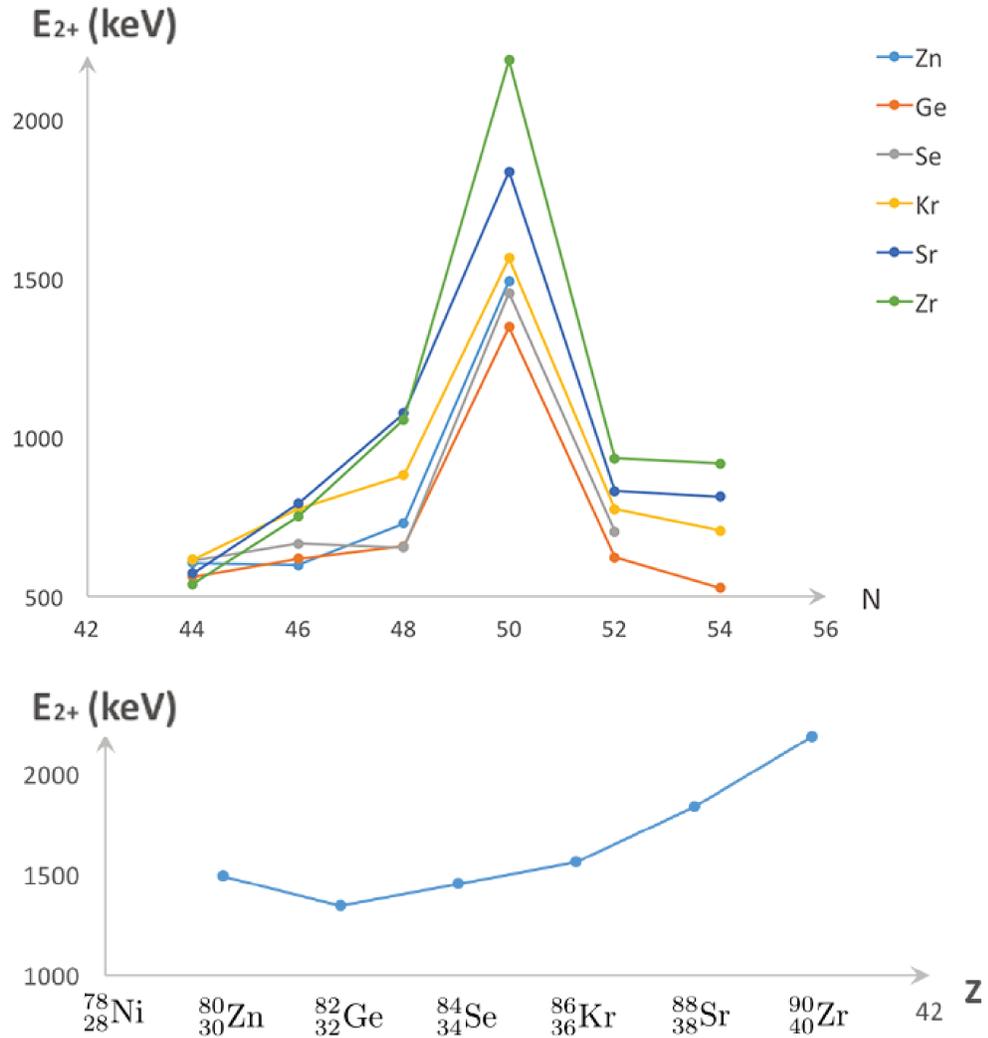


FIGURE 1.3 – Énergie du premier état excité 2^+ pour différentes chaînes isotopiques allant de $Z=30$ à $Z=40$ dans la région de la fermeture de couche $N=50$, et évolution de l'énergie du premier état excité 2^+ pour la chaîne isotonique $N=50$ du Zirconium au Zinc [37].

La taille du *gap* peut aussi être déterminée à partir des énergies des états issus de l'excitation d'un neutron au delà du *gap* : $\nu(g_{9/2})^{-1} \otimes \nu(d_{5/2})^1$. Ce couplage particule - trou donne lieu à un multiplet d'états, de spins allant de 2^+ à 7^+ , dont l'énergie suit une parabole (parabole de Paar [38]) de courbure positive, voir figure 1.4 (dans le cas d'un couplage particule - particule ou trou - trou, la parabole de Paar a une courbure négative).

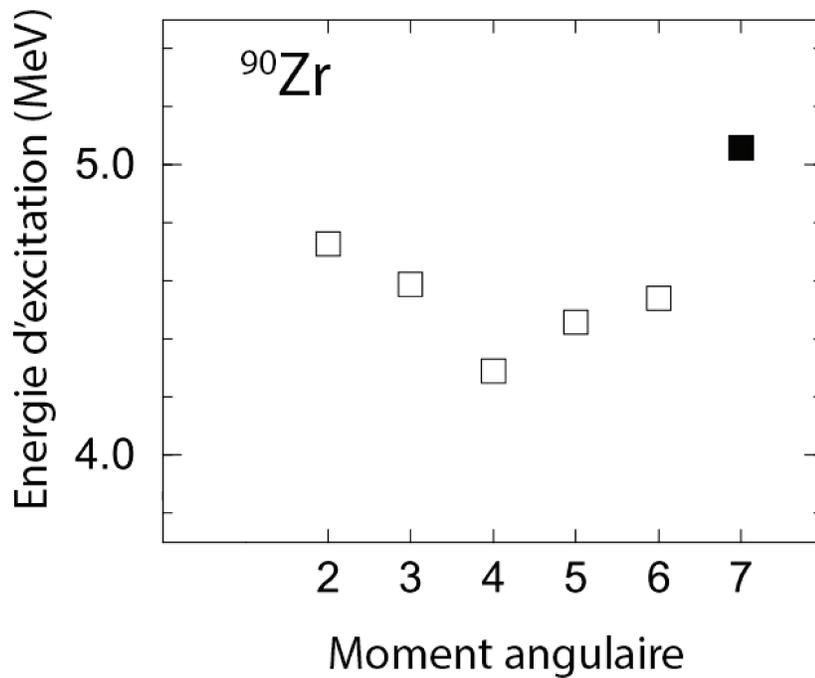


FIGURE 1.4 – Le *gap* N=50 étant formé entre les orbitales $g_{9/2}$ et $d_{5/2}$, les états 1 particule - 1 trou correspondent à la configuration $\nu(g_{9/2})^{-1} \nu(d_{5/2})^1$. La levée de dégénérescence des énergies de ce multiplet donne 6 états de spin allant de J=2 à 7. Dans ^{90}Zr , tous les membres du multiplet ont été identifiés par réaction de transfert $^{91}\text{Zr}_{50}(^3\text{He},\alpha)^{90}\text{Zr}_{50}$. Les énergies suivent une parabole de courbure positive. Figure tirée de [39].

Les états de haut spin ne pouvant pas être créés aussi facilement que les états de bas spin, car les configurations de couplage qui les créent sont moins nombreuses, portent plus probablement la signature du couplage $\nu(g_{9/2})^{-1} \otimes \nu(d_{5/2})^1$. On peut ainsi s'intéresser au triplet 5^+ , 6^+ , 7^+ dans la chaîne isotonique N=50 : dans la partie droite de la figure 1.5, on observe une diminution des énergies d'excitation de Z=36 à Z=32, suivie d'une augmentation de celles-ci pour Z<32. Le bon accord avec les calculs de modèle en couche permet de conclure à la persistance du *gap* N=50, malgré un affaiblissement à Z=32 [40, 41].

Des études théoriques expliquent ce minimum par la présence des effets de corrélation à Z=32 [42].

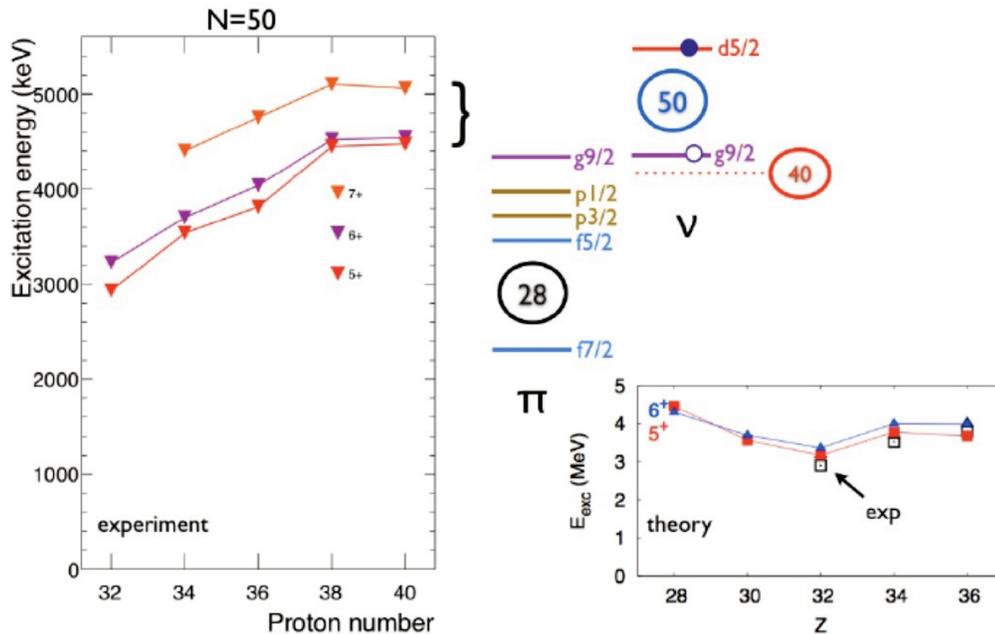


FIGURE 1.5 – Gauche : évolution en énergie des états de spin 5^+ , 6^+ et 7^+ issus du couplage $\nu(g_{9/2})^{-1} \otimes \nu(d_{5/2})^1$ [43]. Droite : systématique et comparaison des valeurs théoriques [42] et expérimentales [44, 45, 46, 47, 48] des états 5^+ et 6^+ . Figure tirée de [49].

1.3 La chaîne isotonique N=49 : motivations de l'étude de la décroissance β et $\beta - n$ de $^{79-80}\text{Cu}$

Lorsqu'on s'intéresse à la chaîne isotonique N=49, on peut considérer deux types de configurations : les états 1 trou neutron $\nu(g_{9/2})^{-1}$ et $\nu(p_{1/2})^{-1}$ et les états 2 trous - 1 particule correspondant à la promotion d'un neutron au delà du *gap* N=50, de type $\nu(g_{9/2}^{-2}d_{5/2}^1)$, $\nu(g_{9/2}^{-2}s_{1/2}^1)$, $\nu(g_{9/2}^{-2}d_{3/2}^1)$, *etc.*

La systématique des états 1 trou neutron permet de sonder les états inférieurs au *gap* N=50.

Comme on le voit dans la figure 1.6, l'énergie du premier état excité isomère $1/2^-$ $\nu(2p_{1/2}^{-1})$ diminue lentement jusqu'à Z=34 pour augmenter brusquement à Z=32. Le premier état excité devient alors le $1/2^+$, correspondant à une configuration 2 trous - 1 particule $\nu(1g_{9/2}^{-2}3s_{1/2}^1)$. Ce comportement pourrait traduire l'émergence d'un *gap* N=40, car la promotion d'un neutron au delà du *gap* N=50 devient plus favorable que celle d'un neutron des couches inférieurs vers l'orbitale $\nu(1g_{9/2})$.

On note également le rapprochement des états associés aux orbitales $\nu(3s_{1/2})$ et $\nu(2d_{5/2})$ qui indiquerait une inversion de ces orbitales dans le Zinc.

Les énergies des états 2 trous - 1 particule ont été étudiés dans la chaîne isotonique N=49 depuis 1974 via des réactions directes de transfert (\vec{d}, p). À partir des informations fournies par ces expériences, il est possible d'extraire le centroïde spectroscopique \bar{E} et d'aller plus loin pour confirmer ou infirmer l'hypothèse d'inversion des orbitales $\nu(3s_{1/2})$ et $\nu(2d_{5/2})$ dans le Zinc :

$$\bar{E} = \frac{\sum_i E_i S^i}{\sum_i S^i}, \quad (1.14)$$

1.3. La chaîne isotonique N=49 : motivations de l'étude de la décroissance β et $\beta - n$ de $^{79-80}\text{Cu}$

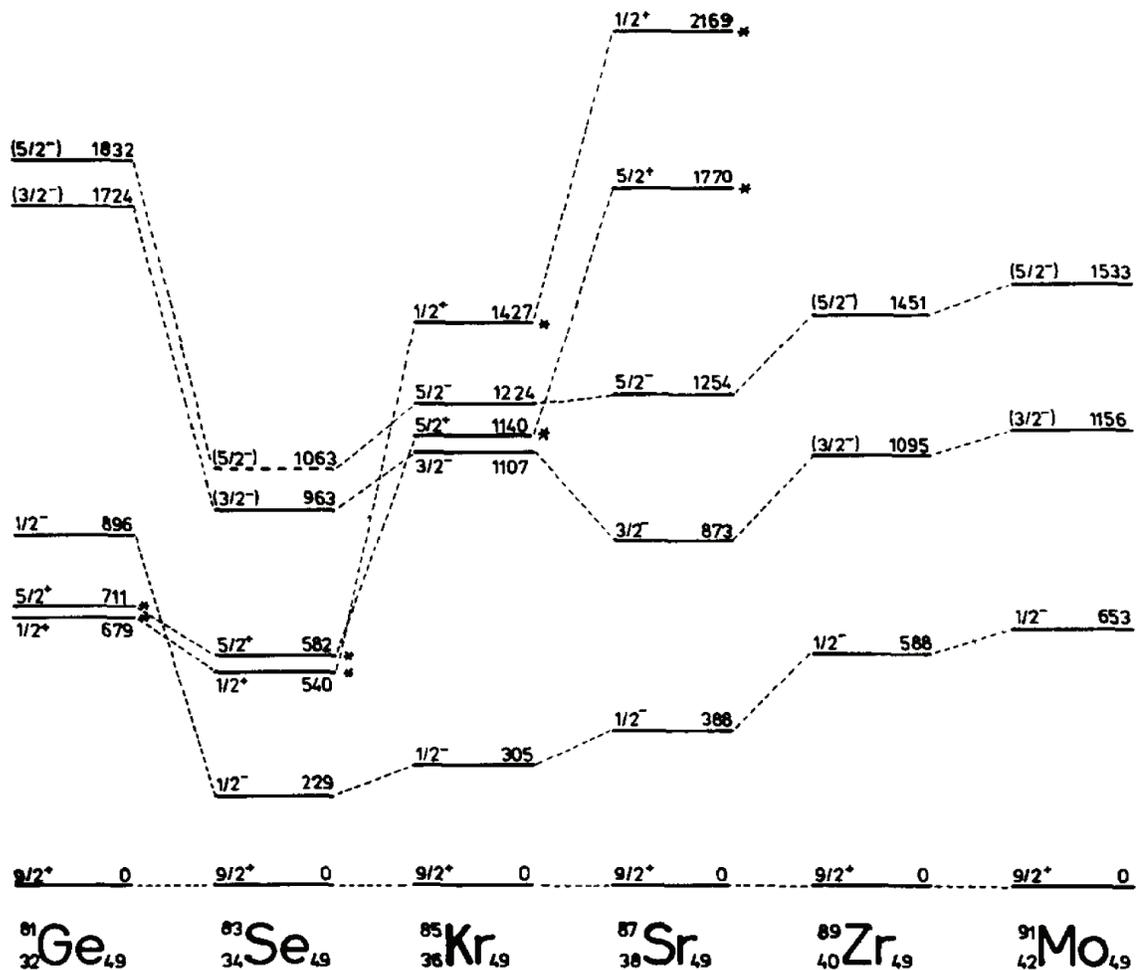


FIGURE 1.6 – Systématique des états neutron dans les isotones N=49, pour Z allant de 32 à 42 [50].

correspondant à l'énergie moyenne des états i d'un spin donné, pondéré par son facteur spectroscopique. Le facteur spectroscopique est un indicateur du caractère "particule individuelle" d'un état. En d'autres termes, plus l'état est pur (non couplé avec un état excité du cœur par exemple), plus son facteur spectroscopique sera proche de 1. Le centroïde spectroscopique est ainsi un indicateur de la position des orbitales.

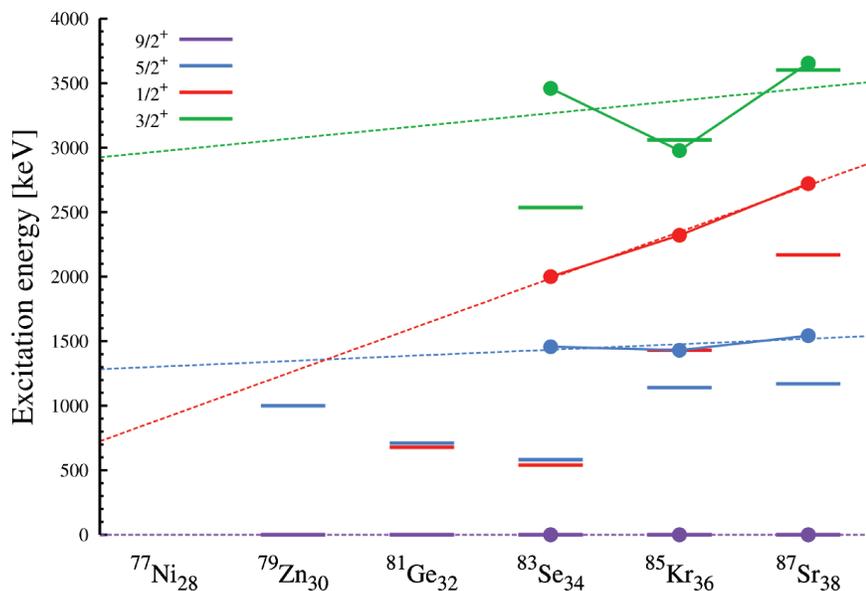


FIGURE 1.7 – Systématique des premiers états excités neutron dans la configuration 2 trous - 1 particule des isotones N=49 et des centroïdes spectroscopiques déduits des dernières évaluations [51, 52, 53] pour ^{83}Se , ^{85}Kr et ^{87}Sr . Les lignes ne sont présentes que pour guider l'œil. [54]

On voit sur la figure 1.7 qu'une extrapolation linéaire de la position des centroïdes spectroscopiques indique un croisement des orbitales $\nu(2d_{5/2})$ et $\nu(3s_{1/2})$ à $Z=30$. Si tel est le cas, on peut supposer l'apparition d'un *gap* à N=58 à partir de ^{83}Se .

Le Zinc semble donc être un noyau clé pour étudier la fermeture de couche N=50 dans cette région de masse.

De ^{68}Ni à ^{78}Ni , l'orbitale $\nu(1g_{9/2})$ se remplit. L'interaction proton - neutron a un effet sur le cœur de protons et modifie ainsi le *gap* $Z=28$ entre les orbitales $\pi(1f_{7/2})$ et $\pi(1p_{3/2})$ (ou $\pi(2f_{5/2})$).

De plus, la partie tensorielle de l'interaction proton - neutron joue un rôle important dans cette région [55], et modifie les *gaps* lorsqu'on s'approche de ^{78}Ni , à la fois pour la

1.3. La chaîne isotonique N=49 : motivations de l'étude de la décroissance β et $\beta - n$ de $^{79-80}\text{Cu}$

fermeture de couche N=50 et la fermeture à Z=28.

Afin d'analyser la spectroscopie du Zinc, on peut étudier la décroissance β du Cuivre. Les états neutron étant ceux qui nous intéressent, on se propose dans ce manuscrit d'étudier : i) la décroissance β de ^{79}Cu et ii) la décroissance β -n de ^{80}Cu . Ces deux modes de production de ^{79}Zn ne vont pas peupler les mêmes états excités dans le Zinc, comme on le verra dans le chapitre suivant. Les énergies des états excités de particule individuelle et de couplage avec le cœur de ^{80}Zn pourront être extraites. Il sera ainsi possible d'étudier le *gap* N=50 au plus près de ^{78}Ni en attendant l'étude directe de la structure à basse énergie de ce noyau.

Le spin de l'état fondamental de ^{80}Cu n'est pas connu à l'heure actuelle mais celui de ^{79}Cu est $5/2^-$. En effet, à la fin des années 1990, S. Franchoo et al. [56, 57] remarquent une forte diminution du premier état excité $5/2^-$ dans $^{71,73}\text{Cu}$. Cet état de spin et parité $5/2^-$, étudié par excitation coulombienne en 2008 par I. Stefanescu, indique son caractère de particule individuelle [58].

Il apparaît que lors du remplissage de l'orbitale $\nu(1g_{9/2})$, il y a une diminution de l'écart entre les orbitales $\pi(1f_{5/2})$ et $\pi(1f_{7/2})$, ce qui induit une réduction du *gap* spin-orbite Z=28 lorsqu'on s'approche de ^{78}Ni .

En 2009, K. T. Flanagan montre l'inversion du spin de l'état fondamental dans ^{75}Cu [59], passant du $3/2^-$ au $5/2^-$, confirmant ainsi le travail de S. Franchoo et al. Cette observation nous permet de faire l'hypothèse du spin et de la parité de ^{79}Cu : $5/2^-$.

2

Différents types de décroissances : petit détour par la théorie

Sommaire

2.1 Désintégration β	44
2.1.1 Théorie de Fermi et théorie V-A de la décroissance β	46
2.1.2 Transitions permises et interdites : classification	51
2.1.3 Émission retardée de neutrons	54
2.2 Désexcitation du noyau : transitions par émission γ	58
2.2.1 Transitions électromagnétiques : classification et règles de sélection	58

Dans la carte des noyaux regroupant les noyaux stables ou synthétisés à ce jour, un peu moins de 300 sont stables et plusieurs milliers ont une durée de vie limitée, due à un excès de neutrons ou protons par rapport aux isotopes stables [60]. On s'intéresse dans cette thèse aux noyaux riches en neutrons autour de ^{78}Ni . Ces noyaux décroissent par radioactivité β^- . Quelques éléments sur la théorie de ce type de décroissance seront présentés brièvement dans la première partie de ce chapitre, ainsi que sur l'émission retardée de neutron après décroissance β .

Par décroissance β , on peuple des états - excités ou fondamental - dans le noyau fils. Si l'état peuplé est un état excité, on observe alors par désexcitation γ ou conversion interne les transitions vers des états de plus basses énergies. Dans la deuxième partie de ce chapitre, on présentera brièvement quelques propriétés de la désexcitation γ .

2.1 Désintégration β

Suivant le rapport N/Z, plusieurs types de décroissances β peuvent avoir lieu.

— Type β^- si le noyau est riche en neutrons :



— Type β^+ (2.2) ou capture électronique (2.3) si le noyau est riche en protons :



Remarque : Lors d'une capture électronique, un électron des couches atomiques profondes est absorbé par le noyau. Lors du réarrangement du cortège électronique, spécifique à chaque noyau, des rayons X sont émis.

À titre d'exemple, on représente dans la figure 2.1 les valeurs des énergies dispo-

nibles pour les 3 types de processus décrits par les équations 2.1 à 2.3 pour les isotopes de Cuivre. Ces valeurs sont tirées de [37].

Plus le noyau est riche en neutrons, plus l'énergie de séparation S_n d'un neutron diminue et Q_{β^-} (chaleur de réaction ou énergie disponible pour les particules β et ν lors de la décroissance β) augmente : pour les isotopes de Cuivre très exotiques, il est possible de peupler des états non-liés par rapport à l'émission d'un neutron lors de la décroissance β^- .

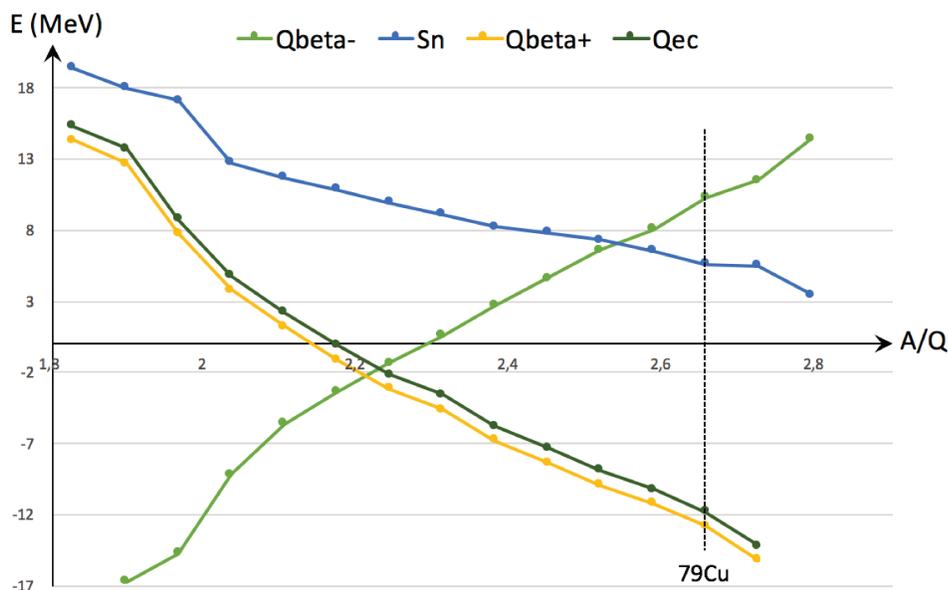


FIGURE 2.1 – Systématique des énergies Q_{β^-} (énergie disponible lors de la décroissance β^-), S_n (énergie de séparation d'un neutron), Q_{β^+} (énergie disponible lors de la décroissance β^+) et Q_{EC} (énergie disponible lors de la capture électronique) pour les isotopes pair-impairs du cuivre.

Une vue schématique des différents processus possibles lors d'une décroissance β , valable des deux cotés de la vallée de stabilité, est présentée dans la figure 2.2.

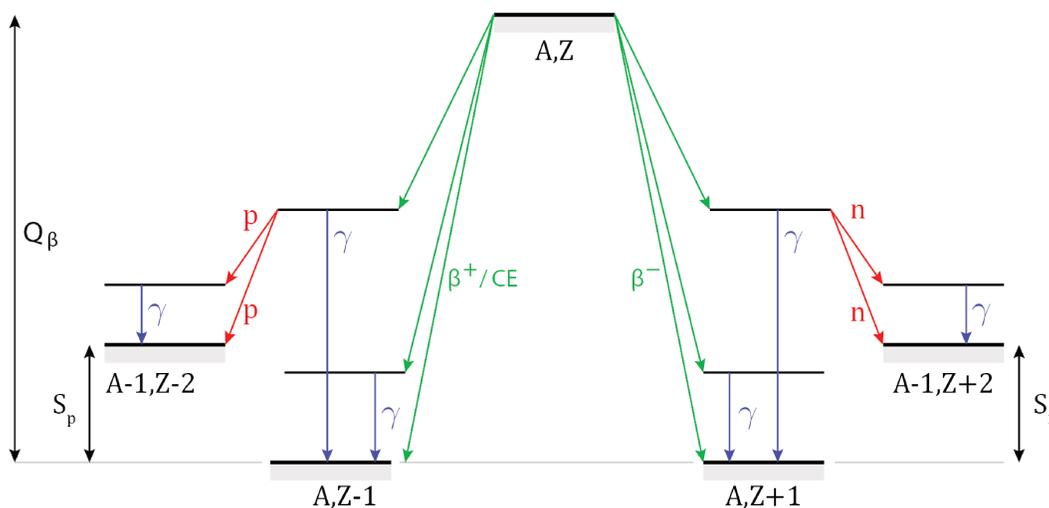


FIGURE 2.2 – Schéma des décroissances β (β^+ , CE et β^-) suivies de décroissances γ et/ou émission neutron/proton retardée.

2.1.1 Théorie de Fermi et théorie V-A de la décroissance β

Fermi pose les bases de la théorie de la décroissance β en 1934, qui explique les transitions permises sans changement de spin (transition de Fermi) [61]. Elle permet d'estimer la probabilité de transition β du noyau père sur un état donné du noyau fils. Cette théorie est ensuite améliorée pour aboutir à la théorie V-A de la décroissance β .

La probabilité de transition de l'état initial Ψ_i du noyau père à l'état final $\Psi_f = \Psi_D \Psi_e \Psi_{\bar{\nu}}$ (composition des fonctions d'onde du noyau fils, de l'électron et de l'anti-neutrino) est décrite par la règle d'or de Fermi :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \Psi_f^* H \Psi_i d\tau \right|^2 \frac{dn}{dE}, \quad (2.4)$$

avec :

- H : opérateur de l'interaction faible ;
- $d\tau$: volume d'intégration ;
- $\frac{dn}{dE}$: densité d'états finaux.

L'hamiltonien proposé par Fermi ne comprend qu'un terme de type vectoriel c'est à dire invariant par réflexion et rotation, dans le cas non-relativiste. Le moment cinétique du neutron et du proton transféré lors de la décroissance β est suffisamment faible pour considérer en effet une approche non-relativiste. En revanche, les règles de sélection associées aux transitions de type vectoriel ne permettent pas de rendre compte des transitions β qui s'accompagnent d'un changement d'une unité du moment angulaire total J. Il a donc fallu développer cette théorie ce qui a conduit à la théorie V-A, décrite dans la section qui suit.

Temps de vie comparé des transitions β

Pour un noyau A_ZX , les fonctions d'onde décrivant le mouvement de l'électron et de l'anti-neutrino sont respectivement :

$$\Psi_e(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} F(Z, p_e) \quad \Psi_{\bar{\nu}}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{r}\vec{k}}, \quad (2.5)$$

$F(Z, p_e)$ étant la fonction de Fermi, V le volume d'intégration du noyau, p_e le moment de l'électron et \vec{k} le vecteur d'onde associé à l'anti-neutrino. Elle permet de prendre en compte la distorsion de la fonction d'onde de l'électron due à l'interaction avec le champ électrostatiques du noyau.

Si on considère une interaction ponctuelle :

$$H = f\delta(\vec{e}_p - \vec{r}_n)\delta(\vec{e}_n - \vec{r}_e)\delta(\vec{e}_n - \vec{r}_{\bar{\nu}}), \quad (2.6)$$

on peut écrire

$$\int \Psi_f^* H \Psi_i d\tau = \frac{g}{V} \underbrace{\int \Psi_f^* \Psi_i d\tau}_{\mathcal{M}'}, \quad (2.7)$$

avec :

- g : constante caractéristique de l'intensité de l'interaction faible
- \mathcal{M}' : probabilité de transition réduite entre un état initial et final.

Dans le cas d'un problème à 3 particules, comme c'est le cas de la décroissance β :

$$\frac{dn}{dE} = \frac{V^2}{(2\pi\hbar)^6} \frac{d}{dE} \int p_e^2 dp_e d\Omega_e p_\nu^2 \frac{dp_\nu}{dE}, \quad (2.8)$$

En intégrant sur toutes les valeurs du moment que l'électron peut emporter lors de la décroissance β et en considérant que le neutrino a une masse nulle :

$$\lambda = \int_0^{p_e(max)} \frac{g^2 |\mathcal{M}'|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} F(Z_D, p_e) p_e^2 (E - E_e)^2 dp_e \quad (2.9)$$

Si on définit les variables réduites à partir du moment p_e , de la masse m_0 et de l'énergie E_e de l'électron :

$$\eta = \frac{p_e}{m_0 c^2} \quad \omega = \frac{E_e}{m_0 c^2} \quad (2.10)$$

on obtient pour la probabilité de transition λ :

$$\lambda = \int_0^{\omega_0} \frac{g^2 |\mathcal{M}'|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} m_0^5 c^7 F(Z_D, \sqrt{\omega^2 - 1}) \sqrt{\omega^2 - 1} (\omega - \omega_0)^2 \omega d\omega \quad (2.11)$$

$$= \frac{m_0^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f(Z_D, \omega_0), \quad (2.12)$$

La fonction $f(Z_D, \omega_0)$ introduite dans l'équation (2.12) est proportionnelle à ω^5 soit à $(Q_\beta - E_{excitation})^5$.

Ainsi, nous pouvons introduire le temps de vie comparée, permettant d'évaluer la "force" d'une transition, qui s'exprime :

$$ft = \ln 2 \frac{2\pi^3 \hbar^7}{m_0^5 c^4} \frac{1}{g^2 |\mathcal{M}'|^2}. \quad (2.13)$$

La constante g qui vaut $0.88 \cdot 10^{-4} \text{MeV} \cdot \text{fm}^3$ donne l'estimation :

$$ft \approx \frac{6000}{|\mathcal{M}'|^2} \quad (2.14)$$

Les valeurs de ft s'étendant sur une large gamme car elles varient en $(Q_\beta - E^*)^5$, on utilise plutôt $\log(ft)$. Les différentes valeurs que $\log(ft)$ peut prendre en fonction du type de transition β sont indiquées dans le tableau 2.1.

Une compilation des valeurs $\log(ft)$ mesurées avant 1998 a été faite par Singh et al. [62]. Dans cette publication, 3900 transitions sont répertoriées afin de les classer selon la valeur de $\log(ft)$ en transitions autorisées (permises et super-permises), interdites (premier ordre, second ordre, *etc.*), comme le montre la figure 2.3. Cette compilation permet d'avoir une indication sur les valeurs moyennes et les largeurs des distributions de $\log(ft)$ pour les différentes transitions.

Théorie V-A

L'hamiltonien de l'interaction faible ne doit pas dépendre du référentiel dans lequel on se place : il doit être invariant de Lorentz. Afin de satisfaire cette condition, l'hamiltonien est composé des 5 termes d'interaction, ayant chacun des propriétés de symétrie différentes, et/ou de combinaisons des ces termes :

- terme scalaire (S) : invariant par réflexion ou rotation ;
- terme vectoriel (V) : invariant par réflexion et rotation ;
- terme axial-vectoriel (A) : invariant par réflexion mais pas par rotation ;
- terme pseudo-scalaire (P) : invariant par rotation mais pas par réflexion ;
- terme tensoriel (T) : associe des termes scalaires et pseudo-scalaires.

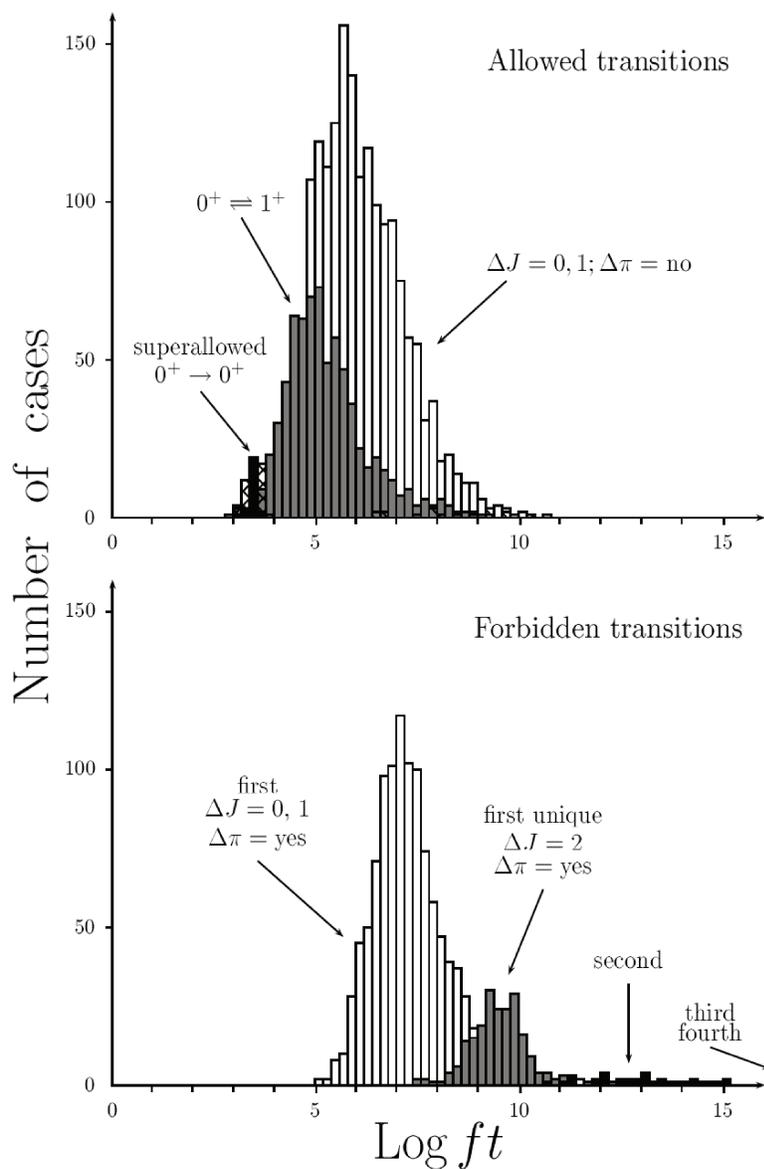


FIGURE 2.3 – Systématique des valeur de $\log(ft)$. Figure tirée de [62].

Dans la limite non-relativiste, ce qui est le cas du neutron et du proton en raison du faible moment cinétique transféré lors de la décroissance β , le terme P tend vers 0.

Dans le cas des transitions permises, détaillées plus bas, le moment angulaire total de la transition s'écrit $\vec{J} = \vec{S} + \vec{0} = \vec{S}$. Expérimentalement, on montre que les leptons issus de la décroissance β (e^- et ν) sont émis soit avec des spins anti-parallèles ($\Delta S = 0 = \Delta J$) soit avec des spins parallèles ($\Delta S = 1 = \Delta J$).

D'après la théorie, la règle de sélection $\Delta S = 0 = \Delta J$ est satisfaite par les termes d'interaction V et S, alors que la règle de sélection $\Delta S = 1 = \Delta J$ est satisfaite par les termes d'interaction A et T.

Ainsi, afin de correspondre aux observations expérimentales, l'hamiltonien doit comprendre les termes d'interaction VA, ST ou VSAT.

La violation de la parité lors de la décroissance β permet enfin de trancher en faveur d'une description V-A (le signe "-" représente cette violation maximale de la parité).

2.1.2 Transitions permises et interdites : classification

Dans les paragraphes précédents, nous avons fait référence à plusieurs types de transitions β : permises et interdites d'ordre n . Ce classement est fait selon des règles de sélections régissant la décroissance β . L'intégrale \mathcal{M}' impose les règles suivantes pour qu'une décroissance β puisse avoir lieu :

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{J} \quad \pi_i = \pi_f (-1)^L, \quad (2.15)$$

avec \vec{L} le moment angulaire emporté par la paire $(e^-, \bar{\nu}_e)$ et $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

Les transitions pour lesquelles le moment angulaire L emporté par les leptons est nul sont appelées "transitions permises". Si $L \neq 0$, ces transitions sont dites "interdites", c'est à dire que la probabilité de transition associée est plus faible que pour une transition permise.

Transitions permises

Dans le cas des transitions permises, avec $L = 0$:

- si la paire de leptons est émise dans un état singulet de spin $S = 0$, la transition est de type **Fermi**. Les règles de sélection sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \vec{S} = \vec{0}, \vec{L} = \vec{0} &\longrightarrow |\Delta J| = 0, \\ \pi_f = \pi_i. \end{aligned} \tag{2.16}$$

L'opérateur responsable de cette transition est l'opérateur d'isospin : $\vec{\tau}$ qui transforme un neutron en un proton. Les transitions $0^+ \longrightarrow 0^+$ sont appelées "super-permises".

- si la paire de leptons est émise dans un état triplet de spin $S = 1$, la transition est de type **Gamow-Teller**. Les règles de sélection sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \vec{S} = \vec{1}, \vec{L} = \vec{0} &\longrightarrow |\Delta J| = 0, \pm 1 \\ \pi_f = \pi_i \end{aligned} \tag{2.17}$$

Les transitions $0^+ \longrightarrow 0^+$ sont exclues. L'opérateur responsable de ce type de transition est $\vec{\sigma}\vec{\tau}$ avec $\vec{\sigma}$ l'opérateur de spin.

Transitions interdites

Les transitions interdites sont caractérisées par un changement de parité ou un grand changement de moment angulaires entre l'état initial et final. Dans le cas des transitions interdites de premier ordre, $L = 1$, on classe :

- les transitions de type Fermi, $S = 0$, dont les règles de sélection sont :

$$\begin{aligned} |\Delta J| = 0, 1 & & 0^- \longrightarrow 0^+ \text{ non autorisée} \\ \pi_f = -\pi_i, \end{aligned} \tag{2.18}$$

— les transitions de type Gamow-Teller, $S = 1$, avec, comme règles de sélection :

$$\begin{aligned}
 &|\Delta J| = 0 \\
 &|\Delta J| = 0, 1 \qquad 0^+ \longrightarrow 0^+ \text{ non autorisée} \\
 &|\Delta J| = 0, 1, 2 \qquad \begin{cases} 0^- \longrightarrow 0^+ \\ 1^+ \longrightarrow 0^- \\ 1/2^+ \longrightarrow 1/2^- \end{cases} \text{ non autorisées} \\
 &\pi_f = -\pi_i.
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

$$\tag{2.20}$$

Un résumé des différents types de transitions et les règles associées est fait dans le tableau 2.1.

Type de transition	L	GT		F		$\log(ft)$
		ΔJ	$\Delta\pi$	ΔJ	$\Delta\pi$	
Permise	0	0,1	non	0	non	<6
1 ^{ère} interdite	1	0,1,2	oui	0,1	oui	6-10
2 ^{ème} interdite	2	1,2,3	non	1,2	non	10-13

TABLE 2.1 – Règles de sélection et classification des transitions β .

Une transition dans laquelle un terme d'interaction vectoriel (composante de Fermi) et un terme d'interaction axial-vectoriel (composante de Gamow-Teller) interviennent est décrite par les éléments de matrice :

$$|\mathcal{M}'|^2 = g_F^2 |\mathcal{M}'(F)|^2 + g_{GT}^2 |\mathcal{M}'(GT)|^2, \tag{2.21}$$

g_{GT}^2 et g_F^2 étant les constantes de couplage associées aux courants axial-vectoriel et vectoriel :

$$\begin{aligned} g_{GT} &= 1.1294(23) \cdot 10^{-5} (\hbar c)^3 GeV^{-2}, \\ g_F &= -1.4596(9) \cdot 10^{-5} (\hbar c)^3 GeV^{-2}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Pour caractériser les forces des composantes de type vectorielle et axial-vectorielle participant à une transition donnée, on utilise couramment les grandeurs $B(F)$ et $B(GT)$ définies comme suit :

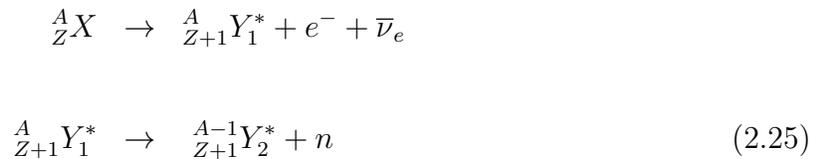
$$\begin{cases} B(F) &= |\tau|^2 \\ B(GT) &= \left(\frac{g_{GT}}{g_F}\right)^2 |\sigma\tau|^2 \text{ avec } \left|\frac{g_{GT}}{g_F}\right| \equiv 1.2699(29). \end{cases} \quad (2.23)$$

On peut alors ré-écrire l'équation 2.14 en introduisant ces nouvelles grandeurs comme suit :

$$ft \approx \frac{C}{B(F) + B(GT)} \quad \text{avec } C \sim \frac{6000}{g_F^2} \quad (2.24)$$

2.1.3 Émission retardée de neutrons

L'évolution de l'énergie de séparation du neutron S_n avec le rapport N/Z a été présentée dans la figure 2.1. Plus on s'éloigne de la vallée de stabilité, plus cette énergie diminue. En même temps, la fenêtre en énergie disponible pour la décroissance β augmente. Il devient donc possible d'assister à une émission retardée β -n qui pourrait être associée avec des transitions γ dans le noyau $A-1$ (Y_2 dans l'équation 2.25) :



Dans ce manuscrit, la spectroscopie de ${}^{79}\text{Zn}$ sera étudiée à travers deux modes de

production : la décroissance β de ^{79}Cu , et la décroissance β -n de ^{80}Cu , les états excités peuplés dans chacun des cas n'étant pas les mêmes.

Si on s'intéresse par exemple aux transitions permises de Gamow-Teller lors de la décroissance β de ^{79}Cu , les règles de sélection imposent qu'il n'y ait pas de changement de parité, et autorisent un changement de spin de $0, \pm 1$, comme illustré dans la figure 2.4.

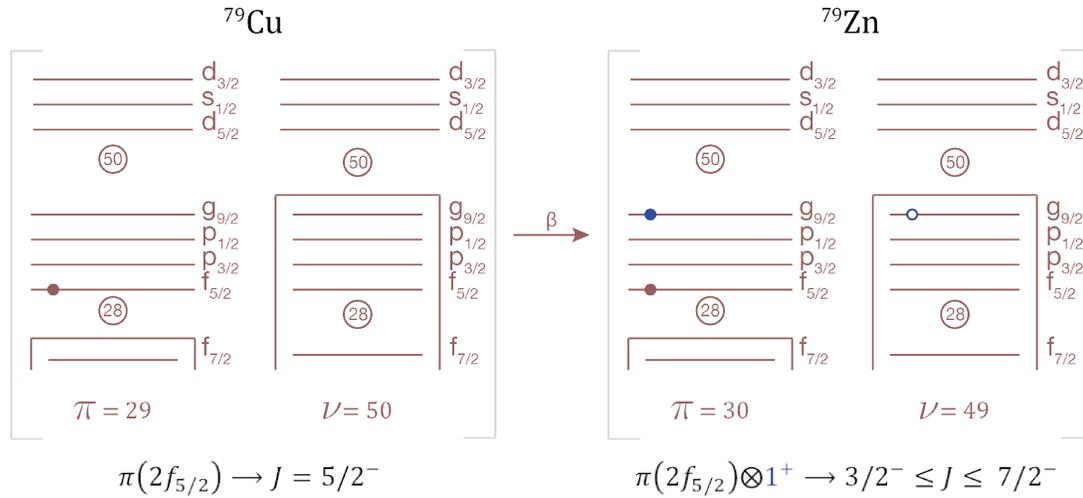


FIGURE 2.4 – Exemple d'une transition de Gamow-Teller dans l'espace des configurations de ^{79}Cu .

Un exemple est donné ici où un neutron des couches internes se transforme en proton dans l'orbitale $g_{9/2}$. La paire nucléon-trou formée est couplée au spin 1^+ du noyau dû à la transition de Gamow-Teller, ce qui donne une plage de spin allant de $3/2^-$ à $7/2^-$ pour les états excités de ^{79}Zn produit.

Ainsi, dans le cas d'une transition permise de Gamow-Teller de ^{79}Cu , les états favorisés sont donc de spin négatif.

Dans le cas de la décroissance β -n de ^{80}Cu , figure 2.5, on ne connaît pas la valeur du spin de l'état fondamental, mais sa composition, $\nu(f_{5/2})$, $\pi(d_{5/2})$, autorise une plage de spins allant de 0^- à 5^- pour son état fondamental. Pour l'exemple détaillé dans la figure 2.5, on choisit le spin initial de ^{80}Cu valant 3^- .

Les mêmes règles de sélection pour une transition permise de Gamow-Teller s'appliquent, donnant une plage de spins d'états peuplés dans ^{80}Zn allant de 2^- à 4^- . La différence intervient lors de l'émission d'un neutron. Le moment orbital du neutron émis doit être faible, 0 ou 1, pour passer la barrière centrifuge. L'orbitale $s_{1/2}$ n'étant pas occupée, on ne considère que les neutrons avec $l=1$ se situant sur les orbitales $p_{1/2}$ ou $p_{3/2}$.

Ainsi, dans le cas d'une transition permise de Gamow-Teller de ^{80}Cu , suivie d'une émission retardée de neutron, les états excités peuplés dans ^{79}Zn seront de parité positive, et la plage de spins est plus importante que dans le cas de la décroissance β de ^{79}Cu . Enfin, la configuration trou $p_{1/2}$ ou $p_{3/2}$ favorisera le couplage de l'état 2^+ du cœur de ^{80}Zn avec l'orbitale $g_{9/2}$. En effet, la parité négative étant emportée par le neutron, les états excités accessibles dans ^{79}Zn doivent être de parité positive. La configuration favorisée est donc un état de couplage de l'état 2^+ du cœur de ^{80}Zn avec l'orbitale $g_{9/2}$, le couplage avec les orbitales $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ ou $f_{5/2}$ donnant des états de parité négative.

La probabilité d'émission retardée de neutron P_n pour les noyaux qui nous intéressent dans ce manuscrit a été déterminée dans [63] à partir des intensités γ dans le spectre de décroissance du noyau. P_n est définie comme le nombre de noyaux $^A_{Z+1}\text{Y}$ créés par décroissance β -n des noyaux ^A_ZX , divisé par le nombre total de noyaux ^A_ZX implantés dans le détecteur WAS3aBi. La mesure de P_n ne sera pas plus détaillée ici.

La connaissance des probabilités de transition β -n (P_n) et de leur évolution avec le rapport N/Z est notamment d'une grande importance pour l'étude du processus de capture rapide de neutrons (processus r) qui est considéré responsable, lors de la nucléosynthèse, de la production de presque la moitié des éléments plus lourd que le Fer, voir par exemple [64].

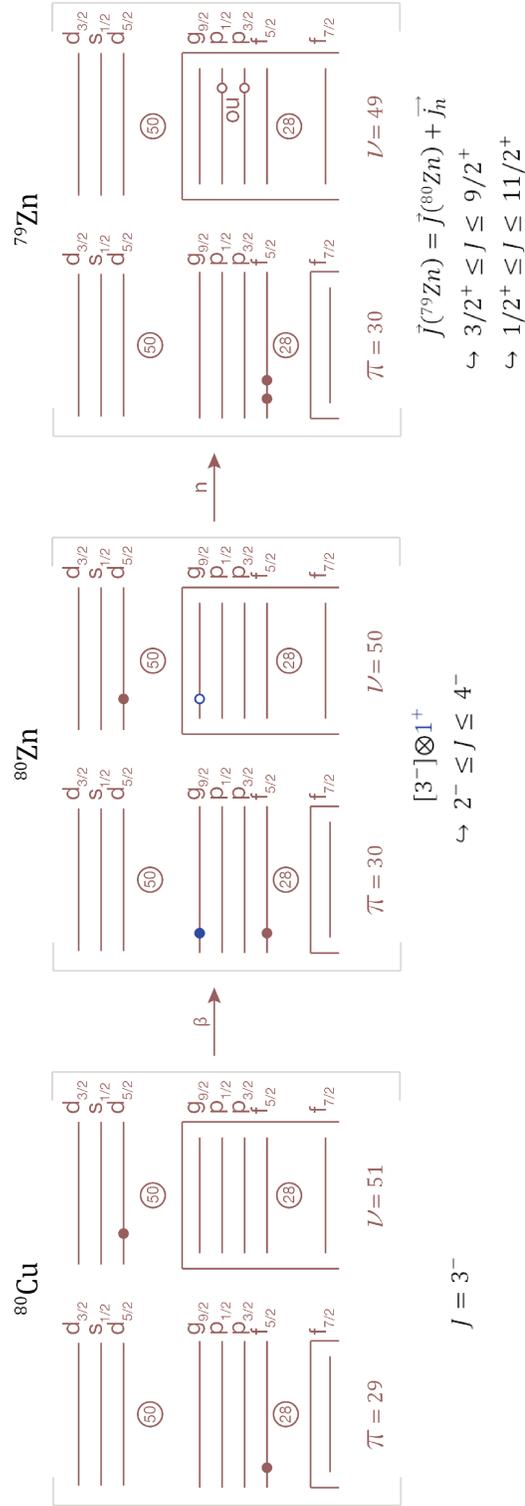


FIGURE 2.5 – Exemple d’une transition Gamow-Teller suivie de l’émission d’un neutron dans l’espace des configurations de ^{80}Cu .

2.2 Désexcitation du noyau : transitions par émission

γ

2.2.1 Transitions électromagnétiques : classification et règles de sélection

Après une décroissance β vers des états excités dans le noyau fils, on observe les transitions γ successives vers le niveau fondamental.

L'énergie du rayonnement γ correspond à la différence d'énergie entre l'état initial et final :

$$E_\gamma = E_f - E_i \quad (2.26)$$

Lors de la transition, le moment angulaire est conservé :

$$|J_i - J_f| \leq L \leq |J_i + J_f| \quad \forall L \neq 0, \quad (2.27)$$

ainsi que la parité :

$$\pi_i (-1)^L \pi_f = 1 \quad (2.28)$$

Les transitions radiatives sont classifiées en électrique (E) ou magnétique (M) d'ordre L selon la valeur de l'opérateur P_γ :

$$P_\gamma(EL) = (-1)^L \quad \text{et} \quad P_\gamma(ML) = (-1)^{L+1}. \quad (2.29)$$

Ainsi, les transitions qui connectent des états de parités différentes sont des transitions électriques de multipôle impair et/ou magnétiques de multipôle pair.

De même, les transitions qui connectent des états de même parité sont des transitions électriques de multipôle pair et/ou magnétiques de multipôle impair.

Pour un noyau de Z donné, la probabilité d'émission γ est proportionnelle à l'opérateur

2.2. Désexcitation du noyau : transitions par émission γ

de transition électromagnétique. En considérant le photon comme une onde plane de vecteur d'onde \vec{k} , l'opérateur est de la forme :

$$\vec{r}e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (2.30)$$

En écrivant l'exponentielle sous forme de série, les termes en r^l sont d'importance décroissante. Ainsi, le premier terme ($l = 1$) en est r. Il s'agit d'une transition dipolaire électrique E1. Le terme suivant est une transition de type E3, il sera moins probable que la transition E1.

On peut ainsi classer par ordre de probabilité les type de transitions électromagnétiques :

$$M3 < E3 < M2 < E2 < M1 < E1 \quad (2.31)$$

3

Production et sélection des noyaux riches en neutrons autour du ^{78}Ni

Sommaire

3.1	Introduction	62
3.1.1	Abrasion-fission du projectile	63
3.2	Le complexe d'accélérateurs du RIKEN	64
3.3	Les spectromètres BigRIPS et ZDS	65
3.3.1	Séparation des produits de réaction	65
3.3.2	Identification des produits de réaction	67
3.3.3	Résumé des mesures	71

3.1 Introduction

La production de faisceaux d'ions radioactifs (*Radioactive Ion Beams*) a fourni dans les dernières décennies un nouveau terrain pour l'étude de la structure et la dynamique de la matière nucléaire. Les avancées technologiques des dernières décennies combinées à un choix judicieux des mécanismes de productions des noyaux exotiques (ayant un rapport du nombre de protons sur le nombre de neutrons très différent des noyaux stables) permettent maintenant d'étudier la structure des noyaux allant jusqu'à la "drip-line" proton pour un grand nombre d'éléments et d'aller de plus en plus loin dans la "*Terra Incognita*" du côté des noyaux riches en neutrons [65].

Nous nous intéressons dans cette étude à la structure des noyaux riches en neutrons du côté de ^{78}Ni . Les difficultés rencontrées ici, comme c'est le cas de toute étude des noyaux exotiques, sont liées aux :

- faibles sections efficaces de production ;
- faibles pourcentages des noyaux d'intérêt rapportés au nombre total d'espèces produites lors de la même réaction ;
- (très) faibles durées de vie des noyaux d'intérêt.

Différents mécanismes de réactions peuvent être utilisés pour la production des noyaux riches en neutrons. Les réactions aux énergies autour de la barrière de Coulomb comme la fusion avec des noyaux lourds, les collisions profondément inélastiques ou les réactions de transfert de multi-nucléons peuvent seulement être utilisées avec des cibles minces pour produire des faisceaux. Ceci limite donc largement les intensités obtenues. Les mécanismes les plus adaptés pour la production des RIB (avec cible mince ou épaisse) semblent être la fragmentation ou la spallation à hautes énergies (plusieurs dizaines de MeV/u jusqu'au GeV/u) et la fission en vol ou spontanée.

Deux méthodes complémentaires de production de faisceaux radioactifs sont désormais couramment employées dans les installations nucléaires de base : la méthode ISOL (*Isotope Separation On Line*) et IFS (*In-Flight Separation*) [65]. Les deux méthodes

permettent de sortir les noyaux d'intérêt de l'environnement immédiat de la cible de production, d'optimiser leur sélection ou pureté lors du transport et d'étudier leurs propriétés dans un dispositif expérimental dédié. Les faisceaux de noyaux exotiques produits de cette manière peuvent avoir des énergies de l'ordre du keV/A jusqu'à plusieurs GeV/A.

La fission en vol des faisceaux d'ions fissiles fait partie des méthodes IFS. Elle permet de produire une large gamme de noyaux riches en neutrons de masses intermédiaires, comme l'ont démontré des expériences menées à GSI en utilisant un faisceau de ^{238}U à 750 MeV/A sur des cibles (minces) de Plomb et Béryllium [66]. De plus, cette méthode tend à favoriser la production des noyaux ayant le même rapport N/Z que le faisceau fissile, d'où l'intérêt d'utiliser un faisceau incident aussi riche en neutrons que possible.

3.1.1 Abrasion-fission du projectile

La réaction d'abrasion-fission est, comme on peut le voir sur la figure 3.1, un processus violent dans lequel un noyau incident accéléré à des énergies importantes percute une cible légère.

Dans un premier temps le projectile subit une abrasion, c'est à dire qu'une partie de ses nucléons sont arrachés par la cible. Si le faisceau est composé d'ion lourds, la partie " survivante " du projectile peut fissionner en vol.

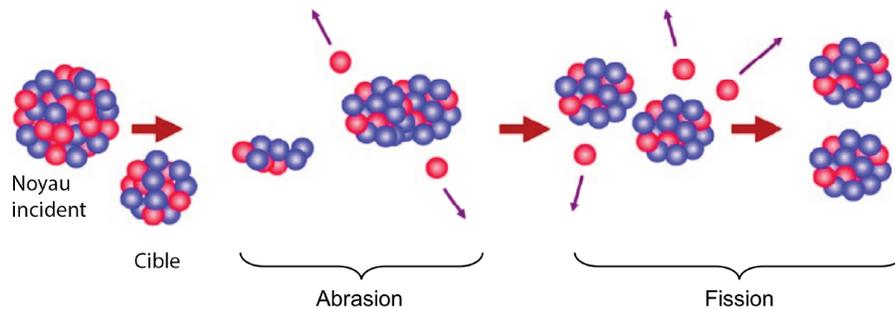


FIGURE 3.1 – Représentation schématique de la réaction d'abrasion-fission du projectile sur une cible légère.

Une grande variété d'isotopes sont créés lors de la collision du faisceau avec la cible : il est nécessaire de séparer et identifier les isotopes ainsi créés à l'aide par exemple d'un spectromètre de masse qui sélectionne les noyaux en fonction de leur rapport A/Q et de leur vitesse : $A/Q \times v$. Un autre avantage de cette réaction est relié à l'énergie du faisceau secondaire qui est proche de celle du faisceau incident.

La cinématique de réaction favorise une focalisation du faisceau secondaire autour de 0° ce qui améliore la transmission des noyaux produits lors de la fission et permet de maximiser l'acceptance du dispositif de purification et de sélection utilisé derrière la cible de production.

La réaction d'abrasion-fission est le choix fait dans cette étude pour la production des noyaux riches en neutrons autour de ^{78}Ni . L'installation capable de fournir des faisceaux d' ^{238}U à des énergies relativistes et avec des intensités importantes (jusqu'à 30 pA) est le complexe d'accélérateurs RIBF basé au Nishina Center/RIKEN au Japon. L'expérience décrite dans cette étude (RIBF90) a eu lieu fin 2012.

3.2 Le complexe d'accélérateurs du RIKEN

Un faisceau de 8 pA d' ^{238}U a été accéléré à 345 MeV par nucléon et envoyé sur une cible de ^9Be . Pour créer le faisceau d'uranium, on utilise un gyrotron c'est à dire un générateur de micro-ondes électromagnétiques utilisant la résonance cyclotron des électrons dans un fort champ magnétique. À RIKEN, depuis 2011, on est capable d'envoyer des micro-ondes de 28 GHz dans la source d'ions, ce qui crée un faisceau d' $^{238}\text{U}^{+35}$. Le faisceau traverse ensuite un complexe de cyclotrons afin de l'accélérer à l'énergie voulue, schématisé dans la figure 3.2.

Le faisceau ainsi extrait est accéléré jusqu'à 0.68 MeV/u dans RILAC2 (*Riken Heavy Ion LINAC 2*) puis son énergie est successivement augmentée dans 4 cyclotrons successifs : RRC (*RIKEN Ring Cyclotron*), fRC (*fixed-frequency Ring Cyclotron*), IRC (*Intermediate-stage Ring Cyclotron*) et SRC (*Superconducting Ring Cyclotron*). Pour augmenter l'état de charge du faisceau primaire, un éplucheur en Carbone est placée avant fRC et un autre

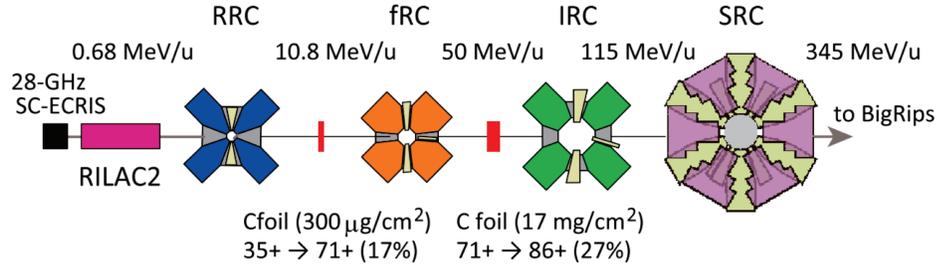


FIGURE 3.2 – Complexe de cyclotrons de l’accélérateurs du RIKEN. Voir texte pour détails.

avant IRC. L’état de charge moyen du faisceau passe ainsi de 35+ à 86+, permettant ainsi d’arriver en sortie du SRC avec une énergie de 345 MeV/u [67]. La cible de production, en Béryllium de 3 mm d’épaisseur, est placée à l’entrée du spectromètre BigRIPS dans le plan focal F0, cf figure 3.3. Le faisceau secondaire constitué des fragments de fission est ensuite séparé et identifié dans les spectromètres BigRIPS et ZDS [68].

3.3 Les spectromètres BigRIPS et ZDS

Les principaux éléments de BigRIPS et ZDS sont représentés dans la figure 3.3. Grâce à l’utilisation de quadrupoles supraconducteurs spécialement conçus, l’importante acceptance angulaire et en moment de BigRIPS permet une transmission optimale des fragments de fission produits. BigRIPS se décompose en deux parties : dans la partie de F0 à F2, les fragments de fission sont produits et séparés. La seconde partie, de F3 à F7 (utilisée avec le spectromètre ZDS), est dédiée quant à elle à l’identification des ions (voir figure 3.3).

3.3.1 Séparation des produits de réaction

Un ensemble de 2 dipôles et des quadrupôles, sont positionnés entre les plans focaux F0 et F2 afin de séparer les fragments de fission, ainsi que de séparer le faisceau primaire

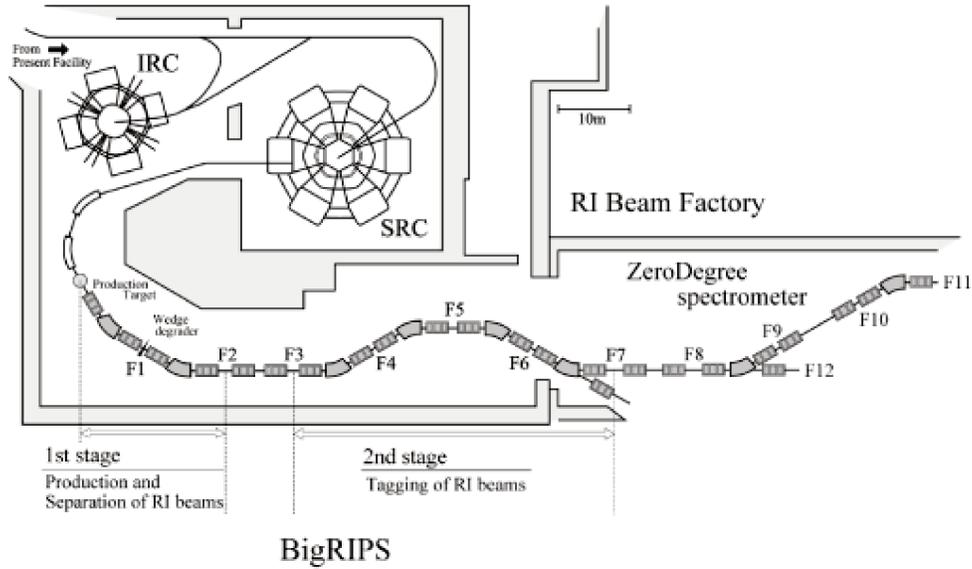


FIGURE 3.3 – Schéma des spectromètres BigRIPS et ZDS.

des produits de réaction.

Pour rappel, l'expression de la rigidité magnétique $B\rho$ est :

$$B\rho = \frac{p}{q} = \frac{\gamma m_0 v}{q} = \frac{\gamma u A}{e Q} v \quad (3.1)$$

avec $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$

u : unité de masse atomique

e : charge élémentaire

A : nombre de masse

Q : état de charge

où B désigne le champ magnétique, ρ le rayon de courbure de la particule chargée dû au champ appliqué, p est son impulsion et q sa charge électrique.

Le dipôle sépare les ions en fonction de leur rapport A/Q pour la même vitesse, avec une acceptation angulaire horizontale de 80 mrad et verticale de 100 mrad et une

acceptance en moment de 6 %. Au plan focal intermédiaire F1, un dégradeur est placé entre les deux dipôles, permettant une seconde sélection décrite approximativement par A^3/Q^2 . En effet la perte relative d'énergie des ions qui traversent le dégradeur est proportionnelle à eA^3/Q^2 , où e est l'épaisseur traversée.

Le dégradeur est placé à un plan focal dispersif en moment pour mieux séparer les ions : dispersif en moment signifie que l'impulsion $p = \gamma mv$ est répartie en x ou y . Les particules ayant toutes la même vitesse, c'est en fonction de leur masse, donc A , qu'elles sont réparties spatialement. On sait que la perte d'énergie en traversant un matériau est proportionnelle à Z , donc fonction de A . Chaque ion ne perdra pas la même énergie dans le dégradeur suivant son Z . Lors de la traversée du prochain dipôle, on pourra mieux sélectionner les ions transmis grâce à une fente, choisissant une valeur de $B\rho$ adaptée pour ne laisser passer que les ions d'intérêt.

Le spectromètre BigRIPS a été réglé pour optimiser la transmission des isotones $N = 50 \pm 4$ au plan focal F2.

3.3.2 Identification des produits de réaction

Dans cette seconde partie, on aborde l'identification des ions du faisceau se faisant dans la deuxième partie de BigRIPS.

Différents types de détecteurs sont placés dans les différents plans focaux afin de mesurer la perte d'énergie (ΔE), la rigidité magnétique ($B\rho$) et le temps de vol (TOF) de chaque fragment. A partir de ces mesures, on peut reconstruire A/Q et le numéro atomique, Z , des fragments [69].

Ci-dessous sont énumérés les différents détecteurs ainsi que leur fonction et positionnement :

- PPAC (*Paralle Plate Avalanche Counters*) - mesurent les trajectoires (angles et positions) des fragments dans les plans focaux F3, F5 et F7. Ceci permet de calculer leur rigidité magnétique [70].
- Plastiques Scintillateurs - placés dans les plans focaux F3 et F7, pour mesurer le

temps de vol (la distance entre F3 et F7 est de 46.976m).

- MUSIC (*Multi-Sampling Ionization Chamber*) - mesure la perte d'énergie des fragments pour identifier le numéro atomique du fragment le traversant [71]. Ce détecteur a été positionné au plan focal F11.

Par la suite, sont présentés de manière très succincte, les différentes méthodes permettant de déterminer à partir de quantités mesurées les deux paramètres qui nous intéressent : A/Q et Z. Une description détaillée peut-être trouvée dans [63, 68].

Détermination du nombre atomique Z

Le numéro atomique Z est déterminé à partir des mesures de pertes d'énergie dans le détecteur MUSIC et du temps de vol entre les détecteurs plastique. On a aussi besoin de connaître les rigidités magnétiques des fragments entre F3 et F5 et entre F5 et F7.

Le pouvoir d'arrêt d'un fragment traversant une épaisseur donnée de matière est déterminé par la formule de Bethe-Bloch, détaillée ci-dessous :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{m_e c^2} N_A \rho \frac{Z_m}{A_m} \frac{Z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (3.2)$$

avec :

dx : taille du détecteur, traversé par la particule ;

e : charge d'un électron, $e = \sqrt{1.4399764} \text{ MeV}^{1/2} \text{ fm}^{1/2}$;

m_e : masse d'un électron, $m_e = 0.511 \text{ MeV}$;

N_A : nombre d'Avogadro, $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ g/cm}^3$;

ρ : densité du gaz, $\rho = 1.562 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$;

Z_m : nombre atomique du gaz du détecteur ;

A_m : masse atomique du gaz du détecteur ;

Z : nombre atomique de l'ion à identifier ;

β : vitesse de l'ion, $\beta = v/c$;

I : potentiel d'excitation moyen du gaz, $I_{\text{valeur exp}} = 16(Z_m)^{0.9} \text{ eV}$.

On obtient à partir de l'équation 3.2 une relation entre le numéro atomique Z et la perte d'énergie ΔE mesurée dans MUSIC et la vitesse des fragments.

La vitesse est déterminée à partir du temps de vol et des rigidités magnétiques mesurés entre F3 et F7. Le dégradeur placé en F5 change la vitesse des fragments entre ces deux points. Le temps de vol mesuré entre les 2 plastiques est donc scindé en 2 termes :

$$TOF = \frac{L_{35}}{\beta_{35}c} + \frac{L_{57}}{\beta_{57}c}, \quad (3.3)$$

$L_{35} = 23.318 \text{ m}$ et $L_{57} = 23.658 \text{ m}$ étant les distances entre les points focaux F3 et F5 et, respectivement, F5 et F7.

En même temps, on peut écrire une relation entre les rigidités magnétiques et les vitesses des fragments dans les deux sections, F3-F5 et F5-F7 :

$$B\rho_{35} \frac{e}{uc} \frac{1}{\beta_{35} \gamma_{35}} = \frac{A}{Q} = B\rho_{57} \frac{e}{uc} \frac{1}{\beta_{57} \gamma_{57}} \quad (3.4)$$

(avec $q = Qe$ et $m = Au$).

On a donc 2 équations (3.3 et 3.4) avec deux inconnues, β_{35} et β_{57} . La valeur de β_{57} ainsi déterminée est utilisé comme vitesse des fragments à l'entrée de MUSIC.

Détermination du rapport A/Q

Le rapport entre la masse et la charge des fragments, A/Q , est calculé à partir de mesures de trajectoires faites avec les détecteurs PPAC (placés dans F3, F5 et F7) et de la vitesse β_{35} déterminée auparavant. Deux PPAC ont été placés dans chaque plan focal, permettant ainsi de mesurer à la fois la position et l'angle que fait chaque fragment par rapport à la trajectoire centrale.

La rigidité magnétique, $B\rho$ d'un fragment est déterminée à partir de la rigidité magnétique de la trajectoire centrale ($B\rho_0$), corrigée de la dispersion en moment, δ , du fragment :

$$B\rho = (1 + \delta)B\rho_0 \quad (3.5)$$

où δ est proportionnel à la position horizontale de la particule (x_{F5}) lors du passage dans le plan focal dispersif, F5. La matrice de transmission des fragments dans le spectromètre BigRIPS [72] permet de propager la particule entre les plans focaux comme suit :

$$x_{F5} = (x|x)x_{F3} + (x|\theta)\theta_{F3} + (x|\delta)\delta \quad (3.6)$$

où θ_{F3} est l'angle de diffusion de l'ion dans le plan focal F3. On peut ainsi retrouver la valeur de la dispersion en moment, δ . Les paramètres $(x|x)$, $(x|\theta)$ et $(x|\delta)$ sont donnés par la construction de BigRIPS [72]; x_{F5} , x_{F3} et θ_{F3} sont mesurés par les PPAC.

En introduisant la dispersion en moment, δ , ainsi obtenue dans l'équation 3.5 et en combinant avec l'équation 3.1, on obtient le rapport masse sur charge des fragments :

$$\frac{A}{Q} = \frac{1}{\beta_{35}\gamma_{35}} \times \frac{e}{uc} \times \left(1 + \frac{x_{F5} - (x|x)x_{F3} - (x|\theta)\theta_{F3}}{(x|\delta)} \right) B\rho_0 \quad (3.7)$$

Avec la mesure de Z et du rapport A/Q pour chaque ion, il est possible de tracer la matrice d'identification des ions créés, figure 3.4. Cette matrice permet de sélectionner les noyaux sur lesquels on veut travailler : le ^{79}Cu et le ^{80}Cu dans ce manuscrit.

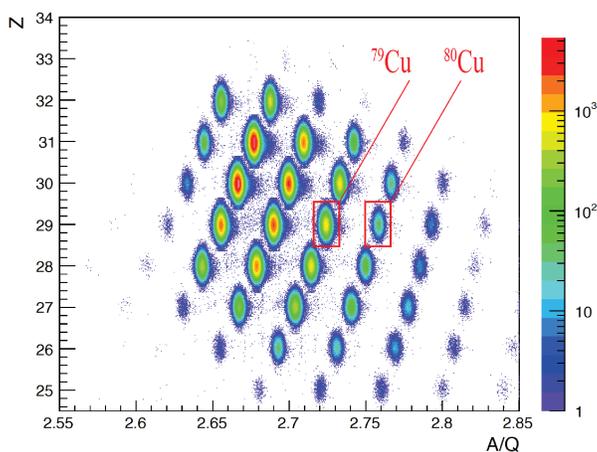


FIGURE 3.4 – Matrice d'identification des ions produits.

3.3.3 Résumé des mesures

On résume ici les principales caractéristiques et réglages de l'expérience RIBF90.

Expérience	RIBF90
Noyau de réglage du spectromètre	^{81}Cu
Epaisseur de la cible de ^8Be (mm)	3.0
$B\rho(D1)$ (Tm)	8.2440
$B\rho(D2)$ (Tm)	7.6580
Intensité faisceau secondaire en F11 (/s)	~ 50
Durée d'acquisition (h)	140
Nombre total d'implantations (particules)	$1.5 \cdot 10^7$
Nombre d'implantations du noyau de réglage	3524
Nombre d'implantations pour ^{79}Cu	351744

TABLE 3.1 – Résumé des réglages du spectromètre BigRIPS et de la statistique accumulée pour l'expérience RIBF90.

4

Dispositif de détection et construction des événements de décroissance

Sommaire

4.1	Détection des particules chargées : le dispositif WAS3aBI . . .	75
4.2	Détection des rayonnements γ : EURICA	78
4.2.1	Étalonnage en énergie	81
4.2.2	Correction du <i>walk</i>	82
4.2.3	Étalonnage en efficacité	84
4.3	Décision de déclenchement et construction des événements "ion" et " β "	88
4.4	Corrélation ion- β	89
4.4.1	Mesure du temps de vie et efficacité de corrélation ion- β	92

4.4.2 Construction des spectres de corrélation ion- β - γ et les coïncidences $\gamma - \gamma$	97
--	----

Après avoir traversé les spectromètres BigRIPS et ZDS, les noyaux sont arrêtés derrière le plan focal F11 dans le dispositif de détection qui est constitué de : WAS3aBi (*Wide-range Active Silicon-Strip Stopper Array for Beta and ion detection*) [73] et de EURICA (*Euroball-RIKEN Cluster Array*) [74]. Après implantation des ions, ils décroissent dans le détecteur silicium de particules chargées, s'ils ne sont pas isomères β . La position et l'énergie des particules β sont enregistrés, permettant de les associer à l'ion émetteur (ou noyau fils, petit-fils *etc*) suivant des conditions spatiales et temporelles détaillées dans ce chapitre.

4.1 Détection des particules chargées : le dispositif WAS3aBI

WAS3aBI est constitué de 8 DSSSD (*Double-Sided Silicon Strip Detectors*) d'épaisseur 1mm et séparés de 0.5mm les uns par rapport aux autres. Chaque DSSSD comporte 40 pistes horizontales de 1mm de largeur (pour la position Y) et 60 pistes verticales de même largeur (pour la position X). Un dégradeur est placé devant WAS3aBI pour permettre un réglage de la profondeur d'implantation dans le dispositif. Les noyaux sont implantés au milieu de WAS3aBI (dans le 4ème ou le 5ème DSSSD) et la radioactivité β est détectée dans le DSSSD d'implantation ou dans les DSSSD voisins. On peut ainsi trouver une corrélation spatiale entre l'implantation de l'ion et sa décroissance avec une taille de pixel de 1mm². Une vue de WAS3aBI monté est présenté dans la figure 4.1. Ce montage est placé dans une chambre d'aluminium de 0.5mm, comme on le voit dans la figure 4.2, remplie de N_2 . L'épaisseur a été choisie pour minimiser l'absorption des rayons γ de basse énergie.

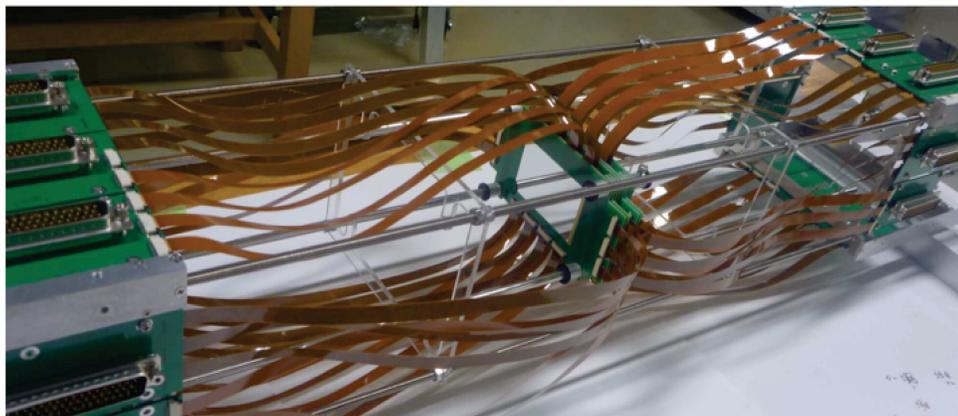


FIGURE 4.1 – Vue de WAS3ABi avec son câblage.

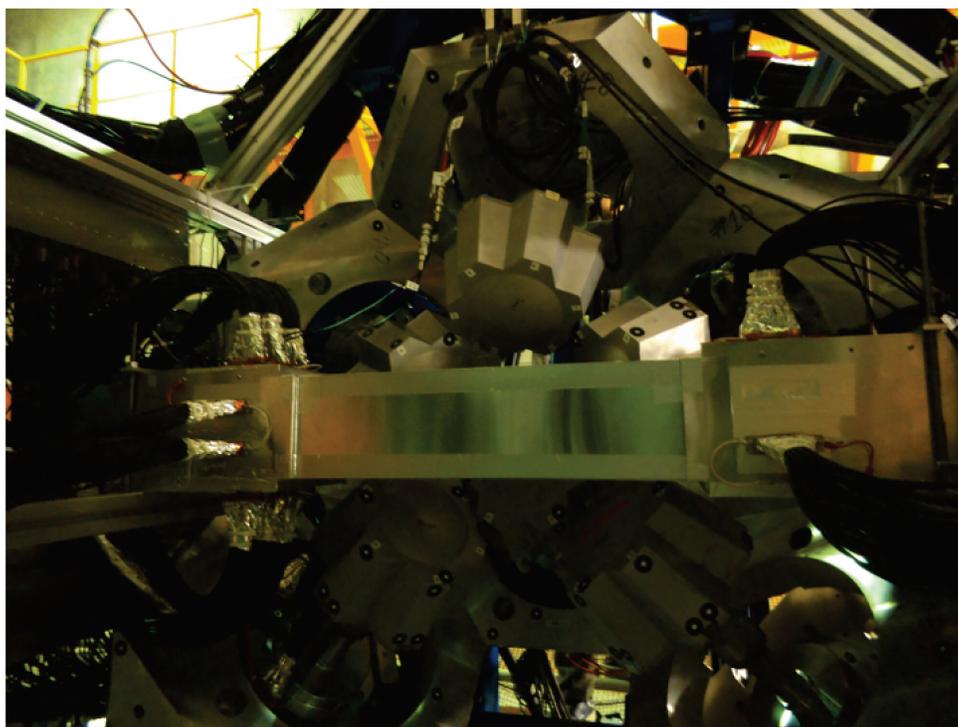


FIGURE 4.2 – WAS3ABi dans la chambre en aluminium placé au centre du détecteur EURICA.

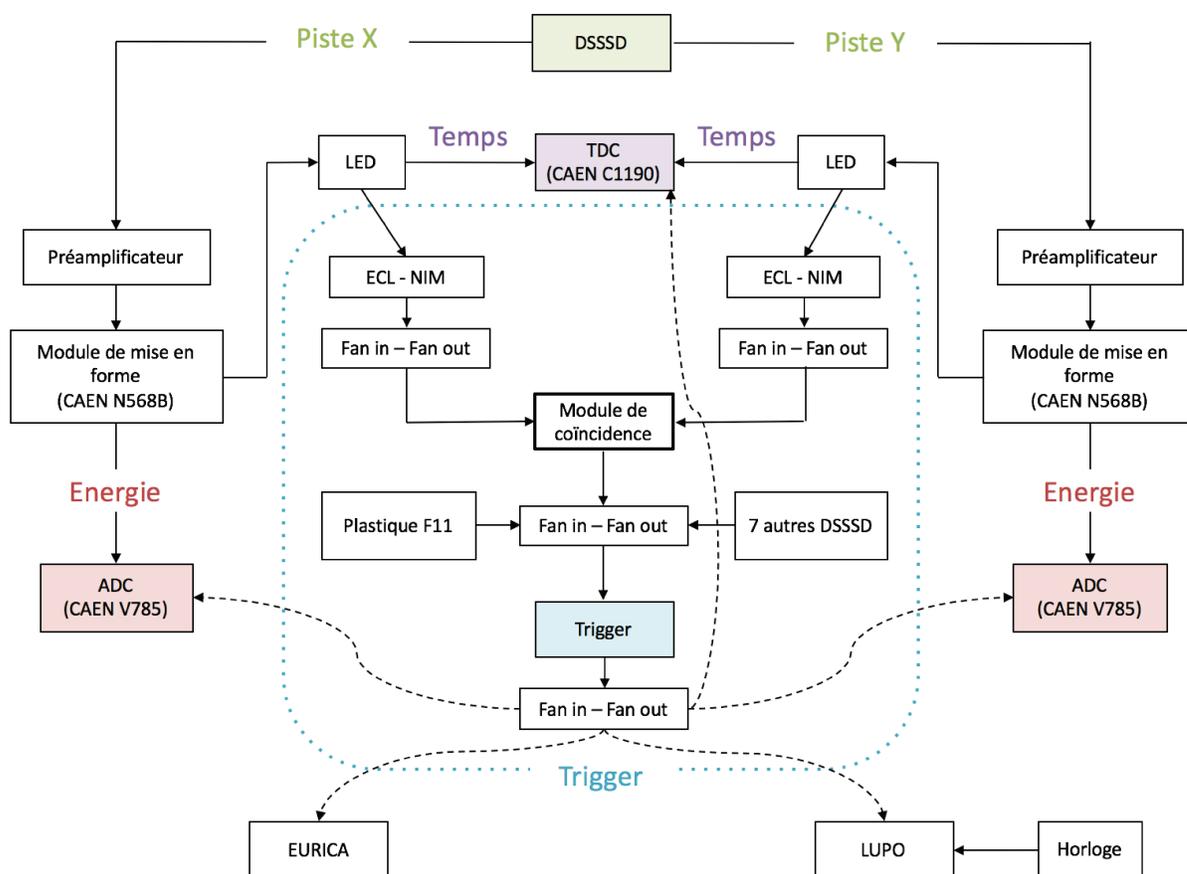


FIGURE 4.3 – Electronique de l'acquisition de WAS3aBI.

Le schéma de l'électronique pour la lecture de WAS3aBI est présenté dans la figure 4.3. Chaque piste (X ou Y) est connectée à une chaîne analogique comportant un pré-amplificateur, un amplificateur (CAEN N568B) et ensuite un ADC (CAEN V785) pour la lecture de l'énergie ; un discriminateurs à seuil et un TDC (CAEN V1190, 50 μ s de dynamique temporelle) pour la prise de temps et la construction de la logique de déclenchement. Pour diminuer le nombre de voies, les pistes verticales (position en X) des 4 derniers DSSSD ont été appariées deux à deux, amenant ainsi le nombre de voies lues pour WAS3aBI à 680.

Le choix a été fait de régler les gains des amplificateurs pour la mesure de l'énergie

des particules β (haut gain). L'implantation des ions sature donc les amplificateurs, et l'information donnée par l'amplitude du signal dans ce cas n'est plus utile. La seule information utile à l'implantation des ions que WAS3ABi fournit est la position d'implantation (X_{ion} et Y_{ion} : pixel d'implantation, Z_{ion} : profondeur d'implantation donnée par le numéro du DSSSD d'implantation). L'utilisation des discriminateurs à seuil permet de différencier entre un signal dû au passage d'un ion ou d'une particule β , le signal saturé ayant un temps plus rapide qu'un signal non-saturé [63]. Ainsi, on détermine la position d'implantation de l'ion, utilisée par la suite pour associer les particules β émises par celui-ci.

Les particules β laissent beaucoup moins d'énergie dans WAS3ABi (environ 300keV). L'amplitude des signaux dans chaque piste touchée a été enregistrée, avec le temps relatif au déclenchement. Pour les événements de type " β ", WAS3ABi fournit donc en plus des informations sur les pistes touchées, l'énergie déposée. Ceci permet de déterminer une position ($X_\beta, Y_\beta, Z_\beta$) de l'événement " β " pondérée par le dépôt d'énergie [63].

Un étalonnage en énergie des DSSSD a été fait en utilisant une source de ^{60}Co . Le détecteur EURICA détecte les événements de diffusion Compton dans les DSSSD. L'énergie des rayonnements γ déposée dans EURICA étant connue, il est possible de calculer l'énergie déposée dans les DSSSD et de faire ainsi un étalonnage pixel par pixel de WAS3ABi. Le seuil de détection des particules β est d'environ 100keV et la résolution en énergie moyenne est de 50keV FWHM.

4.2 Détection des rayonnements γ : EURICA

Le détecteur EURICA est constitué de 12 clusters de germanium provenant de la collaboration Euroball [75]. Chaque cluster est constitué de 7 cristaux encapsulés de HPGe. Chaque cristal a une section hexagonale, le cristal central étant entouré des 6 autres cristaux. Les clusters entourent WAS3ABi à une distance du centre qui varie entre 182mm et 208mm, 5 clusters sont positionnés à 51° , 2 clusters à 90° et 5 clusters à 129° . Cette géométrie optimise l'efficacité de détection du dispositif. Une photo représentant EURICA se trouve en figure 4.4.

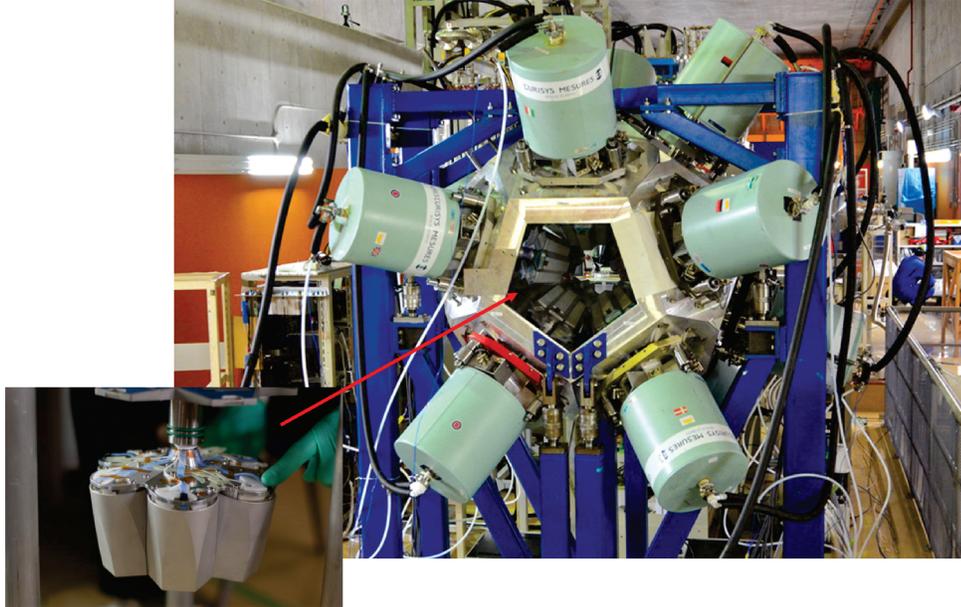


FIGURE 4.4 – Vue de quelques clusters de EURICA, chacun comprenant 7 cristaux de germaniums encapsulés.

EURICA détecte les rayonnements γ émis soit par les noyaux implantés (si ces noyaux ont été produit dans un état isomère qui survit le transport depuis la cible de production et qui se désexcite par émission γ), soit par les descendants des noyaux implantés (transitions γ retardées). Dans les deux cas, l'émission se fait à l'arrêt. Dans ce manuscrit, le choix a été fait de ne s'intéresser qu'aux rayonnements γ prompts émis lors de la décroissance β des noyaux ^{79}Cu et ^{80}Cu , afin de faire la spectroscopie du ^{79}Zn .

Le schéma de l'électronique pour la lecture de EURICA est présentée dans la figure 4.5. Pour la détection γ , on a utilisé une acquisition digitale, constituée des modules DGF (*Digital Gamma Finder*) [76]. Les informations enregistrées sont l'amplitude du signal (énergie) et le temps de déclenchement de la voie ("*timestamp*" avec une résolution de 25ns). Chaque voie DGF déclenche individuellement, mais les données ne seront transmises que si il y a une validation externe par WAS3aBi.

Une seconde sortie des pré-amplificateurs (PA) des cristaux a été envoyée dans une chaîne électronique analogique, constitué d'amplificateurs rapides (TFA), de Discriminateurs à Fraction Constante (CFD) et de deux TDCs (CAEN V767 et V775) ayant 2 gammes en temps différentes : 1 μ s et 800 μ s, pour permettre l'observation des isomères courts et très longs en même temps. Étant donné le seuil en énergie élevé des discriminateurs dans la chaîne électronique analogique, nous avons préféré poursuivre notre analyse en utilisant l'information temporelle des DGFs.

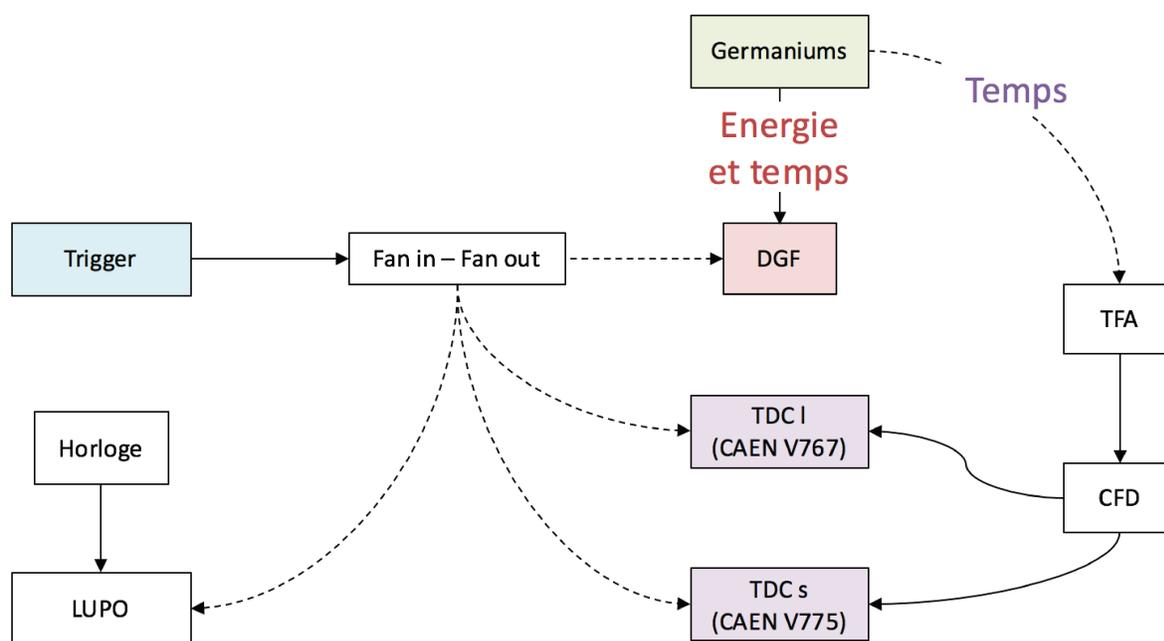


FIGURE 4.5 – Électronique de l'acquisition de EURICA.

La résolution mesurée pour l'ensemble des clusters est de 2.5 keV FWHM pour une énergie $E_\gamma = 1332.5$ keV. La gamme dynamique des DGFs s'étale de 20 keV à 6 MeV.

4.2.1 Étalonnage en énergie

Pour effectuer l'étalonnage en énergie des détecteurs de EURICA, on utilise une source de ^{133}Ba d'activité 42.2 kBq et une source de ^{152}Eu d'activité 40.9 kBq au 01/01/1998 placées dans la chambre de WAS3aBI, entre le 4^{ème} et le 5^{ème} DSSSD, comme le montre la figure 4.6.

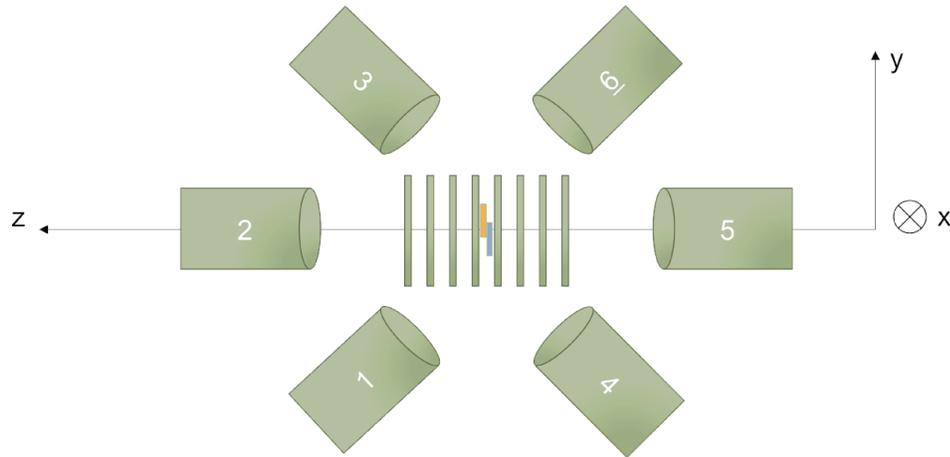


FIGURE 4.6 – Les sources ^{133}Ba et ^{152}Eu ont été positionnées entre le 4^{me} et le 5^{me} DSSSD de WAS3aBi pour effectuer un étalonnage en énergie et en efficacité.

L'électronique DGF/XIA présente une très bonne linéarité sur une large gamme d'énergie : un étalonnage utilisant un polynôme de premier degré est suffisant. Après étalonnage de chaque détecteur de EURICA, on peut sommer les événements détectés par tous les cristaux, permettant d'obtenir un unique spectre de rayonnements γ pour l'ensemble des détecteurs. Pour estimer l'erreur sur l'étalonnage en énergie, on trace la courbe des résidus représentée dans figure 4.7, c'est à dire la différence entre l'énergie attendue des rayonnements γ des sources d'étalonnage et l'énergie mesurée, cette courbe est ainsi tracée pour l'ensemble des détecteurs EURICA.

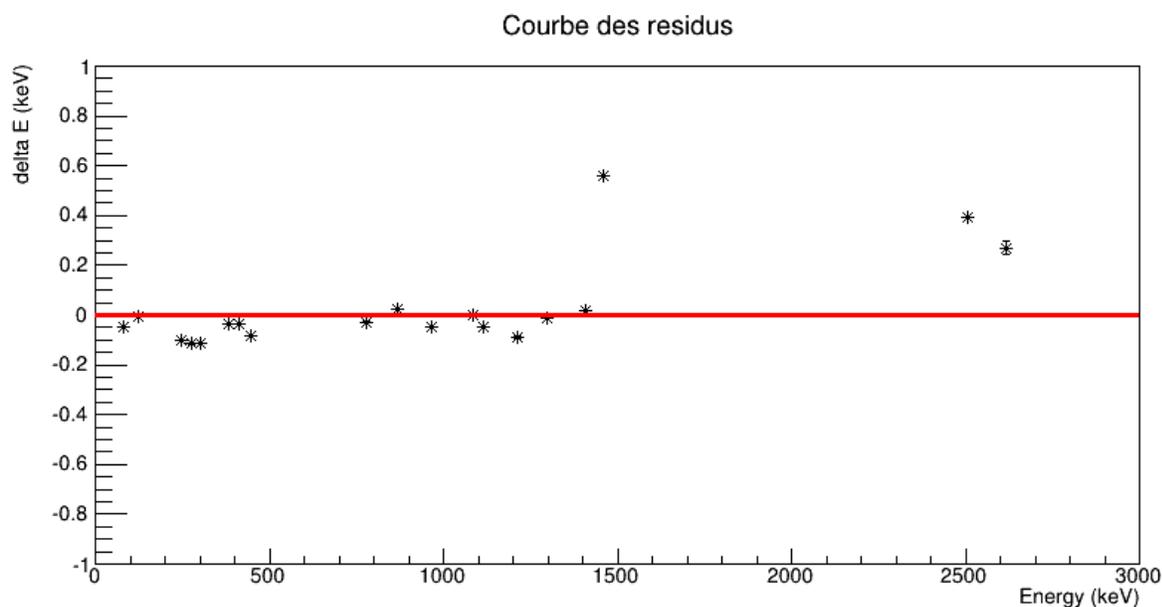


FIGURE 4.7 – Courbe des résidus de l’ensemble des détecteurs d’EURICA pour un étalonnage en énergie avec une fonction linéaire.

4.2.2 Correction du *walk*

Le module d’acquisition du temps est un DGF déclenché par un discriminateur à seuil. Le signal logique en sortie du discriminateur dépend fortement de l’amplitude le l’amplitude du signal en entrée, schématisé dans la figure 4.8 : le seuil de déclenchement est atteint avec un retard pour des énergies plus basses, ce qui crée un décalage du temps pour ces énergies.

Cet effet de *walk* est représenté dans la figure 4.9 : la réponse en temps des détecteurs EURICA enregistrée pour le déclenchement d’une particule β est déviée à basses énergies, dû en grande partie au déclenchement des voies WAS3aBi par les discriminateurs à seuil.

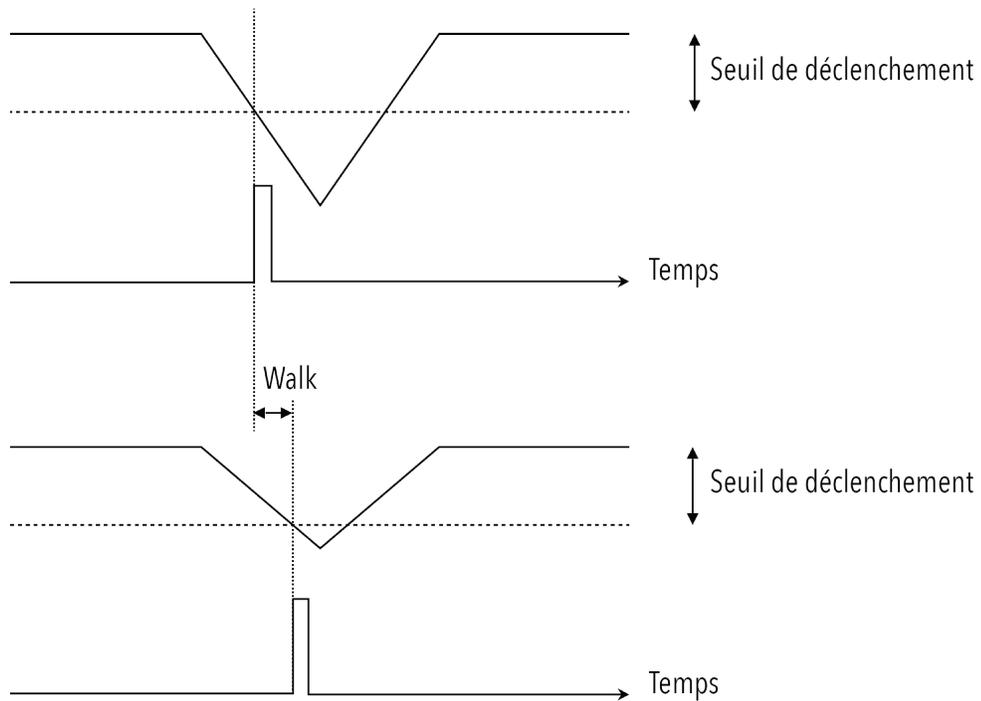


FIGURE 4.8 – Décalage temporel de l’acquisition en fonction de l’énergie : walk.

Pour corriger cet effet, on applique pour chacun des détecteurs, les paramètres p_0 , p_1 et p_2 de la fonction d’ajustement du décalage, voir figure 4.9, dont la fonction est la suivante :

$$T_{DGF} = \frac{p_0}{E^{p_1}} - p_2 \quad (4.1)$$

On obtient ainsi une réponse en temps indépendante de l’énergie des γ enregistrée. La largeur à mi-hauteur du pic prompt β - γ est d’environ 140ns. Cette valeur est obtenue sans condition en énergie.

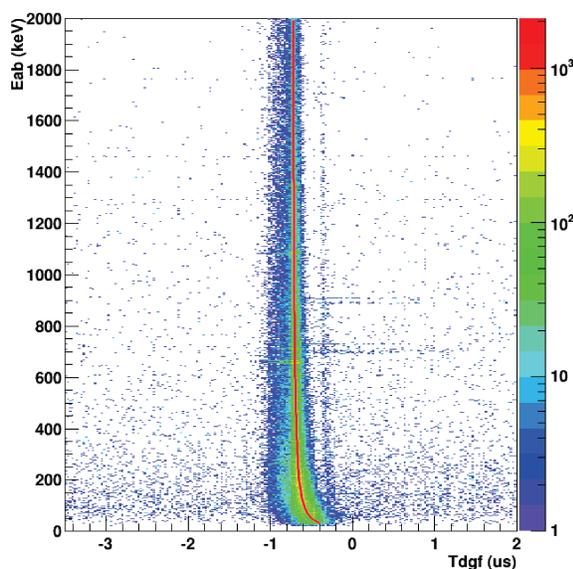


FIGURE 4.9 – Énergie des rayonnements γ en fonction du temps, mesurés par le DGF, *walk* non corrigé. Figure réalisée avec toutes les données de l’expérience RIBF90, pour un détecteur.

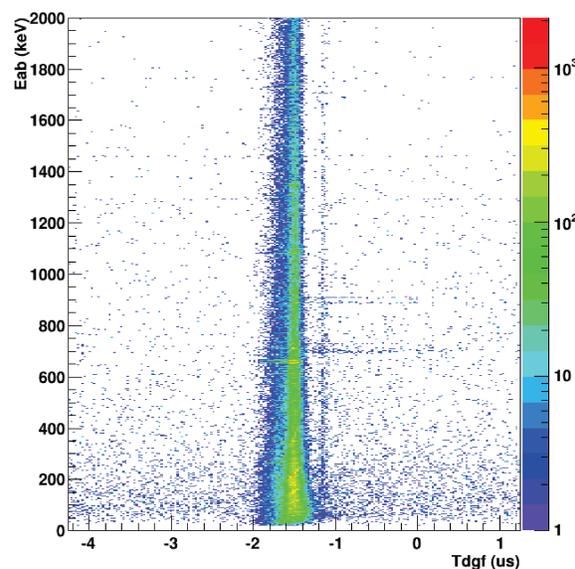


FIGURE 4.10 – Énergie des rayonnements γ en fonction du temps, mesurés par le DGF, *walk* corrigé. Figure réalisée avec toutes les données de l’expérience RIBF90, pour un détecteur.

4.2.3 Étalonnage en efficacité

Pour pouvoir construire des schémas de décroissance (isomères ou β) nous avons besoin de connaître l’efficacité de détection de EURICA en fonction de l’énergie des rayons γ observées. Avec les sources positionnées comme sur la figure 4.6, nous avons mesuré l’efficacité de détection sur une plage en énergie allant de 80keV à 1408keV. Le déclenchement de l’acquisition EURICA a été faite à une fréquence de 1kHz, par un horloge externe, ce qui permet d’avoir une acquisition de données sans temps mort.

Afin d’évaluer l’efficacité de détection γ de l’ensemble des détecteurs d’EURICA, on calcule l’efficacité à l’aide de la formule 4.2, correspondant au rapport entre le nombre de γ détectés et le nombre de γ émis à chaque énergie. Chaque pic utilisé pour l’étalonnage est ajusté avec une fonction gaussienne dont l’amplitude et la largeur σ sont utilisés pour calculer l’intégrale du pic. Le spectre de dé-

croissances γ utilisé pour cet étalonnage est le spectre somme de tous les détecteurs de EURICA, chaque canal correspondant à 1 keV, c'est à dire un binning = 1 dans la formule 4.2. Le facteur 0.11 est dû à la porte d'acquisition des DGF de 110 μ s.

$$\mathcal{E}_\gamma = \frac{\frac{\text{Amplitude du fit}}{\text{binning}} \times \sigma \times \sqrt{2\pi}}{\text{Activité}(t_{\text{date du run}}) \times \text{durée du run} \times \text{rapport d'embranchement} \times 0.11} \quad (4.2)$$

L'incertitude sur l'efficacité est obtenue en propageant les erreurs de la formule 4.2, elle est donnée par l'équation 4.3 :

$$\Delta \mathcal{E}^2 = \left(\frac{C}{A(t_0) \Sigma t I} \right)^2 [\sigma^2 (\Delta A)^2 + A^2 (\Delta \sigma)^2] + \left(\frac{-CA\sigma}{A(t_0) \Sigma t I} \right)^2 \left[\frac{(\Delta A(t_0))^2}{A(t_0)^2} + \frac{(\Delta \Sigma t)^2}{\Delta \Sigma t} + \frac{(\Delta I)^2}{I^2} \right] \quad (4.3)$$

C étant une constante définie par :

$$C = \frac{\sqrt{2\pi}}{\text{binning} = 1} \times \frac{1}{0.11} \times 100 \quad (4.4)$$

où $A(t_0)$ est l'activité de la source à la date où les données ont été enregistrées, Σt correspond à la durée du run et I est l'intensité absolue de la transition γ .

Pour améliorer l'efficacité de détection γ , nous avons sommé les réponses des cristaux voisins dans chaque cluster, si la valeur absolue de la différence des temps de ces cristaux est inférieure ou égale à 200ns. Cette valeur a été choisie pour collecter le maximum d'événements ayant fait un effet Compton dans 2 ou plus détecteurs, sans augmenter le bruit dans le spectre. Cette procédure de "add-back" permet d'améliorer l'efficacité de détection pour des énergies γ supérieures à 200 - 300keV. Nous ignorons les diffusions Compton entre clusters différents.

Les courbes d'efficacité avec et sans sommation des énergies des cristaux voisins sont présentées dans la figure 4.11. La fonction d'ajustement de la courbe d'efficacité "add-back" et les paramètres obtenus se trouve sur la figure 4.13.

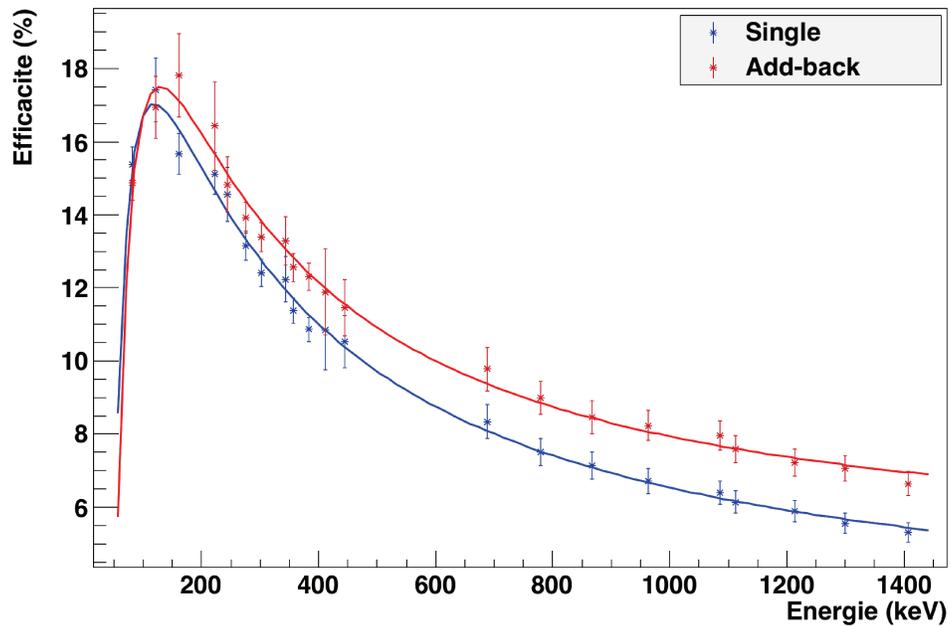


FIGURE 4.11 – Comparaison des courbe d'efficacité avec et sans sommation ("add-back").

Le facteur d'amélioration du rapport pic sur bruit correspond au rapport de l'efficacité déterminée avec reconstruction *add-back* et de l'efficacité sans reconstruction ; il est représenté dans la figure 4.12. Pour une énergie de 1.33 MeV , ce facteur est de 1.25.

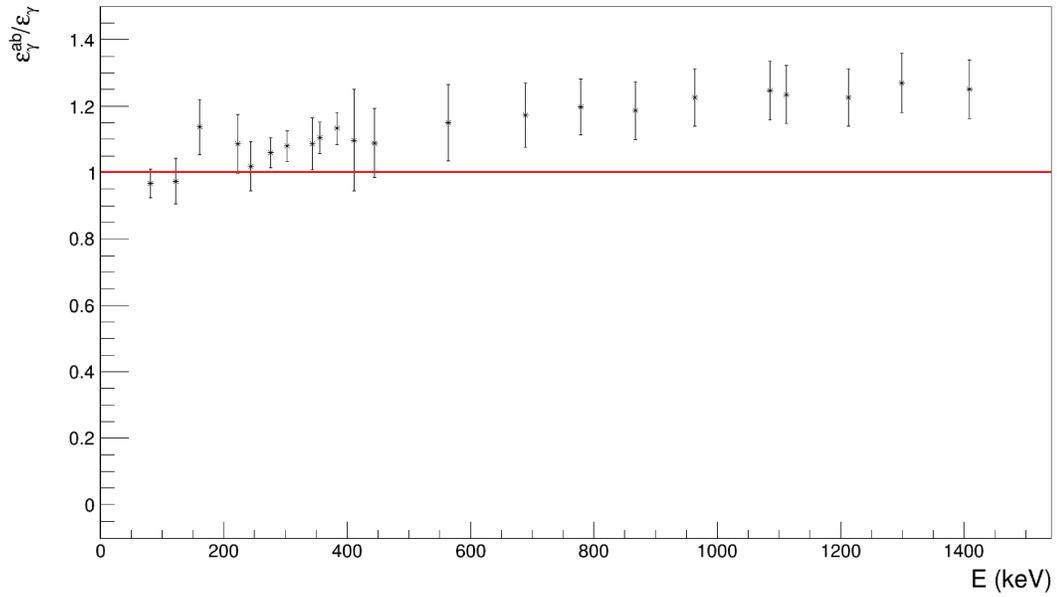


FIGURE 4.12 – Facteur d’amélioration d’efficacité correspondant au rapport de l’efficacité déterminée avec reconstruction *add-back* et de l’efficacité sans reconstruction.

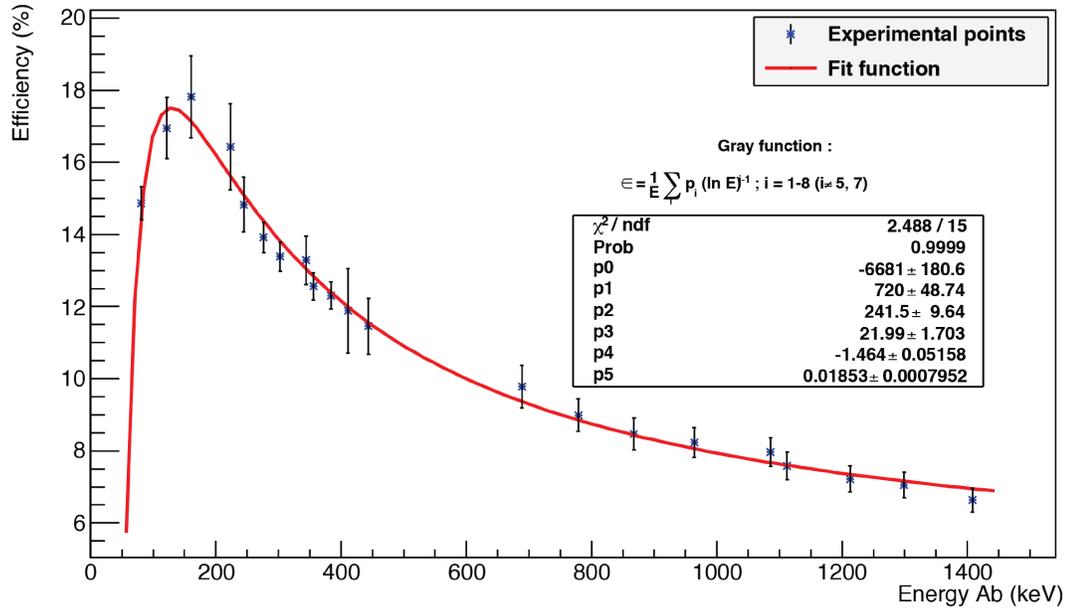


FIGURE 4.13 – Courbe d’efficacité après procédure *add-back* avec ses paramètres de fit.

4.3 Décision de déclenchement et construction des événements "ion" et " β "

Le "*trigger*"

Trois acquisitions différentes, en temps mort commun, ont été utilisées pour cette expérience [63]. La première ("BigRIPS"), dédiée à l'identification des ions avec BigRIPS et ZDS, a été déclenchée par le plastique installé au plan focal F11 de BigRIPS. Cette acquisition traite les signaux des détecteurs installés le long de la ligne de faisceau. La seconde ("WAS3ABi"), a été dédiée à WAS3ABi. Celle-ci a été déclenchée soit par le scintillateur plastique du plan focal F11 (événement type "ion"), soit par une coïncidence entre des pistes X et Y d'un détecteur DSSSD de WAS3ABi (événement type " β "). L'acquisition dédiée à EURICA ("EURICA") a été déclenchée par le même signal que celle de WAS3ABi. Pour permettre de corrélérer les événements des 3 acquisitions, une étiquette de temps absolue avec une résolution de 10ns a été distribuée à chacune des acquisitions par un module LUPO (*Logic Unit for Programmable Operation*).

Construction des événements "ion" et " β "

L'étiquetage en temps absolu des trois acquisitions permet par la suite la construction des événements physiques. Comme déjà mentionné auparavant, les fragments de fissions peuvent être soit produits dans l'état fondamental (et donc sujet à une décroissance β car on ne transmet que les noyaux exotiques), soit dans un état excité isomère ayant un temps de vie suffisamment long pour survivre au transport dans les spectromètres jusqu'à l'implantation (la distance entre la cible de production et le plan focal F11 est d'environ 100m et les noyaux vont à une vitesse qui dépasse 64% de la vitesse de la lumière : le temps de parcours est d'environ 3×10^{-7} sec).

On peut donc construire 2 types d'événements physiques [63] :

- *Événement "ion"* : déclenchement de "BigRIPS", "WAS3aBi" et "EURICA" par le passage d'un ion dans les plastiques placés en F7 et F11. Les paramètres

enregistrés par "BigRIPS" permettent la reconstruction de la masse (A) et du numéro atomique (Z) de l'ion. "WAS3ABi" permet la reconstruction de la position d'implantation ($X_{ion}, Y_{ion}, Z_{ion}$) et "EURICA" enregistre les énergies et les temps (relatifs au déclenchement) des rayonnements γ détectés et associés à l'implantation de l'ion. Un temps absolu (ts_{ion}) estampille chaque événement "ion".

- *Événement β* : présence d'un déclenchement par WAS3ABi sans déclenchement dans "BigRIPS". Les électrons β émis par les ions implantés ou par leurs descendants déposent quelques centaines de keV dans les pistes des DSSSD qu'ils traversent. L'énergie déposée ainsi que les pistes touchées (X et Y) permettent de construire une position de l'événement β ($X_{\beta}, Y_{\beta}, Z_{\beta}$) pondérée par les pertes d'énergie dans les pistes.

En même temps, on enregistre les informations en coïncidence dans "EURICA", relatives au rayonnement γ émis lors de la décroissance β . Un temps absolue (ts_{β}) estampille chaque événement " β ".

4.4 Corrélation ion- β

La détection d'un événement β ne permet pas de connaître le noyau qui l'a créé. Il faut donc associer à chaque événement "ion" les événements " β " issus de sa décroissance ou de celle des descendants, avec une efficacité de corrélation ion- β associée à chaque noyau. Pour ce faire, on applique deux conditions de corrélation : temporelle et spatiale.

Condition de corrélation temporelle

Après implantation d'un ion, dont on connaît le temps absolue, ts_{ion} , on prend en compte tous les événements de radioactivité (" β ") dont le temps absolue (ts_{β}) se trouve dans une fenêtre de 5 secondes après ts_{ion} , comme on présent schématiquement dans la figure 4.15.

Condition de corrélation spatiale

Les conditions spatiales de corrélation ion- β ont été choisies en se basant sur un pic

de référence, la raie $\gamma = 247.2$ keV du ^{83}Ge , issu de la décroissance β du ^{83}Ga . Le meilleur compromis entre l'amplitude du pic et le rapport signal sur bruit de fond sous le pic, figure 4.14, donne les conditions suivantes :

- le DSSSD d'implantation de l'ion et du β est soit le même, soit le plus proche voisin,
- la distance entre la position d'implantation de l'ion et du β est inférieure ou égale à 2 pixels, voir figure 4.15.

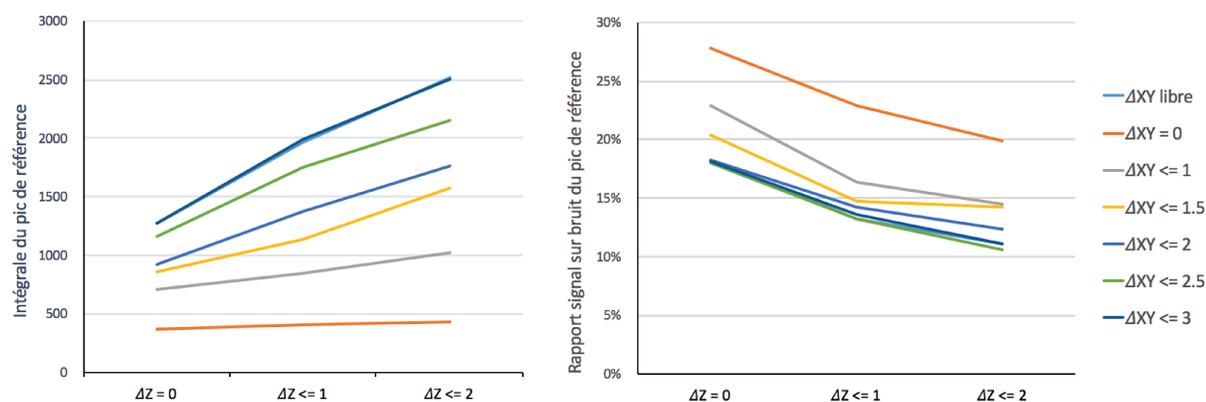


FIGURE 4.14 – Variation des paramètres de corrélations spatiales ion- β pour optimiser la détection de la raie γ de 247keV issue de la décroissance β de ^{83}Ga .

En effet, pour la condition $\Delta XY \leq 3$, l'intégrale du pic de référence est la plus importante mais les fausses corrélations induisent un bruit de fond dans le spectre trop important. À l'inverse, pour la condition $\Delta XY = 0$, le rapport signal sur bruit du pic de référence est le meilleur mais l'intégrale du pic est la plus faible ; et ce quelque soit la condition sur ΔZ . Nous optons ainsi pour une valeur médiane de la condition ΔXY , avec $\Delta Z \leq 1$.

Dans l'exemple de la figure 4.15, deux ions s'implantent dans WAS3ABi. Les événements de décroissance β notés a et b et c remplissent les conditions temporelles de corrélation avec l'ion 1 mais l'événement noté c ne remplit pas la condition spatiale. Dans le cas de l'ion 1, on associe donc les événements a et b uniquement. Dans le cas de l'ion 2, les événements notés c, d, e et f remplissent les conditions temporelles mais seuls les

événements c et e remplissant les conditions spatiales également sont associés à cet ion. Le choix a été fait que si un événement β remplit les conditions spatiales et temporelles de deux ions à la fois, il sera associé à l'ion détecté en deuxième.

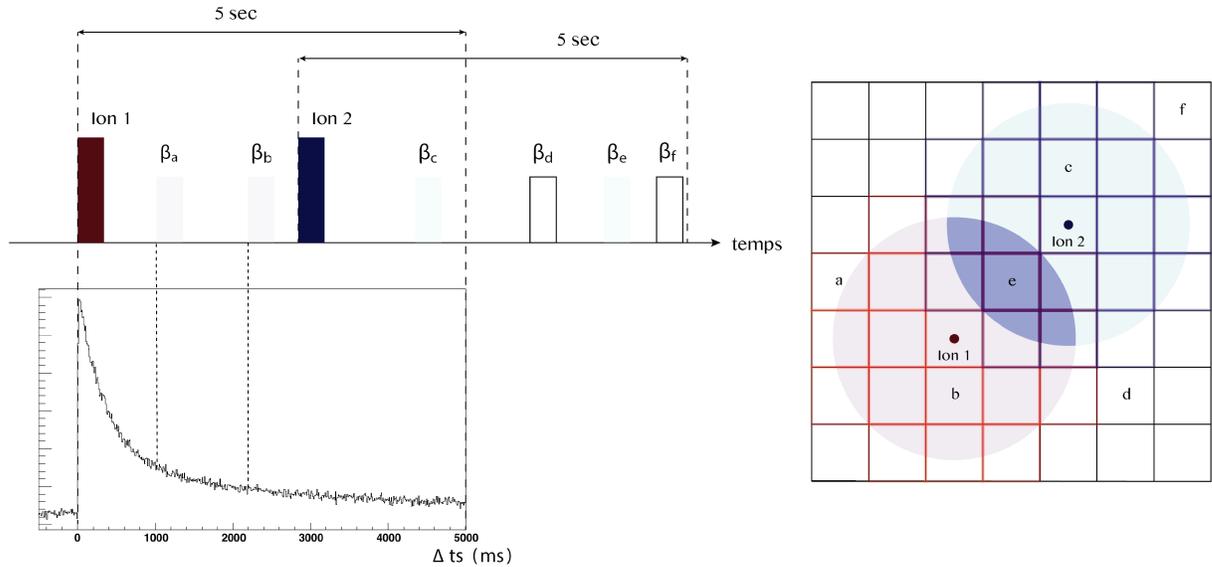


FIGURE 4.15 – Représentation schématique de la corrélation en temps et en position des événements ion et β .

Chaque événement physique créé correspond à un ion et aux événements β qu'on lui associe, provenant de l'ion lui-même ou des noyaux fils, petits-fils, *etc* issus de la décroissance radioactive de l'ion initial. Les informations enregistrées pour chaque événement sont : l'identification de l'ion, le temps de détection qui lui est associé et sa position d'implantation ; le temps de détection associé à la (ou les) particule(s) β corrélée(s) à l'ion ainsi que l'énergie et la position d'implantation de la (ou les) particule(s) β . Les événements γ sont reliés à l'événement β .

Pour chaque β corrélé avec l'implantation de l'ion, on enregistre un événement physique ion- β avec toutes les informations nécessaires : identification de l'ion, temps associé, position d'implantation de l'ion et de son ou ses β , γ émis ...

A partir des événements physiques créés, on trace ainsi l'histogramme Δts , voir figure 4.15. Pour chaque événement, un ou plusieurs β sont associés à l'implantation de l'ion (A,Z).

4.4.1 Mesure du temps de vie et efficacité de corrélation ion- β

Équations de Bateman

Les noyaux riches en neutrons sont instables par rapport à l'interaction faible. Ils décroissent donc par radioactivité β^- . Mais, plus ces noyaux sont éloignés de la vallée de la stabilité, plus l'énergie Q_β est importante. Il devient alors possible de peupler dans le noyau fils des états non-lié par rapport à l'émission de neutron. Pour déterminer le temps de vie des noyaux considérés à partir de la courbe de décroissance représentée dans la figure 4.15, il faut donc tenir compte au mieux du schéma de décroissance de chaque noyau et utiliser les équations de Bateman associées pour ajuster la courbe de décroissance radioactive.

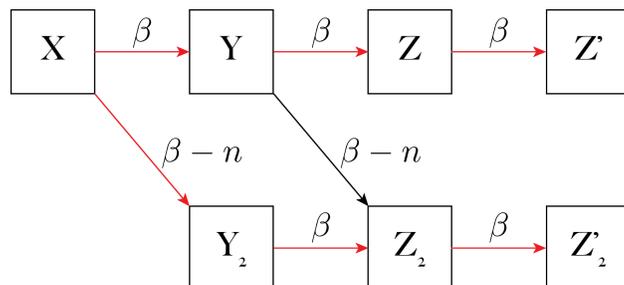


FIGURE 4.16 – Schéma de filiation d'un isotope X. Les flèches rouges correspondent aux voies de désintégration qui nous intéresseront par la suite.

On note X le noyau qui donne le temps zéro de l'histogramme Δts . On note Y et Y_2 ses fils, et Z et Z_2 ses petit-fils, comme schématisé dans la figure 4.16. Les flèches rouges correspondent aux voies de désintégration qui nous intéressent, c'est donc l'évolution du nombre de ces noyaux en fonction du temps que nous dérivons dans cette section. On

ne s'intéresse qu'au décroissances qui ont une probabilité significative, c'est pourquoi la décroissance β -n du noyau Y dans figure 4.16 n'est pas sélectionnée. En effet, les noyaux qui nous intéressent dans ce manuscrit sont le ^{79}Cu et le ^{80}Cu et la probabilité de décroissance β -n du ^{79}Zn et du ^{80}Zn sont 1.7% et 1% respectivement.

Le noyau X se désintègre vers le noyau Y avec une probabilité λ_X par unité de temps :

$$\frac{dN_X}{dt} = -\lambda_X N_X \quad (4.5)$$

La condition initiale $N_X(t = 0)$ correspond au nombre de noyaux X détectés par BigRIPS, noté N_{X0} . Ainsi :

$$N_X(t) = N_{X0} \cdot e^{-\lambda_X t} \quad (4.6)$$

Le noyau Y se désintègre également par émission β vers le noyau Z avec une constante de décroissance λ_Y par unité de temps et une probabilité de décroissance β sans émission de neutron $P_{\beta X}$ mais il est en plus alimenté par le noyau X :

$$\frac{dN_Y}{dt} = -\lambda_Y N_Y + \lambda_X P_{\beta X} N_X \quad (4.7)$$

La condition initiale est $N_Y(t = 0) = 0$. Le nombre de noyaux Y s'écrit :

$$N_Y(t) = \lambda_X P_{\beta X} N_{X0} \left(\frac{e^{-\lambda_X t}}{\lambda_Y - \lambda_X} + \frac{e^{-\lambda_Y t}}{\lambda_X - \lambda_Y} \right) \quad (4.8)$$

De la même manière, pour l'isotope Z :

$$\frac{dN_Z}{dt} = -\lambda_Z N_Z + \lambda_Y P_{\beta Y} N_Y \quad (4.9)$$

Ce qui donne :

$$\begin{aligned} N_Z(t) = & \frac{\lambda_Y P_{\beta Y} \lambda_X P_{\beta X} N_{X0}}{(\lambda_Y - \lambda_X)(\lambda_Z - \lambda_X)} e^{-\lambda_X t} + \frac{\lambda_Y P_{\beta Y} \lambda_X P_{\beta X} N_{X0}}{(\lambda_X - \lambda_Y)(\lambda_Z - \lambda_Y)} e^{-\lambda_Y t} \\ & + \frac{\lambda_Y P_{\beta Y} \lambda_X P_{\beta X} N_{X0}}{(\lambda_Z - \lambda_Y)(\lambda_Z - \lambda_X)} e^{-\lambda_Z t} \end{aligned} \quad (4.10)$$

On s'intéresse maintenant aux noyaux produits par la décroissance beta-n du noyau X, P_n étant la probabilité de décroissance beta-n du noyau X :

$$\frac{dN_{Y_2}}{dt} = -\lambda_{Y_2}N_{Y_2} + \lambda_X P_n N_X \quad (4.11)$$

De même pour N_{Z_2} :

$$\frac{dN_{Z_2}}{dt} = -\lambda_{Z_2}N_{Z_2} + \lambda_{Y_2}P_{nY_2}N_{Y_2} \quad (4.12)$$

ce qui donne :

$$N_{Y_2}(t) = \lambda_X P_n N_{X0} \left(\frac{e^{-\lambda_X t}}{\lambda_{Y_2} - \lambda_X} + \frac{e^{-\lambda_{Y_2} t}}{\lambda_X - \lambda_{Y_2}} \right) \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} N_{Z_2}(t) = & \frac{\lambda_{Y_2} P_{nY_2} \lambda_X P_n N_{X0}}{(\lambda_{Y_2} - \lambda_X)(\lambda_{Z_2} - \lambda_X)} e^{-\lambda_X t} + \frac{\lambda_{Y_2} P_{nY_2} \lambda_X P_n N_{X0}}{(\lambda_X - \lambda_{Y_2})(\lambda_{Z_2} - \lambda_{Y_2})} e^{-\lambda_{Y_2} t} \\ & + \frac{\lambda_{Y_2} P_{nY_2} \lambda_X P_n N_{X0}}{(\lambda_{Z_2} - \lambda_{Y_2})(\lambda_{Z_2} - \lambda_X)} e^{-\lambda_{Z_2} t} \end{aligned} \quad (4.14)$$

Détermination de l'efficacité de corrélation ion- β

Pour construire le schéma de décroissance de ^{79}Cu nous avons besoin de connaître le nombre de transitions E_{γ_i} dans le noyau fils, ^{79}Zn , pour un échantillon de 100 ions de ^{79}Cu implantés (I_{γ}^{abs}). Pour avoir accès à cette information, nous avons besoin de connaître l'efficacité de détection γ ainsi que celle de corrélation ion- β . L'efficacité de corrélation ion- β dépend de l'efficacité de détection des électrons dans WAS3ABi, ainsi que du taux d'implantation du noyau étudié relatif au taux d'implantation de tous les ions. Pour exemple, les taux d'implantation dans WAS3ABi ont varié entre 25 et 40 pps pour tous les noyaux, et a été d'environ 2 pps pour ^{78}Cu , de 0.8-1 pps pour ^{79}Cu et d'environ 0.05 pps pour ^{80}Cu . Pour la déterminer, nous l'avons défini comme paramètre libre dans la fonction de lissage de la courbe de décroissance $\Delta t s$ (figure 4.17 et équation 4.15).

On ajuste donc l'histogramme de la figure 4.17 avec la fonction suivante avec 3 para-

mètres libres (b , ϵ_β et λ du noyau implanté) :

$$\mathfrak{S}(\lambda_X, \lambda_Y, \dots, \epsilon_\beta, b, t) = b + \epsilon_\beta \cdot \left(\sum_i \lambda_i N_i(\lambda_i, t) \right) \quad (4.15)$$

Un fond constant a été considéré pour tenir compte de corrélacion fortuites entre l'implantation d'un ion donné et la décroissance d'un autre ion.

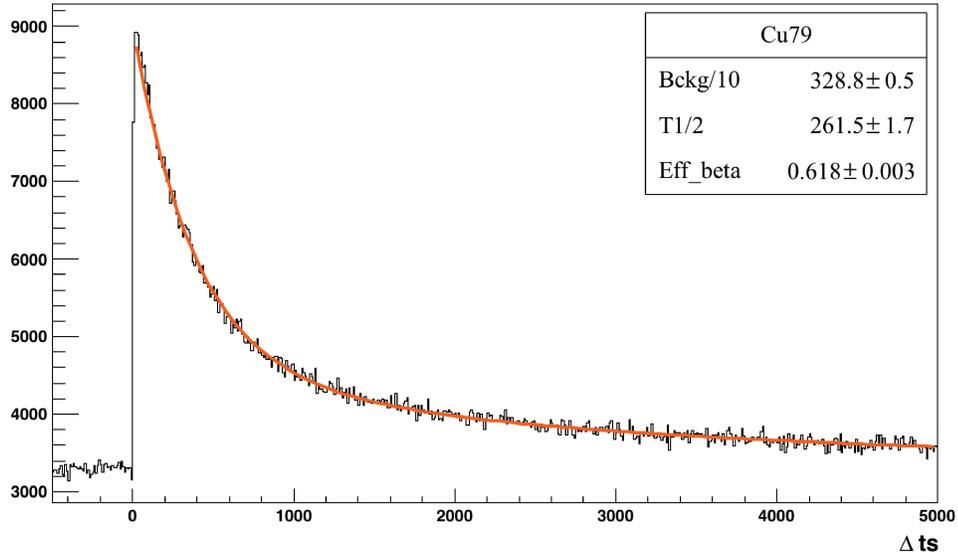


FIGURE 4.17 – Nombre de noyaux implantés dans WASABI en fonction du laps de temps écoulé entre l'implantation d'un ion ^{79}Cu et la détection d'un β et évolution dans le temps du nombre de noyaux de chaque isotope. En orange est représenté la somme de toutes les courbes de décroissance.

Les autres paramètres de la fonction d'ajustement 4.15 sont fixés : les périodes des descendants, les probabilités de décroissance par β -n et le nombre total N_{X0} de noyaux implantés (e.g., ^{79}Cu). N_{X0} est déterminé à partir de la matrice d'identification Z vs. A/Q (figure 4.18), en intégrant pour un noyau donné sur $\pm 3 \sigma_{A/Q}$ et $\pm 3 \sigma_Z$.

Sur la figure 4.17, le produit $\lambda_i N_i$ est représenté pour chacun de ces isotopes. En orange, est représentée la somme de toutes les contributions de chaque isotope, définie

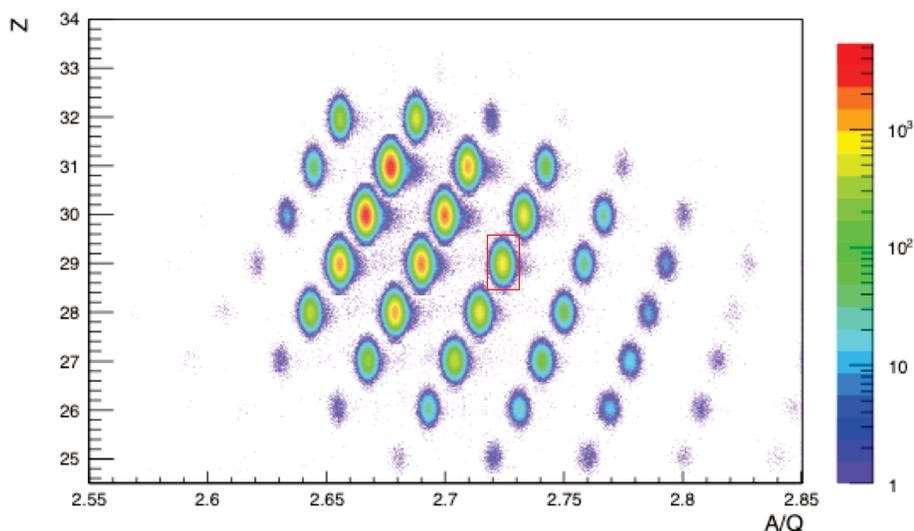


FIGURE 4.18 – Matrice d’identification des noyaux qui sont passés dans BigRIPS. On fait une sélection sur le ^{79}Cu représenté par le contour rouge.

par la fonction 4.15.

Les valeurs des temps de demie-vie et les efficacités de corrélation β -ion ϵ_β des isotopes du cuivre de ^{78}Cu à ^{81}Cu sont résumées dans le tableau 4.1. L’erreur donnée sur l’efficacité de corrélation ion- β est une erreur statistique provenant de l’ajustement de la décroissance radioactive.

	^{78}Cu	^{79}Cu	^{80}Cu	^{81}Cu
$T_{1/2 \text{ exp. }} (ms)$	342 ± 1.5	261.5 ± 1.7	107.1 ± 2.1	69.2 ± 3.1
$T_{1/2 \text{ litt. }} (ms) [25, 37, 77]$	330.7 ± 2.0	241.3 ± 2.1	113.3 ± 6.4	73.2 ± 6.8
$\epsilon_\beta (\%)$	65 ± 0.2	61.8 ± 0.3	56.9 ± 0.7	53.9 ± 1.4
b	8954 ± 9	3288 ± 5	218.9 ± 1	32.2 ± 0.3

TABLE 4.1 – Temps de vie et efficacités de corrélation ion- β déterminés pour les isotopes du $^{78-81}\text{Cu}$.

4.4.2 Construction des spectres de corrélation ion- β - γ et les coïncidences $\gamma - \gamma$

Avec la construction des corrélations ion- β , il est possible maintenant de regarder les transitions γ associées à la décroissance β d'un noyau implanté (ou de ses descendants) et donc de s'attaquer à la construction des schéma de niveaux des noyaux descendants, dans notre cas ^{79}Zn . Dans la figure 4.19, on représente les transitions γ corrélées avec la décroissance β de ^{79}Cu (pour une meilleure visibilité, on ne représente que les transitions observés entre 200 et 1100 keV). On remarque la présence de fausses corrélations qui provient de la radioactivité totale accumulée dans WAS3ABi, par exemple la transition à 659 keV observée dans la décroissance de ^{80}Ga (les descendants de seconde génération, et plus, des différents ions implantés ont des durées de vie supérieures à quelques secondes). En revanche, on remarque bien des transitions de courte durée de vie, associée à l'implantation et décroissance directe de ^{79}Cu , par exemple 985 ou 236 keV. On ne considère que les transitions γ promptes pour la construction du spectre 4.19.

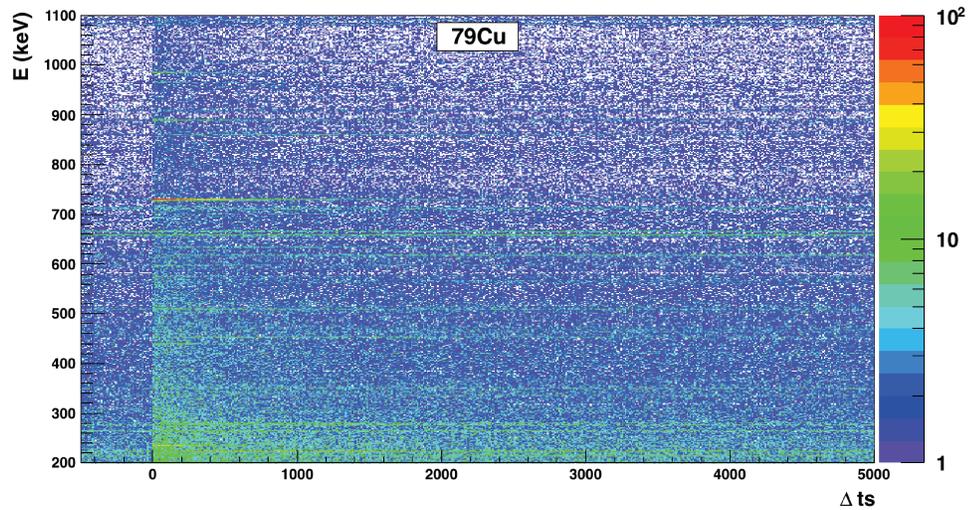


FIGURE 4.19 – Spectre de décroissance $\beta - \gamma$ du ^{79}Cu . Pour une meilleure visibilité, on ne représente que les transitions observés entre 200 et 1100 keV.

Pour chaque événement β corrélé avec dans notre cas ^{79}Cu , nous avons aussi pu construire les spectres de coïncidence $\gamma - \gamma$. Pour ce faire, les condition suivantes ont

été imposées :

- le laps de temps écoulé entre l'implantation de l'ion et la détection de l'événement β pour lequel on construit le spectre de coïncidences est inférieur à $5T_{1/2}$ de l'ion implanté ;
- les transitions γ observées sont promptes (condition de $\pm 3\sigma_{prompt}$, avec σ_{prompt} de 170ns).

5

Résultats

Sommaire

5.1	Étude de la spectroscopie $\beta - \gamma$ de ^{79}Cu	101
5.1.1	État des lieux des observations expérimentales concernant la structure de ^{79}Zn	101
5.1.2	Spectre γ en coïncidence avec la détection d'un β	103
5.1.3	Événements en coïncidence avec la transition à 985.3 keV	105
5.1.4	Événements en coïncidence avec la transition à 236.4 keV	109
5.1.5	Événements en coïncidence avec la transition à 1451.3 keV	113
5.1.6	Événements en coïncidence avec la transition à 1282.9 keV	115
5.1.7	Événements en coïncidence avec la transition à 1654.0 keV	116
5.1.8	Transition γ à 4153.4 keV	118
5.1.9	Intensités absolues, rapports d'embranchement et $\log(ft)$	119
5.2	Discussion	123

5.2.1	État fondamental : $9/2+$	123
5.2.2	État 985.3 keV : $5/2+$	123
5.2.3	État 1426.1 keV : $(3/2+)$	123
5.2.4	État 943.0 keV : $1/2+$	123
5.2.5	État 1179.0 keV : $(1/2-)$	124
5.2.6	État 2144.1 keV : $(3/2-)$	124
5.2.7	État 1451.3 keV : $(5/2+)$	125
5.2.8	État 3155.3 keV : $(5/2-)$	125
5.2.9	État 4356.5 keV : $(3/2-)$	125
5.2.10	État 2268.0 keV : $(5/2+, 3/2+)$	125
5.2.11	État 2984.9 keV : $(3/2+, 5/2+)$	126
5.2.12	État 1282.9 keV : $(9/2+)$	126
5.2.13	État 1653.6 keV : $(3/2+)$	126
5.2.14	Schéma de niveau de ^{79}Zn obtenu par décroissance β de ^{79}Cu .	126
5.3	Étude de la décroissance $\beta - n$ de ^{80}Cu	128
5.3.1	Schéma de niveau de ^{79}Zn issu de la décroissance $\beta - n$ de ^{80}Cu	130
5.3.2	Discussion	133

Dans ce chapitre, on détaille l'analyse du spectre γ et des coïncidences γ - γ mesurés en coïncidence avec la décroissance β de ^{79}Cu et β -n de ^{80}Cu . Quand la statistique le permet, on vérifie que le temps de décroissance associé aux transitions identifiées comme appartenant à ^{79}Zn est compatible avec la durée de vie mesurée pour ^{79}Cu : 261.5 ± 1.7 ms. La fonction d'ajustement appliquée aux décroissances γ ne contient dans ce cas qu'une composante du fait de la condition sur l'énergie.

Les calculs des rapports d'embranchement et des $\log(ft)$ alimentent la discussion en deuxième partie de chapitre, lorsque les spins de certains états sont assignés.

Pour la clarté du manuscrit, les incertitudes des énergies des transitions γ et des états ne sont pas notées dans le texte. Elles apparaissent en revanche dans les tableaux récapitulatifs 5.1 et 5.3 ainsi que dans les figures 5.21 et 5.23.

5.1 Étude de la spectroscopie $\beta - \gamma$ de ^{79}Cu

5.1.1 État des lieux des observations expérimentales concernant la structure de ^{79}Zn

Avant les publications de R. Orlandi et al. en 2015 [78] et de X.F. Yang et al. en 2016 [79], on ne connaissait que le temps de vie, 0.995(19) secondes [80] de l'état fondamental de ^{79}Zn . La décroissance β de ^{79}Zn étudiée dans [81], corrélée avec les prédictions de modèle en couches pour cette région, permet de faire l'hypothèse que l'état fondamental de ^{79}Zn est dominé par 1 trou dans l'orbitale $\nu g_{9/2}$. Les auteurs de [78] ont donc adopté $9/2+$ pour cet état.

Orlandi et ses collaborateurs, ont étudié la structure de ^{79}Zn via la réaction de transfert $^{78}\text{Zn}(d,p)^{79}\text{Zn}$. Ils ont observé les protons en coïncidence prompt avec des transitions γ , ce qui leur a permis de proposer le schéma de niveau présenté dans la figure 5.1. Aucune transition connectant les 2 groupes d'états excités n'a été observée, suggérant le caractère isomérique de l'état peuplé par la transition à 236(1) keV. Les spectre en

énergie d'excitation reconstruits à partir de l'énergie des protons permet néanmoins de le positionner à 1.10(15) MeV au dessus de l'état fondamental. L'étude des distributions angulaires des protons issus de la réaction, permet de suggérer une configuration plutôt basée sur des orbitales de parité positive pour l'état à 1.10(15) MeV, et $5/2+$ pour le spin et la parité de l'état excité à 983(3) keV.

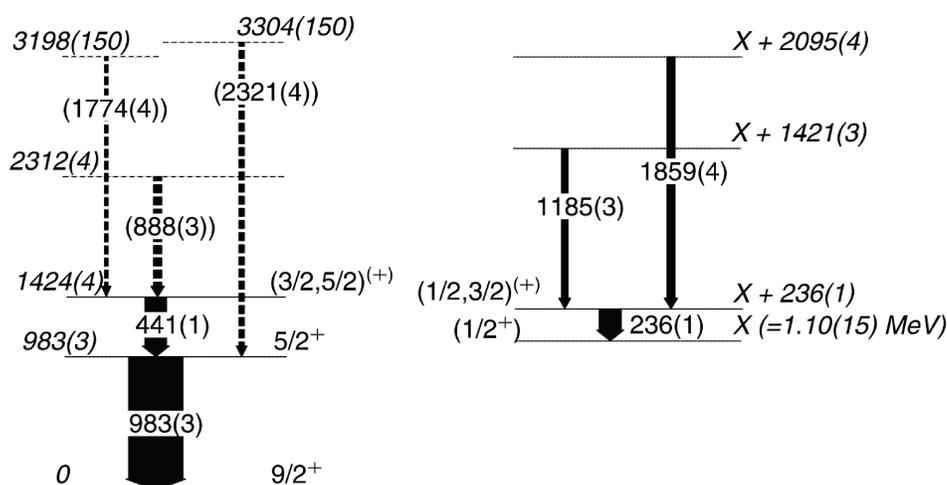


FIGURE 5.1 – Schéma de niveau pour le noyau de ^{79}Zn tiré de [78]. La largeur des flèches est proportionnelle à l'intensité relative des transitions.

La publication [79] assigne définitivement les spins et parités des états fondamental et isomérique : $9/2+$ et $1/2+$. La structure hyperfine observée par spectroscopie laser colinéaire a permis la mesure des spins, des moments magnétiques et des rayons moyens de charges des 2 états. Un résultat très intéressant de cette expérience est la grande différence entre les rayons moyens de charge de ces 2 états, suggérant la possibilité d'une coexistence de forme à l'œuvre dans ^{79}Zn entre l'état isomérique (intrus) et l'état fondamental (normal).

La décroissance β de ^{79}Cu est régie par ses propres règles de sélections, ce qui fait qu'on ne s'attend pas à peupler les mêmes états excités que dans [78]. Nous avons adopté $5/2-$

comme valeurs des spin et parité pour l'état fondamental de ^{79}Cu . L'énergie disponible pour la décroissance β est de 11530(400) keV et l'énergie de séparation d'un neutron dans ^{79}Zn est de 4020.4(30) [82]. On s'attend donc à peupler également des états non-liés et à observer la décroissance β -n vers ^{78}Zn (dans la publication de Korgul et al. [81], il n'y a que la décroissance $\beta - n$ de ^{79}Cu qui a été observée).

5.1.2 Spectre γ en coïncidence avec la détection d'un β

La figure 5.3 représente le spectre γ de ^{79}Zn , issu de la décroissance β de ^{79}Cu , intégré sur 5 temps de demi-vie de ^{79}Cu . Sur cette figure, tous les pics identifiés comme correspondant aux transitions des états excités de noyaux sont marqués d'un losange de couleur, dont la légende est indiquée sur la figure. Les transitions γ identifiées comme appartenant à ^{79}Zn sont marquées d'un losange blanc à contour noir. Les transitions observées par Orlandi *et al.* sont marquées d'une étoile : 985.3, 440.8 et 236.4 keV.

Afin d'identifier les événements γ en coïncidence avec chaque transition, on s'intéresse à la projection de la matrice de coïncidence γ - γ , figure 5.2, sur une plage d'énergie $E \pm 4\sigma$.

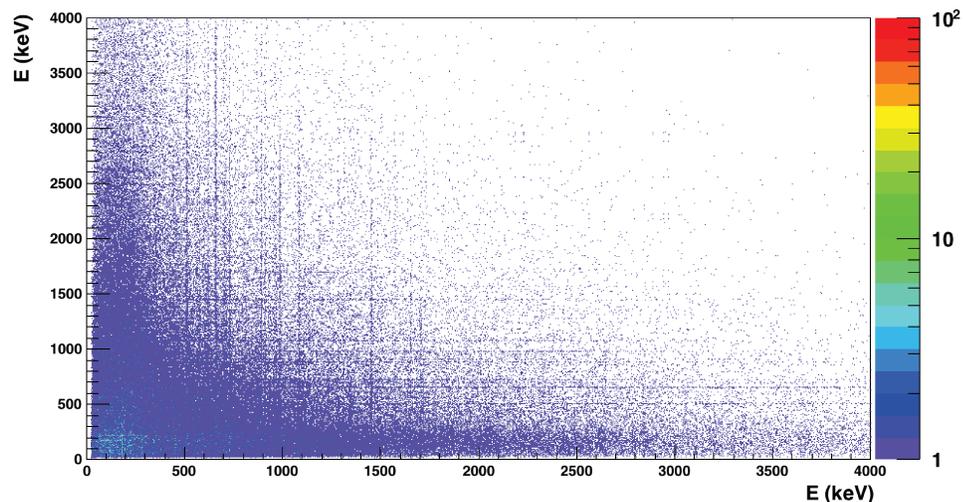


FIGURE 5.2 – Matrice de coïncidence γ - γ dont la projection sur une plage $E \pm 4\sigma$ permet d'identifier les événements en coïncidence avec une transition à une énergie E donnée.

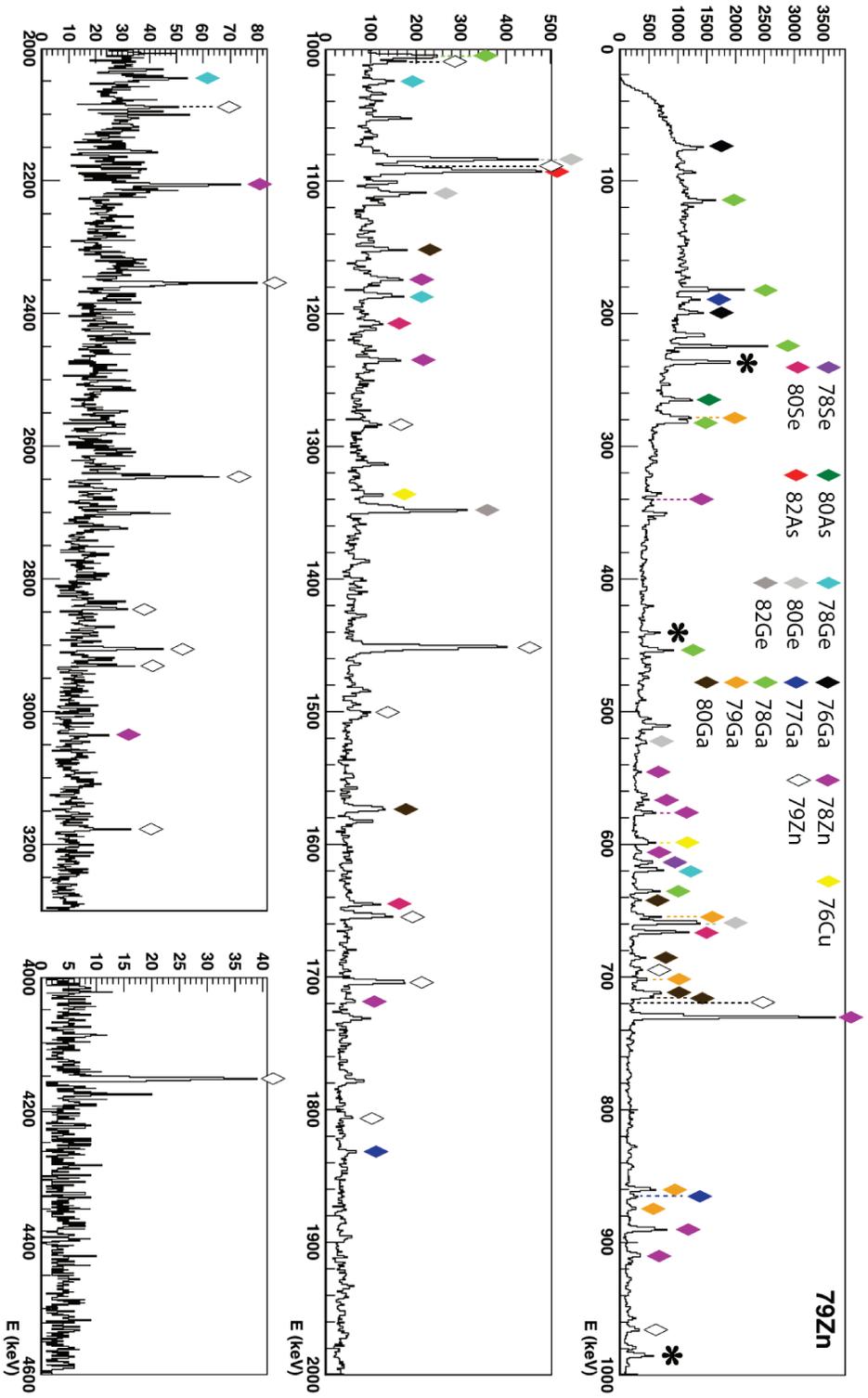


FIGURE 5.3 – Spectre γ de ^{79}Zn . Les transitions identifiées sont marquées d'un losange de couleur, elles correspondent aux transitions des états excités des noyaux indiqués dans la légende. Les transitions dans ^{79}Zn en accord avec Orlandi *et al.* [78] sont marquées d'une étoile. Les autres transitions identifiées comme appartenant à ^{79}Zn sont notées d'un losange blanc à contour noir.

5.1.3 Événements en coïncidence avec la transition à 985.3 keV

Pour chaque transition, une soustraction de fond est appliquée afin d'éliminer les coïncidences fortuites. Pour se faire, on projette une bande de largeur fixée de la matrice de coïncidence de part et d'autre de la transition qu'on soustrait à la projection de la transition qui nous intéresse.

On s'intéresse tout d'abord à la transition à 985.3 keV, celle-ci étant la plus intense dans le schéma de la figure 5.1.

La projection des événements γ à 985.3 keV, figure 5.4, confirme la coïncidence avec la transition à 440.8 keV proposée par Orlandi *et al.* ; deux nouvelles transitions à 2646.0 et 2845.1 keV sont mises en évidence.

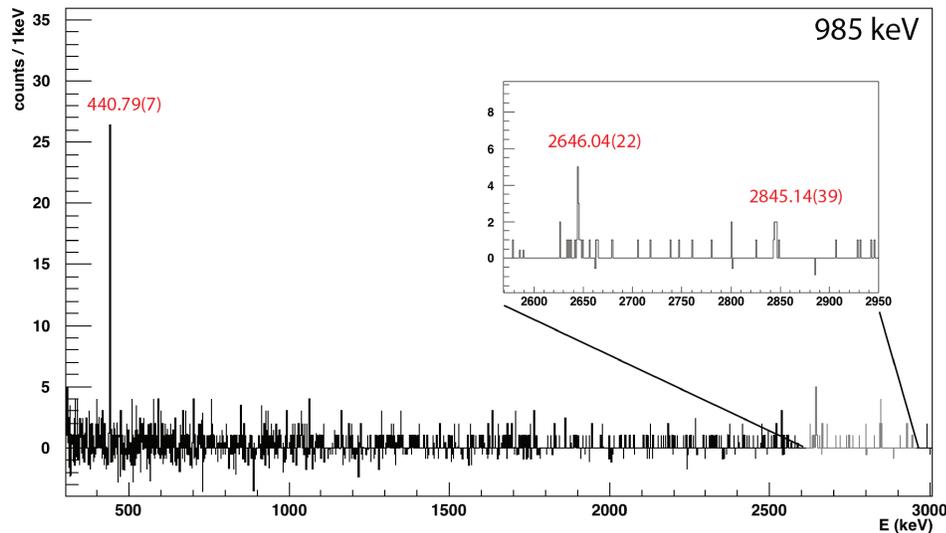


FIGURE 5.4 – Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 985.3 keV.

Les projections des événements γ correspondant à ces trois transitions (440.8 figure 5.6, 2646.0 et 2845.1 figure 5.5) confirment la coïncidence avec la transition à 985.3 keV.

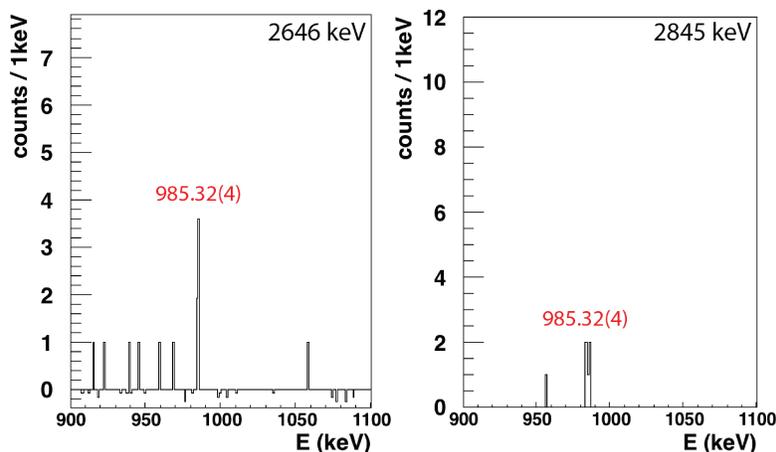


FIGURE 5.5 – Coïncidence des transitions à 2646.0 et 2845.1 keV avec la raie à 985.3 keV.

Il est intéressant de se pencher sur la projection des événements γ de 440.8 keV, figure 5.6, celle-ci mettant en évidence la coïncidence avec trois autres transitions à 718.8, 1009.6 et 2930.0 keV.

Chacune des projections de ces trois transitions, 718.8, 1009.6 et 2930.0 keV, confirment la coïncidence avec celle à 440.8 keV, figure 5.7.

Au vu des intensités relatives calculées en fonction du nombre de coups dans un pic correspondant à une transition et de l'efficacité γ à cette énergie, rapporté à l'intensité de la transition à 985.3 keV, l'hypothèse est que les transitions à 985.3, 440.8, 718.8 et 1009.6 keV sont en cascade dans cet ordre, la transitions à 1009.6 keV dépeuplant un état d'énergie 3155.3 keV. Les deux autres transitions à 2646.0 et 2845.1 keV n'étant en coïncidence avec aucune transition de cette cascade, hormis celle à 985.3 keV, peuplent directement l'état à 985.3 keV.

La transition à 2930.0 keV n'étant pas vue en coïncidence avec celles à 718.8 et 1009.6 keV ni avec les transitions à 2646.0 et 2845.1 keV, elle se situe au dessus de la transition γ à 440.8 keV.

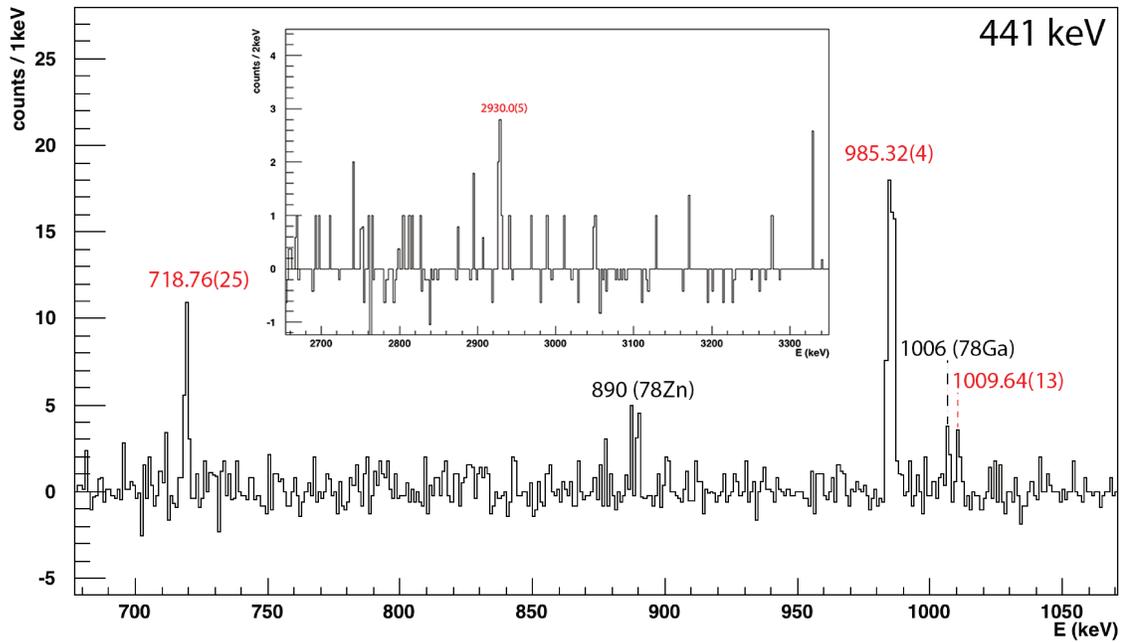


FIGURE 5.6 – Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 440.8 keV.

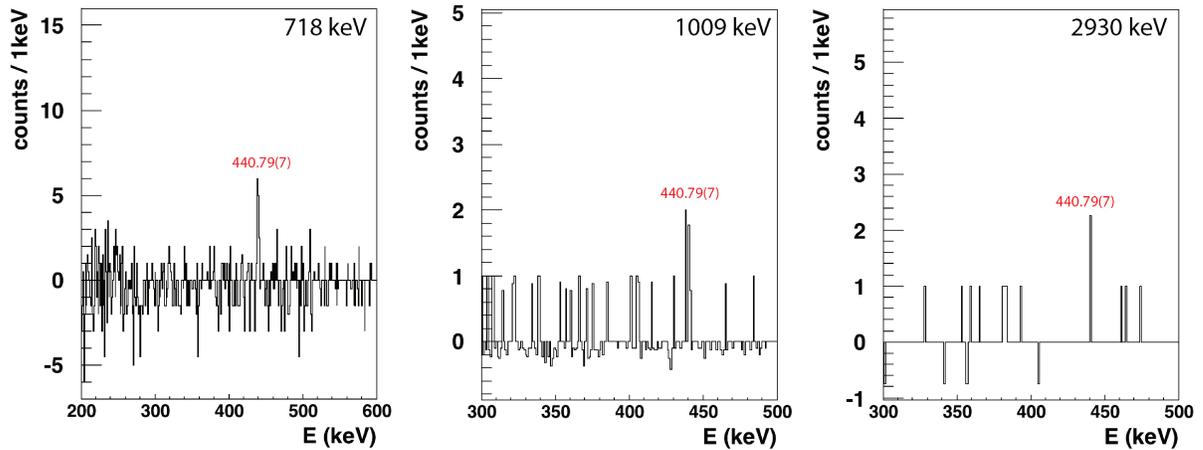


FIGURE 5.7 – Coïncidence des transitions à 718.8, 1009.6 et 2930.0 keV avec la raie à 440.8 keV.

La projection des événements γ de 1009.6 keV, figure 5.8, renseigne sur un point important : la coïncidence avec les raies à 236.4 et 965.9 keV. On verra plus loin que c'est la transition clé permettant de relier les deux bandes parallèles précédemment connues [78]. On s'intéressera donc ensuite à la transition γ d'énergie 236.4 keV.

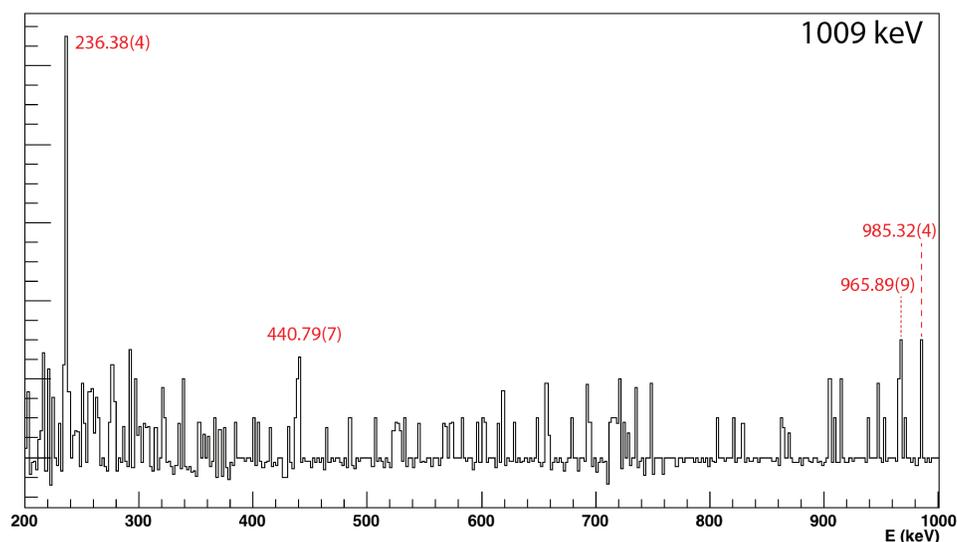


FIGURE 5.8 – Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 1009.6 keV. Cette transition permet de relier les deux bandes parallèles du schéma d'Orlandi *et al.*

Sur la figure 5.9, les durées de vie apparentes estimées des transitions sont reportées. On ne peut s'attendre à un accord parfait entre le temps de vie du noyau père et celui des transitions, mais les ordres de grandeur sont effectivement corrects, et confirment l'hypothèse d'appartenance des transitions γ à 985.3, 440.8, 2646.0 et 2845.1 keV à ^{79}Zn . La statistique ne permet pas d'effectuer cette vérification sur les transitions à 718.8, 1009.6 et 2930.0 keV.

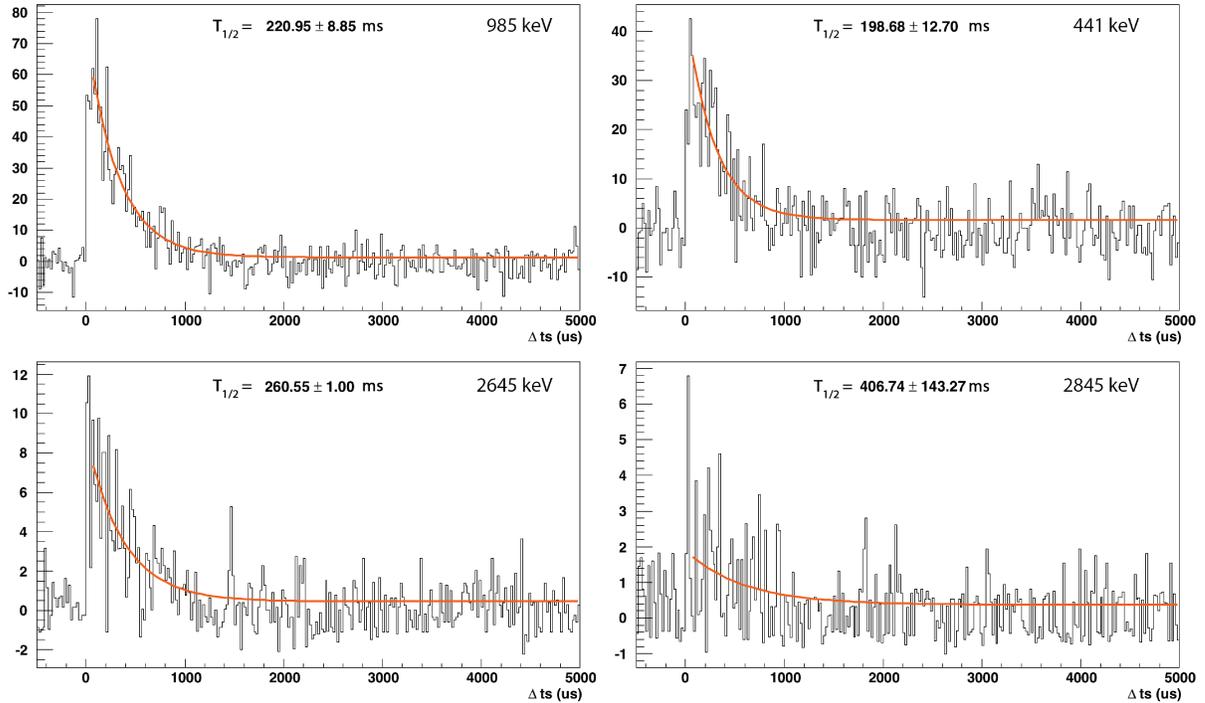


FIGURE 5.9 – Durée de vie apparente associée aux transitions γ à 985.3, 440.8, 2646.0 et 2845.1 keV.

5.1.4 Événements en coïncidence avec la transition à 236.4 keV

La projection des événements en coïncidence avec la transition γ à 236.38 keV est très riche, ceci s'expliquant par la faible énergie de cette transition : malgré la correction des "add-back", il est probable qu'une partie des événements observés dans la figure 5.10 provienne de l'effet Compton de transitions γ de plus haute énergie.

5 transitions ont clairement été identifiées en coïncidence avec celle à 236.4 keV : 965.9, 1089.0, 1805.9, 2353.5 et 3177.4 keV.

Chacune de ces transitions est confirmée en coïncidence avec la raie à 236.4 keV, et la projection des événements γ de 1089.0 keV, figure 5.11, apporte une coïncidence supplémentaire à une énergie de 2088.8 keV.

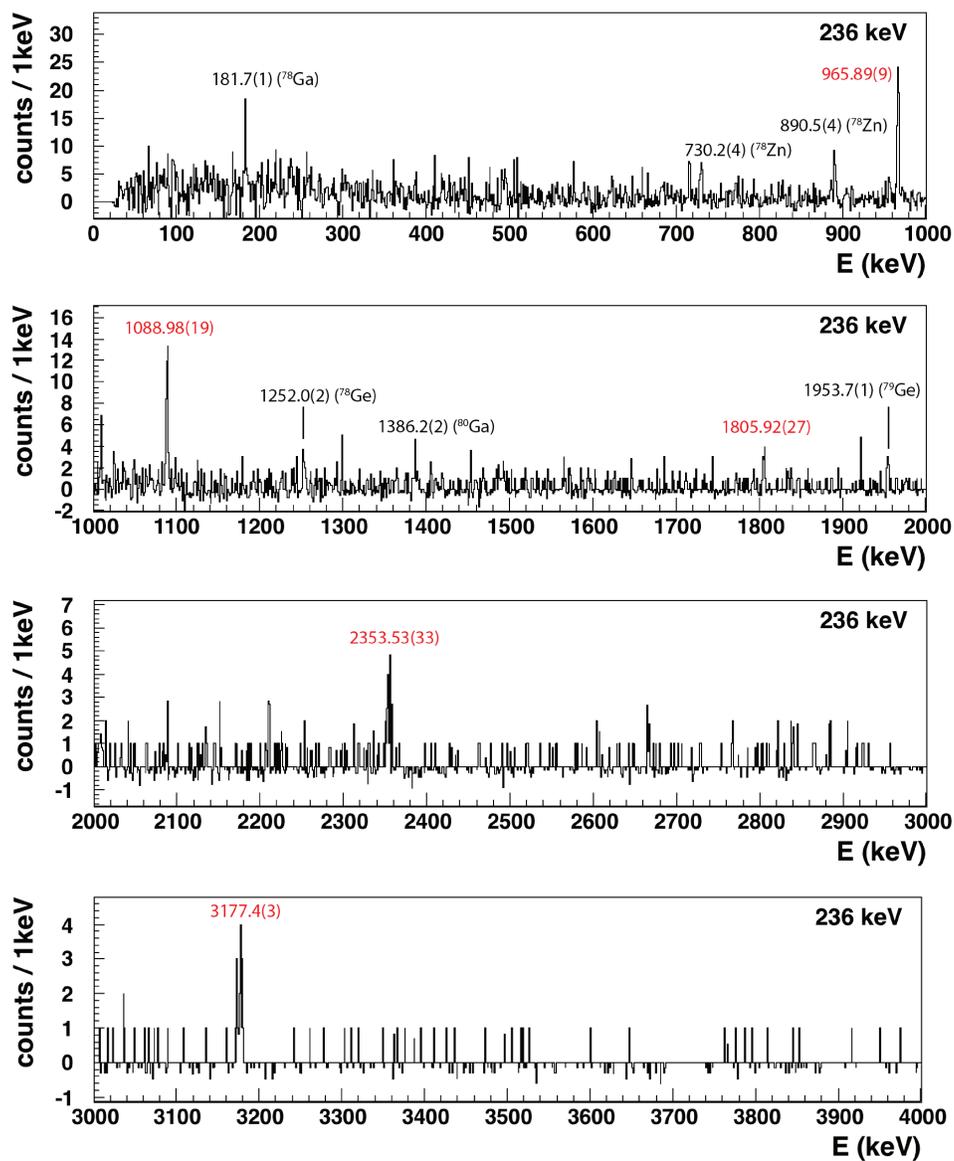


FIGURE 5.10 – Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la transition à 236.4 keV vers l'état isomère proposé dans [78].

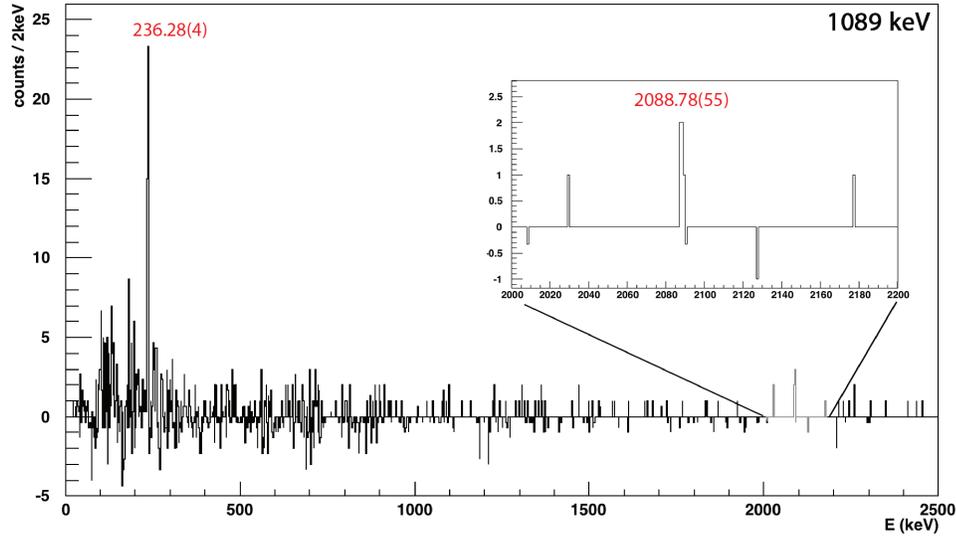


FIGURE 5.11 – Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 1089.0 keV.

Hormis la transition γ à 1089.0 keV, toutes ces transitions ne sont en coïncidence qu'avec celle à 236.4 keV. Elles ont toutes comme état final l'état dépeuplé par la transition γ à 236.4 keV, vers l'état isomère proposé dans [78].

La transition γ à 1009.6 keV discutée dans la section précédente, permettant de relier la bande comprenant les raies à 985.3 keV et 236.4 keV, donne la possibilité de fixer pour la première fois l'énergie de l'état isomère : les intensités relatives décroissantes des transitions à 236.4, 965.9 et 1009.6 keV permettent de les situer sur une cascade, dans cet ordre.

La transition γ à 1009.6 keV dépeuplant l'état à 3155.3 keV, on estime l'énergie de l'état isomère à 943.0 keV. Le schéma ainsi proposé est présenté dans la figure 5.12.

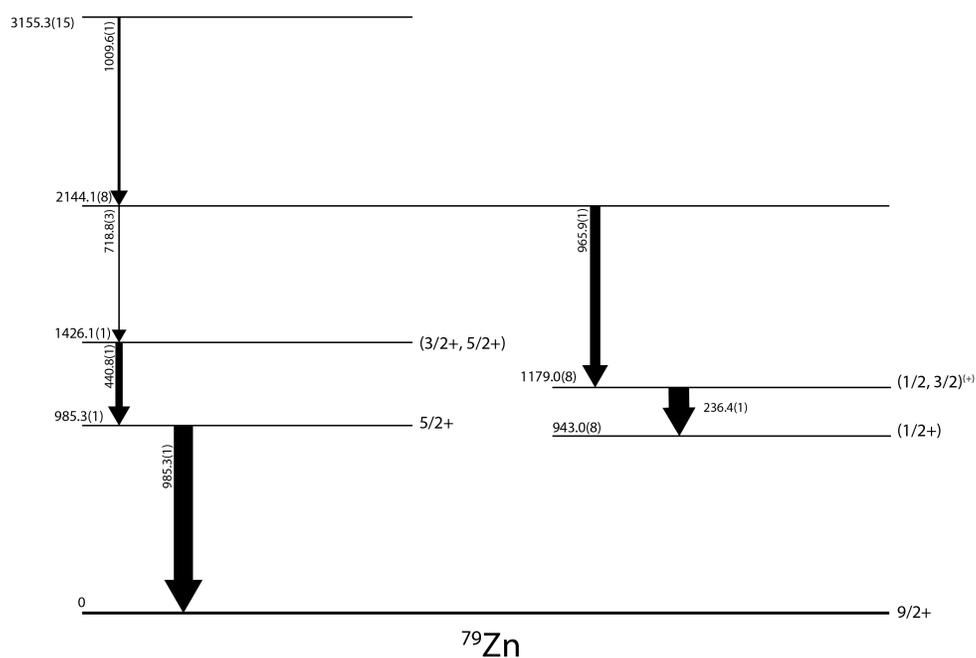


FIGURE 5.12 – Schéma partiel de décroissance permettant de déterminer l'énergie de l'état isomère à 943.0 keV.

La figure 5.13 donne les durées de vie apparentes estimées des transitions en coïncidence avec la raie à 236.4 keV. Les ordres de grandeur sont corrects, et confirment l'hypothèse d'appartenance des transitions γ à 236.4, 965.9, 1089.0 et 2353.5 keV à ^{79}Zn .

La statistique ne permet pas d'effectuer cette vérification sur les transitions à 1089.0 et 3177.4 keV.

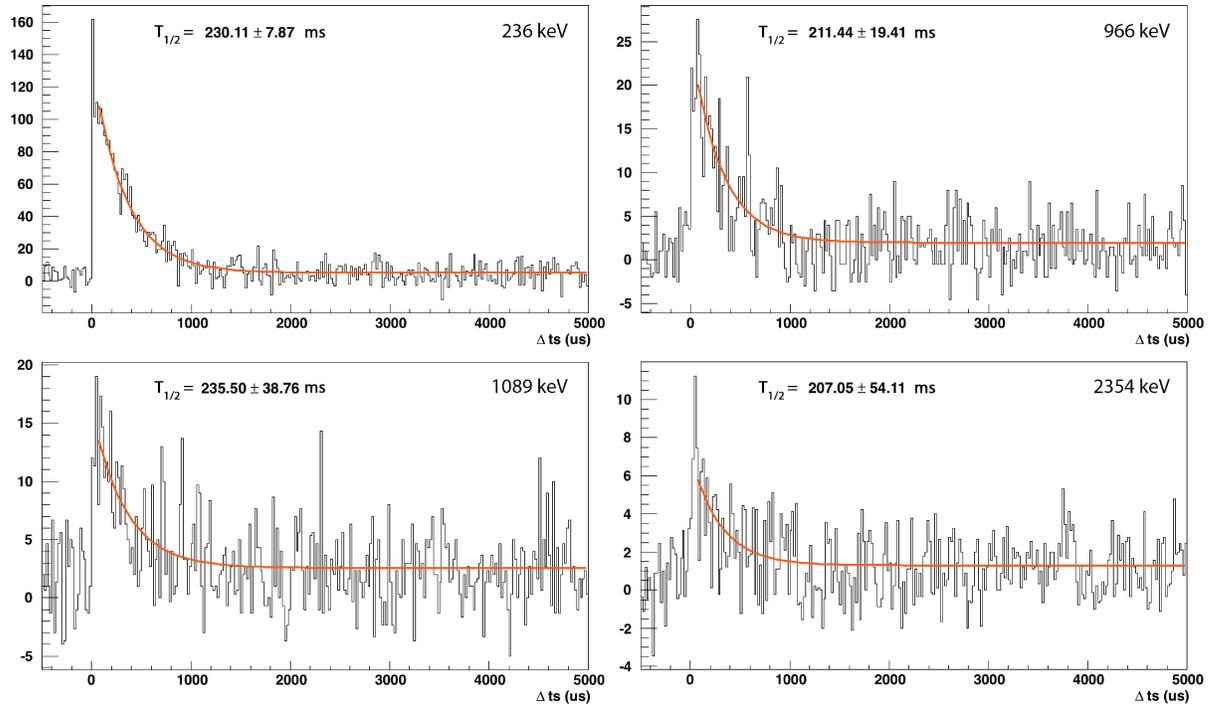


FIGURE 5.13 – Durée de vie apparente associée aux transitions γ à 236.4, 965.9, 1089.0 et 2353.5 keV.

5.1.5 Événements en coïncidence avec la transition à 1451.3 keV

Trois transitions à 694.3, 1703.9 et 2905.5 keV, sont confirmées en coïncidences avec celle à 1451.3, figure 5.14. Les transitions γ à 1703.9 et 2905.5 keV ne sont en coïncidence qu'avec celle à 1451.3 keV, elles ne sont donc pas en cascade.

En revanche, la transition γ à 694.3 keV est également en coïncidence avec la transition γ à 1009.6 keV, figure 5.15. Pour rappel, cette transition avait déjà été observée en coïncidence avec les raies à 985.3 et 236.4 keV. Cette information est cruciale pour la construction du schéma de niveau : la somme $694.3(1) + 1451.3(1) \simeq 2144.1(8)$ keV correspond à l'énergie de l'état final de la transition à 1009.6 keV. Ce qui permet de faire l'hypothèse que l'état final de la transition γ à 1451.3 keV correspond à l'état fondamental.

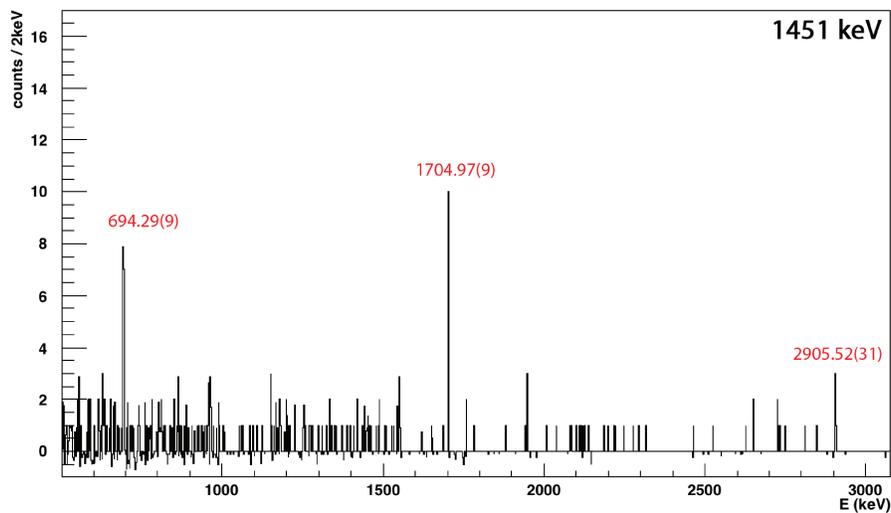


FIGURE 5.14 – Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 1451.3 keV.

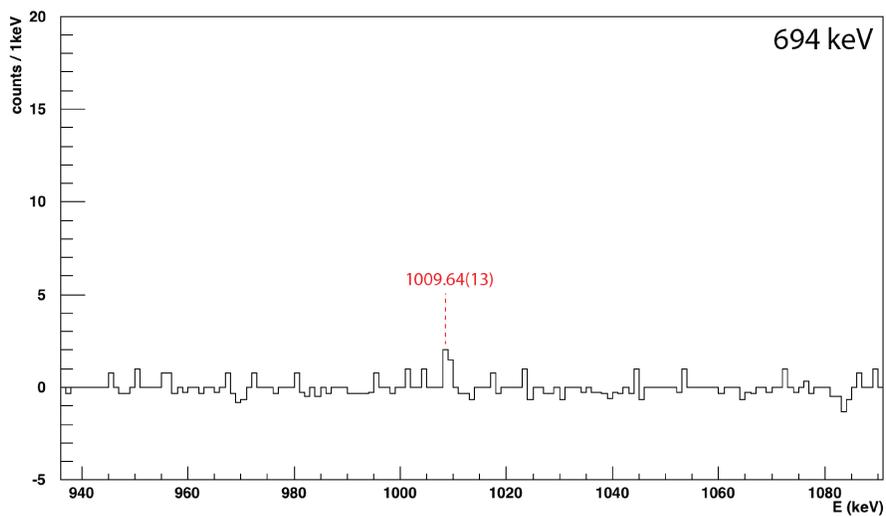


FIGURE 5.15 – Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 694.3 keV.

La figure 5.16 présente les durées de vie apparentes estimés à partir des transitions en coïncidence avec la raie à 1451.3 keV. Les ordres de grandeur sont corrects, et confirment l'hypothèse d'appartenance des transitions γ à 1451.3, 694.3, 1703.9 et 2905.5 keV à ^{79}Zn .

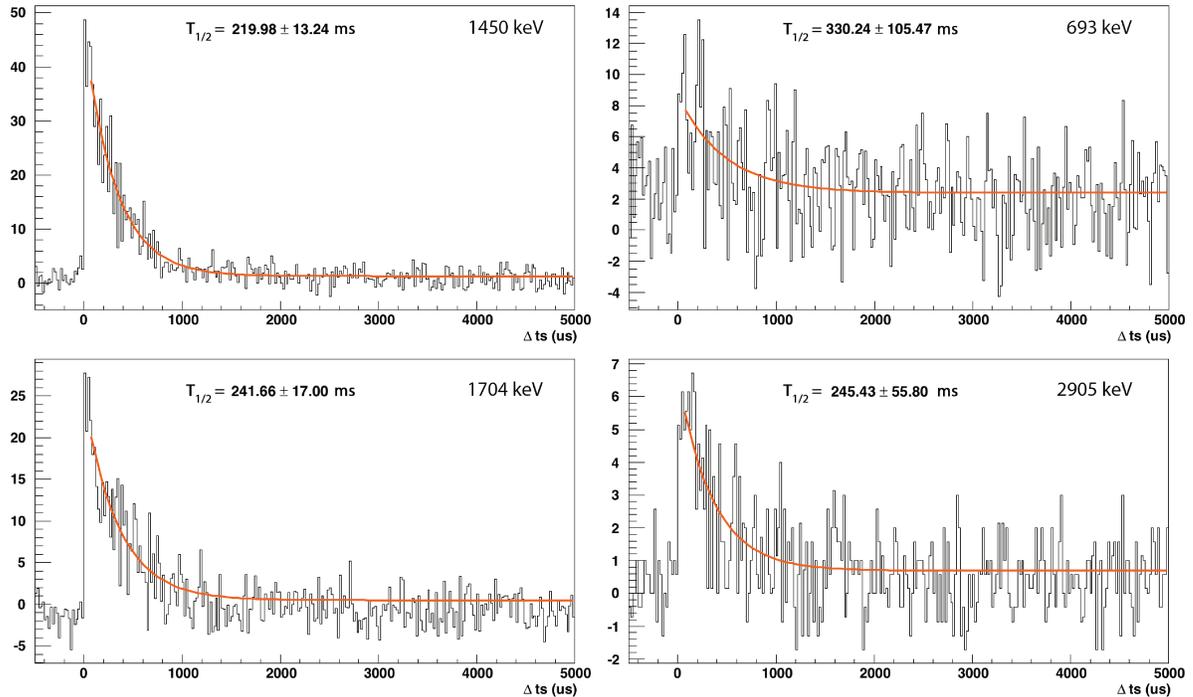


FIGURE 5.16 – Durée de vie apparente associée aux transitions γ à 1451.3, 694.3, 1703.9 et 2905.5 keV.

5.1.6 Événements en coïncidence avec la transition à 1282.9 keV

Deux transitions γ sont en coïncidence avec celle à 1282.9 keV, figure 5.17 : 298.8 et 370.2 keV. Ces deux transitions, ayant une intensité plus faible que celle de la transition à 1282.9 keV et n'étant pas en coïncidence entre elles, ont pour état final l'état dépeuplé par la transition γ à 1282.9 keV.

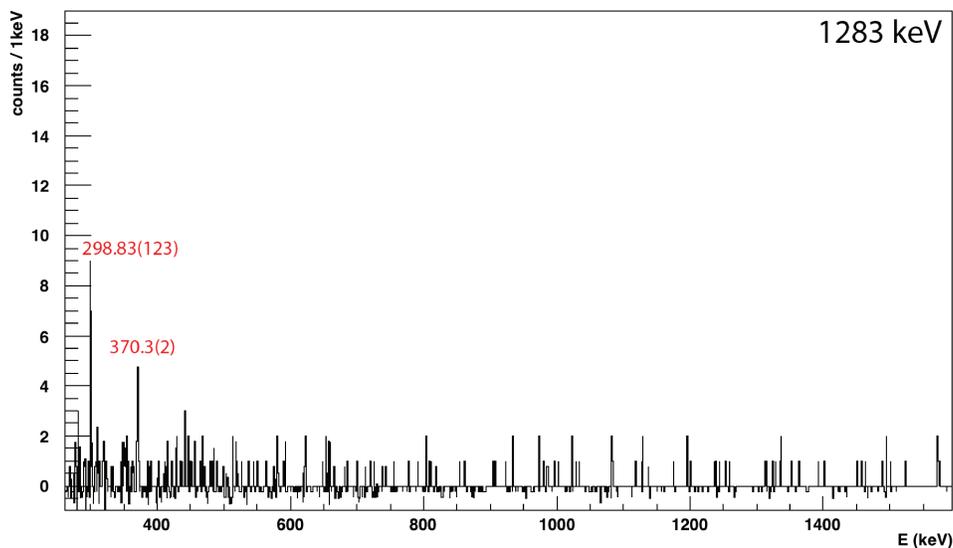


FIGURE 5.17 – Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 1282.9 keV.

La statistique ne permet pas d'effectuer la vérification des durées de vie apparentes des transitions γ à 298.8 et 370.2 keV.

5.1.7 Événements en coïncidence avec la transition à 1654.0 keV

Enfin, une dernière bande a été identifiée comme appartenant à ^{79}Zn : les transitions γ à 1654.0 et 1502.0 keV sont en coïncidence, figure 5.18. La somme de ces deux transitions est de 3155.3 keV, état déjà observé auparavant, ce qui est une hypothèse pour affirmer que l'état final de la transition γ à 1654.0 keV est l'état fondamental, ayant une plus forte intensité que la transition à γ à 1502.0 keV.

La transition γ à 1502.0 keV est en coïncidence avec la raie à 1654.0 keV, et également avec une raie à 193.4 keV, figure 5.19, qui n'est pas observée en coïncidence en retour (on ne la fait donc pas figurer sur le schéma de niveau).

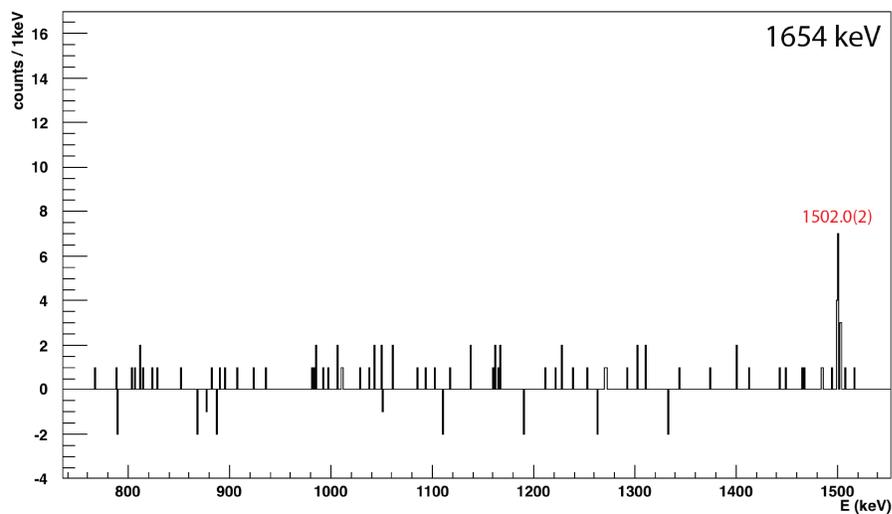


FIGURE 5.18 – Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 1654.0 keV.

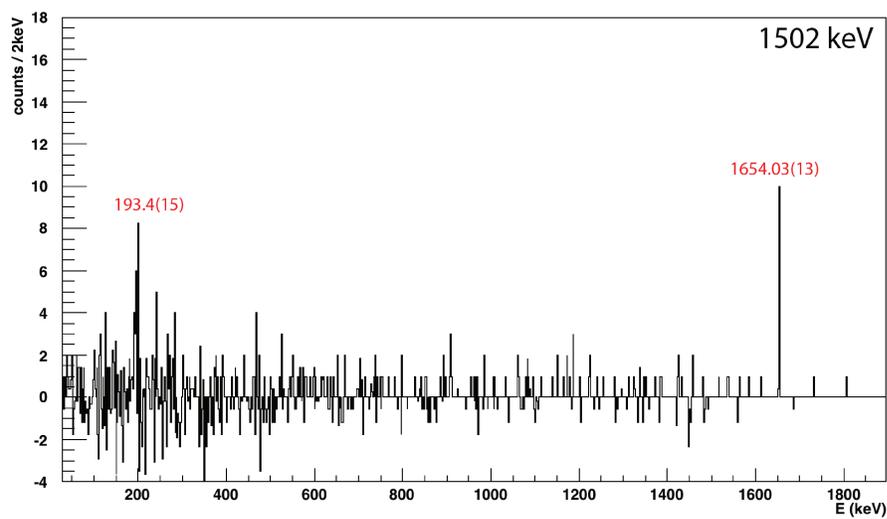


FIGURE 5.19 – Distribution en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec la raie à 1502.0 keV.

La statistique ne permet pas d'effectuer la vérification du temps de vie des transitions γ à 1654.0 et 1502.0 keV mais ces transitions sont observées dans la décroissance de ^{80}Cu et sont absentes dans la décroissance de ^{78}Cu .

5.1.8 Transition γ à 4153.4 keV

Une raie γ à 4153.4 keV a été mise en évidence, figure 5.20, et semble appartenir à la décroissance de ^{79}Cu , n'étant pas présente dans les spectres de décroissance de ^{78}Cu et ^{80}Cu .

Nous l'incluons dans le schéma de niveau de ^{79}Cu .

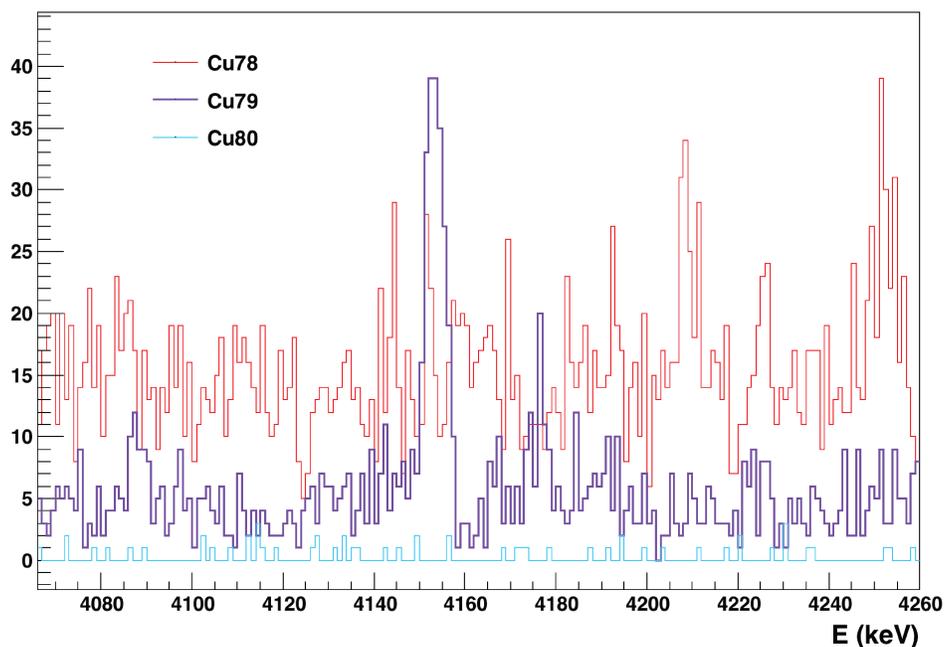


FIGURE 5.20 – Mise en évidence de la raie γ à 4153.4 keV par superposition des spectres de décroissance de ^{78}Cu , ^{79}Cu et ^{80}Cu .

5.1.9 Intensités absolues, rapports d'embranchement et $\log(\text{ft})$

L'intensité absolue d'une transition est déterminée selon l'équation suivante :

$$I_{\gamma}^{abs} = \frac{\text{Intégrale}}{\epsilon_{\gamma} \cdot \epsilon_{\beta} \cdot N_{79\text{Cu}}} \quad (5.1)$$

L'intégrale correspond au nombre d'événements dans le pic du spectre de la figure 5.3 obtenu grâce à un ajustement gaussien à l'énergie de la transition. On corrige donc cette valeur par les efficacités ϵ_{γ} et ϵ_{β} , correspondant aux efficacités γ et de corrélation ion- β respectivement.

Le rapport d'embranchement β est une valeur effective. C'est-à-dire qu'il correspond à une limite supérieure car il est possible qu'une ou plusieurs transitions non observées peuplent l'état, ce qui conduirait à surestimer le rapport d'embranchement. Ainsi, le rapport d'embranchement I_{β} vers un état donné est calculé suivant la formule suivante :

$$I_{\beta} = \frac{N_{\gamma \text{ sortants}} - N_{\gamma \text{ entrants}}}{\epsilon_{\beta} \cdot N_{79\text{Cu}}} \cdot 100 \quad (5.2)$$

où N_{γ} est le nombre d'événements dans le pic d'une transition γ également obtenu grâce à un ajustement gaussien :

$$N_{\gamma} = \frac{\text{Intégrale}}{\epsilon_{\gamma}} \quad (5.3)$$

Enfin, les valeurs des $\log(\text{ft})$, discutées dans le chapitre 2, sont calculées grâce au programme d'analyse du site "National Nuclear Data Center" [37].

Les incertitudes sur I_{γ}^{abs} et I_{β} sont obtenues par propagation des erreurs, on ne détaille pas ici ce calcul.

On reporte dans le tableau 5.1 l'ensemble des grandeurs calculées pour les transitions γ et pour les états du schéma de niveau de ^{79}Zn . Le tableau 5.2 résume les coïncidences entre transitions γ observées.

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des grandeurs calculées pour les transitions γ et pour les états du schéma de niveau de ^{79}Zn .

Énergie d'excitation de l'état (keV)	Rapport d'embranchement (%)	$\log(ft)$	$E_{\gamma \text{ entrant}}$ (keV)	$E_{\gamma \text{ sortant}}$ (keV)	$I_{abs}(\gamma_{\text{sortant}})$ (%)
0	0		985.3(1) 1282.9(2) 1451.3(1) 1654.0(1) 4153.4(2)		
985.3(1)	4.0(7)	6.3(1)	440.8(1) 2646.0(2) 2845.1(4)	985.3(1)	13.4(4)
1426.1(1)	4.2(2)	6.2(1)	718.8(3) 2930.0(5)	440.8(1)	5.0(2)
2144.1(8)	11.0(5)	5.7(1)	1009.6(1)	718.8(3) 965.9(1) 694.3(1)	0.8(1) 7.1(3) 4.6(1)
3155.3(15)	10.4(4)	5.5(1)		1009.6(1) 1703.9(1) 1502.0(2)	1.6(1) 5.2(2) 3.6(1)
3631.4(2)	2.8(1)	5.9(1)		2646.0(2)	2.8(1)
3830.5(4)	0.9(1)	6.3(1)		2845.1(4)	0.9(1)
4356.5(8)	5.2(4)	5.4(1)		2930.0(5) 2088.8(6) 3177.4(3) 2905.5(3)	0.8(1) 1.2(2) 1.1(1) 2.0(1)
943.0(3)	0		236.4(1)		

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des grandeurs calculées pour les transitions γ et pour les états du schéma de niveau de ^{79}Zn (suite).

Énergie d'excitation de l'état (keV)	Rapport d'embranchement (%)	$\log(ft)$	E_{γ} entrant (keV)	E_{γ} sortant (keV)	I_{abs} ($\gamma_{sortant}$) (%)
1179.0(3)	0		965.9(1) 1089.0(2) 1805.9(3) 2353.5(3) 3177.4(3)	236.4(1)	13.6(9)
2268.0(3)	1.8(3)	6.4(1)	2088.8(6)	1089.0(2)	3.1(1)
2984.9(4)	0.8(1)	6.6(1)		1805.9(3)	0.8(1)
3532.5(4)	2.0(1)	6.1(1)		2353.5(3)	2.0(1)
1282.9(2)	0.4(4)	7.3(5)	298.8(12) 370.2(2)	1282.9(2)	1.9(1)
1451.3(1)	3.7(9)	6.3(1)	694.3(1) 1703.9(1) 2905.5(3)	1451.3(1)	15.6(5)
1581.7(12)	0.5(2)	7.1(2)		298.8(12)	0.5(2)
1653.6(8)	2.1(4)	6.5(1)	1502.0(2)	370.2(2) 1654.0(1)	0.9(1) 4.7(2)
4153.4(2)	2.9(1)	5.75(2)		4153.4(2)	2.9(1)

E_γ (keV)	I_{abs}	Transitions en coïncidence (keV)
985.3(1)	13.4(4)	440.8(1) 718.8(3) 1009.6(1) 2646.0(2) 2845.1(4) 2930.0(5)
440.8(1)	5.0(2)	985.3(1) 718.8(3) 1009.6(1)
718.8(3)	0.8(1)	985.3(1) 440.8(1) 1009.6(1)
1009.6(1)	1.6(1)	985.3(1) 440.8(1) 718.8(3) 694.3(1)
2646.0(2)	2.8(1)	985.3(1)
2845.1(4)	0.9(1)	985.3(1)
2930.0(5)	0.8(1)	985.3(1) 440.8(1)
236.4(1)	13.6(9)	965.9(1) 1009.6(1) 1089.0(2) 2088.8(6) 1805.9(3) 2353.5(3) 3177.4(3)
965.9(1)	7.1(3)	236.4(1) 1009.6(1)
1089.0(2)	3.1(1)	236.4(1) 2088.8(6)
2088.8(6)	1.2(2)	236.4(1) 1089.0(2)
1805.9(3)	0.8(1)	236.4(1)
2353.5(3)	2.0(1)	236.4(1)
3177.4(3)	1.1(1)	236.4(1)
1451.3(1)	15.6(5)	694.3(1) 1703.9(1) 2905.5(3)
694.3(1)	4.6(1)	1451.3(1) 1009.6(1)
1703.9(1)	5.2(2)	1451.3(1)
2905.5(3)	2.0(1)	1451.3(1)
1654.0(1)	4.7(2)	1502.0(2)
1502.0(2)	3.6(1)	1654.0(1)
4153.4(2)	2.9(1)	
1282.9(2)	1.9(1)	370.2(2) 298.8(12)
370.2(2)	0.9(1)	1282.9(2)
298.8(12)	0.5(2)	1282.9(2)

 TABLE 5.2 – Coïncidences entre les transitions γ observées

5.2 Discussion

Dans cette deuxième partie de chapitre, une discussion sur l'assignement des spins est proposée. Les arguments utilisés sont essentiellement fournis par le calcul des rapports d'embranchement β et des $\log(ft)$. Des considérations sur l'intensité des transitions électromagnétiques sont également prises en compte.

5.2.1 État fondamental : $9/2+$

La détermination du spin par mesure directe a été faite par Yang *et al.* [79] et l'assignement du spin est définitif. Le facteur gyromagnétique g est compatible avec une orbitale $g_{9/2}$, la parité est donc positive.

5.2.2 État 985.3 keV : $5/2+$

La systématique N=49 présentée dans l'introduction appuie fortement l'argument du spin $5/2+$. Orlandi *et al.* confirment ce résultat en attribuant à cet état une configuration $\nu(d_{5/2})^1$ [78].

5.2.3 État 1426.1 keV : $(3/2+)$

Orlandi *et al.* attribuent un spin et parité de $3/2+$ ou $5/2+$ pour cet état. Aucune transition de cet état vers l'état fondamental n'a été détectée, on peut supposer que ce type de transition est donc défavorisé, ce qui indique un spin très différent du spin de l'état fondamental $9/2+$. La parité est suggérée par la valeur du $\log(ft)$ de cet état, 6.2, indiquant une transitions interdite du premier ordre du noyau père vers le noyau fils, dans laquelle la parité est changée. Le spin de l'état fondamental de ^{79}Cu est $5/2-$, on propose ainsi un spin et parité $3/2+$ pour cet état, possibilité privilégiée par la systématique.

5.2.4 État 943.0 keV : $1/2+$

Comme pour le cas de l'état fondamental, Yang *et al.* ont fait une attribution définitive pour le spin $1/2$ et le facteur gyromagnétique de cet état, compatible avec une

configuration $\nu(s_{1/2})^1$, indiquant une parité positive.

5.2.5 État 1179.0 keV : (1/2-)

La systématique des états 1 trou neutron dans la chaîne isotonique N=49 indique que l'énergie du premier état excité isomère 1/2- $\nu(2p_{1/2}^{-1})$ diminue lentement jusqu'à Z=34 pour augmenter brusquement à Z=32 à une énergie de 896 keV. On peut ainsi supposer sa présence à 1179.0 keV à Z=30. De plus, cet état ne décroît que vers un état de nature 1/2+ bien établie. En vue des similitudes avec ^{81}Ge dans la systématique des isotones N=49, nous proposons un spin et parité 1/2- pour cet état.

5.2.6 État 2144.1 keV : (3/2-)

La valeur du $\log(ft)$ de 5.7 de cet état indique une transition permise, les spins possibles étant 3/2-, 5/2- ou 7/2-.

L'ordre de probabilité des transitions électromagnétiques (dans le cas d'un noyau Z=30 et pour une transition de 1000 keV) est :

$$M3 < E3 < M2 < E2 < M1 < E1 \quad (5.4)$$

Nous pouvons éliminer l'hypothèse 7/2-, car la transition électromagnétique vers l'état fondamental 9/2+ correspondrait à une transition E1, extrêmement favorable, or cette transition n'est pas observée.

Les spins possibles sont 3/2- et 5/2-. On propose le spin et parité 3/2- car la transition la plus rapide dépeuplant cet état arrive sur l'état à 1179.0 keV de spin et parité (1/2-), ce qui correspond à une transition M1. Si le spin et parité étaient de 5/2-, la transition vers l'état à 1179.0 keV correspondrait à une E2, moins favorable qu'une M1.

La systématique des isotones N=49 indique qu'un état de spin et parité 3/2- dans ^{81}Ge tend à confirmer notre hypothèse 3/2- pour cet état.

5.2.7 État 1451.3 keV : (5/2+)

Il y a un groupe de 4 états à des énergies proches de celle de l'état 2+ du noyau voisin pair-pair ^{80}Zn . Trois de ces états décroissent vers l'état fondamental 9/2+ exclusivement. Dans l'hypothèse d'un couplage cœur - particule que l'on développera plus tard, on peut faire l'hypothèse que ces décroissances s'opèrent par transition E2 du cœur.

Les spins et parité issus de ce type de couplage sont : 5/2+, 7/2+, 9/2+, 11/2+ et 13/2+.

La transition dépeuplant l'état 2144.1 de spin 3/2- va préférentiellement vers l'état à 1451.3 keV. En supposant que la transition à 694.3 keV qui les relie est de nature E1, on peut émettre l'hypothèse que cet état est de spin 5/2+.

5.2.8 État 3155.3 keV : (5/2-)

La valeur du $\log(ft)$ de cet état est de 5.5, ce qui est compatible avec une transition autorisée. Les spins possibles sont donc 3/2-, 5/2- ou 7/2-. Si le spin était de 7/2-, on observerait une transition électromagnétique E1 vers l'état fondamental, ce qui n'est pas le cas. La transition la plus rapide dépeuplant cet état arrive sur l'état à 1451.3 keV de spin et parité (5/2+) attribués précédemment. Si on fait l'hypothèse que cette transition est une E1, donc la plus favorable, on peut assigner le spin 5/2- à cet état.

5.2.9 État 4356.5 keV : (3/2-)

La valeur du $\log(ft)$ de cet état est de 5.4, ce qui correspond à une transition autorisée. Les spins possibles sont donc 3/2-, 5/2- ou 7/2-. Aucune transition de cet état vers l'état fondamental n'a été détectée, ce qui indique un spin très différent du spin de l'état fondamental 9/2+. De plus, cet état décroît vers un état de spin et parité 1/2-, ce qui correspond à une transition M1. On propose ainsi d'assigner le spin 3/2- à cet état.

5.2.10 État 2268.0 keV : (5/2+, 3/2+)

La valeur du $\log(ft)$ de cet état est de 6.4 ce qui indique une transition interdite de premier ordre. La parité est donc positive, et les spins possibles sont 3/2+, 5/2+ ou 7/2+.

Cet état décroît vers l'état à 1179.0 keV, de spin et parité $1/2^-$ attribués précédemment, il a donc un spin suffisamment bas pour permettre cette transition. Le spin $7/2^+$ peut être éliminé car on n'observe pas de transition vers l'état fondamental. Les spins restants sont $3/2^+$ et $5/2^+$.

5.2.11 État 2984.9 keV : ($3/2^+$, $5/2^+$)

Les mêmes arguments que pour l'état à 2268.0 keV impliquent un spin de cet état de $3/2^+$ ou $5/2^+$.

5.2.12 État 1282.9 keV : ($9/2^+$)

Parmi les états situés à l'énergie attendue du multiplet de couplage cœur - particule $2^+ \otimes \nu(g_{9/2}^{-1})$, celui-ci se distingue par un très faible peuplement β direct. Il a donc probablement un spin élevé. Le spin de l'état 1451.3 étant assigné à $5/2^+$, les spins possibles restants sont $7/2^+$, $9/2^+$ et $11/2^+$. L'hypothèse $11/2^+$ peut être éliminée car elle implique une transition interdite de deuxième ordre, or la valeur du $\log(ft)$ de cet état étant de 7.3 ne le permet pas. Nous proposons ainsi un spin et parité $9/2^+$ pour cet état.

5.2.13 État 1653.6 keV : ($3/2^+$)

Les hypothèses précédentes laissent deux possibilités pour le spin de l'état 1653.6 keV : $7/2^+$ ou $11/2^+$. De même que pour l'état 1282.9, la valeur du $\log(ft)$ de 6.5 ne permet pas une transition interdite de deuxième ordre, laissant ainsi l'unique possibilité de spin $7/2^+$.

5.2.14 Schéma de niveau de ^{79}Zn obtenu par décroissance β de ^{79}Cu

Le schéma de décroissance de la figure 5.21 résume les hypothèses avancées précédemment.

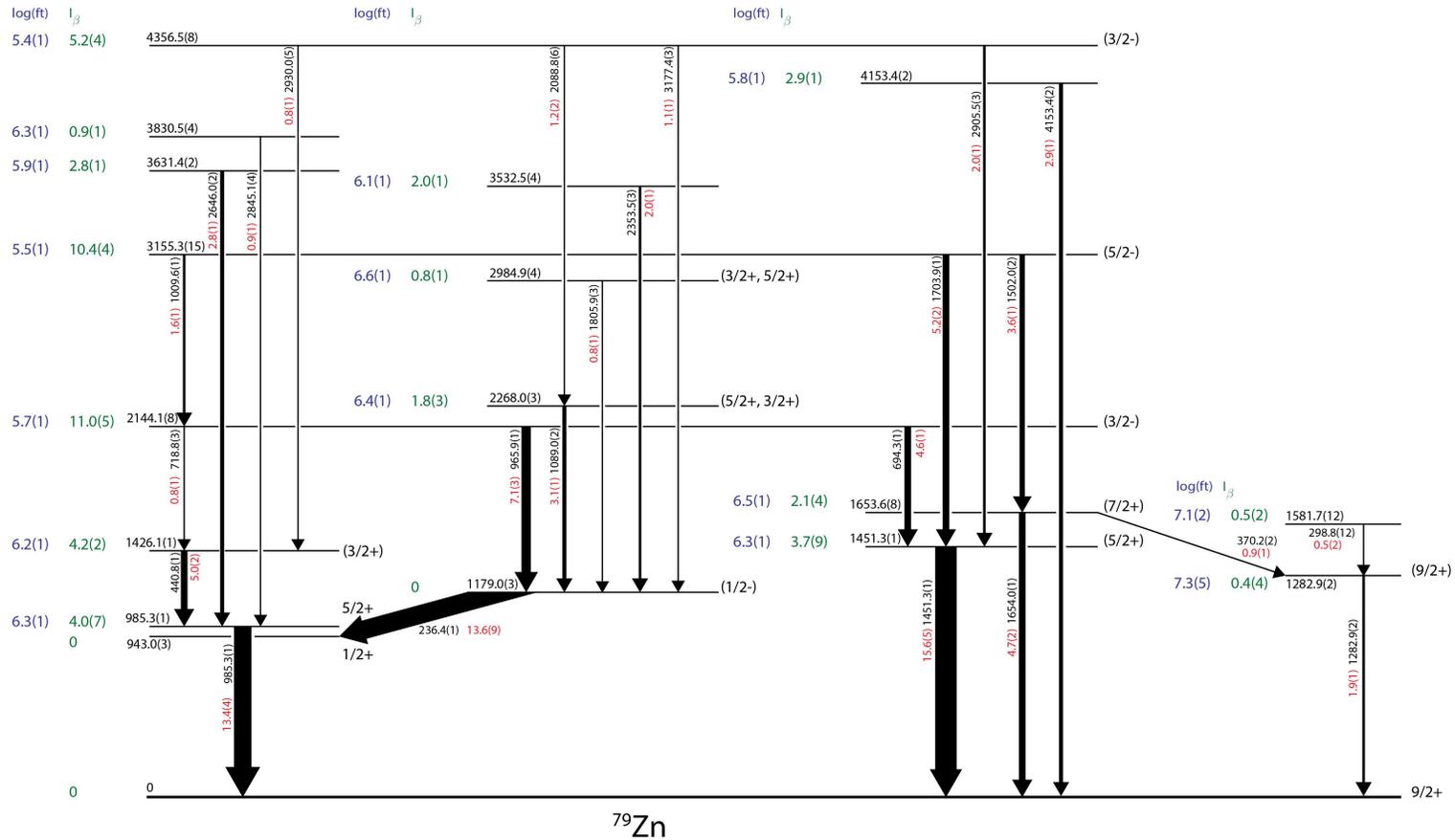


FIGURE 5.21 – Schéma de niveau de ^{79}Zn . La largeur des flèches est proportionnelle à l'intensité absolue des transitions, notée en rouge à côté de l'énergie de la transition. Les rapports d'embranchement I_β et les valeurs des $\log(ft)$ déterminés sont inscrits à gauche de chaque état, en vert et bleu respectivement. Les spins assignés sont inscrits à droite de chaque état. Les chiffres entre parenthèses représentent l'incertitude des mesures.

5.3 Étude de la décroissance $\beta - n$ de ^{80}Cu

Dans la section 1.3, il a été mis en évidence que la spectroscopie du Zinc étudiée par décroissance β du Cuivre permet de sonder le *gap* N=50 au plus près de ^{78}Ni . Comme il a été vu dans la section , les états peuplés par décroissance β de ^{79}Cu et par décroissance β -n de ^{80}Cu ne sont pas les mêmes. C'est pourquoi on s'intéresse désormais à ce deuxième cas, afin de compléter et confronter les résultats obtenus par ces deux méthodes.

Nous avons observé 2×10^4 ions de ^{80}Cu implantés dans WAS3aBi. Le temps de vie mesuré est de 107(2) ms. L'énergie disponible pour la décroissance β , 15220(600) keV [37], ainsi que l'énergie de séparation d'un neutron dans ^{80}Zn de 6288(3) keV [37] favorisent la population des états excités dans ^{79}Zn par décroissance β -n. La probabilité, P_n , de décroissance par β -n déterminée dans l'expérience décrite dans ce manuscrit est de 58(9)% [63].

Ainsi, on retrouve dans le spectre de décroissance β -n de ^{80}Cu , figure 5.22, les transitions suivantes : 985.32, 440.8, 236.38, 965.9, 1451.3, 1703.9, 1282.9, 370.2 et 1654.0 keV. On s'attend en effet à observer, dans le cas de la décroissance β -n de ^{80}Cu , la plupart des transitions déjà observées par décroissance β de ^{79}Cu . Les transitions à 482.8(1) et 1488.6(3) keV ont été identifiées comme appartenant à ^{80}Zn . Elles ont aussi été confirmées dans une publication récente [83].

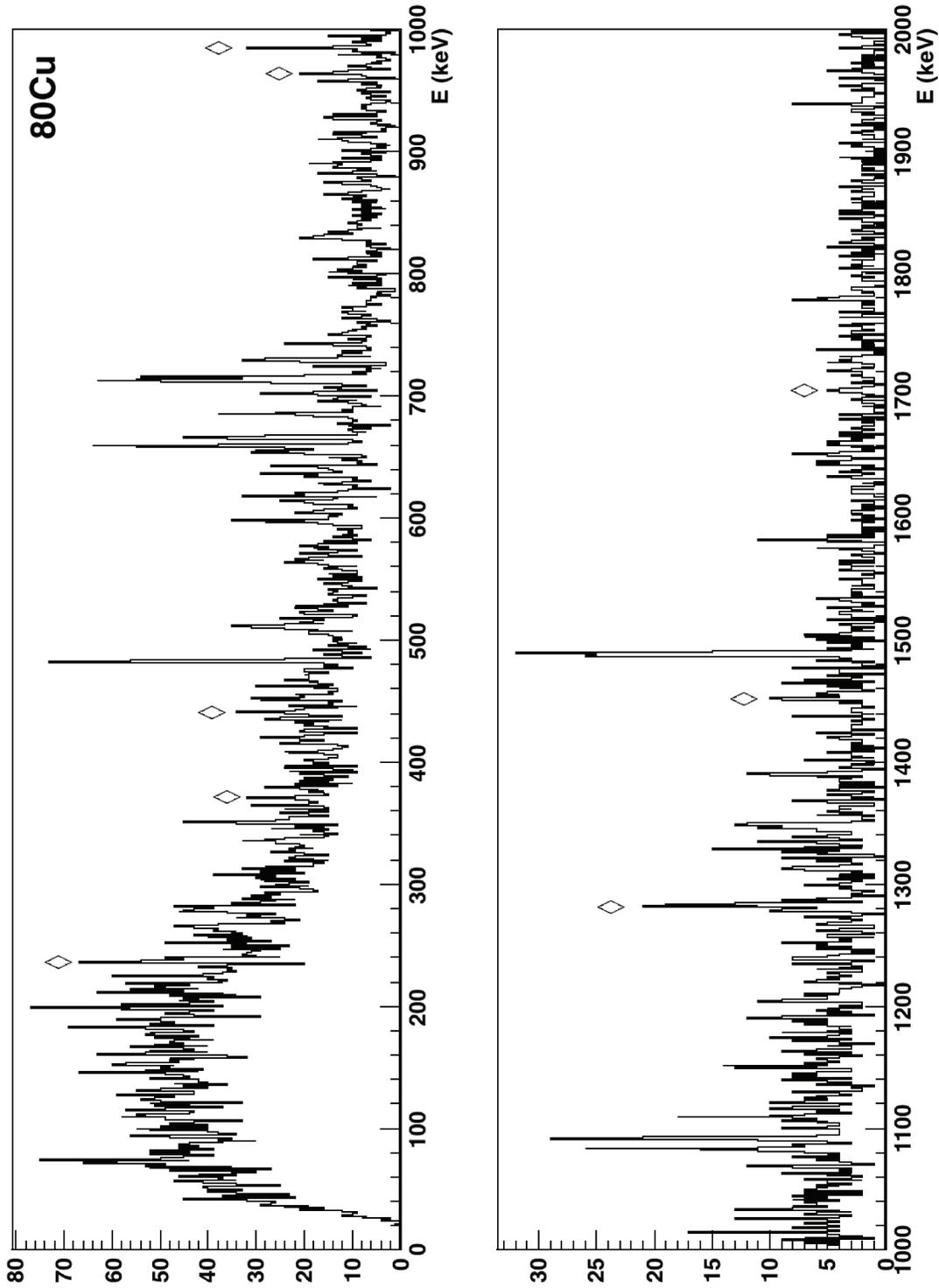


FIGURE 5.22 – Spectre γ de décroissance de ^{80}Cu intégré sur 5 temps de demi-vie. Les transitions identifiées comme correspondant au transitions des états excités de ^{79}Zn sont marqués d'un losange blanc à contour noir.

5.3.1 Schéma de niveau de ^{79}Zn issu de la décroissance $\beta - n$ de ^{80}Cu

Les intensités absolues et les rapports d'embranchement $\beta - n$, résumés dans le tableau 5.3, sont calculés de la même manière que dans la section 5.1.9.

TABLE 5.3 – Tableau récapitulatif des grandeurs calculées pour les transitions γ et pour les états du schéma de niveau de ^{79}Zn issu de la décroissance $\beta - n$ de ^{80}Cu .

Énergie d'excitation de l'état (keV)	Rapport d'embranchement (%)	E_{γ} entrant (keV)	E_{γ} sortant (keV)	I_{abs} ($\gamma_{sortant}$) (%)
0	<39.7	985.3(1) 1282.9(2) 1451.3(1) 1654.0(1)		
985.3(1)	1.1(28)	440.8(1)	985.3(1)	6.5(20)
1426.1(1)	1.0(8)		440.8(1)	3.0(8)
943.0(3)	0	236.4(1)		
1179.0(3)	0	965.9(1)	236.4(1)	4.5(16)
2144.1(8)	1.0(7)		965.9(1)	3.2(7)
1282.9(2)	1.5(39)	370.2(2)	1282.9(2)	6.7(35)
1451.3(1)	0.0(6)	1703.9(1)	1451.3(1)	1.1(2)
1653.6(8)	1.4(5)		370.2(2) 1654.0(1)	2.2(5) 2.0(18)
3155.3(15)	0.4(3)		1703.9(1)	1.1(3)

De la même manière que précédemment, le schéma de niveau de la figure 5.23 résume les hypothèses vues précédemment.

En plus de la statistique plus faible qui ne nous autorise pas à observer les transitions les moins intenses, la différence entre le schéma de niveau de ^{79}Zn créé par décroissance β de ^{79}Cu et β -n de ^{80}Cu réside dans les incompatibilités des intensités relatives entre ces deux cas.

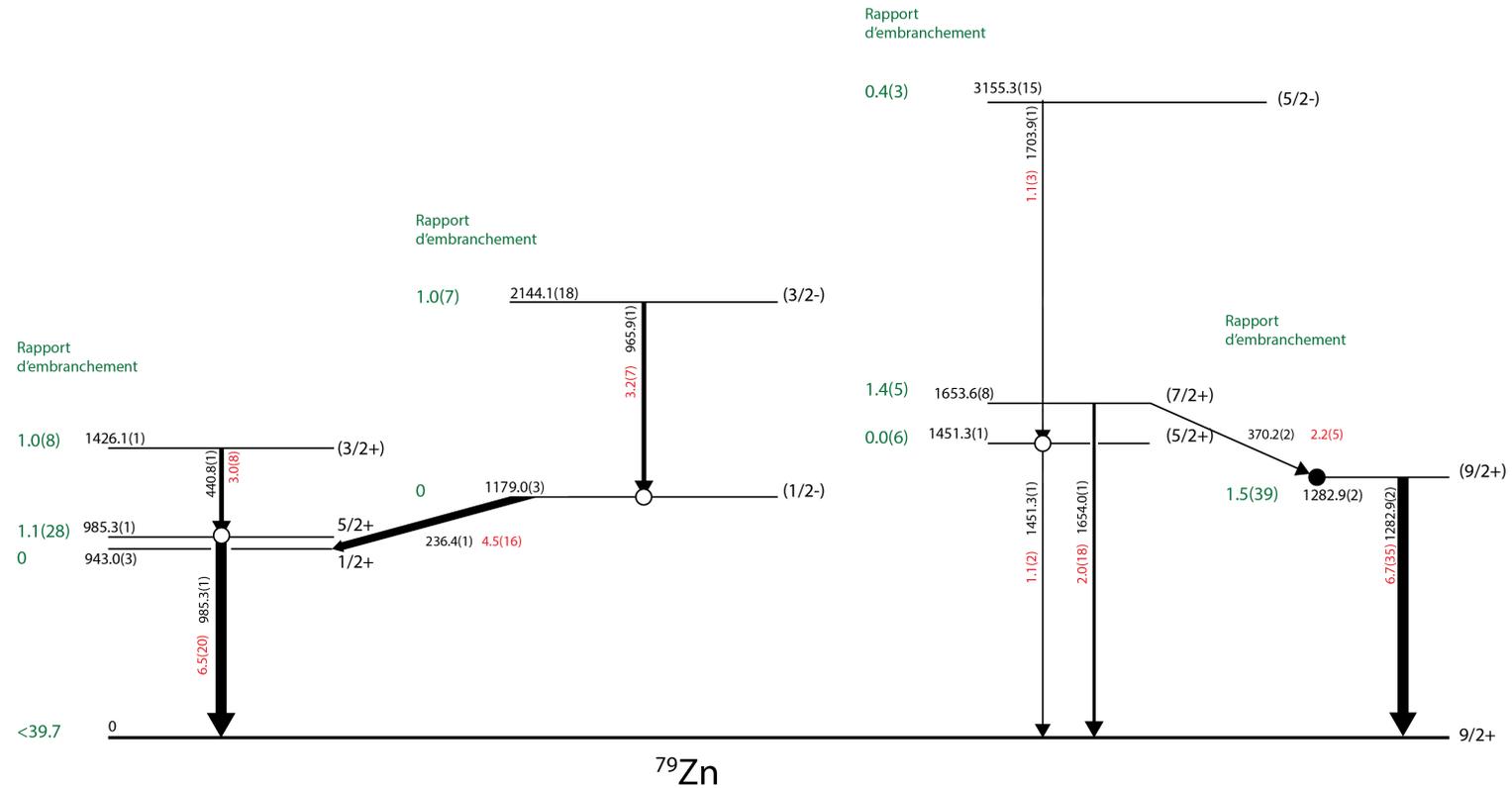


FIGURE 5.23 – Schéma de niveau de ^{79}Zn issu de la décroissance $\beta - n$ de ^{80}Cu . La largeur des flèches est proportionnelle à l'intensité absolue des transitions, notée en rouge à côté de l'énergie de la transition. Les rapports d'embranchement calculés sont inscrits en vert, à gauche de chaque état. Les spins assignés grâce aux hypothèses de la section 5.2 sont inscrits à droite de chaque état. Les chiffres entre parenthèses représentent l'incertitude des mesures.

Une nouvelle convention est introduite dans ce schéma : les transitions γ n'étant pas confirmées en coïncidence mutuellement sont connectées par un rond blanc à contour noir. La transition γ à 370.2 keV dont la coïncidence est confirmée avec celle à 1282.9 keV est connectée par un rond noir.

5.3.2 Discussion

Spin de l'état fondamental de ^{80}Cu

La transition de 1283 keV est observée à la fois dans la décroissance β de ^{79}Cu et la décroissance β -n de ^{80}Cu , mais avec des intensités très différentes. Le rapport entre les intensités relatives de cette transition (par rapport aux trois transitions les plus intenses observées dans la décroissance de ^{79}Cu , 236.4, 985.3 et 1451.3 keV) calculé pour la décroissance β -n et β vaut 12(9). Ceci indique que la décroissance β -n peuple préférentiellement l'état à 1283 keV, auquel nous avons attribué un spin/parité de $9/2+$.

Dans une description de modèle en couches, le spin/parité de l'état fondamental de ^{80}Cu est construit à partir du couplage entre un proton non-apparié occupant l'orbitale $\pi(f_{5/2})$ et un neutron occupant l'orbitale $\nu(d_{5/2})$. Les spins/parités résultants de ce couplage seront : 0-, 1-, 2-, 3-, 4- et 5-. L'interaction résiduelle entre le proton et le neutron lève la dégénérescence des états issues de ce couplage, et on retrouve une distribution en parabole inversé de l'énergie en fonction de la valeur du spin. Souvent, ce type de couplage donne naissance à des états isomères *beta* dans des noyaux impaires-impaires, les états de spin extrême se trouvant très proche en énergie. La préférence pour la population de l'état à 1283 keV ($9/2+$) lors de la décroissance β -n permet de contraindre la valeur du spin de l'état fondamental de ^{80}Cu .

Si on considère une transition permise de l'état fondamental de ^{80}Cu , avec émission d'un neutron (de moment orbital faible pour pouvoir passer la barrière centrifuge : on choisi $l = 1$ car l'orbitale $\nu(3s_{1/2})$ n'est pas peuplée), vers l'état de spin $9/2+$, la conservation du spin et de la parité permettent d'écrire le bilan suivant :

$$\underbrace{9/2}_{\text{J état 1282 keV}} + \underbrace{1/2}_{\text{spin n}} + \underbrace{\vec{1}}_{\vec{l}_n \equiv p} \implies 3 \leq J(^{80}\text{Zn}) \leq 6 \xrightarrow{\text{Transition permise}} 2 \leq J(^{80}\text{Cu}) \leq 7 \quad (5.5)$$

Ainsi, en combinant le bilan ci-dessus avec l'hypothèse sur les valeurs possibles du spin de ^{80}Cu , on pourrait se restreindre à des valeurs allant de 2^- à 5^- .

Une autre observation en faveur de notre hypothèse 5.5 et qui aussi suggère un spin strictement supérieur à 2, vient de l'étude des décroissances des isotones $N=50,51$ voisins : β de ^{81}Ga [50] et β -n de ^{82}Ga [84]. Dans le cas de la décroissance β de ^{81}Ga , l'état de spin/parité $9/2+$ de ^{81}Ge est bien peuplé, alors qu'il ne l'est pas par décroissance $\beta - n$ de ^{82}Ga , le spin/parité de l'état fondamental de ^{82}Ga étant assigné à 2^- par une mesure directe (laser) [85]. Par contre, dans notre cas la décroissance β -n de ^{80}Cu peuple majoritairement l'état de ^{79}Zn à 1282.9 keV auquel nous avons attribué précédemment la nature $9/2+$. De plus, le rapport d'embranchement vers l'état fondamental de ^{79}Zn de spin/parité $9/2+$ est très élevé, même si nous ne pouvons proposer qu'une valeur supérieure. Ceci suggère fortement un changement de spin entre l'état fondamental de ^{82}Ga ($J^\pi = 2^-$) vers un spin bien supérieur pour l'état fondamental de ^{80}Cu . Dans tous les cas, l'hypothèse $J^\pi = 2^-$ pour cet état fondamental semble exclue.

Au final, on peut résumer les observations en proposant pour l'état fondamental de ^{80}Cu la plage de spin :

$$3 \leq J(^{80}\text{Cu}) \leq 5, \quad (5.6)$$

Nouvel état de spin $11/2+$

L'étude de la décroissance $\beta - n$ de ^{80}Cu nous renseigne également sur la présence éventuelle d'un doublet vers 1654 keV. Lorsqu'on compare le rapport des intensités absolues des transitions à 1654.0 et 370.2 keV, il est de 0.94 dans le cas de la décroissance $\beta - n$ de ^{80}Cu , et de 5 dans le cas de décroissance β de ^{79}Cu . Ces deux transitions partant du même état, leur intensité relative ne devrait pas varier.

Ainsi, on peut supposer que ces deux transitions ne partent pas du même état, impliquant la présence d'un autre état à une énergie très proche de 1654 keV.

Comme nous le verrons au chapitre suivant, le groupement d'états 1282.9, 1451.3, 1581.7 et 1653.6 keV identifiés dans la décroissance β de ^{79}Cu étant supposés appartenir au mul-

triplet de couplage d'un état excité du cœur de ^{80}Zn avec un état trou de l'orbitale $g_{9/2}$: $2^+ \otimes \nu(g_{9/2}^{-1})$ donnant les spins $5/2+$, $7/2+$, $9/2+$, $11/2+$ et $13/2+$, il est possible que l'état d'énergie proche de 1654 keV fasse partie de ce multiplet, et il est raisonnable de proposer l'assignement $11/2+$ pour celui-ci.

6

Interprétation

Sommaire

6.1	Choix de l'approche théorique : modèle schématique de couplage cœur - particule	138
6.1.1	Introduction	138
6.1.2	Description du modèle	138
6.2	Résultats des calculs	142
6.2.1	Détermination de χ_1 et χ_2 et nature de l'état de spin/parité 9/2+	142
6.2.2	Une bande de parité négative?	146
6.2.3	Énergies des états de particule individuelle : vers une confirmation de la persistance du <i>gap</i> N=50	149

6.1 Choix de l'approche théorique : modèle schématique de couplage cœur - particule

6.1.1 Introduction

Les calculs de modèle en couches prennent en compte un cœur inerte, des orbitales de valence accessibles au nucléon et un espace externe composé d'orbitales auxquelles les nucléons n'accèdent pas. Jusqu'à présent, (voir par exemple [86]) les calculs de modèle en couches permettant de décrire le ^{79}Zn , composé de 49 neutrons et 30 protons, prennent pour hypothèses de base un cœur de ^{56}Ni (28 protons, 28 neutrons) et un espace de valence composé des orbitales $\nu f_{5/2}$, $\nu p_{3/2}$, $\nu p_{1/2}$ et $\nu g_{9/2}$. Les orbitales au delà du *gap* $N = 50$, avec $\nu d_{5/2}$, $\nu s_{1/2}$ et $\nu d_{3/2}$ sont considérées comme l'espace externe. Dans ce type d'approche, il n'est donc pas possible de voir apparaître des états de spin $5/2+$, $1/2+$ ni même $3/2+$ car l'hypothèse même du calcul est que ces états ne sont pas accessibles à la particule individuelle. Or, nous avons identifié des états de parité positive autre que $9/2$. Si nous voulons comparer nos résultats à un calcul théorique, il faudrait étendre l'espace de valence aux orbitales $\nu d_{5/2}$, $\nu s_{1/2}$ et $\nu d_{3/2}$, ce qui n'est pas encore possible à l'heure actuelle.

Afin de valider nos hypothèses d'assignement de spins, nous avons donc décidé d'utiliser une approche théorique de couplage schématique cœur - particule, décrite par Thankappan et al. [87] et Kitching [88].

6.1.2 Description du modèle

Le modèle décrit par Thankappan et al. considère un nucléon évoluant dans un potentiel généré par un cœur pair-pair, qui peut être dans son état fondamental ou dans un état excité. Ce type de modèle est valable pour un couplage faible du nucléon au cœur, et lorsque les états excités du cœur sont situés à haute énergie. On considère le couplage entre la particule et le cœur comme un produit scalaire de tenseurs de rang k . Dans son modèle, Thankappan limite k à 2 pour décrire le couplage du spin du cœur et de la

6.1. Choix de l'approche théorique : modèle schématique de couplage cœur - particule

particule (rang 1) et le couplage des moments quadrupolaires du cœur et de la particule (rang 2) :

$$H_{int} = \sum_k T_c(k) \cdot T_p(k) \quad (6.1)$$

où $T_c(k)$ est le tenseur associé au cœur, et $T_p(k)$ celui associé à la particule.

Ainsi, l'hamiltonien d'interaction comporte deux termes, un terme d'appariement, représentant les interactions à courte portée, de rang 1 et un terme quadrupolaire, représentant les interactions à longue portée, de rang 2 :

$$H_{int} = -\xi(\mathbf{J}_c^{(1)} \cdot \mathbf{J}_p^{(1)}) - \eta(\mathbf{Q}_c^{(2)} \cdot \mathbf{Q}_p^{(2)}) \quad (6.2)$$

où $\mathbf{J}_c^{(1)}$ et $\mathbf{J}_p^{(1)}$ sont les moments angulaires du cœur et de la particule, et $\mathbf{Q}_c^{(2)}$ et $\mathbf{Q}_p^{(2)}$ les opérateurs quadrupolaires associés au cœur et à la particule respectivement. Enfin, ξ et η sont les paramètres décrivant l'intensité de l'interaction.

Si l'état excité du noyau a une nature collective, ce modèle implique que cette nature collective se ressentira sur les états excités du noyau impair (cœur + particule). Dans le cas d'un faible couplage de la particule et du cœur, les états du multiplet issus de ce couplage sont attendus à une énergie proche de l'énergie d'excitation 2+ du cœur.

Le couplage est dit faible car les états de multiplet s'étalent sur une plage en énergie ΔE très inférieur à l'énergie d'excitation du cœur. Si le couplage entre le cœur et la particule est nul, $H_{int} = 0$ et les états couplés sont dégénérés. On observe alors les états issus du cœur, 0+ et 2+ auxquels s'ajoutent l'énergie de la particule :

$$H = H_c + H_p \quad (6.3)$$

où H_c décrit la dynamique du cœur et H_p le mouvement de la particule.

Lorsque le couplage est pris en compte, l'hamiltonien du système s'écrit :

$$H = H_c + H_p + H_{int} \quad (6.4)$$

où H_{int} représente l'interaction entre le cœur et la particule, donné par l'équation 6.1.

Les valeurs propres de H_c sont donc $E(0+) = 0$ et $E(2+)$ correspondant à la valeur déterminée expérimentalement.
 Les valeurs propres de H_p correspondent en réalité aux énergies de quasi-particule, permettant de prendre en compte la caractéristique à la fois trou et particule du nucléon, voir figure 6.1.

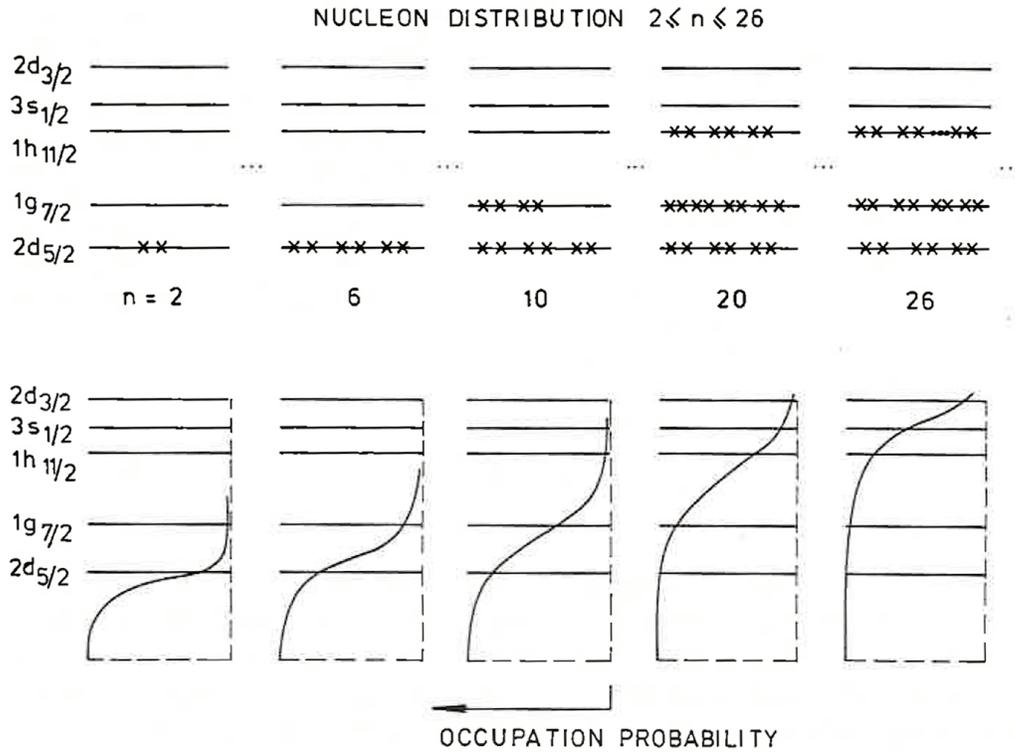


FIGURE 6.1 – Illustration de la distribution du nombre de nucléons $n(2 \leq n \leq 26)$ sur les orbitales $2d_{5/2}$, $1g_{9/2}$, $1h_{11/2}$, $3s_{1/2}$ et $2d_{3/2}$. Dans la partie supérieure est illustré une des possibilités de distribution des n nucléons sur les 5 orbitales. La partie inférieure de la figure représente la distribution optimale des paires dans une description BCS. Figure tirée de [38].

Ainsi, les énergies de quasi-particules sont $E_{qp} = \sqrt{(\epsilon_p - \lambda)^2 + \Delta_{\text{pairing}}^2}$, où ϵ_p correspond à l'énergie de la particule individuelle, λ est le niveau de Fermi dans une approche BCS et Δ_{pairing} est le *gap* d'appariement. Chaque niveau d'énergie individuelle

6.1. Choix de l'approche théorique : modèle schématique de couplage cœur - particule

est caractérisé par une probabilité d'occupation v^2 . Ainsi, à plus haute énergie, le taux d'occupation v^2 tend vers 0 et à plus basse énergie, il tend vers 1.

L'ensemble des états pris en compte dans le calcul sont des fonctions propres de $H_c + H_p$. Comme ces états ne sont généralement pas fonctions propres de H_{int} , les énergies propres de H seront des combinaisons linéaires de ces états, obtenues en diagonalisant la matrice de l'hamiltonien.

C'est en diagonalisant cette matrice en blocs de moments angulaire total J qu'on observe les états de même J se repousser : une nouvelle levée de dégénérescence a lieu, comme illustré dans la figure 6.2.

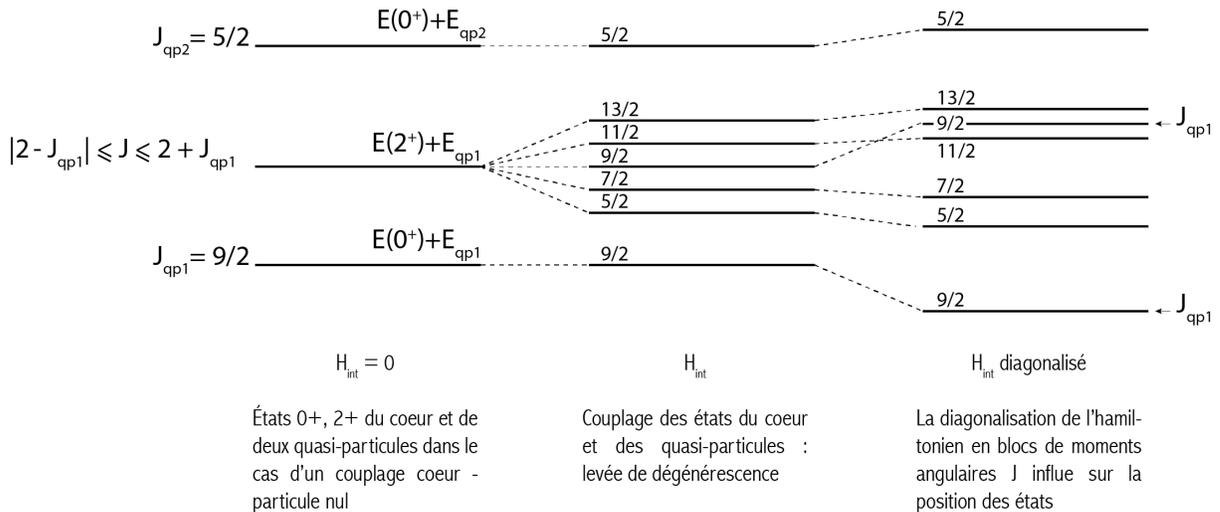


FIGURE 6.2 – Levée de dégénérescence lors du couplage cœur - particule.

On ne prend en compte que les états excités du noyau en deçà d'une limite en énergie que nous choisissons arbitrairement. C'est pourquoi, afin de limiter le nombre de paramètres, on restreint les états excités du cœur à $0+$ et $2+$. On peut de cette manière

décomposer la partie quadrupolaire en deux éléments :

$$\begin{aligned}\chi_1 &= \eta \langle 0+ || \mathbf{Q}_c || 2+ \rangle \\ \chi_2 &= \eta \langle 2+ || \mathbf{Q}_c || 2+ \rangle\end{aligned}\tag{6.5}$$

Ces deux paramètres du calcul, en plus de ξ , permettent de faire le lien entre une observable expérimentale et le calcul théorique : χ_1 est directement relié à la probabilité réduite de transition $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ et χ_2 est directement relié au moment quadrupolaire de l'état excité du cœur.

6.2 Résultats des calculs

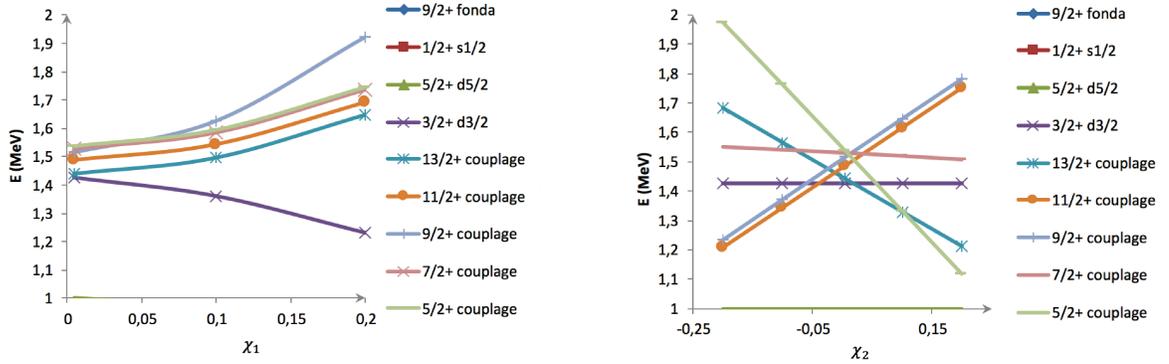
6.2.1 Détermination de χ_1 et χ_2 et nature de l'état de spin/parité $9/2+$

La première étape consiste à déterminer une valeur initiale des paramètres χ_1 et χ_2 à donner en entrée du calcul théorique. Pour se faire, plusieurs valeurs de χ_1 ont été testées, en fixant χ_2 et ξ à 0, chaque valeur permettant de calculer l'énergie des orbitales. Dans le cas du ^{79}Zn , le couplage de l'état fondamental $(\nu g_{9/2})^{-1}$ avec l'état excité 2^+ du cœur de ^{80}Zn donne un multiplet d'états de spin allant de $5/2+$ à $13/2+$. À cette étape, on ne prend en compte que les états de parité positive : $\nu g_{9/2}$, $\nu d_{5/2}$, $\nu d_{3/2}$ et $\nu s_{1/2}$ dans le calcul, ainsi que les états du multiplet d'états issu du couplage.

La même démarche est appliquée pour déterminer une valeur initiale de χ_2 , fixant χ_1 et ξ à 0.

La figure 6.3a montre l'évolution des énergies des états de parité positive en fonction de l'évolution de la valeur de χ_1 , pour une valeur de χ_2 et ξ nulle. La figure 6.3b montre l'évolution des énergies de ces mêmes états en fonction de l'évolution de la valeur de χ_2 , pour une valeur de χ_1 et ξ nulle.

On identifie ainsi deux états nous permettant de fixer ces paramètres, l'un variant significativement en fonction de χ_1 et très peu en fonction de χ_2 , l'autre variant significativement en fonction de χ_2 et très peu en fonction de χ_1 .



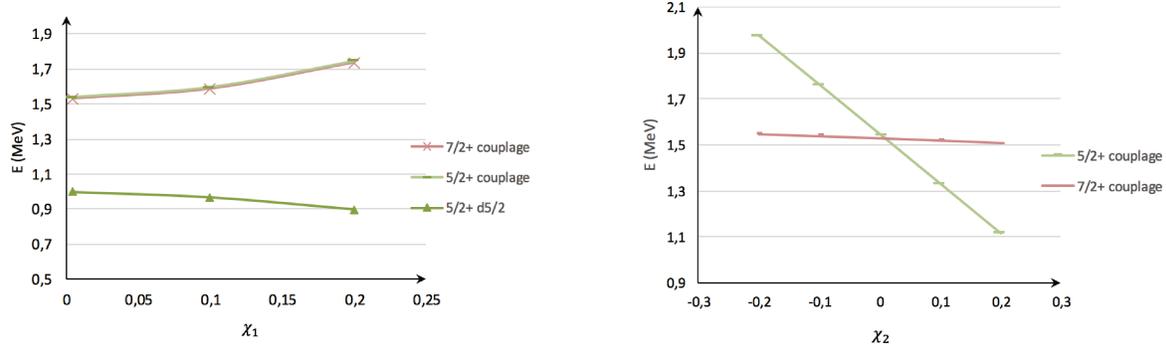
(a) Évolution des énergies des états en fonction de l'évolution de la valeur de χ_1 .

(b) Évolution des énergies des états en fonction de l'évolution de la valeur de χ_2 .

FIGURE 6.3 – Évolution de l'énergie des états quasi-particule de parité positive $\nu g_{9/2}$, $\nu d_{5/2}$, $\nu d_{3/2}$ et $\nu s_{1/2}$ ainsi que les états du multiplet d'états issu du couplage $\nu (g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+$ en fonction des paramètres χ_1 et χ_2 .

Les états $5/2+$ et $7/2+$ issus du couplage $\nu (g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+$ répondent à ces conditions, comme on peut le voir sur la figure 6.4 qui isole ces états de la figure précédente. Dans la figure 6.4a, le premier état de spin $5/2+$, associé à la configuration $\nu d_{5/2}$, et le deuxième état de spin $5/2+$, issu du couplage, se repoussent au fur et à mesure que χ_1 augmente : ce qui explique l'évolution en énergie de l'état $5/2+$ issu du couplage bien qu'il soit peu influencé par la valeur de χ_1 . En revanche l'énergie de l'état de spin $7/2+$ qui varie plus significativement en fonction de χ_1 nous permet de fixer une valeur initiale de ce paramètre.

L'évolution de l'énergie des états $5/2+$ et $7/2+$ issus du couplage est plus évidente en fonction de χ_2 , figure 6.4b : l'énergie de l'état de spin $7/2+$ est peu influencée par la valeur de χ_2 et l'état de spin $5/2+$ varie significativement en fonction de χ_2 , ce qui nous permet de fixer une valeur initiale de ce deuxième paramètre.



(a) Évolution des énergies des états $5/2+$ et $7/2+$ issus du couplage en fonction de l'évolution de la valeur de χ_1 .

(b) Évolution des énergies des états $5/2+$ et $7/2+$ issus du couplage en fonction de l'évolution de la valeur de χ_2 .

FIGURE 6.4 – Évolution de l'énergie des états quasi-particule $\nu d_{5/2}$, $5/2+$ et $7/2+$ issu du couplage $(\nu g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+$ en fonction des paramètres χ_1 et χ_2 .

Il est désormais possible de faire un ajustement global de tous les paramètres : ξ , χ_1 et χ_2 . Les états pris en compte dans le calcul sont les états quasi-particule de parité positive $\nu g_{9/2}$, $\nu d_{5/2}$, $\nu d_{3/2}$ et $\nu s_{1/2}$ dans le calcul, ainsi que les états du multiplet d'états issu du couplage $\nu (g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+$. On inclut également les états de parité négative $\nu p_{1/2}^{-1}$, $\nu p_{3/2}^{-1}$ et $\nu f_{5/2}^{-1}$.

Les états du cœur de ^{80}Zn pris en compte sont les états de spin et parité 0^+ et 2^+ .

Les valeurs des paramètres, après ajustement global sont :

$$\xi = 0.021, \quad \chi_1 = 0.064, \quad \chi_2 = 0.135, \quad (6.6)$$

On observe que pour les valeurs fixées de ces paramètres, l'énergie calculée de l'état $9/2+$ issu du couplage se retrouve au dessus de tous les états du multiplet. Il n'est pas possible de trouver une autre valeur des paramètres où ce phénomène n'est pas observé, en conservant le bon accord d'énergie des états de spin $5/2+$ et $7/2+$ issus du couplage. On peut ainsi raisonnablement émettre l'hypothèse que l'état observé expérimentalement à 1282.9 keV et auquel nous avons attribué un spin et parité de $9/2+$ ne fait pas partie du multiplet de couplage $(\nu g_{9/2})^{-1} \otimes 2^+$.

Il apparait très clairement que les états observés à 1451.3 et à 1653.6 keV de spin/parité $5/2+$ et $7/2+$ respectivement appartiennent à ce multiplet de couplage. En effet, pour les valeurs déterminées des paramètres, le modèle prédit l'existence des états de parité $5/2+$ à 1454.3 keV et de parité $7/2+$ à 1656.0 keV, en très bon accord avec notre schéma de niveau.

On observe également un état de parité $11/2+$ calculé à une énergie de 1644.68 keV, qui pourrait expliquer l'origine du doublet d'état observé à 1653.6 keV énoncée dans la section 5.3.2 issu du couplage $2^+ \otimes \nu_{g_{9/2}}^{-1}$.

La valeur de χ_1 déterminée avec la même approche mais pour ^{81}Ge avec un cœur de ^{82}Ge est de 0.090 [89], plus importante donc que pour ^{79}Zn . Comme cette valeur est reliée à la probabilité réduite de transition $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ du cœur, on peut supposer que notre cœur est moins collectif que ^{82}Ge . Afin de confirmer cette hypothèse, nous comparons le rapport des probabilités $B(E2, 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ dans les cœurs de ^{80}Zn et ^{82}Ge [37]

$$\frac{B(E2)_{^{80}\text{Zn}}}{B(E2)_{^{82}\text{Ge}}} = 0.6 \quad (6.7)$$

au rapport des valeurs de χ_1 déterminées précédemment et dans [89] :

$$\frac{\chi_1(^{80}\text{Zn})}{\chi_1(^{82}\text{Ge})} = 0.7 \quad (6.8)$$

Ce bon accord est une indication que le paramètre χ_1 est sous contrôle. Il s'agit d'une indication intéressante qui montre que les résultats obtenus ici pour le ^{79}Zn sont consistants avec ceux obtenus pour le ^{81}Ge [89] précédemment et avec la diminution de la collectivité quadrupolaire en direction de $Z=28$, révélée par les mesures de $B(E2)$.

6.2.2 Une bande de parité négative ?

La figure 6.5 présente la systématique des isotones $N=49$, et compare les énergies des états expérimentaux aux énergies calculées d'après le modèle schématique de couplage cœur - particule. Le modèle théorique que nous avons utilisé est en bon accord avec les résultats expérimentaux ce qui nous permet de nous appuyer sur ces résultats pour l'interprétation physique. Dans le ^{79}Zn , l'accord est là aussi très bon entre nos résultats et la théorie. Il est intéressant de se pencher sur l'état à 2268.0 keV, de spin assigné à $(5/2+, 3/2+)$. D'après le calcul théorique, il serait de parité négative et de spin $5/2$. Les transitions peuplant et dépeuplant cet état le connectent avec des états de parité négative. On serait donc en présence d'une bande de parité négative.

L'état excité $4+$ du cœur, d'une énergie d'environ 2 MeV, n'a pas été pris en compte dans le calcul. Les états issus du couplage avec cet état excité n'apparaissent donc pas dans le calcul, les énergies calculées au delà de 2 MeV sont donc à interpréter prudemment. Néanmoins, un état de parité négative et de spin $3/2$ est calculé à une énergie 2735,1 keV. S'il correspond à notre état à 3532.5 keV, de spin et parité non-assignés, il serait un argument supplémentaire à l'hypothèse de la bande de parité négative.

Il est intéressant de regarder l'évolution des énergies des états de quasi-particule calculés dans le modèle et les comparer aux valeurs expérimentales pour les noyaux $N=49$ de $Z=38$ à 30 , figure 6.6. Dans la figure figure 6.6a, on voit que l'espacement entre les niveaux excités expérimentaux $\nu(d_{3/2})$, $\nu(s_{1/2})$ et $\nu(d_{5/2})$ diminue avec Z jusqu'à $Z=30$. À partir de $Z=32$, les énergies des états trou $\nu(f_{5/2}^{-1})$ et $\nu(p_{3/2}^{-1})$ augmentent de plus de 2 MeV. L'énergie de l'état trou $\nu(p_{1/2}^{-1})$ augment également de plus de 1 MeV. Ce comportement est reproduit dans le calcul théorique des états de quasi-particule, figure 6.6b.

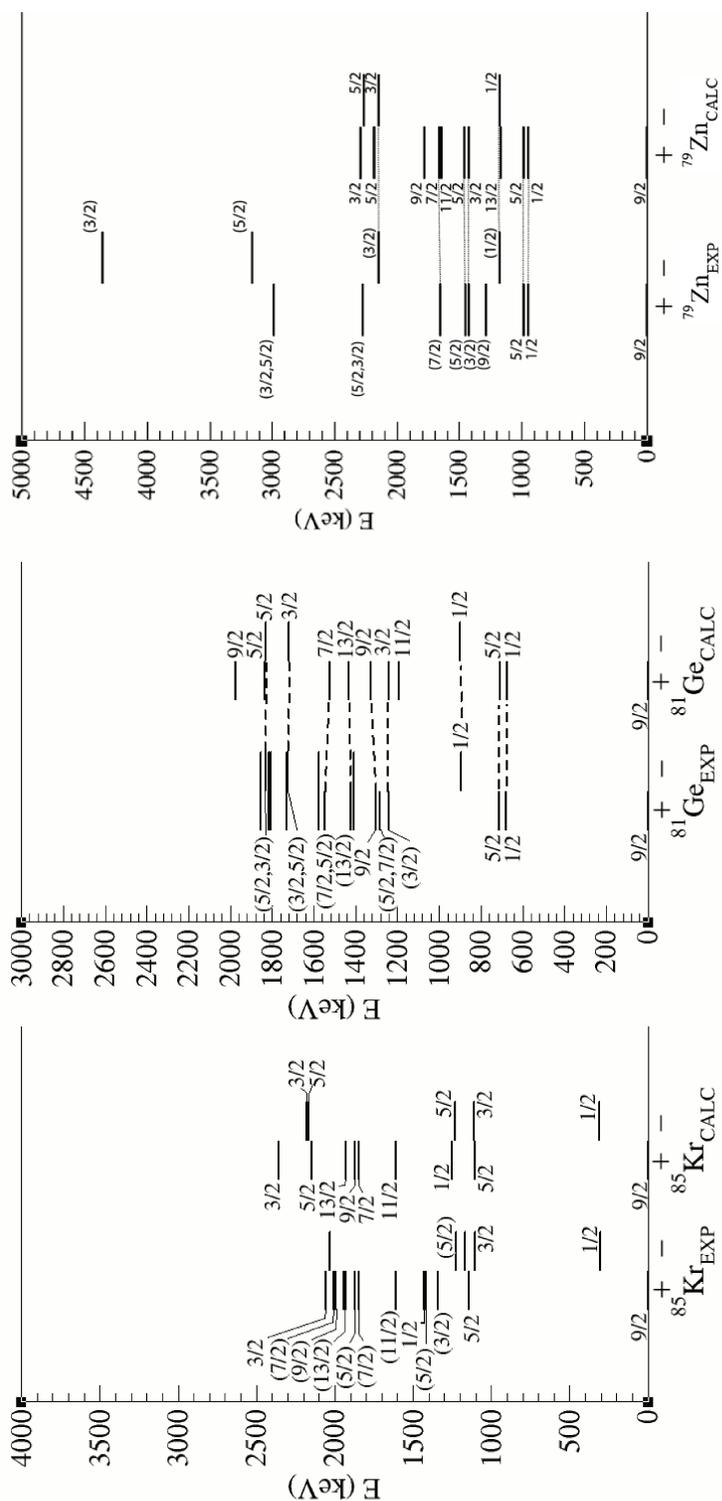
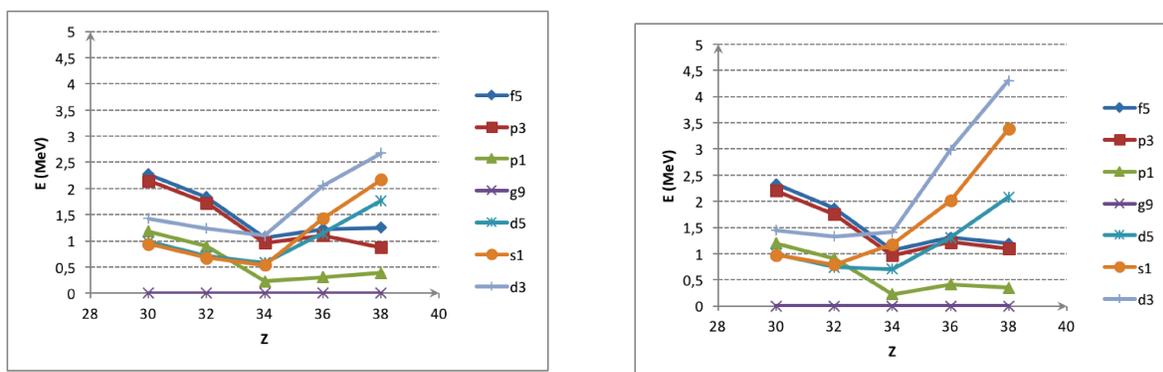


FIGURE 6.5 – Systématique des isotones $N=49$, en comparant les énergies des états expérimentaux aux énergies calculées d'après le modèle schématique de couplage cœur - particule.



(a) Évolution des énergies des états expérimentaux attribués aux configurations $f_{5/2}^{-1}$, $p_{3/2}^{-1}$, $p_{1/2}^{-1}$, $g_{9/2}^{-1}$, $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ (composantes principales de la fonction d'onde).

(b) Évolution des énergies des états de quasi-particule $f_{5/2}^{-1}$, $p_{3/2}^{-1}$, $p_{1/2}^{-1}$, $g_{9/2}^{-1}$, $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ calculés dans le modèle.

FIGURE 6.6 – Comparaison des énergies des états expérimentaux et des états de quasi-particule calculés dans le modèle pour les noyaux N=49 de Z=38 à 30.

On remarque également que les états de parité négative se situent à basse énergie (inférieure à 2.5 MeV), en particulier pour les états $\nu(p_{3/2}^{-1})$, $\nu(f_{5/2}^{-1})$. On peut se poser la question de leur nature simple particule ou de couplage de l'orbitale $p_{1/2}^{-1}$ avec le cœur de ^{80}Zn comme suggéré par Meyer et al. [90].

Pour répondre à cette question, on trace l'évolution de l'énergie des états de parité 3/2-, 5/2- et 9/2+, où l'énergie de l'état de spin 1/2- est utilisée comme référence, pour les noyaux N=49 de Z=38 à 30. Ces états se trouvent systématiquement à une énergie d'environ 500 keV plus basse que l'énergie de l'état excité du cœur, comme l'indique la figure 6.7. Il semble donc que ces états correspondent bien en réalité à des états de particule individuelle $\nu(p_{3/2}^{-1})$, $\nu(f_{5/2}^{-1})$ et $\nu(p_{1/2}^{-1})$.

On observe également sur cette figure un écartement significatif de l'énergie de l'orbitale $\nu(g_{9/2})$ de Z=34 à Z=30 par rapport à la référence $\nu p_{1/2}^{-1}$ ce qui indique une augmentation du *gap* N=40 dans cette région, en direction de Z=28.

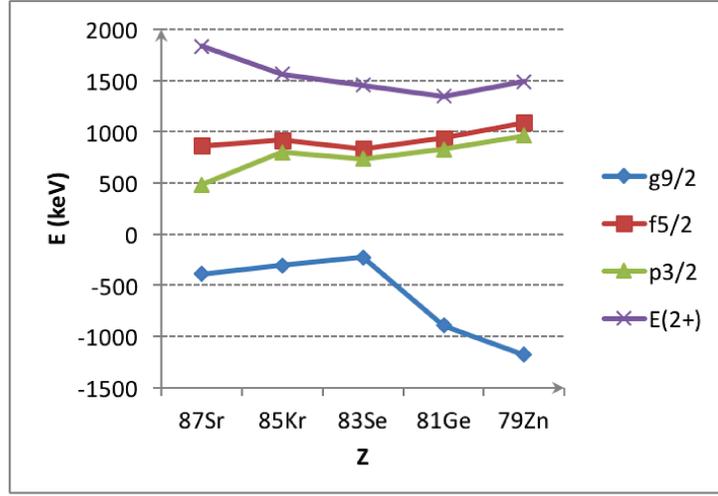


FIGURE 6.7 – Systématique des énergies des états trou $\nu p_{3/2}^{-1}$, $\nu f_{5/2}^{-1}$ et $\nu g_{9/2}^{-1}$ normalisés à l'énergie de l'orbitale $\nu p_{1/2}^{-1}$, et comparaison avec l'énergie d'excitation 2+ du cœur pair N=50 pour les noyaux N=49 de Z=38 à 30.

6.2.3 Énergies des états de particule individuelle : vers une confirmation de la persistance du *gap* N=50

Il est désormais intéressant d'extraire les énergies des états de particule individuelle, grâce à la formule décrite précédemment $E_{qp} = \sqrt{(\epsilon_p - \lambda)^2 + \Delta_{\text{pairing}}^2}$ où le *gap* d'appariement Δ_{pairing} est déterminée grâce aux énergies de liaison des noyaux, extraites des mesures de masses évaluées dans [91] :

$$\Delta = \frac{1}{2} (BE(Z, N + 2) + BE(Z, N) - 2BE(Z, N + 1)) \quad (6.9)$$

Le tableau 6.1 rassemble les valeurs des énergies de liaison nécessaires au calcul de Δ_{pairing} dans le cas des cœurs de ^{80}Zn , ^{82}Ge , ^{84}Se , ^{86}Kr et ^{88}Sr afin d'extraire la systématique des énergies des états de particule individuelle de Z=30 à 38.

Les principaux effets de structure sont les excitations quadrupolaires et l'appariement. Nous avons pris en compte l'état excité 2+ du cœur de ^{80}Zn dans le calcul et nous avons identifiés quels états correspondaient à des états de multiplet de couplage ou

	BE/A (keV)	BE _{totale} (keV)	Δ_{pairing} (keV)
⁸⁰ Zn	8423.54	673883.2	$\Delta(^{80}\text{Zn}) = 940.27$
⁸¹ Zn	8351.93	676506.33	
⁸² Zn	8305	681010	
⁸² Ge	8563.756	702277.992	$\Delta(^{82}\text{Ge}) = 805.201$
⁸³ Ge	8504.345	705860.635	
⁸⁴ Ge	8465.52	711103.68	
⁸⁴ Se	8658.793	727338.612	$\Delta(^{84}\text{Se}) = 812.152$
⁸⁵ Se	8610.3	731875.5	
⁸⁶ Se	8581.822	738036.692	
⁸⁶ Kr	8712.029	749234.494	$\Delta(^{86}\text{Kr}) = 768.982$
⁸⁷ Kr	8675.283	754749.621	
⁸⁸ Kr	8656.849	761802.712	
⁸⁸ Sr	8732.592	768468.096	$\Delta(^{88}\text{Sr}) = 726.402$
⁸⁹ Sr	8705.919	774826.791	
⁹⁰ Sr	8695.981	782638.29	

TABLE 6.1 – Énergies de liaison nécessaires au calcul de Δ_{pairing} dans le cas des cœurs de ⁸⁰Zn, ⁸²Ge, ⁸⁴Se, ⁸⁶Kr et ⁸⁸Sr [82, 91].

de quasi-particule. Nous pouvons alors extraire les énergies de particule individuelle en soustrayant la contribution de l'appariement des énergies de quasi-particule. De cette manière, nous isolons la partie qui correspond aux corrélations (quadrupolaires et appariement) de la partie qui revient aux évolutions des orbitales de particule individuelle et nous pouvons obtenir des valeurs "nettoyées" des corrélations. Nous traçons donc l'évolution des états de particule individuelle dans la figure 6.8, où l'énergie 0 keV représente le niveau de Fermi de remplissage des orbitales.

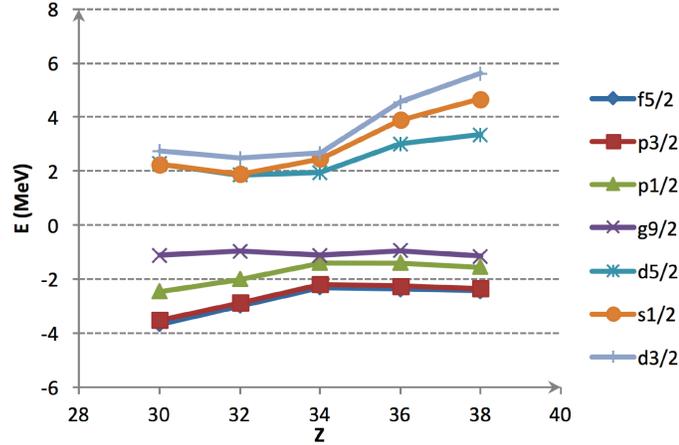


FIGURE 6.8 – Énergies des états de particule individuelle pour les noyaux N=49 de Z=38 à 30.

Les observations précédentes se confirment : les niveaux de particule individuelle $\nu(d_{3/2})$, $\nu(s_{1/2})$ et $\nu(d_{5/2})$ se rapprochent de Z=38 à 30. On constate une légère augmentation des énergies presque dégénérées des orbitales $\nu(s_{1/2})$ et $\nu(d_{5/2})$ à Z=32. Si ce comportement se confirme à Z=28, il serait une indication de persistance du *gap* N=50 à une valeur de ~ 3 MeV jusqu'à Z=30. De plus, l'augmentation de Δ_{pairing} de Z=38 à 30 est une indication de fermeture de couche, ce qui appuie l'argument de la persistance du *gap* N=50 vers le ^{78}Ni .

Le comportement de l'orbitale $\nu(p_{1/2}^{-1})$, qui diminue de Z=34 à Z=30 indique une dérive monopolaire de part son évolution linéaire et semble indiquer l'émergence du *gap* N=40. Enfin, on observe un *gap* constant de Z=38 à Z=30 entre les orbitales $\nu(p_{1/2}^{-1})$ et $\nu(p_{3/2}^{-1})$ (*gap* N=38).

7

Conclusions

Grâce à l'émergence des nombreuses installations permettant la production de noyaux de plus en plus exotiques, la limite des connaissances concernant les nombres magiques et leur évolution ne cesse d'être repoussée. Même s'il est actuellement encore impossible de déterminer avec certitude si le ^{78}Ni est un noyau doublement magique, l'étude de cette région permet de relever des indices de sa "magie".

Les dernières mesures de masses tendent à indiquer une augmentation du *gap* $N=50$ pour les noyaux ayant un nombre de protons inférieur à 32, les énergies des états $2+$ qui semblent confirmer cette fermeture de couche en sont un autre exemple. Le but de ce travail est d'apporter des indices supplémentaires pour cette investigation.

Afin d'étudier les noyaux de la région $N=50$, $Z=28$, l'expérience RIBF90 qui s'est déroulée au RIKEN en 2012 a été étudiée dans ce travail. Un faisceau secondaire est produit par ablation-fission des noyaux du faisceau d' ^{238}U , accéléré à 345 MeV par nucléon, sur

une cible de ^8Be . Les fragments exotiques sont ensuite séparés et identifiés par BigRIPS et le ZDS, avant de s'implanter dans le système de détection WAS3aBi, un détecteur de particules chargées, entouré par EURICA, composé de 12 clusters de germanium permettant la détection de rayonnements γ émis par les noyaux implantés dans WAS3aBi.

Après reconstruction des évènements physiques, associant chaque particule β à l'ion qui l'a émise, avec une efficacité de corrélation ion- β propre à chaque ion, les temps de vie des isotopes $^{78-81}\text{Cu}$ ont été mesurés lors de cette expérience [63].

Dans le travail présenté dans ce manuscrit, nous avons analysé les coïncidences $\beta - \gamma - \gamma$ du ^{79}Cu et $\beta n - \gamma - \gamma$ du ^{80}Cu et construit le schéma de niveau du ^{79}Zn issu de la décroissance β et $\beta - n$ du ^{79}Cu et ^{80}Cu respectivement. Pour certains des niveaux observés nous avons pu proposer une valeur de spin pour la première fois.

Ainsi, nous avons pu déterminer avec précision la position en énergie de l'état isomère $1/2+$ (de nature $\nu(s_{1/2})$ [79]) à 943.0 keV.

L'inversement des états de spin/parité $1/2-$ et $1/2+$ dans la systématique des noyaux impairs $N=49$ en direction de $Z=28$ observé par Hoff et al. [50], auxquels nous attribuons les configurations $\nu(p_{1/2}^{-1}) \otimes 0+$ et $\nu(s_{1/2}) \otimes 0+$ respectivement, est confirmée dans le ^{79}Zn par le schéma de niveau que nous proposons.

L'approche théorique de couplage cœur - particule nous a permis d'interpréter les 4 bandes de structure observées dans le ^{79}Zn : une bande de parité positive, une bande de parité négative, un multiplet de couplage de l'état trou fondamental avec un coeur de ^{80}Zn , $\nu(g_{9/2}^{-1}) \otimes 2+$ et une dernière bande incluant un état de spin $9/2+$, n'appartenant pas à ce multiplet. La nature de cet état reste encore une question ouverte.

La mise en évidence d'un deuxième état excité $0+$ dans le ^{80}Ge par A. Gottardo et al. [92] pose une problématique intéressante : l'état de spin $9/2+$ n'étant pas compris à l'heure actuelle, pourrait-il être issu d'un couplage avec un état excité non connu du

cœur de ^{80}Zn ? En d'autres termes, y a-t-il également un deuxième état excité $0+$ dans le ^{80}Zn ?

Il serait également intéressant d'étudier la configuration fondamentale du ^{80}Cu . En effet, la contrainte très forte que nous établissons pour la première fois sur le spin de l'état fondamental de ce noyau ($3 \leq J(^{80}\text{Cu}) \leq 5$) n'indiquerait-elle pas une configuration $\nu(s_{1/2}) \otimes \pi(f_{5/2})$ plutôt que $\nu(d_{5/2}) \otimes \pi(f_{5/2})$, et donc une inversion des orbitales $\nu(s_{1/2})$ et $\nu(d_{5/2})$ à $Z=30$?

Enfin, les états de particule individuelle extraites du calcul théorique indiquent la persistance du *gap* $N=50$ vers le ^{78}Ni ainsi que l'émergence du *gap* $N=40$ dans cette région. L'origine microscopique de ce dernier phénomène reste une question ouverte. Afin d'appuyer cette hypothèse, une expérience de réaction directe pourrait être réalisée sur le ^{79}Zn et confirmer les configurations des états identifiés dans ce manuscrit.

Bibliographie

- [1] H. Becquerel. *Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents. Comptes-rendus de l'Académie des Sciences*, **122** :420–421, 1896.
- [2] H. Becquerel and P. Curie. *Action physiologique des rayons du radium. Comptes-rendus de l'Académie des Sciences*, **132** :1289–1291, 1901.
- [3] E. Rutherford. *The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom. Philosophical Magazine*, **21**(125) :669–688, 1911.
- [4] C. D. Anderson. *The apparent Existence of Easily Deflectable Positives. Science*, **76**(238-239), 1932.
- [5] C. D. Anderson. *The Positive Electron. Physical Review*, **43**(491-494), 1933.
- [6] I. Curie et F. Joliot. *Sur les conditions d'émission des neutrons par action des particules α sur les éléments légers. Comptes-rendus de l'Académie des Sciences*, **196** :397–99, 1933.
- [7] I. Curie et F. Joliot. *Séparation chimique des nouveaux éléments émetteurs d'électrons positifs. Comptes-rendus de l'Académie des Sciences*, **198** :559–561, 1934.
- [8] I. Curie et F. Joliot. *Un nouveau type de radioactivité. Comptes-rendus de l'Académie des Sciences*, **198** :254–56, 1934.
- [9] J. Chadwick. *The neutron and the Bomb. Lettre écrite à E. Rutherford*, 1914.
- [10] W. Prout. *Correction of a mistake in the Essay on the Relation between the Specific Gravities of Bodies in their Gaseous States and the Weight of their Atoms. Annals of Philosophy*, **7** :111–113, 1816.
- [11] E. Rutherford. *Nature*, **106** :357, 1920.

- [12] W. Pauli. *Wissenschaftlicher Briefwechsel mit Bohr, Einstein, Heisenberg*. page 39, 1930.
- [13] W. Bothe et H. Geiger. *Experimentelles Zur Theorie Von Bohr, Kramers und Slater*. *Naturwissenschaften*, **13**(440-441), 1925.
- [14] W. Bothe et H. Geiger. *Über das Wesen des Comptoneffekts; ein experimenteller Beitrag zur Theorie der Strahlung*. *Zeitschrift für Physik*, **32**(639-663), 1925.
- [15] J. Chadwick. *Possible Existence of a Neutron*. *Nature*, **159**(312), 1932.
- [16] Fermi E. *An attempt of a theory of beta radiation*. *Z. Phys.*, **88** :161–177, 1934.
- [17] <http://www.diffusion.ens.fr/vip/pageF03.html>.
- [18] C. S. Wu. *Experimental test of parity conservation in beta decay*. *Physical Review*, **105**(1413), 1957.
- [19] Elsassner W. M. *Sur le principe de Pauli dans les noyaux*. *J. Phys. Radium*, **5**(12) :635–639, 1934.
- [20] Maria Goeppert Mayer. *On Closed Shells in Nuclei*. *Physical Review*, **74**(3) :235–239, 1948.
- [21] Maria Goeppert Mayer. *On Closed Shells in Nuclei II*. *Physical Review*, **75** :1969–1970, 1949.
- [22] Otto Haxel et al. *On the Magic Numbers in Nuclear Structure*. *Physical Review*, **75** :1766–1766, 1949.
- [23] Thibault C. et al. *Direct measurement of the masses of ^{11}Li and $^{26-32}\text{Na}$ with an on-line mass spectrometer*. *Phys. Rev. C*, **12** :644–657, Aug 1975.
- [24] D. Guillemaud-Mueller et al. *β -Decay schemes of very neutron-rich sodium isotopes and their descendants*. *Nuclear Physics A*, **426**(1) :37 – 76, 1984.
- [25] Z. Y. Xu et al. *β -Decay Half-Lives of $^{76,77}\text{Co}$, $^{79,80}\text{Ni}$ and ^{81}Cu : Experimental Indication of a Doubly Magic ^{78}Ni* . *Phys. Rev. Lett.*, **113** :032505, 2014.
- [26] Zuker A. P. *Three-Body Monopole Corrections to Realistic Interactions*. *Phys. Rev. Lett.*, **90** :042502, 2003.
- [27] Somà V. et al. *Chiral two- and three-nucleon forces along medium-mass isotope chains*. *Phys. Rev. C*, **89** :061301, 2014.

-
- [28] Denis Lacroix. <http://www.cenbg.in2p3.fr/joliot-curie/spip.php?rubrique26>.
- [29] M. Dufour and A. P. Zuker. *Realistic collective nuclear Hamiltonian*. *Phys. Rev. C*, **54**(4) :1641, 1996.
- [30] T. Glasmacher et al. *Collectivity in 44S* . *Phys. Let. B*, **395**(3) :163 – 168, 1997.
- [31] Gaodefroy L. et al. *Reduction of the Spin-Orbit Splittings at the $N = 28$ Shell Closure*. *Phys. Rev. Lett.*, **97** :092501, Aug 2006.
- [32] C. Engelmann et al. *Z. Phys. A*, **352** :351, 1995.
- [33] Hosmer et al. *Half-Life of the Doubly Magic r -Process Nucleus ^{78}Ni* . *Phys. Rev. Lett.*, **94** :112501, Mar 2005.
- [34] Duflo J. and Zuker A. P. *The nuclear monopole Hamiltonian*. *Phys. Rev. C*, **59** :R2347–R2350, May 1999.
- [35] Sieja K. et al. *Shell model description of zirconium isotopes*. *Phys. Rev. C*, **79** :064310, Jun 2009.
- [36] Verney David. *Étude de l'effet de ocuche $N=50$ en direction de ^{78}Ni : contribution des études de radioactivité auprès du séparateur en ligne PARRNe*. Hdr, Université Paris Sud - Paris XI, November 2013.
- [37] NNDC. <http://www.nndc.bnl.gov>.
- [38] K. Heyde. *The nuclear shell model*. Springer, 1990.
- [39] O. Sorlin and M.-G. Porquet. *Nuclear magic numbers : New features far from stability . Progress in Particle and Nuclear Physics*, **61**(2) :602 – 673, 2008.
- [40] E. Sahin et al. *Structure of the $N=50$ As, Ge, Ga nuclei*. *Nuclear Physics A*, **893** :1 – 12, 2012.
- [41] Porquet M.-G. and Sorlin O. *Evolution of the $N = 50$ gap from $Z = 30$ to $Z = 38$ and extrapolation toward ^{78}Ni* . *Phys. Rev. C*, **85** :014307, 2012.
- [42] K. Sieja and F. Nowacki. *Three-body forces and persistence of spin-orbit shell gaps in medium-mass nuclei : Towards the doubly magic ^{78}Ni* . *Phys. Rev. C*, **85** :051301(R), 2012.
- [43] Kolos Karolina. *Probing the nuclear structure in the vicinity of ^{78}Ni via beta decay spectroscopy of ^{84}Ga* . Theses, Université Paris Sud - Paris XI, 2012.

- [44] H. Fann et al. *91Zr(τ , α)90Zr and the $T=1$ g_{92-d52} matrix elements : Test of an average effective interaction. *Physi. Let. B*, **44**(1) :19 – 22, 1973.*
- [45] P.C. Li et al. *Nuclear structure of 86,87Rb from 87,88Si(d , ^3He) at 28 MeV. *Nuclear Physics A*, **469**(3) :393 – 406, 1987.*
- [46] Winter et al. *Study of excited states in ^{85}Kr and ^{86}Kr : Evidence for neutron-core excitations in the $N = 50$ nucleus ^{86}Kr . *Phys. Rev. C*, **48** :1010–1019, Sep 1993.*
- [47] Prévost et al. *Medium-spin excitations of the neutron-rich 84Se isotope : Possible decrease in energy of the $N = 50$ neutron-core excitation. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, **22**(3) :391–395, 2004.*
- [48] Rzača-Urban et al. *New excited states in ^{82}Ge : Possible weakening of the $N = 50$ closed shell. *Phys. Rev. C*, **76** :027302, Aug 2007.*
- [49] Étilé Asénath. *Study of the nuclear structure of exotic nuclei at ALTO : developments and results of two new experimental setups*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, December 2014.
- [50] P. Hoff and B. Fogelberg. *Properties of strongly neutron-rich isotopes of germanium and arsenic. *Nuclear Physics A*, **368**(2) :210 – 236, 1981.*
- [51] Luis A. Montestruque et al. *Study of the 77, 79, 81, 83Se level structure with the 76, 78, 80, 82Se(d,p) reaction. *Nuclear Physics A*, **305**(1) :29 – 62, 1978.*
- [52] Balraj Singh. *Nuclear Data Sheets for $A = 194$. *Nuclear Data Sheets*, **107**(6) :1531 – 1746, 2006.*
- [53] Detorie N. A. et al. *Nuclear structure information for states in ^{85}Kr from the $^{84}\text{Kr}(d,p)$ and $^{84}\text{Kr}(\vec{d},p)$ reactions. *Phys. Rev. C*, **18** :991–1002, 1978.*
- [54] Niikura Megumi. Proposal experiment RIBF10-90.
- [55] T. Otsuka et al. *Evolution of Nuclear Shells due to the Tensor Force. *Physical Review Letters*, **95** :232502, 2005.*
- [56] S. Franchoo et al. *Beta Decay of $^{68-74}\text{Ni}$ and Level Structure of Neutron-Rich Cu Isotopes. *Phys. Rev. Let.*, **81** :15, 1998.*
- [57] S. Franchoo et al. *Monopole migration in $^{69,71,73}\text{Cu}$ observed from β -decay of laser-ionized $^{68-74}\text{Ni}$. *Phys. Rev. C*, **64** :054308, 2001.*

-
- [58] I. Stefanescu et al. *Interplay between Single-Particle and Collective Effects in the Odd-A Cu Isotopes beyond $N = 40$* . *Phys. Rev. Let.*, **100** :112502, 2008.
- [59] K.T. Flanagan et al. *Nuclear Spins and Magnetic Moments of $^{71,73,75}\text{Cu}$: Inversion of $\pi 2p_{3/2}$ and $\pi 1f_{5/2}$ Levels in ^{75}Cu* . *Phys. Rev. Let.*, **103** :142501, 2009.
- [60] NNDC Chart of Nuclei. <http://www.nndc.bnl.gov/chart/>.
- [61] E. Fermi. *Theory of Beta Decay*. *Zeitschrift fur Physik*, (**88**) :161, 1934.
- [62] Singh B et al. *Review of log ft values in beta decay*. *Nuclear Data Sheets*, **84** :487–564, 1998.
- [63] Z. Xu. *Beta-decay spectroscopy on neutron-rich nuclei in a range of $Z = 26-32$* . PhD thesis, University of Tokyo, 2014.
- [64] Burbidge et al. *Synthesis of the Elements in Stars*. *Rev. Mod. Phys.*, **29** :547–650, 1957.
- [65] Y Blumenfeld et al. *Facilities and methods for radioactive ion beam production*. *Physica Scripta*, **2013**(T152) :014023, 2013.
- [66] M. Bernas et al. *Radioactive Nuclear Beams Identification of more than a 100 new isotopes from ^{238}U projectile fission and beams of neutron-rich nuclei at BRENDA*. *Nuclear Physics A*, **616**(1) :352 – 362, 1997.
- [67] Yasushige Yano. *The RIKEN RI Beam Factory Project : A status report* . *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sec. B*, **261**(1–2) :1009 – 1013, 2007.
- [68] Kubo et al. *BigRIPS separator and ZeroDegree spectrometer at RIKEN RI Beam Factory*. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, **2012**(1), 2012.
- [69] R. Anne et al. *The achromatic spectrometer LISE at GANIL*. *Nuclear Instruments and Methodes in Physics Research A*, **257**, 1987.
- [70] H. Kumagai et al. *Development of Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC) for BigRIPS fragment separator* . *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sec. B*, **317**, Part B :717 – 727, 2013.
- [71] K. Kimura et al. *High-rate particle identification of high-energy heavy ions using a tilted electrode gas ionization chamber* . *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sec. A*, **538**(1–3) :608 – 614, 2005.

- [72] BigRIPS Optics. http://www.nishina.riken.jp/RIBF/BigRIPS/optics_bigrips.html.
- [73] Nishimura S. *Beta-gamma spectroscopy at RIBF. Progress of Theoretical and Experimental Physics*, **2012**(1) :3C006, dec 2012.
- [74] P.-A. Söderström et al. *Installation and commissioning of EURICA – Euroball-RIKEN Cluster Array. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Sec. B*, **317**, Part B :649 – 652, 2013.
- [75] J. Eberth et al. *Development of a composite Ge detector for {EUROBALL} . Progress in Particle and Nuclear Physics*, **28**(0) :495 – 504, 1992.
- [76] http://www.xia.com/DGF_4C.html.
- [77] Hosmer et al. *Half-lives and branchings for β -delayed neutron emission for neutron-rich Co–Cu isotopes in the r-process. Phys. Rev. C*, **82** :025806, 2010.
- [78] R. Orlandi et al. *Single-neutron orbits near ^{78}Ni : Spectroscopy of the isotope ^{79}Zn . Phys. Lett. B*, **740** :298 – 302, 2015.
- [79] Yang X. F. et al. *Isomer Shift and Magnetic Moment of the Long-Lived $1/2^+$ Isomer in $^{79}\text{Zn}_{49}$: Signature of Shape Coexistence near ^{78}Ni . Phys. Rev. Lett.*, **116** :182502, 2016.
- [80] K.-L. Kratz et al. *Neutron-rich isotopes around the r-process waiting-point nuclei $^{79}\text{Cu}_{50}$ and $^{80}\text{Zn}_{50}$. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, **340**(4) :419–420, 1991.
- [81] Korgul et al. *β - γ and β -delayed neutron- γ decay of neutron-rich copper isotopes. Phys. Rev. C*, **86** :024307, Aug 2012.
- [82] M. Wang et al. *The Ame2012 atomic mass evaluation. Chinese Physics C*, **36**(12) :1603, 2012.
- [83] Shiga Y. et al. *Investigating nuclear shell structure in the vicinity of ^{78}Ni : Low-lying excited states in the neutron-rich isotopes $^{80,82}\text{Zn}$. Phys. Rev. C*, **93** :024320, 2016.
- [84] Alshudifat M. F. et al. *Reexamining Gamow-Teller decays near ^{78}Ni . Phys. Rev. C*, **93** :044325, 2016.
- [85] B Cheal et al. *Laser spectroscopy of gallium isotopes beyond $N = 50$. Journal of Physics : Conference Series*, **381**(1) :012071, 2012.

-
- [86] Honma M. et al. *New effective interaction for f_5pg_9 -shell nuclei.* *Phys. Rev. C*, **80** :064323, Dec 2009.
- [87] Thankappan V. K. and True William W. *Properties of the Low-Lying Cu^{63} Levels.* *Phys. Rev.*, **137** :B793–B799, Feb 1965.
- [88] J. E. Kitching. *A unified model description of some nuclei in the $N=49$ region.* *Zeitschrift für Physik*, **258**(1) :22–37, 1973.
- [89] Etilé A. et al. *Low-lying intruder and tensor-driven structures in ^{82}As revealed by β decay at a new movable-tape-based experimental setup.* *Phys. Rev. C*, **91** :064317, Jun 2015.
- [90] Meyer R. A. et al. *Coexisting intruder bands in ^{83}Se and evidence for the role of proton subshell closure in inhibiting formation of odd-neutron intruder bands.* *Phys. Rev. C*, **25** :682–685, Jan 1982.
- [91] G. Audi et al. *The Ame2012 atomic mass evaluation.* *Chinese Physics C*, **36**(12) :1287, 2012.
- [92] Gottardo A. et al. *First Evidence of Shape Coexistence in the ^{78}Ni Region : Intruder 0_2^+ State in ^{80}Ge .* *Phys. Rev. Lett.*, **116** :182501, May 2016.

Titre :  tude de la structure à basse énergie du ^{79}Zn par décroissance β et β -n du ^{79}Cu et ^{80}Cu

Mots clés : Nombres magiques, Noyaux exotiques, ^{78}Ni , Spectroscopie γ

Résumé : Afin de sonder la persistance de la fermeture de couches à $N=50$ pour les isotopes de nickel, une expérience a été réalisée au RIBF (RIKEN, Japon) pour produire des noyaux autour du ^{78}Ni par fission en vol d'un faisceau de ^{238}U . Les spectromètres BigRIPS et ZeroDegree ont été utilisés pour la purification et la sélection des noyaux d'intérêt. La décroissance de ces noyaux a été observée avec le dispositif EURICA pour la détection des rayonnements gamma, couplé avec le détecteur à particules chargées WAS3aBi.

L'analyse des corrélations entre l'implantation des ions $^{79,80}\text{Cu}$ et leur décroissance, ainsi que les spectres de décroissance gamma en simple et

double coïncidence, nous ont permis de proposer un schéma de niveaux excités pour le ^{79}Zn , avec assignation de spin et parité pour la plupart des  tats. Nous avons aussi mis une contrainte entre $3\hbar$ et $5\hbar$ sur la valeur du spin de l'état fondamental du ^{80}Cu .

La comparaison avec un modèle schématique de couplage cœur-particule nous a permis d'interpréter le schéma de niveau et de proposer des hypothèses sur la nature des  tats observés. Les énergies des  tats de particule individuelle extraites du calcul théorique indiquent la persistance du gap $N=50$   $Z=28$.

Title : Study of the low energy structure of ^{79}Zn through β and β -n decay of ^{79}Cu and ^{80}Cu

Keywords : Magic numbers, Exotic nuclei, ^{78}Ni , γ spectroscopy

Abstract : In order to investigate the persistence of the $N=50$ gap for the Nickel isotopes, an experiment has been performed at RIBF (RIKEN, Japan) to produce exotic nuclei around ^{78}Ni by in-flight fission of a ^{238}U beam. The BigRIPS and ZeroDegree spectrometers were used to purify and select the nuclei of interest. Their decay was detected with the EURICA detector for γ -ray detection, coupled with the charged particle WAS3aBi detector.

The analysis of the correlations between the ion implantation and their decay, as well as the γ decay spectra in simple and double coincidence allowed us to propose a level scheme of the

excited states for the ^{79}Zn , and we assigned the spin and parity for most of the states.

We also constrained the spin value for the fundamental state of the ^{80}Cu , between $3\hbar$ and $5\hbar$.

Comparison with a core-particle coupling model allowed us to interpret the level scheme and propose hypothesis about the nature of the observed states.

The single particle state energies extracted from the theoretical calculation indicate the persistence of the $N=50$ gap at $Z=28$.

