

# THESE

Présentée à

**L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1**

Ecole Doctorale de

**SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR**

Par

**Cédric DOSSAT**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR**

Spécialité : Noyaux, Atomes, Agrégats, Plasmas

---

## **Etude spectroscopique des noyaux riches en protons dans la région $22 \leq Z \leq 28$ et $T_z \leq -3/2$**

---

**Soutenu** le mardi 7 Décembre 2004

**Après avis de MM :**

P. VAN DUPPEN,	Professeur, Université de Leuven	Rapporteurs
P. DESSAGNE,	Chargé de recherche, CNRS	

**Devant la Commission d'Examen formée de :**

M. P. MORETTO	Professeur, Université Bordeaux 1	Président
M. B. BLANK	Directeur de recherche, CNRS	
M. P. DESSAGNE	Chargé de recherche, CNRS	
M. J. GIOVINAZZO	Chargé de recherche, CNRS	
M. N. ORR	Chargé de recherche, CNRS	
M. P. VAN DUPPEN	Professeur, Université de Leuven	



*à Muriel,  
à Arnaud ...*



## Remerciements

*Cette page est avant tout, destinée à remercier l'ensemble des personnes qui ont contribué de près ou de loin, à l'élaboration de ce travail. Si par mégarde, il m'arrivait d'oublier quelqu'un, je m'en excuse par avance.*

*Je tiens à remercier en premier lieu Messieurs P. Aguer et B. Haas, directeurs successifs du Centre d'Etude Nucléaire de Bordeaux Gradignan, pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.*

*Je tiens également à remercier tous les membres du jury : Messieurs P. Van Duppen et P. Dessagne qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce mémoire, Monsieur P. Moretto en tant que président du jury et Monsieur M. Orr. Je voulais aussi remercier les deux « régionaux » du jury que sont B. Blank, mon directeur de thèse, et J. Giovinazzo.*

*Il n'est pas possible de parler des quatre années passées au CEMBG sans dire un mot sur le groupe Noyaux Exotiques et de tous les membres qui le composent.*

*Je voulais te dire un grand merci Bertram pour m'avoir dirigé et transmis une (petite) partie de ton savoir. En revanche, je ne te remercie pas de m'avoir choisi comme « assistant mécanicien » au cours des différentes expériences (GAMPL ou Finlande) : je pense que les « strips » et le photomultiplicateur s'en souviennent encore et moi aussi.*

*On pourrait écrire tout un roman (une thèse) sur toi Jérôme, mais je n'ai pas le courage de le faire ici. Tu sais tout le bien que je pense de toi aussi bien d'un point de vue professionnel que personnel. Je voulais juste te dire merci pour la « Jéromologie » qui, une fois comprise, permet de se simplifier considérablement la vie. Merci aussi et surtout pour ton soutien moral lors des manips.*

*Que dire sur mon colocataire de bureau ? Si c'était un animal, ce serait une oie ... et ce n'est pas Dédé qui dira le contraire. Mis à part ça, Grégory je sais à quel point ces quatre années ont du te paraître longues. Je tenais ici à te remercier pour ta patience, tes conseils, ton sens aigu de la correction et de l'écoute, et ta capacité à endurer les blagues les plus vaseuses. Merci à toi.*

*Je voulais aussi remercier toutes les personnes qui ont fait partie du groupe au cours de ma thèse pour leurs conseils et leurs avis sur la physique : Anne-Sophie Lalleman, Jean-Charles Thomas, Anissa Bey et Yolanda Matea (ex-reine de l'électronique au GAMQL).*

*Enfin, j'adresse un grand merci à tout le personnel du CEMBG pour leur gentillesse et leur disponibilité, ainsi qu'aux physiciens et techniciens de la ligne L9SE au GAMQL.*

*Pour conclure, je voulais remercier toutes les personnes qui ont contribué aux moments de détente et avec qui j'ai pu passer d'excellents moments : Arnaud, Flo, Renzo, Grand Olive, Petit Olive, Eve et Yann, Greg, Xav... j'espère ne pas en avoir oublié.*

*Un petit coucou à Seb, l'ex-palois bordelais devenu parisien.*

*Merci Aubade pour les fonds d'écran qui ont fait le bonheur de tous ...*

*Merci à Monsieur Lavie qui m'a fait découvrir et aimer la physique au lycée d'Aiguillon.*

*Merci à mes parents, à Gégé et à Lydie ... Et à Muriel à qui je dois tant.*

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>15</b>
<b>Chapitre 1 : Propriétés des noyaux riches en protons</b>	<b>17</b>
1.1– Généralités .....	17
1.2 – Les différents modes de décroissance des noyaux riches en protons .....	19
1.2.1 – La radioactivité $\beta^+$ .....	19
1.2.2 – Emission retardée de particules .....	21
1.2.3 – Emission directe de particules .....	23
1.3 – Modèles locaux de calcul de masse .....	23
1.3.1 – Formule de Masse des Multiplets Isobariques (IMME) .....	24
1.3.2 – Estimation du déplacement d’Energie Coulombien d’Antony et Pape ..	26
1.3.3 – Modèle de Garvey et Kelson .....	27
1.4 – Modèles de calcul de durées de vie .....	28
1.4.1 – Modèle de Hirsch.....	29
1.4.2 – Durées de vie calculées par Ormand .....	30
1.4.3 – Durées de vie calculées par Honma.....	31
1.4.4 – Durées de vie extrapolées par Audi.....	32
1.4.5 – La « Gross » théorie II.....	32
1.4.6 – Conclusion .....	33
<b>Chapitre 2 : Procédures expérimentales et méthode d’analyse</b>	<b>35</b>
2.1 – Dispositifs expérimentaux .....	35
2.1.1 – Dispositif de production et de séparation des noyaux d’intérêt.....	35
2.1.2 – Dispositifs de détection .....	36
2.2 – Etalonnage en énergie des détecteurs .....	38
2.2.1 – Etalonnage en perte d’énergie des détecteurs d’identification .....	39
2.2.2 – Etalonnage en perte d’énergie du détecteur d’implantation pour les radioactivités.....	40
2.2.3 – Etalonnage en énergie des détecteurs germanium.....	43
2.3 – Efficacités de détection.....	46
2.3.1 – Efficacité de détection du rayonnement $\gamma$ .....	46
2.3.2 – Efficacité de détection des protons.....	48

2.4 – Méthode employée pour l'analyse des données .....	48
2.4.1 – Identification des noyaux d'intérêt .....	49
2.4.2 – Analyse des spectres en énergie protons et du rayonnement $\gamma$ émis .....	52
a – La méthode de « soustraction de fond » .....	53
b – Détermination des intensités des processus radioactifs .....	57
2.4.3 – Détermination des durées de vie et des rapports d'embranchement absolu proton.....	58
2.5 – Conclusion .....	62

### **Chapitre 3 : Etude spectroscopique des noyaux dans la région $22 \leq Z \leq 28$ et $T_z \leq -3/2$ 63**

3.1 – Les isotopes du titane.....	64
3.1.1 – Spectroscopie de $^{41}\text{Ti}$ .....	64
3.1.2 – Spectroscopie de $^{40}\text{Ti}$ .....	67
3.1.3 – Spectroscopie de $^{39}\text{Ti}$ .....	69
3.2 – Spectroscopie de $^{43}\text{V}$ .....	70
3.3 – Les isotopes du chrome .....	74
3.3.1 – Spectroscopie de $^{45}\text{Cr}$ .....	74
3.3.2 – Spectroscopie de $^{44}\text{Cr}$ .....	79
3.3.3 – Spectroscopie de $^{43}\text{Cr}$ .....	84
3.3.4 – Spectroscopie de $^{42}\text{Cr}$ .....	86
3.4 – Les isotopes du manganèse.....	88
3.4.1 – Spectroscopie de $^{47}\text{Mn}$ .....	88
3.4.2 – Spectroscopie de $^{46}\text{Mn}$ .....	90
3.5 – Les isotopes du fer.....	95
3.5.1 – Spectroscopie de $^{49}\text{Fe}$ .....	95
3.5.2 – Spectroscopie de $^{48}\text{Fe}$ .....	101
3.5.3 – Spectroscopie de $^{47}\text{Fe}$ .....	106
3.5.4 – Spectroscopie de $^{46}\text{Fe}$ .....	112
3.5.5 – Spectroscopie de $^{45}\text{Fe}$ .....	115
3.6 – Les isotopes du cobalt.....	117
3.6.1 – Spectroscopie de $^{51}\text{Co}$ .....	117
3.6.2 – Spectroscopie de $^{50}\text{Co}$ .....	119
3.7 – Les isotopes du nickel.....	125
3.7.1 – Spectroscopie de $^{53}\text{Ni}$ .....	125
3.7.2 – Spectroscopie de $^{52}\text{Ni}$ .....	129
3.7.3 – Spectroscopie de $^{51}\text{Ni}$ .....	134
3.7.4 – Spectroscopie de $^{50}\text{Ni}$ .....	139
3.7.5 – Spectroscopie de $^{49}\text{Ni}$ .....	142
3.7.6 – Spectroscopie de $^{48}\text{Ni}$ .....	143



3.8 – Conclusion .....	144
<b>Chapitre 4 : Interprétation des résultats</b>	<b>147</b>
4.1 – Comparaison des différents modèles pour le calcul des durées de vie.....	147
4.2 – Analyse des résultats sur la structure de quelques noyaux .....	149
4.2.1 –Principe du calcul à partir des données expérimentales .....	150
4.2.2 – Le cas de $^{48}\text{Fe}$ .....	151
4.2.3 – Le cas de $^{52}\text{Ni}$ .....	152
4.2.4 – Interprétation .....	153
<b>Conclusion</b>	<b>155</b>
<b>Références</b>	



## Liste des tableaux

1.1 Nature des transformations au sein du noyau et chaleurs de réaction dans la désintégration $\beta^+$ /CE.....	19
1.2 Règles de sélection pour les transitions $\beta$ permises.....	20
2.1 Différences entre les dispositifs de détection mis en place pour les expériences E312a, E312b et E312c.....	38
2.2 Caractéristiques des distributions en profondeur d'implantation des noyaux dans le détecteur d'implantation calculées par LISE.....	39
2.3 Récapitulatif des énergies et intensités des principales émissions de particules $\alpha$ .....	40
2.4 Caractéristiques énergétiques des émissions retardées de protons utilisées pour le deuxième étalonnage du détecteur d'implantation.....	42
2.5 Energies des transitions $\gamma$ utilisées pour l'étalonnage des détecteurs germanium.....	44
2.6 Table des coefficients $\alpha(i)$ du polynôme de degré 2 en $Z$ et $T_z$ utilisés pour l'extrapolation des paramètres d'identification.....	51
2.7 Efficacités de détection des particules $\beta$ du détecteur d'implantation.....	60
3.1 Tableau récapitulatif du nombre de noyaux analysés en fonction des expériences.....	63
3.2 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{41}\text{Ti}$ .....	65
3.3 Energies et intensités des émissions retardées de protons dans $^{41}\text{Ti}$ .....	66
3.4 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{40}\text{Ti}$ .....	68
3.5 Energies et intensités des émissions retardées de protons de $^{40}\text{Ti}$ .....	69
3.6 Energies de séparation 2 protons pour $^{39}\text{Ti}$ .....	69
3.7 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{39}\text{Ti}$ .....	70
3.8 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{43}\text{V}$ .....	71
3.9 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{45}\text{Cr}$ .....	75
3.10 Energies et intensités des émissions retardées de protons et du rayonnement $\gamma$ pour le noyau de $^{45}\text{Cr}$ .....	77
3.11 Valeurs des excès de masse pour $^{45}\text{Cr}$ calculées par différentes méthodes.....	79
3.12 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{44}\text{Cr}$ .....	80
3.13 Energies et intensités des émissions retardées de protons de $^{44}\text{Cr}$ .....	82
3.14 Valeurs des excès de masse pour $^{44}\text{Cr}$ calculées par différentes méthodes.....	83
3.15 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{43}\text{Cr}$ .....	85
3.16 Durées de vie de $^{42}\text{Cr}$ .....	87
3.17 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{47}\text{Mn}$ .....	89
3.18 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{46}\text{Mn}$ .....	91
3.19 Energies et intensités des émissions retardées de protons de $^{46}\text{Mn}$ .....	93
3.20 Valeurs des excès de masse pour $^{46}\text{Mn}$ calculées par différentes méthodes.....	94
3.21 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{49}\text{Fe}$ .....	96
3.22 Energies et intensités des émissions retardées de protons et du rayonnement $\gamma$ pour le noyau de $^{49}\text{Fe}$ .....	97
3.23 Valeurs des excès de masse pour $^{49}\text{Fe}$ calculées par différentes méthodes.....	100
3.24 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{48}\text{Fe}$ .....	102
3.25 Energies et intensités des émissions retardées de protons et du rayonnement $\gamma$ pour le noyau de $^{48}\text{Fe}$ .....	103

3.26 Valeurs des excès de masse pour $^{48}\text{Fe}$ calculées par différentes méthodes.....	106
3.27 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{47}\text{Fe}$ .....	107
3.28 Energies et intensités des émissions retardées de protons et du rayonnement $\gamma$ pour le noyau de $^{47}\text{Fe}$ .....	109
3.29 Valeurs des excès de masse pour $^{47}\text{Fe}$ calculées par différentes méthodes.....	112
3.30 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{46}\text{Fe}$ .....	113
3.31 Energies et intensités des émissions retardées de protons de $^{46}\text{Fe}$ .....	114
3.32 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{51}\text{Co}$ .....	118
3.33 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{50}\text{Co}$ .....	120
3.34 Energies et intensités des émissions retardées de protons et du rayonnement $\gamma$ pour le noyau de $^{50}\text{Co}$ .....	121
3.35 Valeurs des excès de masse pour $^{50}\text{Co}$ calculées par différentes méthodes .....	124
3.36 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{53}\text{Ni}$ .....	126
3.37 Energies et intensités des émissions retardées de protons et du rayonnement $\gamma$ pour le noyau de $^{53}\text{Ni}$ .....	127
3.38 Valeurs des excès de masse pour $^{53}\text{Ni}$ calculées par différentes méthodes.....	129
3.39 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{52}\text{Ni}$ .....	130
3.40 Energies et intensités des émissions retardées de protons et du rayonnement $\gamma$ pour le noyau de $^{52}\text{Ni}$ .....	131
3.41 Valeurs des excès de masse pour $^{52}\text{Ni}$ calculées par différentes méthodes.....	134
3.42 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{51}\text{Ni}$ .....	135
3.43 Energies et intensités des émissions retardées de protons et du rayonnement $\gamma$ pour le noyau de $^{51}\text{Ni}$ .....	136
3.44 Valeurs des excès de masse pour $^{51}\text{Ni}$ calculées par différentes méthodes.....	138
3.45 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{50}\text{Ni}$ .....	140
3.46 Valeurs des excès de masse pour $^{50}\text{Ni}$ calculées par différentes méthodes.....	141
3.47 Durées de vie et rapport d'embranchement total proton pour $^{49}\text{Ni}$ .....	143
3.48 Récapitulatif des durées de vie, des rapports d'embranchement total proton et des excès de masse déterminés dans ce travail .....	144
4.1 Facteur de qualité pour les différentes systématiques utilisées dans les calculs de durées de vie .....	147

## Table des figures

1.1 Vue d'ensemble de la carte des noyaux.....	17
1.2 Carte des noyaux étudiés dans ce travail et produits selon les expériences .....	18
1.3 Schéma de désintégration des noyaux riches en protons.....	22
1.4 Représentation schématique de la relation de Garvey-Kelson .....	28
2.1 Production et séparation des noyaux exotiques.....	36
2.2 Principe du dispositif de détection commun aux trois expériences.....	37
2.3 Etalonnage en perte d'énergie du détecteur d'implantation .....	40
2.4 Spectre en énergie des particules $\alpha$ dans le détecteur d'implantation .....	41
2.5 Précision de l'étalonnage en énergie protons du détecteur d'implantation pour les expériences E312a, E312b et E312c.....	43
2.6 Spectre en énergie du rayonnement $\gamma$ du « fond » présent lors des trois expériences....	44
2.7 Précision en énergie de l'étalonnage $\gamma$ .....	45
2.8 Ajustement de l'ensemble des efficacités de détection $\gamma$ par la fonction développée par D. C. Radford.....	47
2.9 Simulation de l'efficacité de détection des protons par le détecteur d'implantation.....	48
2.10 Principe des corrections apportées aux temps de vol .....	49
2.11 Exemple d'une matrice d'identification en temps de vol des noyaux produits.....	50
2.12 Vérification des paramètres d'identifications par superposition des contours sur la matrice d'identification.....	52
2.13 Méthode de corrélation implantation-radioactivité .....	53
2.14 Spectre brut en énergie de la décroissance $\beta$ -p de $^{41}\text{Ti}$ .....	54
2.15 Distribution en temps de la décroissance de $^{41}\text{Ti}$ .....	55
2.16 Spectre en énergie de la décroissance $\beta$ -p de $^{41}\text{Ti}$ après soustraction de fond .....	56
2.17 Spectre brut en énergie du rayonnement $\gamma$ issu de la décroissance de $^{49}\text{Fe}$ .....	56
2.18 Spectre en énergie du rayonnement $\gamma$ issu de la décroissance de $^{49}\text{Fe}$ après soustraction de fond.....	57
2.19 Schéma typique de décroissance d'un noyau dans la région étudiée .....	58
2.20 Illustration de l'ajustement de la durée de vie d'un noyau ( $^{46}\text{Fe}$ ) .....	60
3.1 Distribution en temps de la décroissance de $^{41}\text{Ti}$ .....	65
3.2 Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{41}\text{Ti}$ , après soustraction de fond.....	66
3.3 Distribution en temps de la décroissance de $^{40}\text{Ti}$ .....	67
3.4 Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{40}\text{Ti}$ , après soustraction de fond.....	68
3.5 Distribution en temps de la décroissance de $^{39}\text{Ti}$ .....	70
3.6 Distribution en temps de la décroissance de $^{43}\text{V}$ .....	71
3.7 Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{43}\text{V}$ , après soustraction de fond .....	72
3.8 Transitions $\gamma$ dans la décroissance de $^{43}\text{V}$ .....	73
3.9 Distribution en temps de la décroissance de $^{45}\text{Cr}$ .....	74
3.10 Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{45}\text{Cr}$ , après soustraction de fond.....	75
3.11 Transitions $\gamma$ dans la décroissance de $^{45}\text{Cr}$ .....	76
3.12 Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{45}\text{Cr}$ , après soustraction de fond et conditionné par la raie $\gamma$ à 1082.36 keV .....	77
3.13 Schéma partiel de décroissance de $^{45}\text{Cr}$ .....	78

3.14	Distribution en temps de la décroissance de $^{44}\text{Cr}$ .....	80
3.15	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{44}\text{Cr}$ , après soustraction de fond.....	81
3.16	Schéma partiel de décroissance de $^{44}\text{Cr}$ .....	82
3.17	Distribution en temps de la décroissance de $^{43}\text{Cr}$ .....	84
3.18	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{43}\text{Cr}$ , après soustraction de fond.....	86
3.19	Distribution en temps de la décroissance de $^{42}\text{Cr}$ .....	87
3.20	Distribution en temps de la décroissance de $^{47}\text{Mn}$ .....	88
3.21	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{47}\text{Mn}$ , après soustraction de fond .....	90
3.22	Distribution en temps de la décroissance de $^{46}\text{Mn}$ .....	91
3.23	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{46}\text{Mn}$ , après soustraction de fond .....	92
3.24	Schéma partiel de décroissance de $^{46}\text{Mn}$ .....	93
3.25	Distribution en temps de la décroissance de $^{49}\text{Fe}$ .....	95
3.26	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{49}\text{Fe}$ , après soustraction de fond .....	96
3.27	Transitions $\gamma$ dans la décroissance de $^{49}\text{Fe}$ .....	98
3.28	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{49}\text{Fe}$ , après soustraction de fond et conditionné par la raie $\gamma$ à 752.33 keV .....	99
3.29	Schéma partiel de décroissance de $^{49}\text{Fe}$ .....	100
3.30	Distribution en temps de la décroissance de $^{48}\text{Fe}$ .....	101
3.31	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{48}\text{Fe}$ , après soustraction de fond .....	102
3.32	Transitions $\gamma$ dans la décroissance de $^{48}\text{Fe}$ .....	104
3.33	Schéma partiel de décroissance de $^{48}\text{Fe}$ .....	105
3.34	Distribution en temps de la décroissance de $^{47}\text{Fe}$ .....	107
3.35	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{47}\text{Fe}$ , après soustraction de fond .....	108
3.36	Transitions $\gamma$ dans la décroissance de $^{47}\text{Fe}$ .....	110
3.37	Schéma partiel de décroissance de $^{47}\text{Fe}$ .....	111
3.38	Distribution en temps de la décroissance de $^{46}\text{Fe}$ .....	113
3.39	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{46}\text{Fe}$ , après soustraction de fond .....	114
3.40	Distribution en énergie des événements de décroissance corrélés aux implantations de $^{45}\text{Fe}$ .....	116
3.41	Distribution en temps de la décroissance de $^{45}\text{Fe}$ .....	116
3.42	Distribution en temps de la décroissance de $^{51}\text{Co}$ .....	117
3.43	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{51}\text{Co}$ , après soustraction de fond .....	118
3.44	Distribution en temps de la décroissance de $^{50}\text{Co}$ .....	119
3.45	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{50}\text{Co}$ , après soustraction de fond .....	120
3.46	Transitions $\gamma$ dans la décroissance de $^{50}\text{Co}$ .....	122
3.47	Spectres de décroissance $\beta$ -p de $^{50}\text{Co}$ , après soustraction de fond et conditionnés par les raies $\gamma$ à 261.8, 482.5, 797.4 et 1278.5 keV .....	123
3.48	Schéma partiel de décroissance de $^{50}\text{Co}$ .....	123
3.49	Distribution en temps de la décroissance de $^{53}\text{Ni}$ .....	125
3.50	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{53}\text{Ni}$ , après soustraction de fond .....	126
3.51	Schéma partiel de décroissance de $^{53}\text{Ni}$ .....	128
3.52	Distribution en temps de la décroissance de $^{52}\text{Ni}$ .....	130
3.53	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{52}\text{Ni}$ , après soustraction de fond .....	131
3.54	Transitions $\gamma$ dans la décroissance de $^{52}\text{Ni}$ .....	132
3.55	Schéma partiel de décroissance de $^{52}\text{Ni}$ .....	133
3.56	Distribution en temps de la décroissance de $^{51}\text{Ni}$ .....	135
3.57	Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{51}\text{Ni}$ , après soustraction de fond .....	136
3.58	Transitions $\gamma$ dans la décroissance de $^{51}\text{Ni}$ .....	137

3.59 Schéma partiel de décroissance de $^{51}\text{Ni}$ .....	139
3.60 Distribution en temps de la décroissance de $^{50}\text{Ni}$ .....	140
3.61 Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{50}\text{Ni}$ , après soustraction de fond .....	141
3.62 Distribution en temps de la décroissance de $^{49}\text{Ni}$ .....	142
3.63 Spectre de décroissance $\beta$ -p de $^{49}\text{Ni}$ , après soustraction de fond .....	143
4.1 Durées de vie expérimentales et théoriques pour les noyaux étudiés dans ce travail ..	148
4.2 Schéma des niveaux et des désexcitations par émission de rayonnement $\gamma$ pour le noyau de $^{48}\text{Mn}$ .....	152
4.3 Schéma des niveaux et des désexcitations par émission de rayonnement $\gamma$ pour le noyau de $^{52}\text{Co}$ .....	153





## Introduction

Depuis près de cinquante ans, la production et l'étude des noyaux radioactifs mobilisent d'importants moyens humains et technologiques. Le champ d'investigation des physiciens nucléaires s'en trouve considérablement élargi, tant du côté des noyaux riches en neutrons que des riches en protons. Pour comprendre comment de tels noyaux peuvent coexister avec ceux présents dans la nature, il est nécessaire d'étudier à la fois leurs structures et leurs modes de désintégration.

La notion de structure nucléaire permet de décrire le mode d'arrangement des nucléons dans les noyaux et vise à établir des lois et des principes afin de pouvoir construire des modèles à caractère prédictif. Ces caractéristiques structurelles peuvent être mises en évidence par l'observation des modes de décroissance des noyaux plus instables encore dont ils sont les descendants.

Les noyaux riches en protons dans la région  $Z = 22$  à  $28$  sont de « bons » candidats pour de telles études. En effet, même s'ils sont assez difficiles à produire à cause de leur « exotité », l'étude spectroscopique de ces isotopes permet de compléter et de préciser les rares informations connues à l'heure actuelle, et dans certains cas d'établir un premier jeu de données. La connaissance de ces noyaux s'avère très importante. En effet, ces isotopes se situent dans la région de masse où la radioactivité directe deux protons a été découverte très récemment dans le cas du  $^{45}\text{Fe}$  et pressentie dans le cas du  $^{48}\text{Ni}$ . Ainsi au travers d'une meilleure connaissance de la durée de vie, du mode de décroissance et de la structure de leurs descendants, il sera possible de mieux caractériser cette nouvelle radioactivité.

Ce travail de thèse porte sur l'étude spectroscopique de vingt-trois isotopes différents, allant de  $^{39}\text{Ti}$  à  $^{53}\text{Ni}$ , avec  $T_z \leq -3/2$ , à partir de données recueillies au cours d'expériences menées au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) à Caen. Pour la quasi-totalité d'entre eux, ces noyaux se transforment par désintégration  $\beta$  ou par émission de particules retardées ( $\beta$ -p,  $\beta$ -2p ...) avec des durées de vie variant entre quelques millisecondes et quelques dizaines de millisecondes. Dans le cas des émissions retardées de particules, il est possible de connaître en partie la structure à la fois du noyau fils par décroissance  $\beta$ , mais aussi celle du noyau petit-fils provenant de l'émission de particules du noyau fils. La reconstruction des schémas de décroissance peut alors se faire par l'observation des particules  $\beta$ , des protons et du rayonnement  $\gamma$  émis et ce grâce à la mise en place d'un dispositif expérimental adapté.

Le premier chapitre situe les noyaux étudiés parmi la multitude des noyaux stables et instables connus. Il introduit aussi les différentes notions de processus radioactifs relatifs aux isotopes étudiés : désintégration  $\beta$  et émission retardée ou directe de particules. Dans ce chapitre, sont également abordés les modèles locaux de calcul de masse des noyaux et de calcul des durées de vie.

Le second chapitre décrit le dispositif expérimental utilisé lors des trois expériences réalisées auprès du GANIL qui ont rendu possible cette étude. Ce chapitre propose aussi une méthode originale d'analyse pour le traitement des identifications et des radioactivités.

La spectroscopie des noyaux d'intérêts produits au cours de ces expériences et caractérisés par  $22 \leq Z \leq 28$  et  $T_z \leq -3/2$  est détaillée dans le troisième chapitre : durées de vie, énergies et intensités des protons et du rayonnement  $\gamma$  émis, et schémas partiels de décroissance.

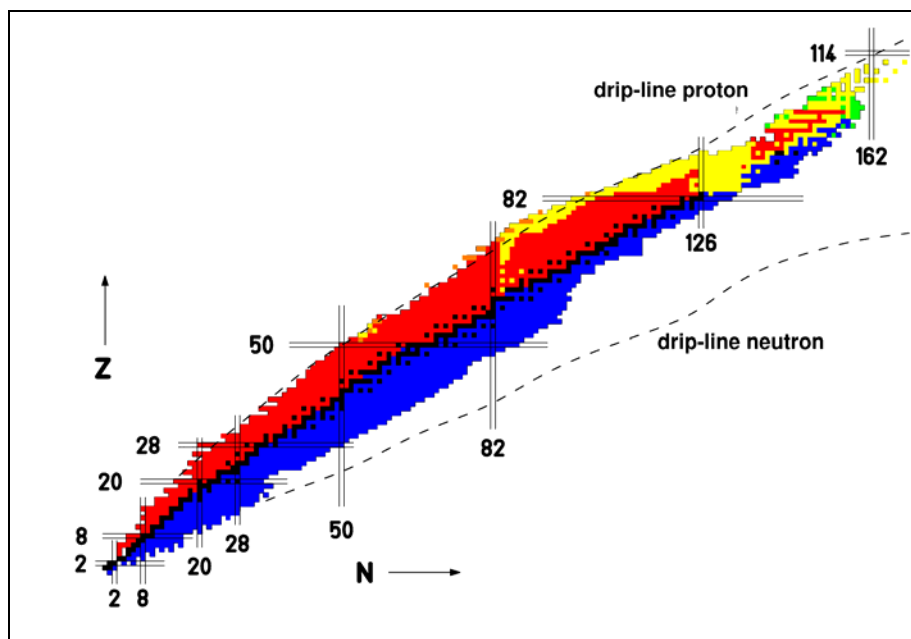
Le dernier chapitre permet de faire une comparaison qualitative des différents modèles de calcul de durées de vie. Enfin, après avoir observé des différences entre les taux d'alimentation  $\beta$  et les rapports d'embranchements des protons émis pour les états isobariques analogues de plusieurs isotopes, nous avons réalisé un calcul sur le degré d'impureté d'isospin de ces niveaux pour  $^{52}\text{Ni}$  et  $^{48}\text{Fe}$ .

## CHAPITRE 1 : Propriétés des noyaux riches en protons

Dans ce chapitre, je m'attacherai tout d'abord à présenter la région de masse concernée par ce travail. Puis dans un deuxième temps, je décrirai les différents modes de radioactivité relatifs aux noyaux riches en protons : désintégration  $\beta^+$ , émission retardée ou directe de particules. J'aborderai ensuite les modèles locaux de calcul de masse m'ayant permis d'estimer, à partir des valeurs expérimentales, les excès de masse de certains isotopes. Enfin, une description sommaire des différents modèles de calcul de durées de vie sera faite dans la dernière partie.

### 1.1 – Généralités

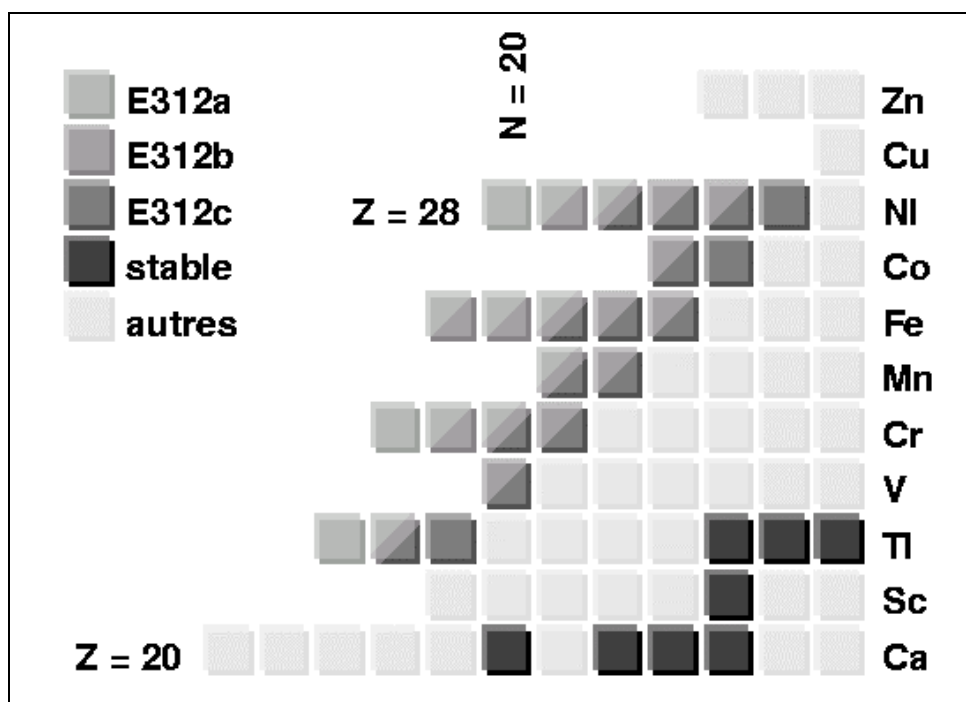
Les noyaux étudiés dans ce travail ne représentent qu'une infime partie de tous les noyaux existants soit de manière « naturelle », soit créés artificiellement. Parmi tous les noyaux représentés sur la *figure 1.1*, certains d'entre eux sont dits stables et les autres, radioactifs.



*Figure 1.1 : Carte de l'ensemble des noyaux. Les noyaux stables sont représentés par des carrés de couleur noire et définissent ce que l'on appelle la « vallée de stabilité ». En s'éloignant de cette vallée vers la gauche (côté riche en protons) ou vers la droite (côté riche en neutrons), les noyaux deviennent de plus en plus instables jusqu'aux limites d'existence appelées « drip-line ». Les différents modes de radioactivité (désintégration  $\beta$ , émission directe de particules, fission) sont identifiés par des codes de couleur. Sont aussi répertoriés sur cette figure les nombres « magiques » correspondant aux fermetures de couches pour les protons et les neutrons.*

L'ensemble des noyaux stables est représenté par des carrés de couleur noire sur la *figure 1.1* et définissent une zone étirée appelée « vallée de stabilité ». Ces noyaux sont caractérisés par des durées de vie infinies ou du moins trop longues pour être mesurables expérimentalement. La vallée de stabilité à laquelle ils appartiennent marque l'équilibre entre le nombre de protons et de neutrons. Lorsque cet équilibre est rompu par l'accroissement du nombre de protons ou de neutrons, les noyaux deviennent de plus en plus instables. En s'éloignant de la vallée de stabilité vers la gauche (riches en protons) ou vers la droite (riches en neutrons), la durée de vie des noyaux varie ainsi de quelques milliards d'années à quelques millisecondes. Aux limites de la stabilité, le rapport du nombre de protons et de neutrons atteint des proportions extrêmes et les derniers nucléons deviennent non liés. On atteint là les limites d'existence des noyaux appelées « drip-line » protons ou neutrons. C'est dans ces régions que l'on peut parler de « noyaux exotiques ».

La région où se situent les noyaux exotiques d'intérêt dans ce travail est définie par un nombre de protons compris entre 22 et 28 et par  $T_z \leq -3/2$  où  $T_z$  représente la projection de l'isospin total sur le troisième axe de quantification. La *figure 1.2* représente l'ensemble des noyaux analysés au cours des trois expériences E312a, E312b et E312c.



*Figure 1.2 : Carte des noyaux d'intérêts produits au cours des trois expériences réalisées au GANIL. Vingt trois isotopes différents allant de  $^{39}\text{Ti}$  à  $^{53}\text{Ni}$  ont pu ainsi être étudiés. Les noyaux stables sont représentés par des carrés de couleur noire, et les nuances de gris, de la plus claire à la plus foncée, indiquent les noyaux analysés respectivement dans les expériences E312a, E312b et E312c.*

## 1.2 – Les différents modes de radioactivité des noyaux riches en protons

Les modes de radioactivité sont une des manifestations du degré d'instabilité du noyau. Ils dépendent à la fois des propriétés des forces nucléaires et de la composition du noyau. Plusieurs modes de radioactivité coexistent pour l'ensemble des radio-isotopes : la désintégration  $\beta$  ( $\beta^+$ /CE,  $\beta^-$ ), l'émission retardée ( $\beta^+$ -p,  $\beta^-$ -n,  $\beta^+$ -2p, ...) ou directe (p, 2p, n,  $\alpha$ ) de particules, la fission spontanée pour les plus lourds d'entre eux et la désexcitation par émission de rayonnement  $\gamma$  ( voir *figure 1.1*).

Dans la région de masse qui nous intéresse, lorsque l'on s'écarte de la vallée de stabilité, trois modes de radioactivité apparaissent successivement. Dans un premier temps, les noyaux se désintègrent par émission  $\beta^+$ /CE. Celle-ci est généralement suivie de l'émission de particules ou de rayonnement  $\gamma$ , ou les deux. Aux limites d'existence des noyaux, la radioactivité tend plutôt vers l'émission directe de protons. Les noyaux riches en protons étudiés ici sont dans la plupart des cas dominés par l'émission retardée de protons. Pour certains d'entre eux, l'émission directe de particules est pressentie comme dans le cas de  $^{48}\text{Ni}$  ou établie pour ce qui est de  $^{45}\text{Fe}$ .

### 1.2.1 – La radioactivité $\beta^+$

Le mode de radioactivité le plus répandu parmi tous les noyaux riches en protons connus est la désintégration  $\beta^+$ . Elle relève de l'interaction faible et correspond à la transformation d'un nucléon du noyau. Le *tableau 1.1* résume les différents modes de désintégration  $\beta^+$ .

Type de désintégration	Nature de la transformation	Chaleur de réaction
Emission $\beta^+$	${}^A_Z\text{X}_N \rightarrow {}^A_{Z-1}\text{X}_{N+1} + e^+ + \nu$	$Q_{\beta^+} = (\Delta A_X - \Delta A_Y - 2.m_e).c^2$
Capture électronique	${}^A_Z\text{X}_N + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1}\text{X}_{N+1} + \nu$	$Q_{\text{CE}} = (\Delta A_X - \Delta A_Y).c^2$

*Tableau 1.1 : Nature des transformations et chaleurs de réaction dans le cas de la radioactivité  $\beta^+$  et de la capture électronique.  $\Delta A_{X,Y}$  représente les excès de masse respectifs des noyaux X et Y,  $m_e$  la masse de l'électron et c la vitesse de la lumière.*

Les noyaux riches en protons se désintègrent par émission  $\beta^+$  en transformant un proton en un neutron à l'intérieur du noyau. Cette transformation est accompagnée de l'émission d'un positon et d'un neutrino. La capture électronique est un processus analogue à la désintégration  $\beta^+$  dans le sens où elle transforme elle aussi un proton en un neutron. Cependant, plutôt que d'émettre un positon, le noyau riche en protons capture un électron du cortège atomique.

L'énergie des particules émises lors de la désintégration  $\beta^+$  découle du bilan énergétique de la réaction. Il est donné par la chaleur de réaction  $Q_{\beta}$  présentée dans le *tableau 1.1*. La chaleur de réaction est obtenue dans le cas de la capture électronique par la différence entre les excès de masse atomiques de l'atome initial et final ( $\Delta A_{X,Y}$ ). Pour ce qui est de la désintégration  $\beta^+$ , il convient de soustraire deux fois la masse de l'électron (1.022 MeV) à la différence des excès de masse atomique. Sachant que la différence d'excès de masse

atomique augmente à mesure que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité, il est évident que l'énergie disponible dans la désintégration  $\beta$  augmente d'autant plus que les noyaux sont instables.

Dans le cadre de ce travail, l'énergie disponible dans la désintégration  $\beta$  est supérieure à 10 MeV. Le taux d'alimentation  $\beta$  des états du noyau fils dépend de la structure de ceux-ci. Les opérateurs responsables de la désintégration satisfont en effet à des règles de sélection précises sur le changement de moment angulaire  $J$ , de la parité  $\pi$  et de l'isospin total  $T$  entre l'état fondamental du noyau précurseur et l'état peuplé dans la transition. Ces opérateurs permettent de définir deux types de transition  $\beta$  distinctes : les transitions de type Fermi et celles de type Gamow-Teller. Le *tableau 1.3* précise ces règles de sélection. Ces règles définissent des transitions dites « permises ». Lorsque des transitions s'accompagnent d'un changement de parité ou bien d'une variation de moment angulaire supérieur à un, celles-ci sont dites transitions de type « interdite ».

Type de transition	Règles de sélection
Fermi	$\Delta J=0$ $\pi_f = \pi_i$ $\Delta T = 0$
Gamow-Teller	$\Delta J=0, \pm 1$ $\pi_f = \pi_i$ $\Delta T = 0, 1$

*Tableau 1.2 : Règles de sélection pour les transitions  $\beta$  permises de type Fermi et de type Gamow-Teller.*

Les règles de sélection pour les transitions de type Fermi sont très strictes car elles imposent à l'état initial et à l'état final d'avoir les mêmes caractéristiques quantiques. Seul un état dans le noyau issu de la désintégration  $\beta$  possède de telles caractéristiques et pourra ainsi être alimenté par une transition de type Fermi : l'état isobarique analogue (IAS). Les autres transitions sont toutes de type Gamow-Teller.

Cependant dans le cas général, un état peuplé dans la désintégration  $\beta$  est constitué d'un mélange de configurations différentes. Les deux types de transition coexistent alors et la probabilité de transition réduite entre un état initial et un état final est caractérisé par la quantité [Abe00]:

$$ft = \frac{\kappa}{G_v^2 |\tau|^2 + G_A^2 |\sigma\tau|^2} \text{ avec } \begin{cases} \kappa = [8129.271 (12)] * 10^{-10} (\hbar c)^6 \text{GeV}^{-4} \text{s} \\ G_v = [1.1494 (23)] * 10^{-5} (\hbar c)^3 \text{GeV}^{-2} \\ G_A = [-1.4596 (9)] * 10^{-5} (\hbar c)^3 \text{GeV}^{-2} \end{cases} \quad (1.1)$$

où  $G_v$  et  $G_A$  sont les constantes de couplage associées aux courants vectoriel et axial-vectoriel.  $|\tau|^2$  et  $|\sigma\tau|^2$  désignent les carrés des amplitudes des éléments de matrice associés aux deux types de transitions. La quantité (ft), appelée « durée de vie comparée », est le produit du facteur d'espace de phase  $f(Z,E)$  et de la durée de vie partielle (t) de la transition considérée. Ce second terme est obtenu en faisant le rapport de la durée de vie du noyau émetteur  $\beta$  et du taux d'alimentation (BR) de l'état peuplé :  $t = \frac{T_{1/2}}{\text{BR}}$ .

En posant  $B(F) = |\tau|^2$  et  $B(GT) = (G_A/G_v)^2 |\sigma\tau|^2$ , l'équation 1.1 peut se réécrire sous la forme suivante :

$$ft = \frac{C}{B(F)+B(GT)} \text{ avec } C = \frac{\kappa}{G_v^2}. \quad (1.2)$$

Les termes  $B(F)$  et  $B(GT)$  donnent ainsi la mesure des contributions de type Fermi et de type Gamow-Teller pour la transition considérée.

Dans le cadre de l'étude spectroscopique des noyaux riches en protons, l'identification et la mesure de l'énergie des protons et du rayonnement  $\gamma$  émis permet de déterminer l'énergie des états émetteurs. Dans la plupart des noyaux analysés au cours de cette étude, l'IAS du noyau précurseur a pu être mis en évidence. En ne tenant compte que de la force de Fermi servant à l'alimentation de l'IAS, l'équation 1.2 devient :

$$ft = \frac{C}{B(F)} \text{ avec } \begin{cases} C = \frac{\kappa}{G_v^2} \\ B(F) = T(T+1) - T_{z_f} \cdot T_{z_i} \end{cases} \quad (1.3)$$

où  $T$  est l'isospin total des deux états engagés dans la transition de Fermi et où  $T_{z_f}$  et  $T_{z_i}$  sont les projections de l'isospin total sur le troisième axe de quantification du noyau émetteur et du noyau précurseur. La chaleur de réaction  $Q_\beta$  étant par ailleurs connue, la détermination de l'énergie de cet état peuplé ( $Q_\beta - E^{IAS}$ ) permet de calculer le facteur d'espace de phase ( $f$ ) dépendant de l'énergie associée à la transition de Fermi considérée. Connaissant les grandeurs calculées ( $\frac{C}{T(T+1)-T_{z_f} \cdot T_{z_i}}$ ,  $f$ ) et la mesure de la durée de vie du noyau, il est possible de déterminer la durée de vie partielle de la transition ( $t$ ) et de remonter ainsi au taux d'alimentation (BR) de l'IAS. La valeur du taux d'alimentation  $\beta$  de l'IAS ainsi calculée peut être comparée avec les rapports d'embranchement proton issus de la désintégration de ce niveau. La différence entre les deux valeurs peut alors être interprétée en terme de mélanges de configurations pour l'IAS.

### 1.2.2 – Emission retardée de protons

La *figure 1.3* schématise le principe de l'émission retardée de protons, mode de décroissance le plus fréquemment rencontré dans cette région de masse.

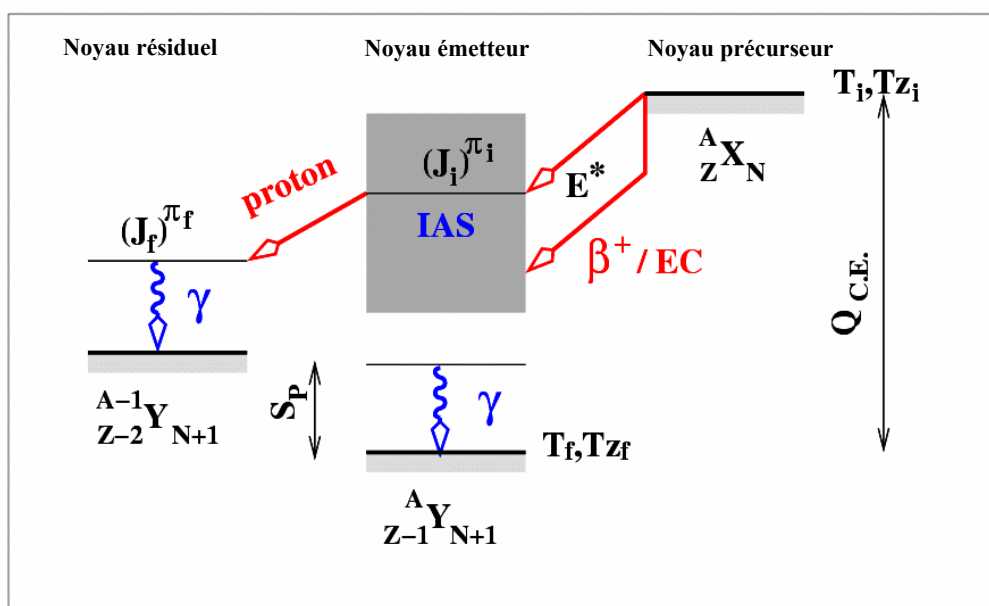


Figure 1.3 : Schéma de désintégration des noyaux riches en protons. Les états accessibles d'un noyau  ${}_{Z-1}^A Y_{N+1}$  sont peuplés par la décroissance  $\beta^+$  et la capture électronique du noyau précurseur  ${}^A_Z X_N$ . Lorsque l'énergie d'excitation des niveaux peuplés est supérieure à l'énergie de séparation du dernier proton ( $S_p$ ), la désintégration s'accompagne de l'émission de protons. Les états liés au regard de ce processus décroissent vers l'état fondamental par émission de rayonnement  $\gamma$  et par conversion interne. Quand l'énergie d'excitation légèrement supérieure à l'énergie de séparation, les deux processus d'émission peuvent cohabiter.

Pour un noyau donné, on définit l'énergie de séparation d'une particule comme la différence entre les énergies de liaison du noyau émetteur et du noyau résiduel (voir figure 1.3). L'énergie de liaison d'un noyau étant d'autant plus faible qu'il est instable, l'énergie de séparation d'une particule tend donc à diminuer quand on s'éloigne de la vallée de stabilité. De plus l'énergie disponible dans la désintégration  $\beta$  augmentant elle aussi en s'éloignant de la vallée de stabilité, l'énergie d'excitation des états peuplés dans la décroissance  $\beta$  peut être très grande. Deux processus accompagnent alors la désintégration  $\beta$  des noyaux particulièrement instables. En effet, si l'énergie d'excitation des états peuplés est inférieure à l'énergie de séparation d'une particule, ces états se désexcitent vers l'état fondamental par émission  $\gamma$  ou par conversion interne. Dans le cas contraire, la désintégration  $\beta$  s'accompagne de l'émission de particules.

A la différence du neutron, le proton est une particule chargée sensible au potentiel coulombien. Contrairement à la désintégration  $\beta^-$ , la probabilité d'émission d'un proton à travers la barrière coulombienne et centrifuge du noyau dépendra donc de la pénétrabilité de celle-ci. Il est ainsi plus facile pour un état excité peuplé par décroissance  $\beta^+$  d'émettre un proton de moment angulaire faible (0 ou 1). La probabilité d'émission dépend aussi de la largeur de la barrière coulombienne « vue » par l'état excité. Plus l'énergie de ce niveau sera importante et plus l'émission d'un proton sera rapide. Ces durées de vie pour les émissions protons peuvent être calculées par des modèles de pénétration de barrière.



### 1.2.3 – Emission directe de particules

Lorsque l'énergie de séparation d'une particule devient négative, les noyaux peuvent émettre spontanément des nucléons. Les processus relevant de l'interaction faible sont alors remplacés par les processus liés à l'interaction forte. Les noyaux riches en protons doivent à la différence des noyaux riches en neutrons compter avec la barrière coulombienne. Celle-ci peut ralentir suffisamment l'émission de particules chargées pour que l'expérimentateur puisse observer ces modes de radioactivité.

Dans de très rares cas, l'émission directe d'un proton est interdite d'un point de vue énergétique alors que celle de deux protons est autorisée du fait de leur appariement. Ce type de radioactivité, prédit depuis les années 60 par Goldansky [Gol60], n'a pu être observé que très récemment au travers de l'étude de la décroissance du  $^{45}\text{Fe}$  [Gio02, Pfü02]. Suite à deux expériences au GANIL effectuées en 2004 par Blank *et al.*, deux autres noyaux que sont  $^{48}\text{Ni}$  et  $^{54}\text{Zn}$  (observé pour la première fois) décroissent aussi probablement par émission directe deux protons.

## 1.3 – Modèles locaux de calcul de masse

A partir des énergies mesurées pour les états isobariques analogues au travers de leurs émissions de protons, on a vu dans le *paragraphe 1.2.1* qu'il était possible de calculer les taux d'alimentation  $\beta$  de ces niveaux. Ces mesures permettent de déterminer une autre grandeur connue avec peu de précision dans cette région de masse : les excès de masse atomique. Je présenterai ici les différents modèles locaux de calcul de masse m'ayant servi à calculer les excès de masse dont les résultats seront repris et comparés dans le *chapitre 3*.

Les différents modèles de calcul de masse trouvent leurs raisons d'être dans l'étude des multiplets isobariques. Pour cela, revenons à la notion d'isospin introduite par Heisenberg en 1932 pour rendre compte du fait qu'à une très bonne approximation près, les forces nucléaires entre deux neutrons, deux protons ou un proton et un neutron sont les mêmes. Ce résultat est connu sous le nom de « l'indépendance de charge des forces nucléaires ». Le proton et le neutron peuvent donc être considérés comme deux états différents d'une même particule : le nucléon. L'isospin est alors considéré comme un invariant du système au même titre que le moment angulaire ou la parité. Pourtant il est clair que l'isospin ne peut être invariant puisque des forces dépendantes de charges (force coulombienne par exemple) existent dans tout système nucléaire.

De l'invariance d'isospin découlent trois conséquences. Sa violation constitue tout l'objet de l'étude de l'isospin dans les noyaux.

- Dégénérescence des  $(2T+1)$  membres d'un multiplet d'isospin. Cette dégénérescence est levée par les forces électromagnétiques.
- Pureté d'isospin des états nucléaires. L'effet des forces électromagnétiques est d'introduire un mélange d'isospin dans les états.
- Identité des fonctions d'onde (d'espace et de spin) des membres d'un multiplet d'isospin. Sa violation affecte la position et la largeur des résonances isobariques analogues.

Dans la plupart des cas des calculs locaux de masse, la force coulombienne peut être traitée par la théorie des perturbations. Ce procédé, utilisé notamment dans le cas de la formule de Masse des Multiplets Isobariques (IMME), reproduit correctement la masse d'un grand nombre de multiplets. L'autre calcul de masse utilisé dans ce travail et développé dans un des paragraphes suivants, est celui du déplacement d'énergie coulombienne d'Antony et Pape. Enfin le modèle de Garvey et Kelson, utilisé par Jänecke et Masson, est basé sur l'évaluation pas à pas de la différence d'énergie coulombienne entre deux noyaux miroir et donne lui aussi des résultats satisfaisants.

### 1.3.1 – Formule de Masse des Multiplets Isobariques (IMME)

Dans ce paragraphe, je m'attacherai à présenter l'origine de cette équation et ses principales caractéristiques. Pour cela, je me suis basé sur le cours de l'école Joliot Curie de S. Galès traitant de symétrie d'isospin et de structure nucléaire [Gal86].

En l'absence de force brisant la symétrie de charge, les  $(2T+1)$  membres d'un multiplet isobariques seraient dégénérés. Deux états analogues voisins sont deux états qui présentent les mêmes nombres quantiques  $(J^\pi, T, \dots)$ , mais dont la troisième composante de l'isospin  $T_z = \frac{N-Z}{2}$  est différente d'une unité. Par conséquent, les fonctions d'onde d'espace et de spin sont en première approximation identiques et seule la charge diffère. On montre qu'en présence de forces à deux corps brisant la symétrie de charge, les différences de masse entre les membres d'un même multiplet peuvent être paramétrisées de la manière suivante [Wig57] :

$$E(\alpha, T, T_z) = a + b.T_z + c.T_z^2 \quad (1.4)$$

où  $\alpha$  représente tous les autres nombres quantiques caractérisant l'état nucléaire  $|\alpha, T, T_z\rangle$ .

L'hamiltonien du noyau peut s'exprimer sous la forme :

$$H = H_{IC} + H' \quad (1.5)$$

où  $H_{IC}$  est la partie de l'hamiltonien qui vérifie l'indépendance de charge et où  $H' = \sum V_{ij}$  est la perturbation responsable de la brisure de symétrie d'isospin,  $V_{ij}$  représentant le potentiel d'interaction à deux corps.

La partie principalement responsable de la violation de la symétrie de charge est la force coulombienne agissant sur deux nucléons dans le noyau et est donné par :

$$V_c(i, j) = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \frac{e^2}{|r_i - r_j|} \left( \frac{1}{2} - t_z(i) \right) \left( \frac{1}{2} - t_z(j) \right) \quad (1.6)$$

Cette interaction peut se réécrire de façon à faire apparaître des termes isoscalaires, isovectoriels et isotensoriels.

$$V_c(i, j) = \frac{e^2}{2} \sum_{ij}^A \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \left\{ \left( \frac{1}{4} + \frac{1}{3} \cdot \overline{t^{(1)}} \cdot \overline{t^{(2)}} \right) - \frac{1}{2} (t_z^{(1)} + t_z^{(2)}) + \left( t_z^{(1)} \cdot t_z^{(2)} - \frac{1}{3} \cdot \overline{t^{(1)}} \cdot \overline{t^{(2)}} \right) \right\} \quad (1.7)$$

où  $t_z$  est l'isospin d'un nucléon.

Le premier terme de cette équation  $\left( \frac{1}{4} + \frac{1}{3} \cdot \overline{t^{(1)}} \cdot \overline{t^{(2)}} \right)$  est le terme isoscalaire indépendant de la charge. Le troisième terme de l'équation 1.8  $\left( t_z^{(1)} \cdot t_z^{(2)} - \frac{1}{3} \cdot \overline{t^{(1)}} \cdot \overline{t^{(2)}} \right)$  représente le terme isotenseur et est symétrique du point de vue de la charge. Le deuxième terme de cette équation  $\left( t_z^{(1)} + t_z^{(2)} \right)$  de forme isovectorielle, viole quant à lui l'indépendance de charge.

Le déplacement en énergie des états propres de  $H_{IC}$  s'écrit au premier ordre des perturbations en  $H'$  de la manière suivante :

$$\Delta E(\alpha, T, T_z) = \langle \alpha, T, T_z | H' | \alpha, T, T_z \rangle \quad (1.8)$$

L'hamiltonien dépendant de la charge  $H' = \sum V_{ij}$  peut être écrit comme une somme d'isotenseurs d'ordre 0, 1 et 2.

$$H' = H^{(0)} + H^{(1)} + H^{(2)} \quad (1.9)$$

L'application du théorème de Wigner-Eckart donne :

$$E(\alpha, T, T_z) = \sum_{K=0}^2 (-1)^{T-T_z} \cdot \begin{pmatrix} T & K & T \\ T_z & 0 & T_z \end{pmatrix} \cdot \langle \alpha T | H^{(K)} | \alpha T \rangle \quad (1.10)$$

$$= E^{(0)}(\alpha, T) + E^{(1)}(\alpha, T) \cdot T_z + [3 \cdot T_z^2 - T \cdot (T+1)] \cdot E^{(2)}(\alpha, T)$$

$$\text{où } \begin{cases} E^{(0)}(\alpha, T) = \langle \alpha, T | H^{(0)} | \alpha, T \rangle \\ E^{(1)}(\alpha, T) = \frac{1}{\sqrt{T \cdot (T+1)}} \cdot \langle \alpha, T | H^{(1)} | \alpha, T \rangle \\ E^{(2)}(\alpha, T) = \frac{1}{\sqrt{(2T-1) \cdot T \cdot (T+1) \cdot (2T+3)}} \cdot \langle \alpha, T | H^{(2)} | \alpha, T \rangle \end{cases}$$

L'équation 1.10 a la même forme que l'expression 1.4 avec pour coefficients :

$$\begin{cases} a = E^{(0)}(\alpha, T) - T \cdot (T+1) \cdot E^{(2)}(\alpha, T) \\ b = E^{(1)}(\alpha, T) \\ c = 3 \cdot E^{(2)}(\alpha, T) \end{cases}$$

Dans la pratique, la procédure pour prédire des masses d'isotopes inconnues est d'ajuster les trois coefficients (a, b et c) à l'aide de trois ou plus des membres connus d'un même multiplet. De cette manière il est possible de déduire les masses inconnues des autres membres.

D'un point de vue expérimental, de très nombreuses études ont eu pour objet de tester le degré de validité de la forme quadratique de cette formule. Pour cela, on ajoute un terme en  $T_z^3$  (voire d'ordre supérieur), et en connaissant au moins quatre membres d'un même multiplet ( $T \geq 3/2$ ), il est possible d'étudier les déviations ainsi obtenues par rapport aux masses obtenues par la formule « classique ». Aujourd'hui deux déviations non négligeables pour la masse  $A = 8$  ( $T = 2$ ) et pour la masse  $A = 9$  ( $T = 3/2$ ) [Ben79] ont pu être mesurées par l'introduction d'un terme en  $T_z^3$ . Il n'a pas ici été possible de tester la validité de l'IMME du fait de « l'exotisme » et du manque de connaissances sur la structure même des noyaux étudiés. Toutefois en l'absence de mesures de masses directes, il est à noter que l'IMME, utilisée dans ce travail, reste la méthode la plus précise dans le calcul des excès de masse lorsque suffisamment de membres d'un même multiplet sont connus.

### 1.3.2 – Estimation du déplacement d'énergie coulombienne d'Antony et Pape

En généralisant l'approche faite par l'IMME, Antony et Pape ont utilisé la variation systématique du coefficient (b) de l'équation 1.4 en fonction de T et de A pour prédire la masse des isotopes jusqu'à  $A = 239$  [Ant97].

En introduisant dans l'équation 1.4 les valeurs des membres extrêmes d'un multiplet ( $T_z = \pm T$ ), la différence entre ces deux équations s'écrit de la manière suivante :

$$M_{-T} = M_{+T} - 2.b.T_z \quad (1.11)$$

Il est aussi possible de connaître les valeurs des excès de masse de deux membres voisins d'un multiplet en considérant l'équation suivante :

$$M_{T_z} = M_{T_z-1} + \Delta E_c - \Delta_{nH} \quad (1.12)$$

où  $M_{T_z}$  et  $M_{T_z-1}$  sont les masses des états analogues voisins et où  $\Delta E_c$  et  $\Delta_{nH}$  sont les paramètres décrits ci dessous.

Le coefficient (b) est calculé à partir de la paramétrisation du déplacement d'énergie coulombienne  $\Delta E_c$  en fonction de  $\bar{Z}$  et A, où  $\bar{Z}$  est la charge moyenne entre l'état analogue et le fondamental du noyau précurseur. Ce coefficient (b) s'écrit alors [Ant86] :

$$\begin{cases} b = \Delta_{nH} - \Delta E_c \\ \Delta E_c = k_1 \cdot \left( \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} \right) + k_2 \end{cases} \quad (1.13)$$

avec  $k_1 = 1440.8$  keV et  $k_2 = -1026.3$  keV et  $\Delta_{nH}$  la différence de masse entre le neutron et l'hydrogène. Cette équation est tirée de la référence [Ant86] et les constantes ont été déterminées grâce aux ajustements de valeurs expérimentales de  $\Delta E_c$  pour  $9 \leq A \leq 60$ . Toutefois, il semble que la déviation due au paramètre (b) ait été sous estimée. Cela provenait du fait que la paramétrisation de  $\Delta E_c$  en fonction de  $\bar{Z}$  et de A ne dépendait pas implicitement de T, ce qui n'est pas vrai en réalité. Aussi en 1997, Antony et Pape ont proposé des coefficients  $k_1$  et  $k_2$  propres à chaque valeur de T ( $T = 1/2$  à  $T = 2$ ) [Ant97]. Les différentes équations de  $\Delta E_c$  en fonction de  $\bar{Z}$ , de A et de T sont indiquées ci dessous.

$$\begin{cases} \Delta E_c = 1348.5 (1) * \bar{Z}/A^{1/3} - 644.9 (2) \text{ pour } T = 1/2 \\ \Delta E_c = 1414.4 (2) * \bar{Z}/A^{1/3} - 912.7 (8) \text{ pour } T = 1 \\ \Delta E_c = 1411.1 (3) * \bar{Z}/A^{1/3} - 886.8 (13) \text{ pour } T = 3/2 \\ \Delta E_c = 1406.7 (6) * \bar{Z}/A^{1/3} - 872.8 (32) \text{ pour } T = 2 \end{cases} \quad (1.14)$$

J'utiliserai ces coefficients pour les calculs de masse des noyaux dont l'isospin  $T = 3/2$  à 2. Dans les autres cas, c'est à dire pour des noyaux d'isospin  $T = 5/2$  et 3, j'utiliserai les valeurs de  $k_1$  et  $k_2$  données avec l'équation 1.13. Pour tous les calculs, les excès de masse seront déterminés grâce à la relation entre deux états analogues voisins donnée par l'équation 1.12.

### 1.3.3 – Modèle de Garvey et Kelson

La méthode rapportée par Garvey et Kelson est une autre manière de calculer les masses des noyaux riches en protons [Jan88]. Cette relation étant basée comme l'IMME sur la symétrie de charge des forces nucléaires, l'énergie de liaison entre deux noyaux miroirs diffère donc seulement par l'énergie coulombienne. Cette différence d'énergie coulombienne peut être estimée correctement par une relation liant la masse du noyau riche en protons inconnu à la masse de son noyau miroir. Dans cette méthode, Garvey et Kelson remplace une formule analytique pour les différences d'énergie coulombienne par la sommation de différence de masse de noyaux miroirs voisins. La relation locale résultante peut être exprimée par [Jan88] :

$$M(A, T_z = -T) - M(A, T_z = +T) \approx \sum_{j=-(2T-1)}^{+(2T+1)} \left\{ M\left(A+j, T_z = -\frac{1}{2}\right) - M\left(A+j, T_z = +\frac{1}{2}\right) \right\} \quad (1.15)$$

La sommation est faite sur toutes les valeurs de (j) avec (A+j) impair. Une représentation schématique de cette équation apparaît sur la figure 1.5 pour l'exemple d'un noyau avec T = 3.

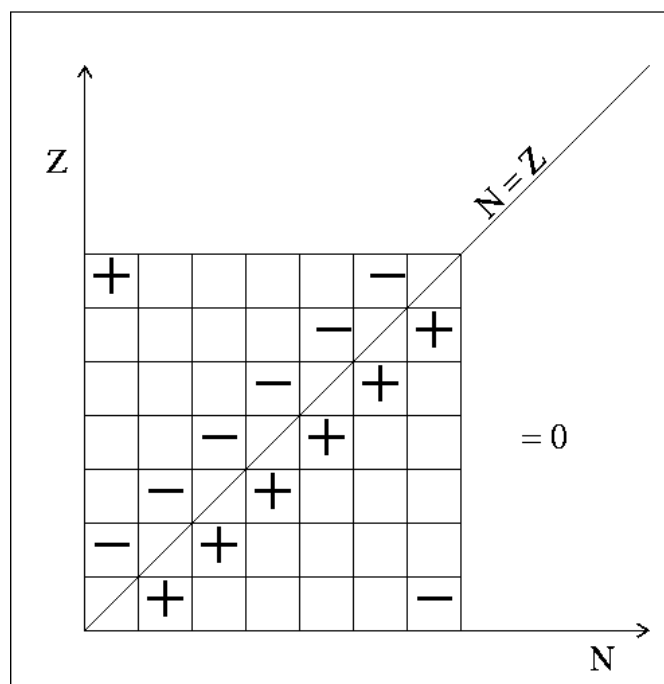


Figure 1.4 : Représentation schématique de la relation locale symétrique de charge de Garvey-Kelson dans le cas d'un noyau  $T = 3$ . La méthode proposée consiste à sommer selon les signes indiqués sur le schéma les valeurs des excès de masse des noyaux miroirs voisins le long de la ligne  $N = Z$ , ainsi que le couple miroir dont l'excès de masse est recherché. Cette somme doit être égale à 0 et permet ainsi de calculer l'excès de masse inconnu.

## 1.4 – Modèles de calcul de durée de vie

Dans ce paragraphe, je décrirai sommairement comment sont calculées les durées de vie théoriques citées dans le *chapitre 3*. Dans le *chapitre 4*, une comparaison sera faite entre les différents modèles proposés :

- un calcul de type microscopique utilisant la méthode pn-QRPA (Hirsch *et al.*)
- des calculs de modèle en couches (Ormand *et al.*, Honma *et al.*)
- une interpolation ou extrapolation des durées de vie déjà existantes (Audi *et al.*)
- un calcul de type macroscopique (Tachibana *et al.*)

Dans toutes les méthodes utilisées (excepté Audi), la durée de vie des noyaux est calculée de la même manière. Seul le calcul des éléments de matrice Gamow-Teller est fait différemment. La durée de vie d'un noyau est donnée par la somme des durées de vie partielle des transitions  $\beta^+$  :

$$\frac{1}{t_{1/2}} = \sum_i \frac{1}{t_{1/2}^i} \quad (1.16)$$

D'après l'équation 1.2, la durée de vie partielle de la  $i^{\text{ème}}$  transition  $\beta$  à partir du fondamental du noyau précurseur est donné par :

$$t_{1/2}^i = \frac{K}{G_v^2 \cdot |M_{o \rightarrow i}|^2 \cdot f_{o \rightarrow i}} \quad (1.17)$$

où  $K = 2\pi^2 (\ln 2) \hbar^7 / (m_e^5 \cdot c^4)$  et  $K / G_v^2 = 6170 \pm 4$  s. Le carré de l'élément de matrice de transition  $|M_{o \rightarrow i}|^2$  peut s'écrire sous la forme :

$$|M_{o \rightarrow i}|^2 = [B(F)_{o \rightarrow i} + B(GT)_{o \rightarrow i}], \quad (1.18)$$

où  $B(F)_{o \rightarrow i}$  et  $B(GT)_{o \rightarrow i}$  représentent les probabilités de transition réduites des éléments de matrice de Fermi et de Gamow-Teller. Dans le cadre de l'approximation des grandes longueurs d'onde celles-ci sont données par :

$$B(F)_{o \rightarrow i} = \frac{1}{2J_o + 1} |\langle J_i | t_{\pm} | J_o \rangle|^2, \quad (1.19)$$

$$\text{soit } B(F)_{o \rightarrow i} = [T_o (T_i + 1) - T_{zo} \cdot T_{zi}] \delta_{o,i}, \quad (1.20)$$

avec  $g_A / g_v = 1.2606 \pm 0.0075$ . Il est à noter que la transition de Fermi n'est valable que pour des états isobariques analogues.

Quant à la fonction de distribution statistique  $f_{o \rightarrow i}$ , elle est décrite par l'équation ci-dessous [Orm96] :

$$f_{o \rightarrow i} = \left(1 + \delta_r + \delta_{\beta}^{Z\alpha^2} + \delta_{\beta}^{Z^2\alpha^3}\right) \int_1^{W_0} dW p W (W_0 - W)^2 F_0(Z, W) L_0(Z, W) C(Z, W) R(W), \quad (1.21)$$

où  $p$  et  $W$  sont le moment de l'électron et l'énergie en unités  $m_e c^2$ , et  $F_0(W, Z)$ ,  $L_0(W, Z)$ ,  $C(W, Z)$ , et  $R(W)$  sont des facteurs de correction paramétrisés donnés. Les facteurs  $\delta_r$ ,  $\delta_{\beta}^{Z\alpha^2}$ ,  $\delta_{\beta}^{Z^2\alpha^3}$  sont des facteurs de correction radiatifs respectivement d'ordre 0, 1 et 2.

### 1.4.1 – Modèle de Hirsch

La difficulté majeure dans le calcul des durées de vie provient essentiellement de l'évaluation de la contribution de la force Gamow-Teller, c'est-à-dire du calcul des éléments de matrice pour ces décroissances. Pour cela, Hirsch *et al.* [Hir91, Hir93] a développé un calcul pour les éléments de matrice Gamow-Teller basé sur une approche microscopique utilisant l'approximation « proton-neutron Quasiparticle Random Phase Approximation » (pn-QRPA).

Ce calcul consiste à diagonaliser l'hamiltonien dans l'approximation pn-QRPA. Ce dernier peut s'écrire sous la forme :

$$H^{QRPA} = H^{sp} + V^{pair} + V_{GT}^{ph} + V_{GT}^{pp} \quad (1.22)$$

où  $H^{sp}$  représente l'hamiltonien pour une particule individuelle,  $V^{pair}$  est le potentiel d'appariement des nucléons,  $V_{GT}^{ph}$  et  $V_{GT}^{pp}$  représentent respectivement les interactions particules-trous (ph) et particules-particules (pp) dans les transitions de type Gamow-Teller.

Les énergies et fonctions d'onde qui découlent de  $H^{sp}$  sont calculées à partir du modèle de Nilsson qui prend en compte les déformations des noyaux :

$$H^{sp} = \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) - 2k\hbar\omega_0 \left[ \vec{l} \cdot \vec{s} - \mu (l^2 - \langle l^2 \rangle_N) \right], \quad (1.23)$$

où  $\vec{l} \cdot \vec{s}$  représente le terme de spin-orbite,  $l^2 - \langle l^2 \rangle_N$  est un terme introduit par Nilsson pour reproduire la platitude du potentiel nucléaire au centre du noyau. Les facteurs  $k$  et  $\mu$  déterminent le poids des termes spin-orbite et en  $l^2$ . Les termes en  $\omega_{x,y,z}$  sont les fréquences d'un oscillateur à une dimension et peuvent s'exprimer en fonction de la déformation  $\varepsilon$  et de la fréquence de l'oscillateur  $\omega_0$  dans un potentiel sphérique avec  $\varepsilon=0$  tel que  $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}$  MeV :

$$\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2 \left( 1 + \frac{2}{3} \varepsilon \right), \quad \omega_z^2 = \omega_0^2 \left( 1 - \frac{4}{3} \varepsilon \right). \quad (1.24)$$

Le terme d'appariement  $V^{pair}$  est traité dans le cadre de l'approximation de BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) qui permet de décrire l'occupation des nucléons autour des niveaux de Fermi. La force d'appariement est alors considérée comme identique pour les protons et les neutrons et le gap en énergie est donné par :  $\Delta_n = \Delta_p = 12/\sqrt{A}$ .

Les deux derniers termes  $V_{GT}^{ph}$  et  $V_{GT}^{pp}$  représentent dans le formalisme pn-QRPA les interactions particule-trou (ph) et particule-particule (pp). L'interaction particule-particule, habituellement négligée dans le cas de la désintégration  $\beta^-$ , est prise en compte dans le calcul en ce qui concerne la désintégration  $\beta^+$ .

A partir des termes décrits dans les paragraphes précédents, il est possible de calculer la probabilité de transition réduite pour chaque transition de Gamow-Teller et donc de remonter à la durée de vie  $\beta$  du noyau considéré en sommant l'ensemble des durées de vie partielles des transitions  $\beta$ .

### 1.4.2 – Durées de vie calculées par Ormand

Les durées de vie calculées par Ormand [Orm96] sont basées sur un calcul de modèle en couches à l'interface de la couche  $sd$  et  $fp$ . L'hypothèse de départ du calcul mené par Ormand, est que les nucléons dans le noyau peuvent être séparés en deux parties : l'ensemble des couches complètes est considéré comme un cœur fermé sphérique de nucléons et cohabite avec les nucléons occupant les orbitales de valence. Il est alors possible de décomposer l'hamiltonien en un élément de matrice à un corps représentant l'interaction



particule-cœur et en un autre élément de matrice à deux corps contenant les informations sur les interactions particules-particules.

Un calcul perturbatif des excès de masse dans le cadre du modèle en couches peut être utilisé pour déterminer une interaction de non conservation d'isospin (INC) de manière empirique. Pour cela, Ormand détermine tout d'abord les densités de transition pour les éléments à un et deux corps en utilisant les fonctions d'onde données par le code « Oxford University-Buenos Aires-MSU shell-model code » (OXBASH) développé par Brown *et al.* [Bro85]. Ensuite il tient compte d'une interaction ne conservant pas l'isospin (INC interaction) comprenant à la fois le potentiel de Coulomb et une interaction nucléon-nucléon ne conservant pas l'isospin. Les seuls paramètres qui ont besoin d'être déterminés sont alors les énergies des particules individuelles et les coefficients pour chaque composante de l'interaction « INC ». Ces coefficients sont obtenus par un ajustement des coefficients  $b$  et  $c$  de l'équation 1.10 du paragraphe 1.3.1 déterminés de manière expérimentale.

Pour ce qui est de l'élément de matrice Gamow-Teller  $\langle J_i | (\sigma t_{\pm})_{eff} | J_o \rangle$ , celui-ci est normalisé par l'application d'un facteur 0.775, du fait d'un décalage entre les valeurs de  $B(GT)$  observées expérimentalement et estimées théoriquement.

$$B(GT)_{o \rightarrow i} = \frac{1}{2J_o + 1} \left( \frac{g_A}{g_v} \right)^2 \left| \langle J_i | (\sigma t_{\pm})_{eff} | J_o \rangle \right|^2 \quad (1.25)$$

### 1.4.3 – Durées de vie calculées par Honma

Honma ([Hon02], [Hon04a]) utilise lui aussi le modèle en couches pour calculer les durées de vie des noyaux. La différence avec la méthode utilisée par Ormand, décrite dans le paragraphe précédent, est l'utilisation d'une nouvelle interaction effective (GXPF1) pour la couche  $fp$  des noyaux.

L'interaction effective pour la couche  $fp$  peut être décrite par un ensemble de paramètres composées de quatre énergies pour des particules individuelles et de 195 éléments de matrice à deux corps  $V_{JT}(ab, cd)$ , où  $a, b, c, d$  représentent les orbitales des simples particules et où  $JT$  sont les nombres quantiques de spin et d'isospin. Bien que les énergies des particules individuelles contiennent les énergies cinétiques, elles sont traitées comme une part de l'interaction effective. Les valeurs de ces paramètres d'interaction sont ajustées à partir des énergies de liaison et des énergies des niveaux déterminées de manière expérimentale. A partir de  $N$  données expérimentales sur les énergies  $E_{exp}^k$  ( $k = 1, \dots, N$ ), il est possible de calculer les valeurs propres ( $\lambda_k$ ) dans le cadre du modèle en couches. Puis, la quantité

$\chi^2 = \sum_{k=1}^N (E_{exp}^k - \lambda_k)^2$  est minimisée en faisant varier les valeurs des paramètres d'interaction de manière itérative afin de pouvoir diagonaliser l'hamiltonien.

Les énergies expérimentales utilisées pour l'ajustement des paramètres dans ce modèle sont limitées à celles de l'état fondamental et des premiers niveaux excités pour des noyaux tels que  $A \geq 47$  et  $Z \leq 32$ . Aussi, certaines combinaisons linéaires (LC) des paramètres de

l'interaction basées sur ces données peuvent être bien déterminées. A partir d'une interaction initiale, les combinaisons linéaires bien déterminées sont ajustées à partir des données expérimentales alors que les autres restent inchangées par rapport aux valeurs initiales. Les énergies propres de l'hamiltonien sont alors déterminées à partir d'un calcul de type « Monte Carlo Shell Model », dans l'approximation d'une base de petite dimension. Ces énergies propres de l'hamiltonien sont ensuite corrigées par une formule empirique basée sur les résultats les mieux connus.

#### 1.4.4 – Durées de vie extrapolées par Audi

Dans le cas où des durées de vie pour un ensemble de noyaux donné de même parité en  $Z$  et  $N$  varient de façon « douce », des estimations raisonnables peuvent être obtenues par interpolation ou extrapolation pour des noyaux appartenant à cet ensemble et dont les durées de vie ne sont pas connues [Aud03].

#### 1.4.5 – La « Gross » théorie II

La « Gross » théorie II est une théorie développée dans les années 90 par Tachibana *et al.* [Tac90] et basée sur la théorie de TYK (Takahashi, Yamada et Kondo) [Tak73], permettant de déterminer certaines propriétés de la décroissance  $\beta$ . Cette dernière est basée sur les règles de somme de la force de transition  $\beta$ , et traite les transitions vers tous les états finaux possibles d'une manière statistique. Si les valeurs de  $Q_\beta$  sont données, il est relativement simple d'estimer la durée de vie  $\beta$  pour tous les noyaux, y compris pour les plus exotiques d'entre eux. Dans la théorie TYK, l'élément de matrice  $|M_\Omega(E)|^2$  pour les transitions de type Fermi ou Gamow-Teller peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$|M_\Omega(E)|^2 = \int_{\varepsilon_{\min}}^{\varepsilon_{\max}} D_\Omega(E, \varepsilon) \cdot W(E, \varepsilon) \frac{dn_1}{d\varepsilon} d\varepsilon. \quad (1.26)$$

où  $\varepsilon$  représente l'énergie d'une particule individuelle, et  $E$  est l'énergie mesurée entre l'état initial et final.  $D_\Omega(E, \varepsilon)$  est une fonction représentant la distribution de l'intensité de la force  $\beta$  d'une particule sans tenir compte du principe d'exclusion de Pauli. Le principe d'exclusion de Pauli est pris en compte dans la fonction de poids  $W(E, \varepsilon)$ . Enfin,  $\frac{dn_1}{d\varepsilon}$  représente la distribution en énergie d'une particule dans la désintégration d'un nucléon. La forme des expressions  $D_\Omega(E, \varepsilon)$ ,  $W(E, \varepsilon)$  et  $\frac{dn_1}{d\varepsilon}$  est donnée dans la référence [Tak73].

La « Gross » théorie II introduit quant à elle deux corrections par rapport à la première version. En effet, dans la « Gross » théorie tout comme dans celle de TYK, les effets des facteurs d'occupation dus à l'appariement n'étaient pas correctement pris en compte. De plus la somme des transitions de Fermi non pondérées par les énergies dépassait de 30 à 50 % les valeurs connues. Des corrections sur les trois facteurs  $D_\Omega(E, \varepsilon)$ ,  $W(E, \varepsilon)$  et  $\frac{dn_1}{d\varepsilon}$  ont été apportées afin de s'affranchir de ce problème.

### **1.4.6 – Conclusion**

Nous avons vu, au travers des paragraphes précédents, qu'il existait diverses manières de calculer les durées de vie, que ce soit au travers de modèles microscopiques basés sur la pn-QRPA (Hirsch *et al.*) ou sur des calculs de type modèle en couches (Ormand *et al.* et Honma *et al.*), d'un modèle macroscopique (Tachibana *et al.*) ou d'extrapolations (Audi *et al.*). Ces différents modèles seront confrontés aux résultats expérimentaux dans le dernier chapitre de ce travail, où chacun d'entre eux sera évalué.



## CHAPITRE 2 : Procédures expérimentales et méthode d'analyse

Avant de rentrer plus en avant dans l'étude spectroscopique des différents noyaux d'intérêt, il convient tout d'abord de décrire comment ces isotopes sont produits, détectés et identifiés, mais aussi par quels moyens il est possible d'avoir accès à leur mode de décroissance. L'ensemble des données collectées provient de trois expériences, toutes réalisées au GANIL à Caen.

Les dispositifs expérimentaux et les moyens de détection seront décrits pour chaque expérience dans la première partie de ce chapitre.

Même si les moyens de détection diffèrent, l'analyse des données est faite de manière identique pour les trois expériences, que ce soit au niveau de la détermination des durées de vie, des énergies des transitions par émission de protons et de rayonnement  $\gamma$ , ou au niveau des calculs des rapports d'embranchement des différentes transitions.

Les étalonnages en énergie des détecteurs à la fois pour les implantations et pour les radioactivités ( $\beta$ ,  $p$ ,  $\gamma$ ) sont traités dans la deuxième partie de ce chapitre. Les efficacités de détection du rayonnement  $\gamma$  et des protons seront abordées dans la troisième partie et la méthode d'analyse commune aux trois expériences sera détaillée dans la dernière partie.

### 2.1 – Dispositifs expérimentaux

Lors d'une expérience, deux parties distinctes se dessinent. Dans un premier temps, différents isotopes sont produits par fragmentation et sélectionnés au moyen d'une séparation électromagnétique. Les noyaux d'intérêts sont ensuite implantés dans un dispositif de détection où ils sont identifiés et où leurs propriétés radioactives sont étudiées.

#### 2.1.1 – Dispositif de production et de séparation des noyaux d'intérêts

Lors des trois expériences (notées E312a, E312b et E312c), les différents isotopes radioactifs sont produits et sélectionnés de manière identique (*figure 2.1*). Dans un premier temps, des ions de  $^{58}\text{Ni}$  sont extraits d'une source et injectés dans les deux cyclotrons CSS1 et CSS2. Ils sont alors accélérés jusqu'à une énergie de 75 MeV par nucléon. Ce faisceau primaire, d'une intensité de l'ordre de 3.0  $\mu\text{A}$  électrique, est envoyé dans le dispositif SISSI (Superconducting Intense Source for Secondary Ions) [Ann97], qui renferme une cible mince (230  $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) de nickel. Il se produit alors des réactions de fragmentation, dont les produits sont émis vers l'avant dans un cône étroit. La grande acceptance angulaire de SISSI permet, après focalisation des produits de fragmentation, d'en transférer une grande partie dans la ligne de séparation.

Cette dernière se compose d'un spectromètre « alpha » et du séparateur LISE 3 (Ligne d'Ions Super Epluchés). Le dispositif LISE 3 se compose de plusieurs éléments permettant de séparer les isotopes produits dans SISSI :

- le premier dipôle magnétique assure une sélection en  $\frac{A.v}{Q}$ , où  $A$  est la masse du noyau,

$Q$  sa charge et  $v$  sa vitesse. Cela revient à effectuer une sélection en  $A.v/Z$ , les ions étant totalement épluchés;

- le dégradeur et le deuxième dipôle assurent quant à eux une sélection en  $\frac{A^3}{Z^2}$  ;
- En bout de ligne, un filtre de vitesse (filtre de Wien) affine la séparation par une sélection en vitesse des fragments restants au moyen d'un champ électrique et d'un champ magnétique croisés.

Les ions ainsi sélectionnés sont implantés dans le dispositif de détection.

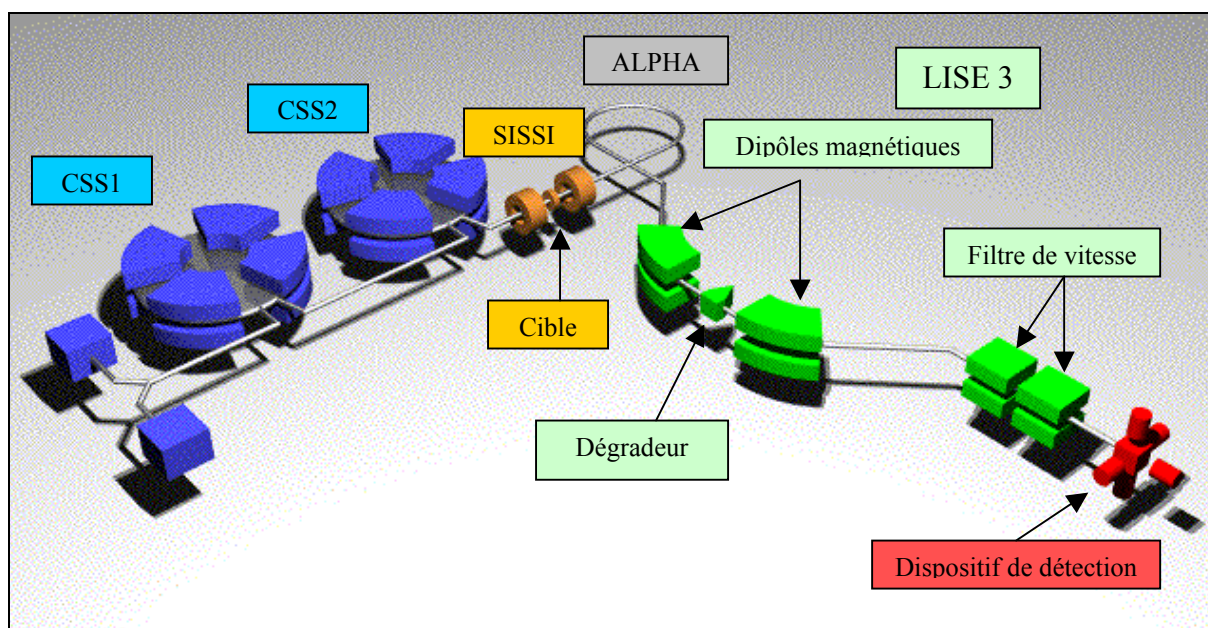


Figure 2.1 : Schéma du dispositif de production et de séparation des noyaux exotiques. Un premier ensemble accélérateur composé d'une source d'ions et de deux cyclotrons (CSS1 et CSS2) permet d'obtenir un faisceau primaire d'ions stables  $^{58}\text{Ni}^{26+}$ . La fragmentation de ces ions dans la cible SISSI se traduit par la production de nombreuses espèces radioactives triées par le séparateur LISE 3. Les noyaux ainsi sélectionnés sont finalement implantés dans le dispositif de détection.

### 2.1.2 – Dispositifs de détection

Le principe de détection, schématisé sur la figure 2.2, est commun aux trois expériences. Les dispositifs de détection mis en place doivent d'une part permettre d'identifier et de compter les noyaux produits, mais aussi d'en étudier leurs modes de décroissance.

Dans les trois expériences, le dispositif expérimental est constitué de détecteurs silicium d'épaisseurs différentes et de détecteurs germanium pour le rayonnement  $\gamma$ . Les noyaux sélectionnés par la ligne LISE 3 sont implantés dans le détecteur silicium d'implantation noté par la suite  $E_{imp}$ . Les mesures de perte d'énergie sont assurées par les détecteurs silicium placés avant  $E_{imp}$ . Quant aux temps de vol, ils sont mesurés de manière indépendante entre détecteurs silicium et le signal haute fréquence du deuxième cyclotron, et entre détecteurs silicium et une ou deux galettes à micro-canaux placés avant et après le filtre de vitesse. Les informations en perte d'énergie et en temps de vol permettent ainsi d'identifier les noyaux et de déterminer leurs taux de production.

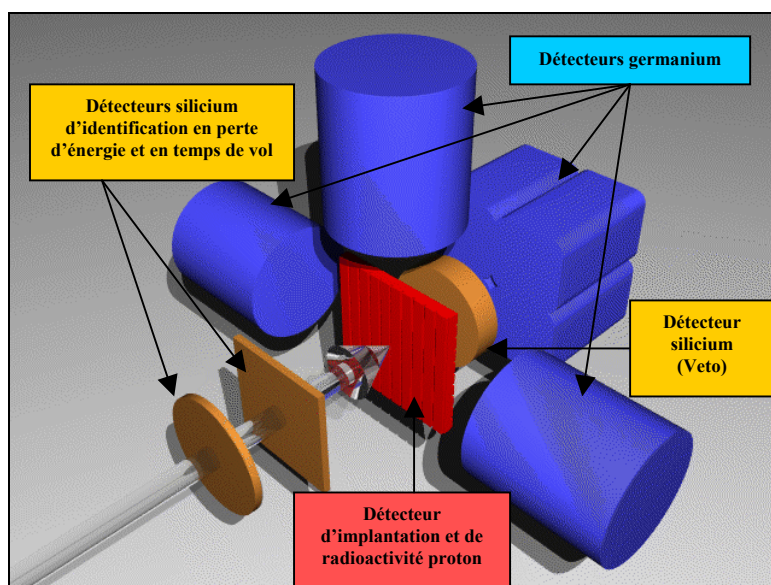


Figure 2.2 : Principe du dispositif de détection commun aux trois expériences. Il se compose de plusieurs détecteurs silicium, dont un détecteur double face à pistes (détecteur d'implantation  $E_{imp}$ ), ainsi que de détecteurs germanium. Les détecteurs en silicium assurent l'identification des noyaux et la détection des particules chargées émises lors de leurs désintégrations. Les détecteurs germanium permettent l'observation du rayonnement  $\gamma$  émis au cours de la décroissance.

Le détecteur  $E_{imp}$  a la particularité d'être un détecteur double face silicium à pistes possédant un pas de pistes de 3 mm en x et en y. Ce détecteur « strip », composé de 16 pistes verticales pour une localisation en x et de 16 pistes horizontales pour la localisation en y, permet, comme on le verra plus tard, de faire des corrélations spatiales entre radioactivités et implantations. Les noyaux, implantés dans  $E_{imp}$ , émettent des particules chargées (particules  $\beta$  et protons) ainsi que du rayonnement  $\gamma$ . Il incombe aussi à ce détecteur de déclencher l'enregistrement des pertes d'énergie du rayonnement  $\beta$  et des protons émis. Il se peut tout de même que les particules  $\beta$  ne déposent pas suffisamment d'énergie pour déclencher l'enregistrement des données ; elles sont alors observées par le détecteur placé juste après  $E_{imp}$ . La plus grande épaisseur de ce dernier (6mm), appelé « veto » sur la figure 2.2, permet d'établir des coïncidences entre les émissions de rayonnement  $\beta$  et les émissions de protons entre ces deux détecteurs.

Toutefois, il existe des différences dans les dispositifs expérimentaux mis en place entre les expériences E312a, E312b et E312c, résumées dans le tableau 2.1.

En particulier, concernant E312a, il était initialement prévu que l'implantation se fasse dans un détecteur à pistes simple face de 700  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Cependant, cette expérience avait pour but d'observer pour la première fois le  $^{48}\text{Ni}$ , noyau potentiellement émetteur direct de deux protons. Aussi, afin d'avoir une identification parfaite de cet isotope, un détecteur d'épaisseur 300  $\mu\text{m}$  était rajouté pour obtenir deux paramètres d'identification supplémentaires. Les noyaux étaient implantés dans le détecteur de 300  $\mu\text{m}$  d'épaisseur précédant le « strip », alors que l'enregistrement de l'ensemble des événements dus à la décroissance des noyaux implantés était toujours déclenché par la présence de rayonnement  $\beta$

dans le détecteur à pistes. L'autre différence majeure entre E312a et les deux autres expériences provient du nombre et du type de détecteurs germanium utilisés pour le rayonnement  $\gamma$  (2 détecteurs germanium de type « clover » et un de type simple cristal pour E312a, contre 4 de type « clover » pour E312b et E312c).

Le dispositif expérimental mis en place pour E312b et E312c diffère sur un seul point : le premier détecteur silicium de 300  $\mu\text{m}$  est remplacé par deux détecteurs silicium de 150  $\mu\text{m}$  chacun.

Expériences	Détecteurs silicium			Détecteurs germanium		Implantation	Déclenchement
	Types	Epaisseurs ( $\mu\text{m}$ )	Nombre	Nombre de «Clover»	Nombre de « Monocristal »		
E312a	jonction	300	3	2	1	Détecteur précédant le Strip	Strip + Veto
	Strip	700	1				
	Veto	6000	1				
E312b	jonction	300	2	4	0	Strip	Strip + Veto
	Strip	300	1				
	Veto	6000	1				
E312c	jonction	150	2	4	0	Strip	Strip + Veto
		300	1				
	Strip	300	1				
	Veto	6000	1				

*Tableau 2.1 : Ensembles de détection mis en place pour E312a, E312b et E312c. Dans tous les cas, ces trois dispositifs sont composés de détecteurs silicium permettant une identification en perte d'énergie et en temps de vol, d'un détecteur, et de détecteurs germanium mesurant l'énergie du rayonnement  $\gamma$ . Le déclenchement de l'enregistrement des données est fait par l'observation d'un signal en perte d'énergie des particules  $\beta$  et des protons dans le « strip ». L'implantation des noyaux d'intérêts se fait dans le détecteur à pistes, excepté pour E312a, où l'ajout d'un détecteur silicium supplémentaire entraîne l'arrêt des ions dans le détecteur précédant le « strip ». Les autres différences proviennent du nombre et du type de détecteurs germanium utilisés, et on peut noter que dans l'expérience E312c le premier détecteur silicium de 300  $\mu\text{m}$  est remplacé par deux détecteurs d'épaisseur 150  $\mu\text{m}$ .*

Il est à noter que l'enregistrement des événements relatif aux implantations et aux radioactivités se fait par le déclenchement du même détecteur  $E_{imp}$ . Les dynamiques en énergie, respectivement de l'ordre de quelques centaines de MeV et de quelques MeV, étant totalement différentes, le traitement des signaux des détecteurs est séparé en deux parties distinctes. Les signaux concernant les implantations sont traités à l'aide d'une chaîne électronique d'amplification à gain faible alors que ceux concernant les radioactivités se font à l'aide d'une chaîne électronique d'amplification à gain fort.

## 2.2 – Etalonnage en énergie des détecteurs

L'ensemble des détecteurs silicium servant à identifier les noyaux implantés a fait l'objet d'un étalonnage en « perte d'énergie ». Cet étalonnage permet non seulement de calculer la perte d'énergie totale des noyaux dans le dispositif de détection afin de les identifier, mais aussi de connaître les profondeurs d'implantation dans le détecteur  $E_{imp}$ . Ce dernier paramètre



est essentiel pour calculer les efficacités de détection des protons émis lors de la désintégration de ces noyaux implantés dans  $E_{imp}$ .

La partie concernant les décroissances radioactives nécessite elle aussi un étalonnage en énergie du détecteur d'implantation pour les radioactivités. Cet étalonnage s'appuiera sur des données expérimentales antérieures portant sur la décroissance  $\beta$ -p de noyaux tels que  $^{40}\text{Ti}$ ,  $^{41}\text{Ti}$  et  $^{49}\text{Fe}$  selon les noyaux produits dans les différentes expériences.

L'étalonnage des détecteurs germanium, quant à lui, est réalisé à l'aide de sources  $\gamma$  de référence telles que  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{133}\text{Ba}$  et  $^{152}\text{Eu}$ .

## 2.2.1 – Etalonnage en perte d'énergie des détecteurs d'identification

Pour réaliser cet étalonnage en perte d'énergie des différents détecteurs, j'ai utilisé le programme de simulation LISE [Baz02]. Ce programme permet en effet, pour chaque type de réglage du faisceau, de simuler l'énergie déposée par les noyaux implantés lors de la traversée de chaque détecteur et de déterminer les profondeurs d'implantation. Les données présentées dans le *tableau 2.2* correspondent aux valeurs moyennes des profondeurs d'implantation de chaque noyau durant les différentes expériences.

Noyaux	E312a		E312b		E312c	
	Profondeur d'implantation ( $\mu\text{m}$ )	Ecart type ( $\mu\text{m}$ )	Profondeur d'implantation ( $\mu\text{m}$ )	Ecart type ( $\mu\text{m}$ )	Profondeur d'implantation ( $\mu\text{m}$ )	Ecart type ( $\mu\text{m}$ )
$^{39}\text{Ti}$	253 (1)	25 (1)	-	-	-	-
$^{40}\text{Ti}$	205 (1)	27 (1)	293 (2)	-	220 (3)	25 (1)
$^{41}\text{Ti}$	-	-	-	-	176 (3)	20 (3)
$^{43}\text{V}$	-	-	214 (2)	29 (1)	143 (2)	19 (3)
$^{42}\text{Cr}$	214 (1)	22 (1)	-	-	-	-
$^{43}\text{Cr}$	172 (1)	26 (1)	271 (2)	21 (2)	187 (3)	24 (1)
$^{44}\text{Cr}$	131 (1)	19 (1)	217 (3)	29 (3)	150 (2)	21 (3)
$^{45}\text{Cr}$	-	-	180 (2)	27 (2)	112 (2)	17 (2)
$^{46}\text{Cr}$	-	-	147 (2)	23 (3)	79 (2)	17 (3)
$^{46}\text{Mn}$	100 (1)	18 (1)	184 (1)	27 (2)	119 (2)	19 (3)
$^{47}\text{Mn}$	-	-	150 (1)	25 (1)	84 (2)	15 (2)
$^{45}\text{Fe}$	181 (1)	22 (1)	266 (2)	30 (3)	-	-
$^{46}\text{Fe}$	141 (1)	19 (1)	230 (1)	26 (1)	-	-
$^{47}\text{Fe}$	106 (1)	19 (1)	195 (5)	20 (4)	123 (2)	19 (3)
$^{48}\text{Fe}$	-	-	153 (2)	25 (2)	90 (2)	18 (3)
$^{49}\text{Fe}$	-	-	123 (1)	23 (1)	61.1 (8)	15 (3)
$^{50}\text{Co}$	-	-	125 (3)	25 (2)	66 (1)	16 (3)
$^{51}\text{Co}$	-	-	98 (2)	22 (1)	-	-
$^{48}\text{Ni}$	149 (1)	19 (1)	-	-	-	-
$^{49}\text{Ni}$	115 (1)	19 (1)	196 (2)	27 (3)	-	-
$^{50}\text{Ni}$	83 (1)	24 (1)	158 (6)	17 (2)	99 (2)	18 (3)
$^{51}\text{Ni}$	52 (1)	20 (1)	12 (1)	24 (1)	71 (1)	17 (3)
$^{52}\text{Ni}$	-	-	99 (1)	25 (2)	43.1 (8)	16 (3)
$^{53}\text{Ni}$	-	-	74 (1)	22 (1)	-	-

*Tableau 2.2 : Caractéristiques des distributions en profondeur d'implantation des noyaux dans le détecteur  $E_{imp}$  d'après les calculs de la simulation LISE pour les trois expériences.*

La figure 2.3 présente la droite d'étalonnage en perte d'énergie obtenue pour le détecteur d'implantation en fonction du canal du codeur dans le cadre de l'expérience E312c. Cet étalonnage est réalisé pour tous les détecteurs servant à l'identification en perte d'énergie.

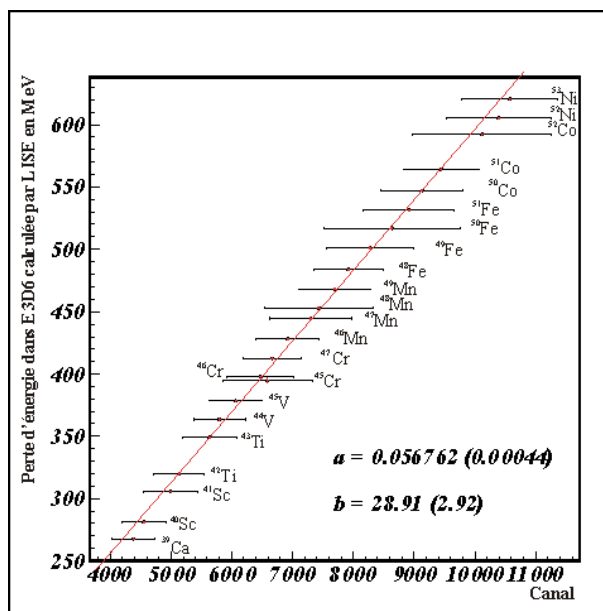


Figure 2.3 : Droite d'étalonnage en perte d'énergie du détecteur  $E_{imp}$  en fonction du canal du codeur. Les points représentent les pertes d'énergie calculées par LISE pour chaque noyau. Les barres horizontales correspondent à la largeur des distributions en perte d'énergie. La droite correspond à un ajustement de l'ensemble des points.

### 2.2.2 – Etalonnage en énergie du détecteur $E_{imp}$ pour les radioactivités

Un premier étalonnage en énergie pour les radioactivités a d'abord été réalisé grâce à une source dite « 3 $\alpha$  », composée de  $^{241}\text{Am}$ , de  $^{239}\text{Pu}$  et de  $^{244}\text{Cm}$  et située à la place du détecteur précédant  $E_{imp}$  dans le dispositif expérimental en l'absence de faisceau. Les énergies des particules  $\alpha$  [Fir96] sont résumées dans le tableau 2.3. La figure 2.4 représente le spectre caractéristique de cette source.

Radioélément	Energie (keV)	Intensité (%)
$^{239}\text{Pu}$	5105.5 (8)	11.5 (8)
	5144.3 (8)	15.1 (8)
	5156.59 (14)	73.3 (8)
$^{244}\text{Cm}$	5762.70 (3)	23.6 (2)
	5804.82 (5)	76.4 (2)
$^{241}\text{Am}$	5442.90 (13)	12.8 (2)
	5485.60 (12)	85.2 (8)

Tableau 2.3 : Récapitulatif des énergies et des intensités des principales émissions de particules  $\alpha$  des isotopes composant la source dite « 3 $\alpha$  ». Cette source est utilisée pour un premier étalonnage en énergie des détecteurs servant à mesurer la décroissance radioactive des noyaux implantés.

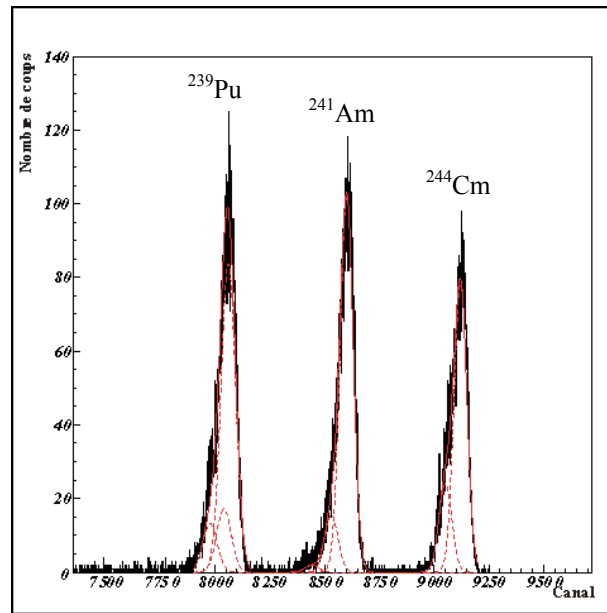


Figure 2.4 : Exemple d'un spectre caractéristique de la source émettrice de particules  $\alpha$  obtenu pour une des pistes du détecteur  $E_{imp}$  lors de l'expérience E312c. En trait pointillé sont représentées les fonctions gaussiennes ajustées aux énergies des particules  $\alpha$  émises par la source.

Cet étalonnage, effectué piste par piste en x ou en y pour les deux détecteurs silicium à pistes utilisés lors des expériences E312b et E312c, est fait lors de l'analyse en ligne des données mais n'est pas suffisant lors de l'analyse complète. En effet, la source, contrairement aux ions implantés, est placée à l'extérieur du détecteur d'implantation. Du fait de la présence d'une « zone morte » en aluminium de l'ordre de quelques centaines de nanomètres sur toute la surface du détecteur, les particules  $\alpha$  émises par la source perdent en moyenne une énergie de quelques centaines de keV. Les énergies mesurées par  $E_{imp}$  ne correspondent donc plus aux énergies réelles de la source. Afin de s'affranchir de ce déplacement en énergie, il est nécessaire de procéder à un deuxième étalonnage à partir de transitions  $\beta$ -p de noyaux connus. Les noyaux et les énergies des transitions  $\beta$ -p choisies selon les expériences sont répertoriés dans le *tableau 2.4*.

Soient  $E_p^{cal}(C)$ , la fonction d'étalonnage où  $C$  représente les canaux des spectres bruts donnés par  $E_{imp}$ ,  $\Delta E_p^{cal}$  l'erreur générée par la droite d'étalonnage sur les valeurs des énergies,  $\Delta C$  les erreurs sur les canaux et  $\Delta E$  l'erreur sur les énergies données dans le *tableau 2.4*, la réponse des codeurs étant linéaire en fonction de l'énergie, la fonction considérée sera une droite dépendant de deux coefficients  $a$  et  $b$  :

$$E_p^{cal}(C) = a * C + b \quad (2.1)$$

Dans un premier temps, seules les erreurs sur les énergies données par le *tableau 2.4* sont prises en compte. On obtient alors un premier jeu de coefficients  $a_1$  et  $b_1$  pour la droite

d'étalonnage. Les nouvelles erreurs  $\Delta E_p^1(C)$  sont calculées afin de tenir compte des erreurs dues à l'ajustement des fonctions gaussiennes sur les pics protons de la manière suivante :

$$\Delta E_p^1(C) = \sqrt{a_i^2 * \Delta C^2 + \Delta E^2} \quad (2.2)$$

	<sup>40</sup> Ti			<sup>41</sup> Ti			<sup>49</sup> Fe		
	Energies en keV			Energies en keV			Energies en keV		
	1744.6 (42)	2215.2 (42)	3829.1 (50)	1010.6 (41)	3160.1 (46)	4853.6 (49)	1083 (16)	1535 (17)	1968 (18)
E312a	×	×	×	-	-	-	-	-	-
E312b	×	×	×	-	-	-	×	×	×
E312c	×	×	×	×	×	×	-	-	-

Tableau 2.4 : Caractéristiques énergétiques des émissions retardées de protons utilisées pour le deuxième étalonnage en énergie des détecteurs  $E_{imp}$  selon l'expérience (croix dans le tableau). Les énergies protons sont données en keV dans le référentiel du centre de masse. Les valeurs des énergies protons pour <sup>40</sup>Ti sont les moyennes pondérées des valeurs tirées des références [Liu98],[Tri97],[Bha98]et [Gio01]. Pour <sup>41</sup>Ti, les moyennes des énergies sont faites à partir des valeurs relevées dans les références [Liu98],[Hon97],[Sex74] et [Zho85]. Celles pour <sup>49</sup>Fe sont tirées des références[Fau96], [Jan94] et [Cer70].

Une fois ces nouvelles erreurs introduites dans les données, les nouveaux coefficients d'étalonnage  $a$  et  $b$  et leurs erreurs respectives  $\Delta a$  et  $\Delta b$  de l'équation (2.1) sont obtenus grâce à l'ajustement de la droite sur l'ensemble des positions en canaux des pics protons. Il est alors possible de déterminer directement les valeurs des énergies protons  $E_p^{cal}(E)$ , ainsi que leurs erreurs associées  $\Delta E_p^{cal}(E)$  telles qu'elles sont décrites dans les équations suivantes.

Pour l'expérience E312a on a :

$$\Delta E_p^{cal}(E) = \sqrt{a^2 * \Delta E^2 + E^2 * \Delta a^2 + \Delta b^2} \quad (2.3)$$

Pour les expériences E312b et E312c, l'étalonnage du détecteur d'implantation est fait piste par piste. La détermination des énergies protons se faisant en sommant les distributions en énergie de toutes les pistes, le calcul des erreurs se fait de la manière suivante :

$$\Delta E_p^{cal}(E) = \sum_i \left( \frac{R_i}{R} * \sqrt{a_i^2 * \Delta E^2 + E^2 * \Delta a_i^2 + \Delta b_i^2} \right) \quad (2.4)$$

où  $a_i$ ,  $b_i$ ,  $\Delta a_i$  et  $\Delta b_i$  représentent les coefficients d'étalonnage et leurs erreurs associées pour chaque piste, et  $R_i$  et  $R$  représentent respectivement le nombre de radioactivités par pistes et le nombre total de radioactivités. Les résultats des étalonnages des trois expériences sont présentés dans la figure 2.5.

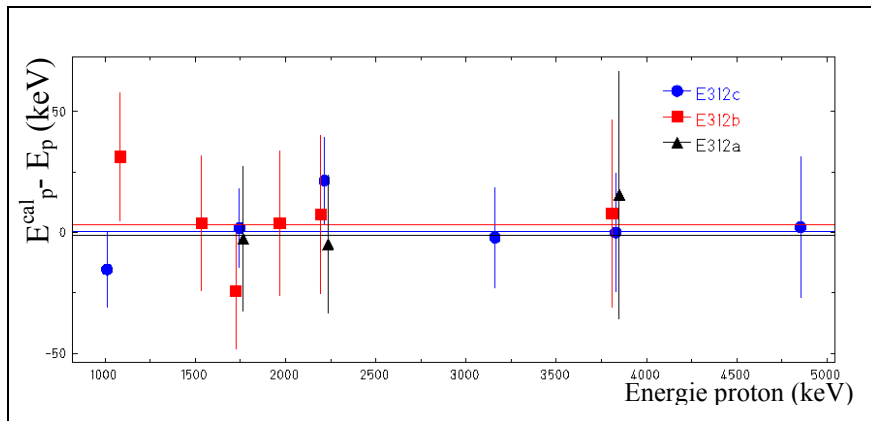


Figure 2.5 : Précision de l'étalonnage en énergie pour les trois expériences E312a, E312b et E312c. Dans les cas des expériences E312b et E312c, les énergies protons mesurées sont obtenues après avoir sommé les distributions en énergie pour chaque piste dans le détecteur  $E_{imp}$ . La précision des trois étalonnages est meilleure que 5 keV. Pour une meilleure lisibilité, les énergies ont été décalées de +20 keV pour E312a et de -20 keV pour E312c.

### 2.2.3 – Etalonnage en énergie des détecteurs germanium

L'étalonnage en énergie des différents détecteurs germanium est obtenu à partir de la mesure du rayonnement  $\gamma$  émis par plusieurs sources radioactives. Les sources utilisées sont  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  et  $^{152}\text{Eu}$ , dont les énergies et les intensités des principales transitions  $\gamma$  sont données dans le *tableau 2.5*. L'ensemble de ces transitions  $\gamma$  permet de faire un étalonnage en énergie des détecteurs germanium sur une gamme allant de 80 keV à 1400 keV. Le traitement des événements  $\gamma$  n'est fait que pour les expériences E312a et E312c, l'ensemble de détection  $\gamma$  n'ayant pas fonctionné correctement dans E312b. Cet étalonnage est réalisé segment par segment pour les détecteurs germanium de type « clover ». Une fois les étalonnages individuels effectués, l'ensemble des signaux des détecteurs germanium est sommé et les énergies des raies  $\gamma$  sont déterminées à partir de ce signal somme.

Pour l'expérience E312a, la fonction permettant d'étalonner de manière optimale chaque détecteur germanium est une droite. L'étalonnage en énergie des détecteurs  $\gamma$  se fait de manière identique à celui fait au paragraphe précédent pour l'étalonnage proton. En effet, après un premier étalonnage linéaire ne tenant compte que des erreurs sur les énergies des transitions  $\gamma$  tabulées, les nouvelles erreurs sont introduites par le biais de l'équation 2.2 pour tenir compte des erreurs dues à l'ajustement des gaussiennes sur les raies  $\gamma$ .

En ce qui concerne l'expérience E312c, pour avoir un étalonnage sur une gamme en énergie au delà de 1400 keV, j'utilise un spectre de bruit de fond réalisé en l'absence de faisceau. Les principales raies  $\gamma$  identifiées, dont je me suis servi pour l'étalonnage, sont indiquées sur la *figure 2.6*. Le meilleur étalonnage en énergie des différents détecteurs germanium a été obtenu à l'aide d'une fonction de la forme :

$$E_{\gamma}^{cal}(X) = a + b * \sqrt{X} + c * X \quad (2.5)$$

où X représente les valeurs en canaux des pics dus aux transitions  $\gamma$ .

Nature de la source	Energie de la transition (keV)	Intensité absolue de la transition (%)
$^{60}\text{Co}$	1173.237 (4)	99.9736 (7)
	1332.501 (5)	99.9856 (4)
$^{133}\text{Ba}$	80.9971 (14)	34.06 (27)
	276.398 (2)	7.164 (22)
	302.853 (1)	18.33 (6)
	356.017 (2)	62.05 (19)
	383.851 (3)	8.94 (3)
$^{137}\text{Cs}$	661.657 (3)	85.1 (2)
$^{152}\text{Eu}$	121.7817 (3)	28.58 (6)
	244.6975 (8)	7.583 (19)
	344.2785 (12)	26.5 (4)
	778.9040 (18)	12.942 (19)
	867.398 (4)	4.245 (19)
	964.079 (18)	14.605 (21)
	1112.074 (4)	13.644 (21)
	1408.006 (3)	21.005 (24)

Tableau 2.5 : Energie des transitions  $\gamma$  utilisées pour l'étalonnage des détecteurs germanium au cours des expériences E312a et E312c. Les valeurs sont tirées de la référence [Fir96].

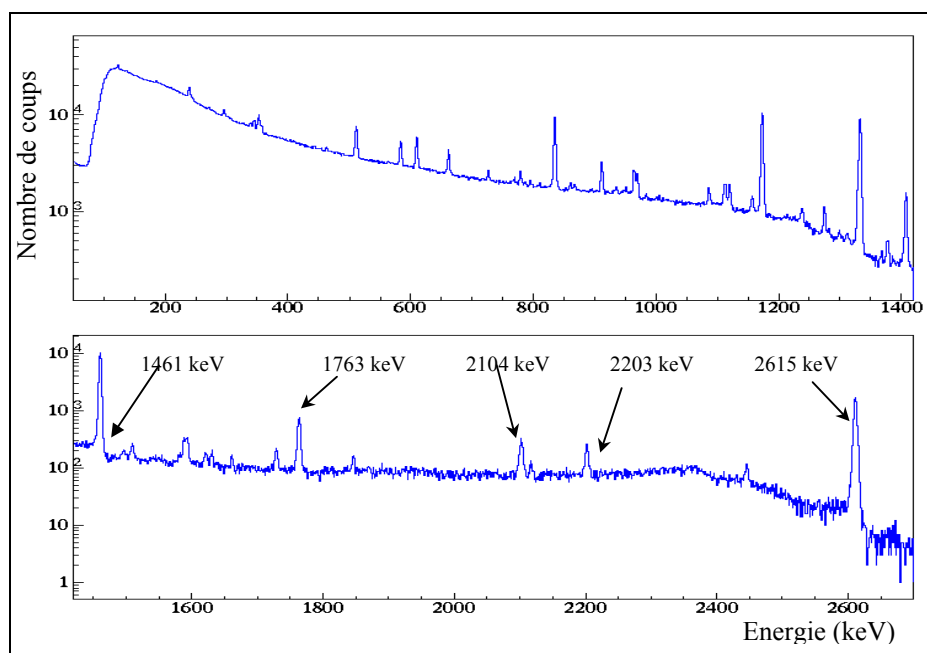


Figure 2.6 : Spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$  émis par les éléments radioactifs présents dans la salle d'expérience en l'absence de faisceau. Le spectre du haut représente le « bruit de fond » du rayonnement  $\gamma$  pour des énergies inférieures à 1450 keV. Celui du bas représente les énergies du rayonnement  $\gamma$  à partir de 1450 keV. Les énergies des raies  $\gamma$  ayant servies à l'étalonnage sont tirées de la référence [Gan03].

Un premier ajustement est fait à l'aide de la fonction décrite par l'équation (2.5) en ne tenant compte que des erreurs sur les valeurs des raies  $\gamma$  indiquées dans le tableau 2.4. Un jeu de coefficients  $a_1$ ,  $b_1$  et  $c_1$  est alors obtenu et celui-ci permet de calculer de nouvelles erreurs en incluant celles des positions des centres des gaussiennes ajustées aux différentes raies  $\gamma$  comme indiqué dans l'équation 2.6 :

$$\Delta E_{\gamma}^1 = \sqrt{\Delta E^2 + \left(\frac{b_1}{2 \cdot \sqrt{X}} + c_1\right)^2 * \Delta X^2} \quad (2.6)$$

Les erreurs recalculées  $\Delta E_{\gamma}^1$  sont introduites à la place des erreurs tabulées et un nouvel étalonnage est réalisé afin d'obtenir les valeurs des coefficients  $a$ ,  $b$ ,  $c$  de la fonction donnée par l'équation 2.5. Les erreurs sur les énergies des raies  $\gamma$  pour chaque détecteur sont obtenues de la manière suivante :

$$\Delta E_{\gamma}^{cal}(E) = \sqrt{\Delta a^2 + c^2 * \Delta E^2 + E^2 * \Delta c^2 + E * \Delta b^2 + b * \left(\frac{b}{4E} + \frac{c}{\sqrt{E}}\right) * \Delta E^2} \quad (2.7)$$

où  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $\Delta a$ ,  $\Delta b$  et  $\Delta c$  sont les coefficients et leurs erreurs associées de la fonction d'étalonnage pour chaque détecteur,  $E$  et  $\Delta E$  sont les valeurs des positions des raies  $\gamma$  et les erreurs correspondantes.

Une fois ces étalonnages individuels réalisés, les signaux des détecteurs germanium sont sommés. La différence entre les énergies sommes déduites de l'étalonnage et les énergies des transitions  $\gamma$  tabulées est représentée sur la figure 2.7. Pour l'expérience E312c cette différence est inférieure à 0.1 keV et pour E312a elle est inférieure à 0.35 keV.

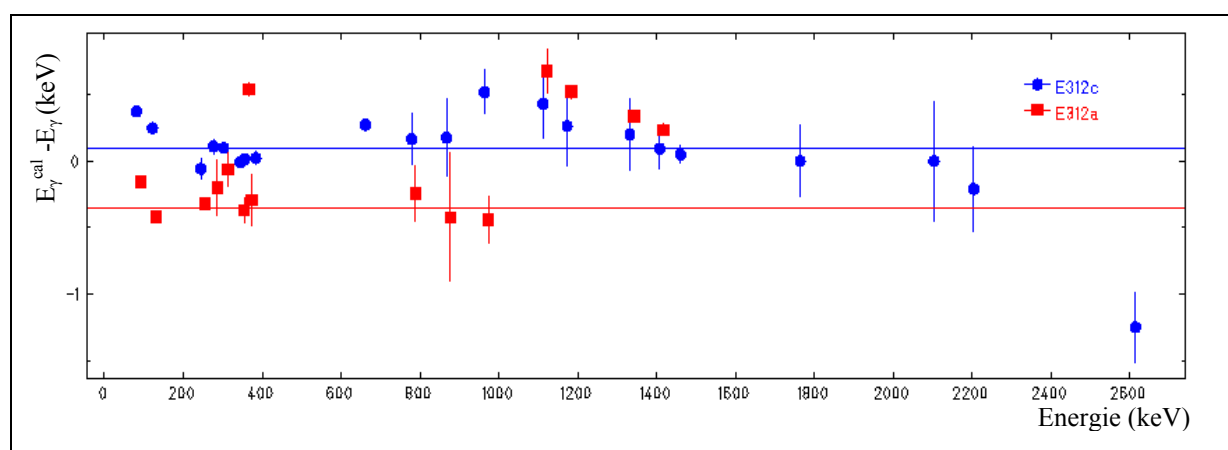


Figure 2.7 : Précision en énergie des raies  $\gamma$  données par le spectre somme obtenu après étalonnage et sommation des spectres des différents secteurs des détecteurs germanium pour E312a et E312c. Les énergies des raies  $\gamma$  pour E312a ont été décalées de 10 keV vers la droite pour plus de lisibilité. Les différences entre les valeurs mesurées et les valeurs attendues sont de l'ordre de 0.35 keV pour E312a et de l'ordre de 0.1 keV pour E312c en dessous de 2 MeV.

## 2.3 – Efficacités de détection

On s'intéresse ici à l'efficacité totale de détection du rayonnement  $\gamma$  pour les expériences E312a et E312c par les détecteurs germanium et à celle des protons par le détecteur  $E_{imp}$  dans les trois expériences.

### 2.3.1 – Efficacité de détection du rayonnement $\gamma$

Pour s'affranchir des problèmes dus à la géométrie du dispositif de détection  $\gamma$ , les sources décrites dans le *tableau 2.4* sont positionnées sur un support à la place du détecteur d'implantation  $E_{imp}$ . On peut ainsi obtenir directement les efficacités de détection du rayonnement  $\gamma$ . Connaissant l'activité ( $A, \Delta A$ ) de la source utilisée, la durée pendant laquelle la source est utilisée ( $t, \Delta t$ ) et les intensités absolues des rapports d'embranchement ( $I_\gamma, \Delta I_\gamma$ ), il est possible de déterminer le nombre de  $\gamma$  émis ( $N_\gamma^e, \Delta N_\gamma^e$ ). Je négligerai pour le reste du calcul les erreurs sur la durée d'utilisation de la source ( $\Delta t$ ) car les erreurs dues à cette incertitude sont très petites au regard des autres. Les incertitudes concernant les activités des sources n'étant pas connues, je fixerai à 3 % l'erreur relative sur l'activité de la source ( $\Delta A$ ). Le nombre de particules  $\gamma$  émises ( $N_\gamma^e, \Delta N_\gamma^e$ ) s'écrit de la manière suivante :

$$N_\gamma^e = A * t * I_\gamma \quad (2.8)$$

$$\Delta N_\gamma^e = \sqrt{I_\gamma^2 * t^2 * \Delta A^2 + t^2 * A^2 * \Delta I_\gamma^2} \quad (2.9)$$

A partir de l'équation 2.8, connaissant la valeur par laquelle est divisée le déclenchement de l'acquisition ( $R$ ), son temps mort ( $T_m, \Delta T_m$ ) et le nombre de particules  $\gamma$  détectées ( $N_\gamma^d, \Delta N_\gamma^d$ ), il est possible de calculer l'efficacité de détection du rayonnement  $\gamma$  ( $\epsilon_\gamma, \Delta \epsilon_\gamma$ ). Le temps mort ( $T_m$ ) est le temps pendant lequel l'acquisition est occupée et ne peut donc traiter un événement. Le temps mort pris en compte ici correspond au temps mort moyen calculé pour la durée de chaque mesure. Pour tenir compte des fluctuations de celui-ci, dues aux variations des intensités de faisceau, l'erreur relative sur le temps mort ( $\Delta T_m$ ) est choisie comme étant égale à 5 %. Le diviseur ( $R$ ) est utilisé pendant les étalonnages  $\gamma$  afin de réduire le temps mort de l'acquisition pour les sources ayant une très forte activité. L'efficacité de détection du rayonnement est alors donnée par :

$$\epsilon_\gamma = \frac{N_\gamma^d * R}{N_\gamma^e * (1 - T_m)} \quad (2.10)$$

$$\Delta \epsilon_\gamma = R * \sqrt{\frac{(\Delta N_\gamma^d)^2}{[N_\gamma^e * (1 - T_m)]^2} + \frac{(N_\gamma^d)^2}{(1 - T_m)^2} * \frac{(\Delta N_\gamma^e)^2}{(N_\gamma^e)^4} + \frac{(N_\gamma^d)^2}{(N_\gamma^e)^2} * \frac{(\Delta T_m)^2}{(1 - T_m)^4}} \quad (2.11)$$



Une fois la mesure de l'efficacité de chaque secteur des détecteurs germanium effectuée, il est important de pouvoir déterminer avec précision l'efficacité de détection du rayonnement  $\gamma$  pour une énergie donnée. Pour cela, les efficacités obtenues à partir des raies  $\gamma$  des sources sont d'abord sommées puis ajustées par une fonction reliant l'efficacité de détection d'un détecteur germanium à l'énergie du rayonnement  $\gamma$  considéré. La fonction utilisée ici est tirée d'un programme d'analyse  $\gamma$  développé par D.C. Radford [Rad95] et se décompose en deux termes, l'un traitant les basses énergies et l'autre traitant la partie haute énergie du rayonnement  $\gamma$ . La fonction et son erreur sont décrites par les équations (2.12) et (2.13).

$$\ln(\varepsilon_\gamma) = [(a + b * X + c * X^2)^{-g} + (d + e * Y + f * Y^2)^{-g}]^{\frac{1}{g}} \quad (2.12)$$

$$\text{avec} \begin{cases} X = \ln\left(\frac{E_\gamma}{100}\right) \\ Y = \ln\left(\frac{E_\gamma}{1000}\right) \end{cases}$$

$$\Delta\varepsilon_\gamma = \frac{1}{2} \sqrt{\sum_i [\varepsilon_{\gamma,i}(\alpha_i \pm \Delta\alpha_i; E_\gamma \pm \Delta E_\gamma) - \varepsilon_{\gamma,i}(\alpha_i; E_\gamma)]^2} \quad (2.13)$$

où  $\alpha_i$  représente l'ensemble des 7 paramètres de l'équation (2.12),  $\varepsilon_\gamma$  représente l'efficacité de détection totale du rayonnement  $\gamma$  en fonction de l'énergie  $E_\gamma$  de celui-ci.

La courbe somme d'efficacité de détection  $\gamma$  pour l'expérience E312c est représentée sur la figure 2.8.

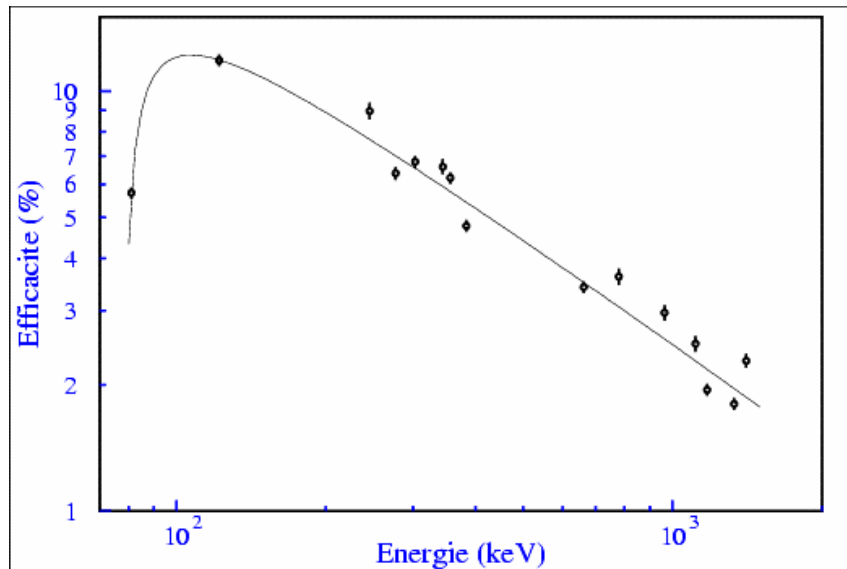


Figure 2.8 : Courbe représentant l'ajustement de la fonction développée par D. C. Radford à l'ensemble des efficacités de détection du rayonnement  $\gamma$  sommées et calculées sur tous les détecteurs germanium pour l'expérience E312c. Les valeurs des efficacités sont calculées à différentes énergies entre 80 keV et 1400 keV pour les sources  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  et  $^{152}\text{Eu}$ . La courbe d'efficacité présente un maximum aux alentours d'une énergie de 100 keV ( $\sim 12$  % d'efficacité), avant de décroître de manière exponentielle jusqu'à une valeur d'efficacité de 2 % pour une énergie de 1400 keV.

### 2.3.2 – Efficacité de détection des protons

Les protons retardés émis dans la décroissance  $\beta$  des noyaux étudiés ont une énergie comprise entre 1 et 7 MeV. Le parcours de ces protons varie alors, dans le détecteur silicium, de quelques  $\mu\text{m}$  à quelques centaines de  $\mu\text{m}$ . Compte tenu des profondeurs d'implantation pour chaque noyau dans le détecteur  $E_{imp}$ , il existe une probabilité que certains protons s'échappent du détecteur et ne laissent qu'une partie de leur énergie dans ce détecteur.

Les caractéristiques des profondeurs d'implantation ayant été déterminées précédemment dans le *tableau 2.2*, il est possible de calculer grâce à une simulation [Bla03] les efficacités de détection proton à une énergie donnée. La *figure 2.9* donne l'allure générale de la réponse en efficacité de détection des protons d'un détecteur silicium de 300  $\mu\text{m}$ .

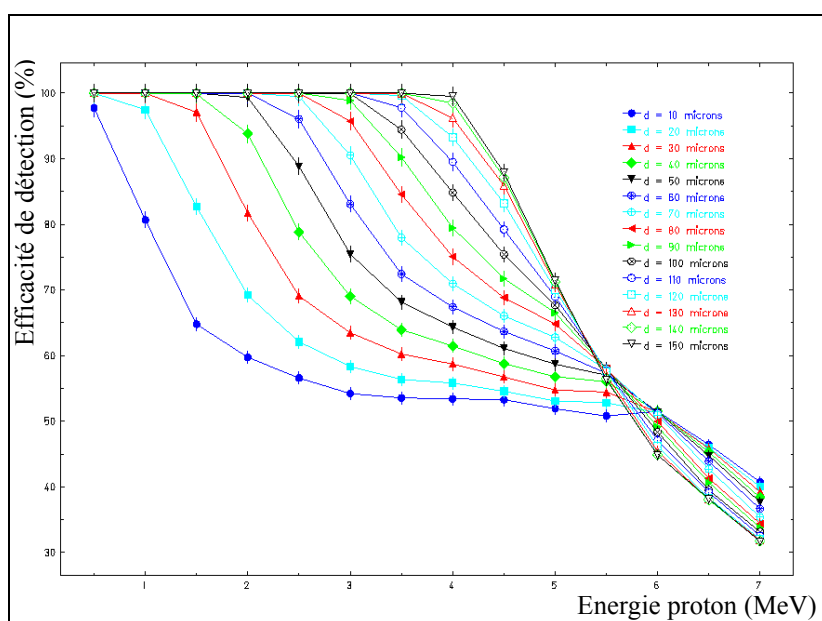


Figure 2.9 : Résultat de la simulation de l'efficacité de détection de protons d'énergie comprise entre 500 keV et 7 MeV pour un détecteur silicium de 300  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et pour des profondeurs d'implantation variant de 10  $\mu\text{m}$  à 150  $\mu\text{m}$  par pas de 10  $\mu\text{m}$ . Pour un noyau implanté à 150  $\mu\text{m}$ , c'est à dire au centre du détecteur, l'efficacité est de l'ordre de 100 % pour des protons d'énergie inférieure à 4 MeV, puis diminue à mesure que l'énergie augmente pour atteindre à peu près 30 % à 7 MeV.

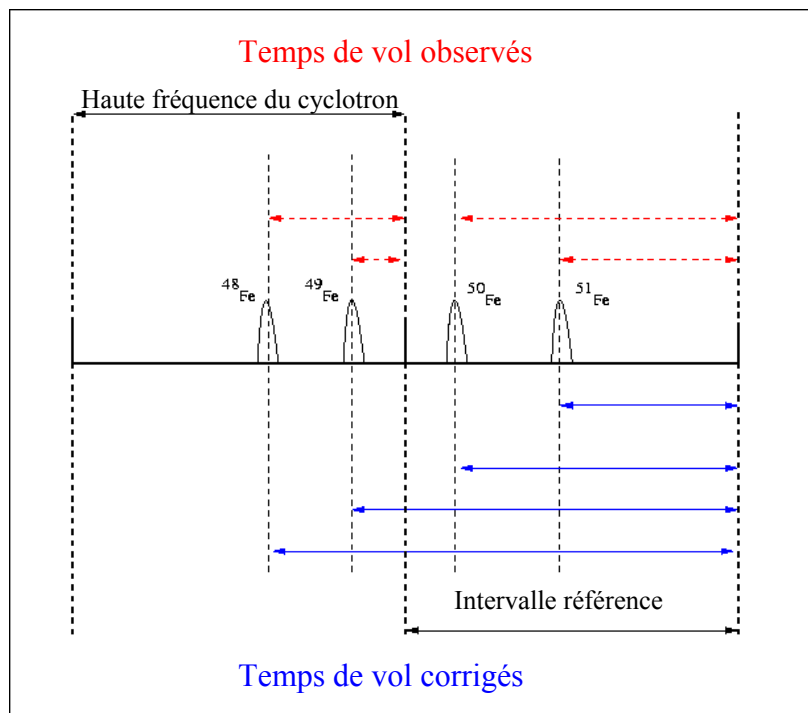
### 2.4 – Méthode employée pour l'analyse des données

L'analyse des données relatives aux différents noyaux se décompose en deux parties distinctes. La première partie concerne l'identification et le comptage des noyaux implantés, grâce aux paramètres de temps de vol et de pertes d'énergie. La seconde partie représente l'étude des modes de décroissance radioactive et la détermination des durées de vie de chacun des noyaux. Pour illustrer cette méthode d'analyse développée par J. Giovinazzo [Gio04], aussi bien pour les identifications que pour l'étude des modes de décroissance et la détermination des durées de vie, je vais considérer tout au long de ce paragraphe le cas de l'expérience E312c.

### 2.4.1 – Identification des noyaux d'intérêt

Dans l'expérience E312c, l'identification des noyaux implantés repose sur l'analyse de plusieurs informations de temps de vol T1HF, T3HF, et T1GAL ou T2GAL, et des différentes pertes d'énergie  $\Delta E1$ ,  $\Delta E2$ ,  $\Delta E3$ ,  $\Delta E_{strip}$  respectivement dans les trois détecteurs silicium placés avant le détecteur d'implantation et  $E_{imp}$ . Pour identifier un noyau implanté, chacun de ces huit paramètres doit correspondre à un seul intervalle en énergie ou en temps de vol pour chaque détecteur. On doit alors estimer pour chaque noyau la valeur attendue et l'écart type des paramètres d'identification.

En ce qui concerne les paramètres de temps de vol T1HF et T3HF (voir *figure 2.10 et figure 2.11*), ils ne peuvent pas être utilisés de manière directe. En effet, lors d'une fragmentation ayant lieu au même moment sur la cible, les noyaux implantés arrivent avec une distribution en temps plus grande que le temps séparant deux impulsions haute fréquence du cyclotron. Dans le cas où les noyaux arrivent avant la première impulsion haute fréquence du cyclotron, le temps de vol mesuré est très court. Les temps de vol de référence étant pris par rapport au temps de l'impulsion haute fréquence suivante, il faut rajouter au temps de vol pris sur l'impulsion précédente un temps correspondant à la durée d'un cycle haute fréquence de l'accélérateur. Les temps de vol ainsi corrigés seront notés par la suite T1HFc et T3HFc.



*Figure 2.10 : Principe des corrections apportées aux mesures de temps de vol pour des implantations ayant lieu sur deux périodes séparées par une impulsion haute fréquence du cyclotron. Les temps de vol observés sur les matrices d'identification sont représentés par les flèches en pointillés. Le temps de vol corrigé (flèches pleines) est alors égal au temps de vol observé plus une ou plusieurs périodes si l'implantation arrive dans un ou plusieurs intervalles de temps précédant celui pris comme référence.*

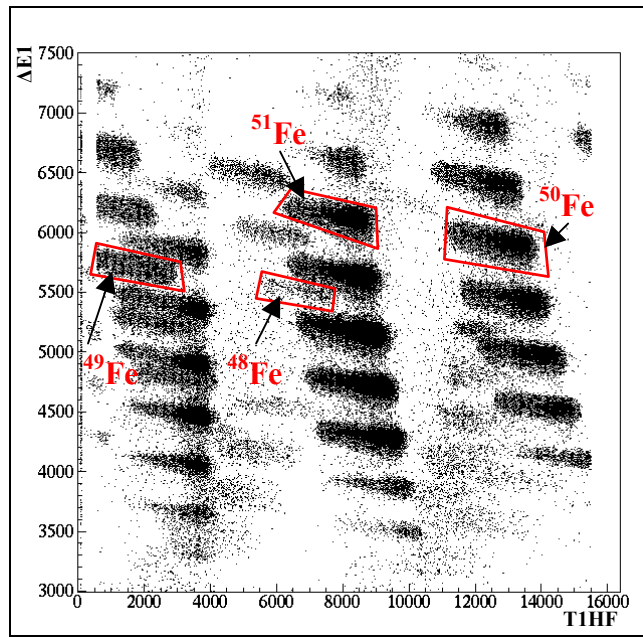


Figure 2.11 : Exemple d'une matrice d'identification en temps de vol ( $\Delta E1$  en fonction de TIHF). Les noyaux encadrés sont identifiés comme les isotopes du Fe. Pour les noyaux  $^{49}\text{Fe}$  et  $^{48}\text{Fe}$ , le temps de vol TIHF doit être corrigé en ajoutant la durée d'un cycle haute fréquence de l'accélérateur, si l'on prend pour référence temporelle les noyaux  $^{51}\text{Fe}$  et  $^{50}\text{Fe}$ . Il en va de même pour tous les autres noyaux très exotiques présents sur la matrice d'identification.

Pour les noyaux produits avec un taux de comptage suffisant, les valeurs de deux des paramètres d'identification sont calculées directement à l'aide d'un contour sur une matrice d'identification, perte d'énergie en fonction du temps de vol par exemple. Les autres paramètres sont déterminés par la projection des événements se trouvant à l'intérieur du contour.

Pour ceux très peu produits, les valeurs attendues des paramètres sont obtenues par des extrapolations et des interpolations à partir des valeurs estimées pour les noyaux voisins. Ces extrapolations sont faites pour chaque paramètre d'identification à partir d'un polynôme de degré 2 en  $Z$  et  $T_z$  de la forme :

$$\begin{aligned}
 P_j(Z, T_z) = & \alpha_j(1) + \alpha_j(4) * Z + \alpha_j(7) * Z^2 \\
 & + (\alpha_j(2) + \alpha_j(5) * Z + \alpha_j(8) * Z^2) * T_z \\
 & + (\alpha_j(3) + \alpha_j(6) * Z + \alpha_j(9) * Z^2) * T_z^2
 \end{aligned}
 \tag{2.14}$$

où  $j$  est l'indice représentant le paramètre d'identification voulu et  $\alpha_j(i)$  représente le  $i^{\text{ème}}$  coefficient associé au paramètre  $j$ .

Selon les paramètres d'identification, certains coefficients  $\alpha_j(i)$  du polynôme décrit dans l'équation 2.14 sont mis à zéro pour que les extrapolations en  $Z$  et  $T_z$  restent réalistes lorsque l'on s'éloigne des noyaux de référence. Le tableau 2.6 résume pour chaque paramètre d'identification les termes conservés dans le polynôme afin de calculer les positions et les écarts types des noyaux très peu produits.

	$\alpha(1)$	$\alpha(2)$	$\alpha(3)$	$\alpha(4)$	$\alpha(5)$	$\alpha(6)$	$\alpha(7)$	$\alpha(8)$	$\alpha(9)$
$\Delta E1$	×	×	×	×	×	-	×	-	-
$\Delta E2$	×	×	×	×	×	-	×	-	-
$\Delta E3$	×	×	×	×	×	-	×	-	-
$\Delta Estrip$	×	×	×	×	×	×	×	-	-
<b>T1GAL</b>	×	×	×	×	×	-	×	-	-
<b>T2GAL</b>	×	×	×	×	×	-	×	-	-
<b>T1HFc</b>	×	×	×	×	×	×	-	-	-
<b>T3HFc</b>	×	×	×	×	×	×	-	-	-
<b>Ecartstypes</b>	×	×	-	×	-	-	-	-	-

Tableau 2.6 : Table des coefficients  $\alpha(i)$  du polynôme de degré deux en  $Z$  et  $T_z$  utilisés pour extrapoler de manière correcte chaque paramètre d'identification pour les noyaux très peu produits. Les croix représentent les coefficients considérés pour chaque paramètre d'identification.

Une fois que tous les paramètres propres à chaque noyau sont connus, un noyau sera considéré comme identifié quand celui-ci se trouve dans un rayon  $R$  inférieur à l'écart autorisé noté  $R_{max}$  par rapport à la valeur attendue pour l'ensemble des paramètres d'identification. Le rayon  $R$  est défini de la manière suivante :

$$R^2(P^{exp}, A, Z) = \sum_i \frac{(P_i^{exp} - P_i^{cal}(A, Z))^2}{\sigma_i^2} \leq R_{max}^2 \quad (2.15)$$

où  $P_i^{exp}$  et  $P_i^{cal}$  représentent respectivement les valeurs des paramètres d'identification expérimentaux et calculées, et  $\sigma_i$  l'écart type associé à chacun de ces paramètres.

La valeur de  $R_{max}$  doit être choisie pour minimiser le nombre de noyaux rejetés, tout en évitant les identifications multiples. A partir des différents contours d'identification et lorsque la valeur de  $R_{max}$  est choisie de manière optimale, il est alors possible de déterminer la nature et le nombre de noyaux implantés.

La figure 2.12 présente le résultat du calcul des positions interpolées et extrapolées pour les paramètres  $\Delta E1$  et T1GAL pour différents noyaux implantés ainsi que la matrice d'identification après l'application de la méthode décrite ci-dessus.

Plusieurs remarques peuvent être faites sur cette méthode d'identification des ions implantés :

- Les contours ellipsoïdaux à  $j$  dimensions créés lors de l'analyse supposent qu'il n'y ait pas de corrélations entre les différents paramètres.
- Le nombre de noyaux obtenus dans ces contours ne correspond pas au nombre d'isotopes réellement implantés, mais au nombre de noyaux analysés. Cela n'est pas gênant pour les corrélations implantation-radioactivité, dans la mesure où seuls les noyaux à l'intérieur des contours d'identification sont pris en compte pour la recherche des radioactivités. On pourra ainsi considérer qu'aucune erreur n'est faite sur la détermination du nombre de noyaux analysés.

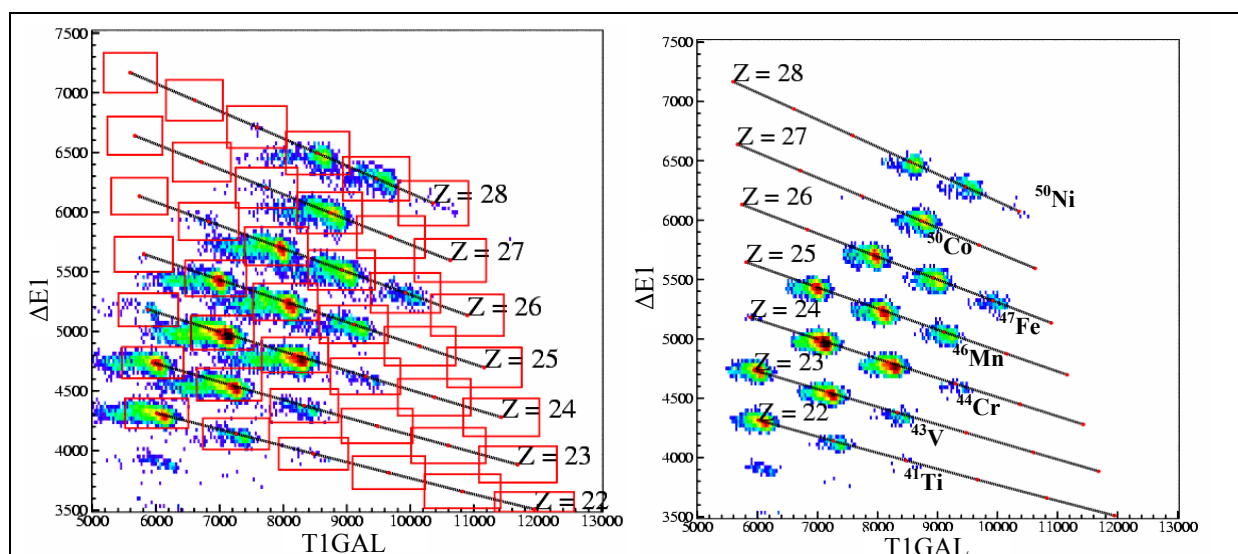


Figure 2.12 : Matrices d'identification  $\Delta E1$  en fonction de TIGAL avant et après application de la méthode d'identification des noyaux implantés. La figure de gauche représente la superposition des contours créés à partir des interpolations et extrapolations par le polynôme de degré deux en  $Z$  et  $T_z$  des paramètres  $\Delta E1$  et TIGAL avec la matrice d'identification non traitée par la procédure décrite dans ce paragraphe. La figure de droite montre la même matrice après l'application de la procédure d'identification en autorisant un nombre de  $\sigma$  égal à 3 par rapport aux valeurs attendues.

Les noyaux étant identifiés, je vais maintenant m'intéresser à leurs modes de désintégration par une analyse originale des corrélations entre les événements d'implantation et ceux concernant la radioactivité, élaborée et utilisée en collaboration avec J. Giovinazzo [Gio01a].

## 2.4.2 – Analyse des spectres en énergie des protons et du rayonnement $\gamma$ émis

Pour retracer le mode de décroissance radioactive d'un noyau, il convient de corrélérer pour chaque noyau identifié les événements de radioactivité relatifs à leur décroissance. Les événements liés aux implantations et aux radioactivités lors de la prise des données étant traités de manière indépendante, il est impossible de savoir quelle radioactivité est due à la décroissance du noyau considéré. Dans la méthode proposée ici, à partir d'un noyau donné, tous les événements de radioactivité ayant lieu dans un intervalle de temps donné sont pris en compte. La période de corrélation choisie est identique pour l'analyse des trois expériences et est égale à 5000 ms. De plus, pour limiter le nombre de « fausses corrélations », seules les radioactivités se produisant dans le même pixel du détecteur à pistes que les implantations sont prises en compte. En effet, si une implantation est détectée dans un pixel du détecteur, la radioactivité corrélatée à cette implantation aura lieu dans le même pixel. De cette manière, on obtient à la fois des corrélations spatiales et temporelles.

Cependant, un seul événement de radioactivité correspond vraiment à la désintégration du noyau (voir figure 2.13). Les autres radioactivités représentent les fausses corrélations. Dans la distribution en temps, ces événements se répartissent aléatoirement et contribuent ainsi à

l'augmentation du fond. En ce qui concerne la distribution en énergie, les événements de décroissance étant propres à chaque noyau, on note l'apparition de pics protons dus à la désintégration d'autres noyaux que celui d'intérêt implantés pendant ce même temps de corrélation.

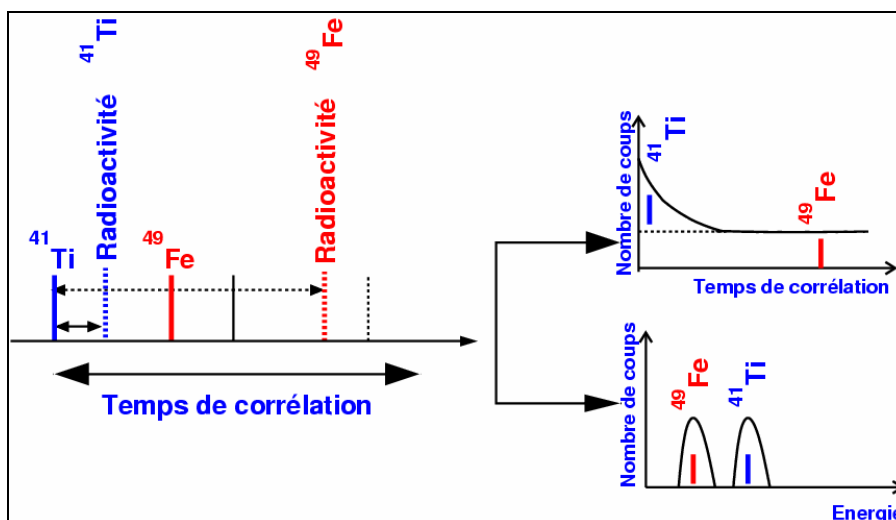


Figure 2.13 : Corrélation temporelle des événements de radioactivité aux implantations ayant lieu dans un même pixel du détecteur à pistes pour le noyau  $^{41}\text{Ti}$ . A partir d'une implantation d'un noyau  $^{41}\text{Ti}$ , tous les événements de radioactivité sont pris en compte, un seul étant réellement corrélé à la décroissance de cet isotope. D'un point de vue de la distribution en temps, les « vrais » événements de radioactivité sont répartis de manière exponentielle, tandis que les autres se répartissent de manière aléatoire contribuant à l'augmentation du fond. Pour ce qui est de la distribution en énergie, chaque événement de radioactivité, qu'il soit réellement corrélé ou non, possède une énergie caractéristique du noyau émetteur et contribue à l'apparition de pics protons de tous les isotopes présents dans le même pixel durant le temps de corrélation.

### La méthode de « soustraction de fond »

Dans ce paragraphe, je montrerai à travers les exemples de  $^{41}\text{Ti}$  et de  $^{49}\text{Fe}$  comment cette méthode permet d'obtenir les distributions réelles en énergie proton et gamma afin de reconstruire les schémas de décroissance des noyaux étudiés.

Pour ce qui est des spectres en énergie des protons corrélés à l'implantation d'un noyau donné, les spectres contiennent à la fois des pics protons provenant de leur propre décroissance radioactive mais aussi des pics protons provenant de la décroissance d'autres noyaux fortement produits. Il convient alors de pouvoir distinguer ces deux types d'événements. La figure 2.14 représente le spectre en énergie proton de tous les événements de décroissance après l'implantation des noyaux de  $^{41}\text{Ti}$ .

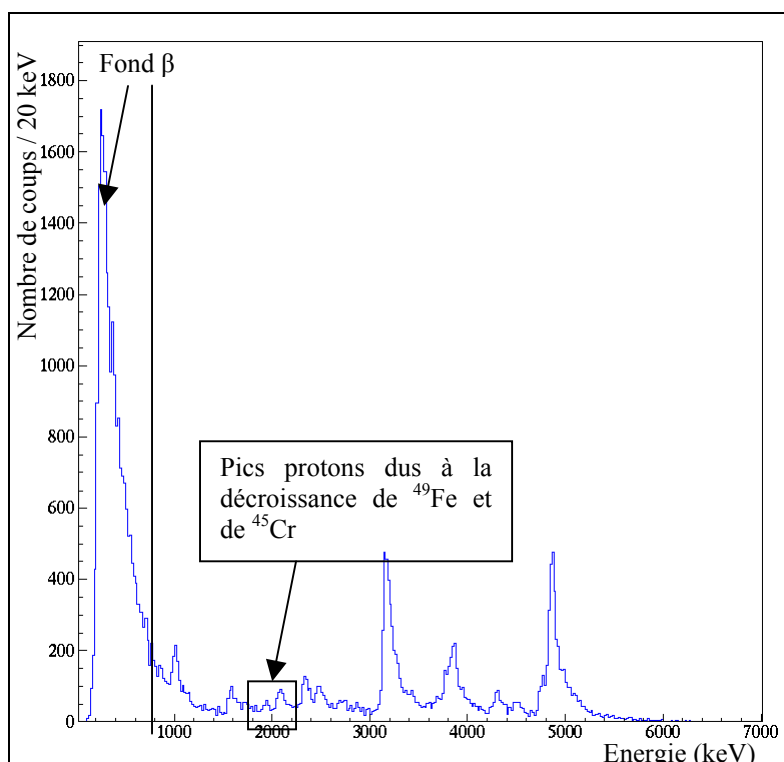


Figure 2.14 : Spectre en énergie de décroissance  $\beta$ -p de tous les événements de radioactivité ayant lieu après une implantation de  $^{41}\text{Ti}$ . Il est à noter que sur ce spectre on observe à basse énergie ( $< 900 \text{ keV}$ ) une forte contribution des particules  $\beta$  émises alors que  $^{41}\text{Ti}$  est émetteur à 100 %  $\beta$ -p, et aux alentours de 2000 keV on retrouve des pics protons correspondant à la décroissance  $\beta$ -p de  $^{49}\text{Fe}$  et de  $^{45}\text{Cr}$ .

Pour s'affranchir des pics protons issus de la décroissance de noyaux « parasites » et réduire au maximum la contribution des particules  $\beta$  non corrélés, je regarde la distribution de ces événements au cours du temps. En effet, si ces événements de décroissance ne proviennent pas de la décroissance du noyau concerné (ici  $^{41}\text{Ti}$ ), ils doivent se répartir de manière aléatoire et continue sur l'ensemble du spectre temps et contribuent à augmenter le fond dans le spectre de décroissance en temps. La répartition en temps des événements de radioactivité est représentée sur la figure 2.15.

La méthode de « soustraction de fond » consiste à projeter les événements de radioactivité issus de la zone noté  $B_2$  sur la figure 2.15, à normaliser le spectre obtenu par rapport au temps de corrélation, et enfin à le soustraire au spectre brut en énergie de décroissance du noyau étudié.

Soit  $S_{B_2}$  le spectre en énergie obtenu par la projection des événements issus de la zone  $B_2$ , le spectre de fond  $S_{B_1+B_2}$  normalisé par rapport au temps total de corrélation est calculé de la manière suivante :

$$S_{B_1+B_2} = \frac{T_{cor}}{T_{cor} - T} * S_{B_2} \quad (2.15)$$



où  $T_{cor}$  est le temps de corrélation (ici  $T_{cor} = 5000$  ms) et  $T$  est le temps choisi de telle manière que les événements de radioactivités pour un temps supérieur à  $T$  ne proviennent pas de la décroissance du noyau d'intérêt.

Soit  $S_{brut}$  le spectre brut tel qu'il est présenté dans la *figure 2.14*, le spectre après « soustraction de fond »  $S_A$  est obtenu comme suit :

$$S_A = S_{brut} - S_{B1+B2} = S_{brut} - \frac{T_{cor}}{T_{cor} - T} * S_{B2} \quad (2.16)$$

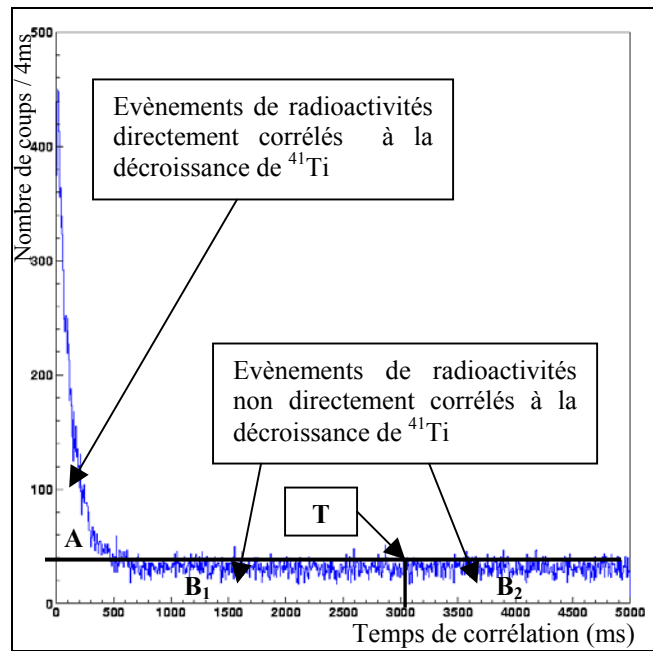


Figure 2.15 : Distribution en temps des événements de radioactivité corrélés à la décroissance du  $^{41}\text{Ti}$  sur une période de 5000 ms suivant une implantation identifiée. Le spectre peut être découpé en deux parties : la partie A provient de la décroissance radioactive de  $^{41}\text{Ti}$ , et les parties  $B_1$  plus  $B_2$  représentent la contribution des décroissances des autres noyaux et du « fond ».  $T$  représente le temps choisi de telle manière que les événements supérieurs à ce temps ne proviennent pas de la décroissance du noyau d'intérêt.

L'erreur statistique générée par une telle opération est calculée dans l'équation 2.17 et prise en compte lors de la détermination des énergies et des intensités des protons émis.

$$\Delta S_A^{stat} = \sqrt{S_{brut} + \frac{T_{cor}}{T_{cor} - T} * S_{B2}} \quad (2.17)$$

Dans la *figure 2.16* représentant le spectre en énergie de  $^{41}\text{Ti}$  après l'application de la méthode de « soustraction de fond », il ne reste plus que les pics protons appartenant à la décroissance radioactive de ce noyau.

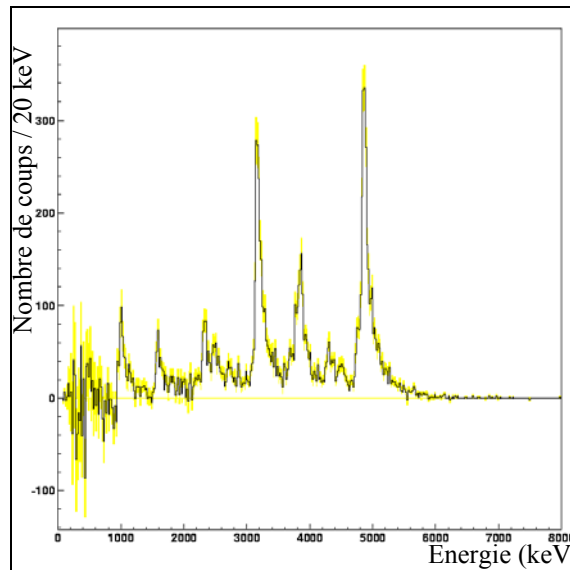


Figure 2.16 : Spectre en énergie de la décroissance de  $^{41}\text{Ti}$  sur une période de corrélation égale à 5000 ms suivant une implantation identifiée après « soustraction de fond ». Est représentée en grisé l'erreur statistique générée par la procédure de « soustraction de fond ». Il ne reste plus dans le spectre que les pics protons issus de la désintégration de  $^{41}\text{Ti}$  par émission  $\beta$ -p.

De la même manière, pour les spectres en énergie du rayonnement  $\gamma$ , il est nécessaire de distinguer les événements provenant de la décroissance radioactive du noyau d'intérêt des autres événements de radioactivité. Le spectre brut du rayonnement  $\gamma$  obtenu pour la décroissance de  $^{49}\text{Fe}$  est représenté dans la figure 2.17. On peut noter sur ce spectre la présence du pic  $\gamma$  correspondant à la décroissance de  $^{49}\text{Fe}$ , mais aussi la présence d'autres raies  $\gamma$ . Après « soustraction de fond », il ne reste plus que la raie  $\gamma$  correspondant à la désexcitation du noyau d'intérêt, ainsi qu'une partie du pic d'annihilation  $e^+e^-$  qui reste toutefois facilement identifiable. Le spectre alors obtenu est représenté dans la figure 2.18.

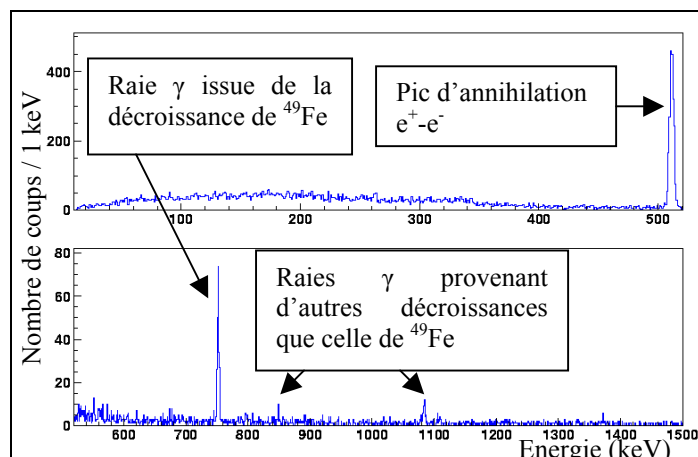


Figure 2.17 : Spectre brut en énergie du rayonnement  $\gamma$  issu de la décroissance de  $^{49}\text{Fe}$ . Une seule raie  $\gamma$  correspond à la désintégration de  $^{49}\text{Fe}$ , les autres sont dues à la désexcitation  $\gamma$  d'autres noyaux ou à l'annihilation  $e^+e^-$  pour la raie  $\gamma$  à 511 keV.

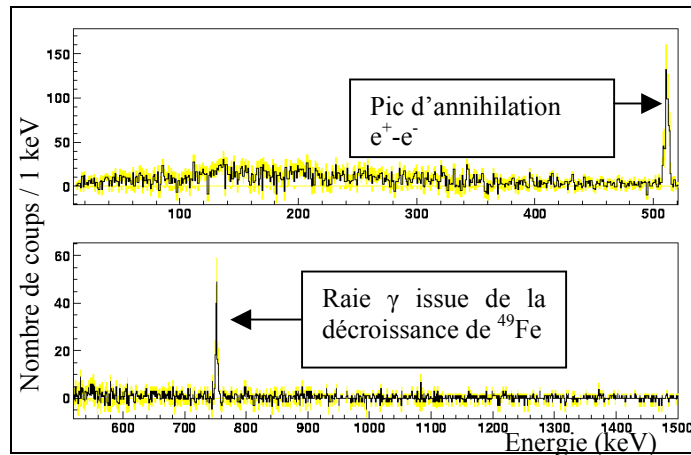


Figure 2.18 : Spectre en énergie de la désexcitation par émission  $\gamma$  de  $^{49}\text{Fe}$  après « soustraction de fond ». Est représentée en grisé l'erreur statistique générée lors de la procédure de « soustraction de fond ». Il ne reste plus dans le spectre que les raies  $\gamma$  issues de la désintégration de  $^{49}\text{Fe}$  et une partie du pic d'annihilation  $e^+e^-$ .

### Détermination des intensités des processus radioactifs

Les deux processus étudiés ici sont les émissions de protons et de rayonnement  $\gamma$  à la suite de la décroissance  $\beta$  des noyaux sélectionnés. Les intensités absolues de ces transitions  $I_p$  et  $I_\gamma$  s'écrivent en fonction des efficacités de détection des protons émis ( $\varepsilon_p$ ) et du rayonnement  $\gamma$  ( $\varepsilon_\gamma$ ) :

$$\begin{cases} I_p = \frac{N_p^{obs}}{N^{imp} * \varepsilon_p(E_p)} \\ I_\gamma = \frac{N_\gamma^{obs}}{N^{imp} * \varepsilon_\gamma(E_\gamma)} \end{cases} \quad (2.18)$$

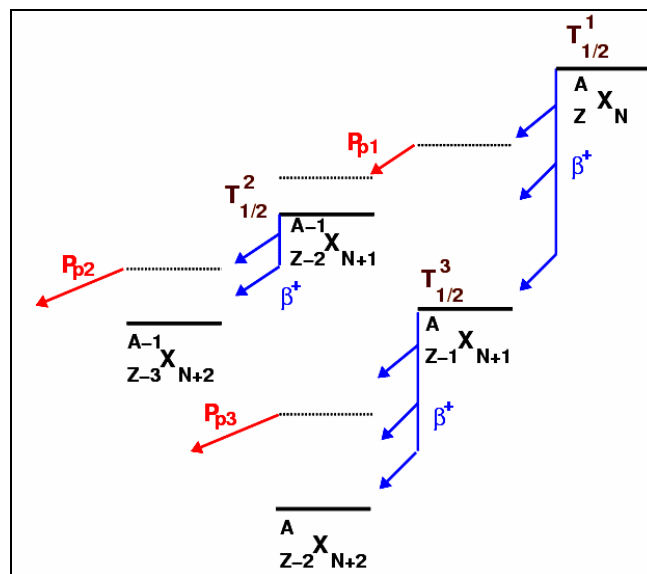
où  $N_p^{obs}$  et  $N_\gamma^{obs}$  désignent les nombres de coups observés dans les spectres énergie de décroissance après « soustraction de fond » et où  $N^{imp}$  représente le nombre de noyaux identifiés. Le nombre de noyaux produits est déterminé à partir de la méthode proposée dans le *paragraphe 2.4.1*. Les nombres de radioactivité  $N_p^{obs}$  et  $N_\gamma^{obs}$  découlent quand à eux de l'analyse des spectres en énergie donnés par le détecteur d'implantation pour les radioactivités et par l'ensemble des détecteurs germanium.

Les incertitudes sur chacun des paramètres des relations précédentes étant supposées indépendantes, les erreurs sur les intensités absolues sont données par les relations :

$$\begin{cases} \Delta I_p = \frac{1}{N^{imp} * \varepsilon_p} \sqrt{(\Delta N_p^{obs})^2 + \frac{(N_p^{obs})^2}{(\varepsilon_p)^2} * (\Delta \varepsilon_p(E_p))^2} \\ \Delta I_\gamma = \frac{1}{N^{imp} * \varepsilon_\gamma} \sqrt{(\Delta N_\gamma^{obs})^2 + \frac{(N_\gamma^{obs})^2}{(\varepsilon_\gamma)^2} * (\Delta \varepsilon_\gamma(E_\gamma))^2} \end{cases} \quad (2.19)$$

### 2.4.3 – Détermination des durées de vie et des rapports d'embranchement absolu proton

Le traitement des données pour déterminer la durée de vie d'un noyau consiste à mesurer l'intervalle de temps séparant un événement de radioactivité de tous les événements d'implantation qui ont eu lieu dans les 5000 ms précédentes. Un seul événement de radioactivité étant réellement corrélé en temps à l'événement de radioactivité sélectionné, l'intervalle de temps séparant l'événement de radioactivité des événements d'implantation qui l'ont précédé a l'allure du spectre représenté dans la *figure 2.15* du paragraphe précédent. Les événements de décroissance réellement corrélés donnent au spectre son allure exponentielle. Les autres événements, correspondant à de fausses corrélations temporelles, se répartissent quant à eux de manière aléatoire et définissent un fond constant sur tout l'intervalle du temps de corrélation. Cependant, la durée de vie d'un noyau ne peut être ajustée avec une seule exponentielle reposant sur un fond constant. Dans la région de masse qui nous intéresse ici ( $22 \leq Z \leq 28$  et  $T_z \leq -3/2$ ), tous les noyaux ont des durées de vie du même ordre de grandeur (de 20 ms à 100 ms) et décroissent tous soit par émission de particules  $\beta$  suivies ou non d'émissions de protons. Dans tous les cas, il faut tenir compte, dans la fonction permettant de calculer la durée de vie d'un noyau, de la durée de vie du noyau fils et du noyau petit fils par  $\beta$ , de la durée de vie du noyau fils et du noyau petit fils par  $\beta$ -p, ainsi que de leurs rapports d'embranchement absolu proton ( $P_{p1}, P_{p2}, P_{p3}$ ). La *figure 2.19* montre le schéma typique de la désintégration d'un noyau dans la région de masse considérée.



*Figure 2.19 : Schéma typique de décroissance d'un noyau dans la région d'intérêt. Comme les durées de vie des noyaux sont du même ordre de grandeur, il faut tenir compte pour déterminer la durée de vie d'un noyau, de la durée de vie du noyau précurseur ( ${}^A_Z X_N$ ), du noyau émetteur ( ${}^A_{Z-1} X_{N+1}$ ), et de tous les descendants par  $\beta$  ou  $\beta$ -p ( ${}^{A-1}_{Z-2} X_{N+1}$ ,  ${}^{A-1}_{Z-3} X_{N+2}$ ,  ${}^A_{Z-2} X_{N+2}$ ). Les paramètres  $P_{p1}, P_{p2}, P_{p3}$  représentent les valeurs respectives du rapport d'embranchement total proton pour les différents noyaux.*

Soient  $\varepsilon_\beta$  l'efficacité de détection pour les particules  $\beta$  du détecteur d'implantation,  $P_p, P_{p1}, P_{p2}$  les rapports d'embranchement absolu proton des noyaux tels qu'ils sont définis sur la *figure 2.19* et  $T_{1/2}^1, T_{1/2}^2, T_{1/2}^3$  leurs durées de vie respectives en millisecondes,  $N(t)$  l'évolution dans le temps du nombre de coups dû à la désintégration du noyau considéré est calculé de la manière suivante :

$$N(t) = N_1 * e^{-\lambda_1 * t} + N_2 * (e^{-\lambda_2 * t} - e^{-\lambda_1 * t}) + N_3 * (e^{-\lambda_3 * t} - e^{-\lambda_1 * t}) + N_4 \quad (2.20)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \lambda_1 = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}^1} \\ \lambda_2 = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}^2} \\ \lambda_3 = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}^3} \end{cases}$$

où  $N_4$  est une constante ajustée sur le fond de la distribution en temps et où  $N_1, N_2$  et  $N_3$  représentent les contributions respectives des différents noyaux. Ces facteurs sont calculés par les relations suivantes :

$$\begin{cases} N_1 = \lambda_1 * N_0 \\ N_2 = \lambda_1 * N_0 * \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} * \frac{P_{p1} * [P_{p2} + (1 - P_{p2}) * \varepsilon_\beta]}{P_{p1} + (1 - P_{p1}) * \varepsilon_\beta} \\ N_3 = \lambda_1 * N_0 * \frac{\lambda_3}{\lambda_1 - \lambda_3} * \frac{(1 - P_{p1}) * [P_{p3} + (1 - P_{p3}) * \varepsilon_\beta]}{P_{p1} + (1 - P_{p1}) * \varepsilon_\beta} \end{cases} \quad (2.21)$$

où  $N_0$  est le nombre de noyaux analysés.

D'après les *équations 2.20* et *2.21*, il est évident que la détermination de la durée de vie d'un noyau, donnée par le coefficient  $\lambda_1$ , dépend à la fois des rapports d'embranchement total proton ( $P_{p1}, P_{p2}, P_{p3}$ ) mais aussi de l'efficacité de détection  $\varepsilon_\beta$  des particules  $\beta$  du détecteur d'implantation.

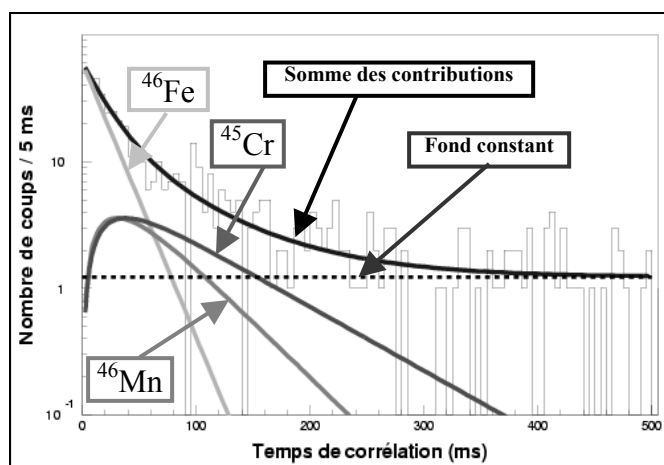
Pour calculer  $\varepsilon_\beta$ , j'ai pris comme noyaux de références des noyaux émetteurs 100 %  $\beta$  (voir *tableau 2.7*). En effet si on considère que l'efficacité de détection  $\beta$  est de 100 %, la surface délimitée par l'exponentielle de décroissance en temps et par le fond constant doit donner un nombre de particules  $\beta$  émises égal au nombre de noyaux identifiés, puisqu'à chaque noyau doit être corrélée une radioactivité. Pour déterminer  $\varepsilon_\beta$ , il suffit alors de diviser le nombre de coups présents dans la surface définie précédemment par le nombre total de noyaux implantés. Les valeurs des efficacités de détection des particules  $\beta$  calculées pour chaque noyau ainsi que la valeur moyenne, dont je me servirai pour la détermination des

durées de vie et des rapports d'embranchement absolu proton, sont résumées dans le *tableau 2.7*. Les valeurs moyennes sont obtenues par l'ajustement d'une constante sur l'ensemble des efficacités calculées pour chaque noyau. La faible différence entre les deux valeurs  $\varepsilon_{\beta} = 13.2$  (22) % pour E312b et  $\varepsilon_{\beta} = 12.2$  (27) % pour E312c s'explique par le fait que les détecteurs d'implantation utilisés pour les deux expériences étaient identiques, tout comme les positions et le réglage des seuils de déclenchements de ce détecteur.

Noyaux	Efficacité de détection des particules $\beta$ (%)	
	E312b	E312c
$^{39}\text{Ca}$	-	12.9 (17)
$^{42}\text{Ti}$	-	11.3 (6)
$^{43}\text{Ti}$	-	15.7 (6)
$^{45}\text{V}$	15.6 (45)	17.1 (8)
$^{46}\text{Cr}$	14.4 (6)	11.0 (3)
$^{47}\text{Cr}$	16.8 (8)	15.7 (21)
$^{48}\text{Mn}$	12.8 (2)	-
$^{49}\text{Mn}$	16.2 (6)	-
$^{51}\text{Fe}$	14.8 (7)	-
Valeur moyenne (%)	<b>13.2 (22)</b>	<b>12.2 (27)</b>

*Tableau 2.7 : Calcul des efficacités de détection des particules  $\beta$  du détecteur d'implantation pour les noyaux émetteurs 100 %  $\beta$ . Les valeurs moyennes obtenues pour les expériences E312b et E312c sont très voisines du fait de l'épaisseur identique des détecteurs d'implantation.*

La *figure 2.20* représente l'ajustement de la durée de vie de  $^{46}\text{Fe}$  et montre les différentes contributions dues à la décroissance de ce noyau ( $^{46}\text{Mn}$ ,  $^{45}\text{Cr}$ ). Lors de la détermination de la durée de vie, les paramètres concernant les durées de vie et les rapports d'embranchement total protons des noyaux de la filiation, ainsi que l'efficacité de détection des particules  $\beta$  sont fixés.



*Figure 2.20 : Ajustement de la durée de vie dans le cas de  $^{46}\text{Fe}$ . Les contributions des durées de vie des noyaux de la filiation sont pris en compte ainsi que leurs rapports d'embranchement total protons et l'efficacité de détection des particules  $\beta$ .*

Une fois que l'efficacité de détection des particules  $\beta$  est déterminée, il reste à mettre en place une méthode pour calculer les rapports d'embranchement absolu proton. Pour cela, il est possible de tenir compte du fait que les émissions de protons retardés ne sont favorisées et ne présentent des rapports d'embranchements conséquents que pour des énergies supérieures à un seuil. De plus, pour les basses énergies, il est quasiment impossible d'extraire du « fond  $\beta$  » un pic dû à une émission proton. Ce seuil déterminé de manière empirique est fixé à 900 keV. Le moyen le plus approprié pour calculer les rapports d'embranchement absolu proton est alors de projeter le spectre de décroissance en temps conditionné par une énergie déposée dans le détecteur d'implantation supérieure au « seuil » d'émission proton. Il suffit alors d'ajuster le spectre de décroissance en temps par la fonction décrite dans l'équation 2.20 en fixant la valeur du paramètre  $P_{p1}$  à 1. De cette manière, le nombre de protons total émis par le noyau est donné par le paramètre  $N_0$  défini dans l'équation 2.20. Le rapport d'embranchement total proton  $P_{p1}$  et son erreur associée  $\Delta P_{p1}$  est donné par :

$$\begin{cases} P_{p1} = \frac{N_0}{N^{imp}} \\ \Delta P_{p1} = \frac{\Delta N_0}{N^{imp}} \end{cases} \quad (2.22)$$

La dernière étape consiste à injecter dans l'équation 2.20 les valeurs déterminées pour  $\varepsilon_\beta$  et  $P_{p1}$ , et d'évaluer la durée de vie du noyau en tenant compte de la contribution de chacun des descendants et ce pour tous les types de décroissances ( $\beta$  ou  $\beta$ -p). Il est alors possible de vérifier la cohérence du rapport d'embranchement absolu proton en calculant le nombre de protons  $N^p$  et de  $\beta$   $N^\beta$  émis par le noyau, la somme des deux devant être égale aux incertitudes près au nombre de noyaux implantés. Le calcul de  $N^p$  et de  $N^\beta$  est indiqué dans les équations 2.23. Les erreurs  $\Delta N^p$  et de  $\Delta N^\beta$  sont données dans l'équation 2.24.

$$\begin{cases} N^p = \frac{P_{p1} * N_0}{P_{p1} + (1 - P_{p1}) * \varepsilon_\beta} \\ N^\beta = \frac{(1 - P_{p1}) * N_0}{P_{p1} + (1 - P_{p1}) * \varepsilon_\beta} \end{cases} \quad (2.23)$$

$$\begin{cases} \Delta N^p = \frac{1}{P_{p1} + (1 - P_{p1}) \varepsilon_\beta} \sqrt{\left(\frac{N_0 \varepsilon_\beta}{P_{p1} + (1 - P_{p1}) \varepsilon_\beta}\right)^2 \Delta P_{p1}^2 + P_{p1}^2 \Delta N_0^2 + \left(\frac{P_{p1} N_0 (1 - P_{p1})}{P_{p1} + (1 - P_{p1}) \varepsilon_\beta}\right)^2 \Delta \varepsilon_\beta^2} \\ \Delta N^\beta = \frac{1}{P_{p1} + (1 - P_{p1}) \varepsilon_\beta} \sqrt{\left(\frac{N_0}{P_{p1} + (1 - P_{p1}) \varepsilon_\beta}\right)^2 \Delta P_{p1}^2 + (1 - P_{p1})^2 \Delta N_0^2 + \left(\frac{N_0 (1 - P_{p1})^2}{P_{p1} + (1 - P_{p1}) \varepsilon_\beta}\right)^2 \Delta \varepsilon_\beta^2} \end{cases} \quad (2.24)$$

## 2.5 – Conclusion

Tout au long de ce chapitre nous avons vu les différents aspects permettant de mener à bien une analyse complète pour un noyau donné en fonction des différents paramètres expérimentaux. Cette méthode sera appliquée à l'ensemble des noyaux analysés dans le chapitre suivant. Il sera ainsi possible de construire des schémas partiels de décroissance pour l'ensemble des isotopes et de proposer des valeurs plus précises pour les durées de vie.



## CHAPITRE 3 : Etude spectroscopique des noyaux riches en protons dans la région $22 \leq Z \leq 28$ et $T_z \leq -3/2$

Les données spectroscopiques sont constituées d'événements de décroissance  $\beta$ -p( $-\gamma$ ) et  $\beta$ - $\gamma$  caractérisant la radioactivité des noyaux étudiés. L'analyse des données consiste à mesurer l'énergie et l'intensité des transitions correspondantes afin de reconstruire les schémas partiels de décroissance et à déterminer leurs durées de vie. Les procédures d'étalonnage en énergie, permettant d'obtenir l'information sur les énergies associées aux différents types de transitions, ainsi que la méthode d'analyse ont été décrites dans le chapitre précédent. Les noyaux d'intérêt analysés se situent dans la région  $22 \leq Z \leq 28$  et  $T_z \leq -\frac{3}{2}$ . Le nombre d'isotopes identifiés par expérience est indiqué dans le *tableau 3.1*.

Noyaux	Nombre de noyaux identifiés dans E312a	Nombre de noyaux identifiés dans E312b	Nombre de noyaux identifiés dans E312c
<sup>39</sup> Ti	147	-	-
<sup>40</sup> Ti	6642	4991	541
<sup>41</sup> Ti	-	-	12649
<sup>43</sup> V	-	1547	6881
<sup>42</sup> Cr	167	-	-
<sup>43</sup> Cr	9548	4448	166
<sup>44</sup> Cr	8529	1152	1667
<sup>45</sup> Cr	-	61431	25029
<sup>46</sup> Cr	-	102291	94374
<sup>46</sup> Mn	1650	2039	2667
<sup>47</sup> Mn	-	76122	11863
<sup>45</sup> Fe	31	20	-
<sup>46</sup> Fe	328	211	-
<sup>47</sup> Fe	6344	1335	623
<sup>48</sup> Fe	-	7228	4053
<sup>49</sup> Fe	-	156811	13217
<sup>50</sup> Co	-	10798	3880
<sup>51</sup> Co	-	67050	-
<sup>48</sup> Ni	4	-	-
<sup>49</sup> Ni	47	41	-
<sup>50</sup> Ni	93	52	18
<sup>51</sup> Ni	66	464	903
<sup>52</sup> Ni	-	18549	1702
<sup>53</sup> Ni	-	99246	-

*Tableau 3.1 : Tableau récapitulatif du nombre de noyaux analysés dans les expériences E312a, E312b et E312c.*

Dans ce chapitre, les durées de vie  $\beta$ -p sont calculées pour les trois expériences (E312a, E312b et E312c), l'analyse des énergies (dans le centre de masse) et des intensités absolues pour les transitions  $\beta$ -p est faite pour les expériences E312b et E312c. La détermination des énergies et des intensités des transitions  $\gamma$  est basée sur les données de l'expérience E312c. Les spectres des durées de vie présentés sont les spectres somme obtenus à partir des trois expériences. Les figures concernant les énergies protons représentent les énergies somme recueillies dans E312b et E312c. Quant aux spectres en énergie du rayonnement  $\gamma$  et de coïncidence p- $\gamma$ , ils sont réalisés uniquement à partir des données de E312c. Les pics protons sont tous repérés par des chiffres et sont ajustés à l'aide d'une gaussienne incluant une traîne exponentielle lorsque cela est nécessaire. Les ajustements de ces pics se font à partir des spectres énergies incluant l'erreur statistique due à la soustraction de fond. Lorsque celle-ci augmente, il devient très difficile d'ajuster correctement les pics protons : seuls sont conservés ceux dont les ajustements convergent et donnent une largeur à mi-hauteur raisonnable. Ce problème apparaît notamment dans les spectres en énergie présentant une structure complexe. Cependant, l'impossibilité d'établir une liste exhaustive des transitions protons n'est pas gênante dans la mesure où très peu d'entre elles pourraient être placées sur des schémas de décroissance. Les transitions  $\gamma$  sont identifiées par des lettres. Chaque fois que cela est possible, les valeurs moyennes des durées de vie, des énergies protons et du rayonnement  $\gamma$  sont calculées à l'aide de la formule des moyennes pondérées. Si l'ajustement des valeurs par cette méthode donne un  $\chi^2 > 1$ , les erreurs sont normalisées en les multipliant par  $\sqrt{\chi^2}$  et les valeurs moyennes sont recalculées en tenant compte de celles-ci. Enfin, il est à noter que les valeurs données par Giovinazzo *et al.* tirées de la référence [Gio01] ne sont pas prises en considération dans les calculs de valeurs moyennes, celles-ci provenant d'une analyse précédente de l'expérience E312a.

Pour ce qui est des excès de masse, ils sont calculés de deux manières différentes à partir des données expérimentales dans le cadre de l'équation IMME et de la méthode du déplacement coulombien en énergie d'Antony et Pape (voir *chapitre 1*). Les résultats de ces calculs sont ensuite comparés avec les excès de masse donnés par Audi *et al.* et par Janecke et Masson.

### 3.1 – Les isotopes du titane

Dans le chapitre précédent, les noyaux de  $^{41}\text{Ti}$  et de  $^{40}\text{Ti}$  ayant servis à réaliser l'étalonnage en énergie des protons émis dans les décroissances radioactives, les résultats énoncés dans ce paragraphe pour ces deux noyaux ne servent qu'à valider la méthode d'analyse.

#### 3.1.1 – Spectroscopie de $^{41}\text{Ti}$

La décroissance de  $^{41}\text{Ti}$  a été étudiée à de multiples reprises depuis 1974. Ce noyau décroît à près de 100 % par émission  $\beta$ -p sur  $^{40}\text{Ca}$  via les niveaux excités de  $^{41}\text{Sc}$ . Sa durée de vie et les rapports d'embranchement proton sont très bien connus. Il est alors possible de comparer les résultats obtenus grâce à la méthode d'analyse mise en place dans le chapitre précédent avec ceux des travaux antérieurs. La durée de vie (voir *figure 3.1*) et le rapport d'embranchement total proton sont résumés dans le *tableau 3.2*.

La valeur de la durée de vie calculée pour  $^{41}\text{Ti}$  est  $T_{1/2} = (82.2 \pm 1.2) \text{ ms}$ . Cette valeur est en bon accord avec les valeurs trouvées dans les références [Liu98, Bha98, Tri97 et Sex74] répertoriées dans le *tableau 3.2*. La durée de vie moyenne calculée donne comme valeur :

$$T_{1/2} = (80.9 \pm 0.6) \text{ ms}$$

Il en est de même pour le rapport d'embranchement total proton moyen  $P_p = (96.0 \pm 1.7) \%$ .

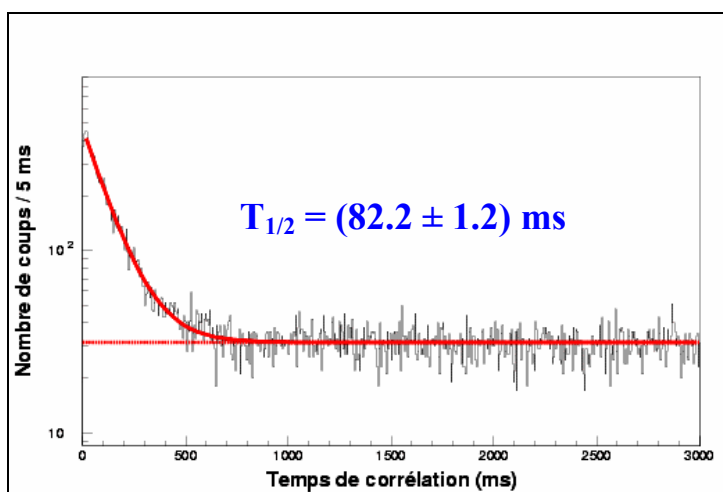


Figure 3.1 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{41}\text{Ti}$ . La durée de vie de ce noyau est évaluée à  $T_{1/2} = (82.2 \pm 1.2) \text{ ms}$ .

	Valeurs expérimentales						Valeurs théoriques	
	Moyenne	E312c	[Liu98]	[Bha98]	[Tri97]	[Sex74]	[Orm96]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	80.9 (6)	82.2 (12)	82 (3)	81.3 (20)	80.1 (9)	80 (2)	97	80
Rapport d'embranchement total proton (%)	96.0 (17)	94.0 (13)	104 (5)	95.3 (23)	100.3 (22)		-	-

Tableau 3.2 : Données comparées de la durée de vie et du rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{41}\text{Ti}$ . Le rapport d'embranchement total proton pour les deux références [Tri97, Sex74] est calculé en additionnant les rapports d'embranchement proton de la référence [Tri97] pour des énergies  $E_p^{cm} \leq 4854 \text{ keV}$  et ceux de la référence [Sex74] pour des énergies  $E_p^{cm} > 4854 \text{ keV}$ .

Le spectre en énergie proton est représenté sur le *figure 3.2*, et les énergies et rapports d'embranchement des différents pics protons sont donnés dans le *tableau 3.3*. Les valeurs des énergies des pics protons sont très peu différentes de celles trouvées lors d'expériences antérieures. Le noyau  $^{41}\text{Ti}$  est en effet un des noyaux ayant servi de référence pour l'étalonnage en énergie proton. Pour ce qui est des intensités absolues des transitions  $\beta$ -p, elles sont en accord, aux incertitudes près, avec celles répertoriées dans les précédentes publications [Bha98, Liu98, Hon97, Sex74]. On peut toutefois noter que pour le pic proton

d'énergie 4852(28) keV, l'intensité semble être plus importante que prévue. Il a été en effet impossible de séparer ce pic de deux autres pics protons proches en énergie donnés à  $(4953 \pm 26)$  keV et  $(4998 \pm 20)$  keV par Sextro *et al.* [Sex74] avec des intensités respectives de  $(0.8 \pm 0.1)$  % et  $(0.9 \pm 0.1)$  %. Si l'on retranche ces deux valeurs à celle donnée dans le *tableau 3.3*, on obtient un rapport d'embranchement de  $(28.0 \pm 1.2)$  % pour le pic N° 9, valeur en bon accord avec les précédentes.

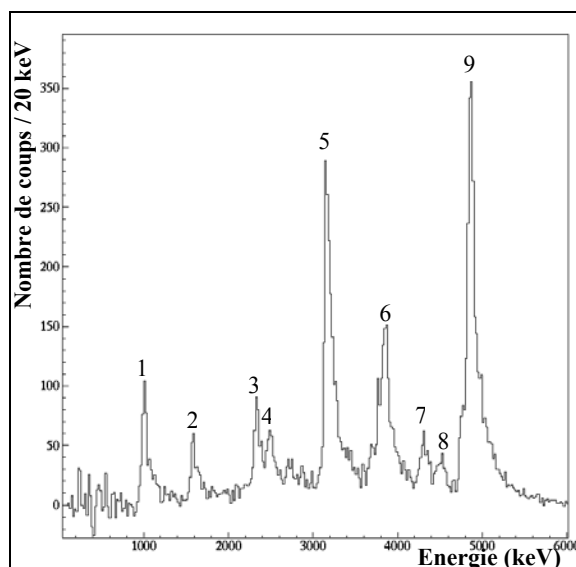


Figure 3.2 : Spectre en énergie des protons issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{41}\text{Ti}$  après soustraction de fond. Les énergies et les intensités des 9 pics protons identifiés sont données dans le *tableau 3.3*.

Numéro du pic	Moyenne		E312c		[Bha98]		[Liu98]		[Hon97]		[Sex74]	
	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)
1	1010(4)	6.0(4)	1003(15)	4.6(17)	1009(7)	5.3(3)	1000(31)	6.3(17)	1010(5)	5.1(5)	1025(15)	10.1(6)
2	1580(2)	4.2(4)	1576(15)	2.5(13)	1576(7)	2.3(2)	1578(20)	5.4(5)	1580(2)	7.5(7)	1585(15)	5.6(2)
3	2328(3)	5.0(4)	2340(17)	2.9(3)	2335(7)	4.1(2)	2327(25)	5.5(15)	2326(4)	4.7(5)	2328(10)	6.8(2)
4	2475(3)	3.3(2)	2490(19)	2.3(3)	2472(8)	2.5(2)	2501(40)	1.9(14)	2474(3)	2.2(3)	2501(21)	3.8(1)
5	3160(4)	16.5(5)	3161(20)	15.4(25)	3164(7)	16.5(8)	3172(10)	17.6(19)	3160(5)	17.2(10)	3153(15)	15.7(10)
6	3843(4)	7.8(3)	3839 (27)	8.4(25)	3845(8)	6.7(6)	3842(18)	10.2(10)	3842(5)	7.6(6)	3842(10)	8.1(5)
7	4293(4)	3.8(1)	4316(27)	2.0(4)	4290(8)	3.8(2)	4297(20)	3.3(7)	4294(6)	3.4(4)	4292(15)	4.0(1)
8	4495(6)	1.8(1)	4509(28)	1.4(4)	4507(11)	1.4(2)	4485(40)	2.4(5)	4490(8)	1.6(2)	4488(15)	1.9(1)
9	4853(5)	26.9(5)	4852(28)	29.7(12)	4854(8)	26.6(11)	4845(16)	27.9(29)	4854(4)	26.1(10)	4852(4)	26.1(1)

*Tableau 3.3 : Energies  $E_p$  des protons émis et rapports d'embranchement absolus  $I_p$  dans la décroissance de  $^{41}\text{Ti}$ . Les pics numérotés de 1 à 9 correspondent aux pics numérotés sur la figure 3.2. Les valeurs moyennes des énergies et des rapports d'embranchement sont calculées en ajustant par une constante l'ensemble des valeurs répertoriées dans le tableau. Les valeurs moyennes des énergies des pics (1, 5, 9) sont calculées sans tenir compte des valeurs de E312c. En effet celles-ci sont issues des valeurs moyennes ayant servies à l'étalonnage en énergie proton du détecteur d'implantation.*

### 3.1.2 – Spectroscopie de $^{40}\text{Ti}$

La désintégration de  $^{40}\text{Ti}$  a elle aussi été étudiée à de multiples reprises depuis 1990. Ce noyau décroît à près de 100 % par émission  $\beta$ -p vers  $^{39}\text{Ca}$  via les niveaux excités de  $^{40}\text{Sc}$ . Sa durée de vie et ses rapports d'embranchement protons étant très bien connus, une deuxième comparaison est faite entre les résultats obtenus grâce à la méthode d'analyse mise en place dans le chapitre précédent et ceux obtenus au cours de précédents travaux. La durée de vie (voir *figure 3.3*) et le rapport d'embranchement total proton sont résumés dans le *tableau 3.4*.

La durée de vie calculée à partir des résultats obtenus pour les expériences E312a et E312c pour  $^{40}\text{Ti}$  est  $T_{1/2} = (53.8 \pm 1.3) \text{ ms}$ . Cette valeur est en bon accord avec celles issues des références [Liu98, Bha98, Tri97, Dét90], répertoriées dans le *tableau 3.4*. La durée de vie moyenne est alors évaluée à :

$$T_{1/2} = (53.0 \pm 0.4) \text{ ms}$$

De la même manière, nous obtenons pour le rapport d'embranchement total proton  $P_p = (98.8 \pm 1.3) \%$ .

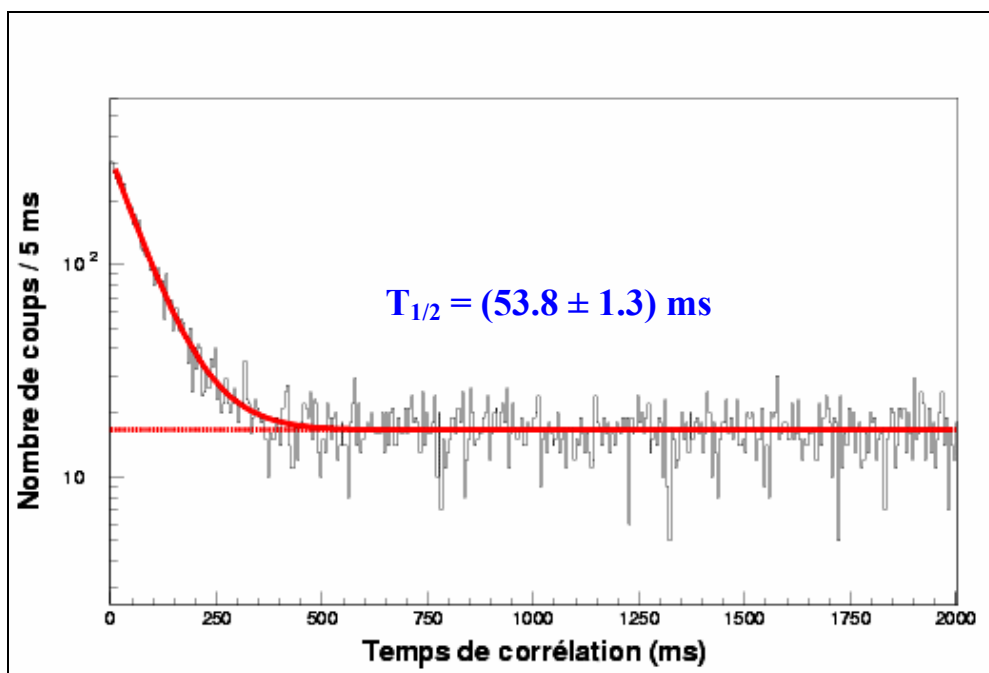


Figure 3.3 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{40}\text{Ti}$ . La durée de vie moyenne de ce noyau obtenue à partir des résultats des expériences E312a et E312c est évaluée à  $T_{1/2} = (53.8 \pm 1.3) \text{ ms}$ .

	Valeurs expérimentales							Valeurs théoriques	
	Moyenne	E312a	E312c	[Liu98]	[Bha98]	[Tri97]	[Dét90]	[Orm96]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	53.0 (4)	53.9 (14)	53.6 (32)	54 (2)	53.6 (6)	51.7 (6)	$56 \pm_{12}^{18}$	56	56
Rapport d'embranchement total proton (%)	98.8 (13)	-	90 (5)	101 (5)	99.0 (1.6)	100.2 (26)	-	-	-

Tableau 3.4 : Données comparées de la durée de vie et du rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{40}\text{Ti}$ .

La figure 3.4 représente le spectre en énergie des protons émis lors de la décroissance de  $^{40}\text{Ti}$ . Les énergies et rapports d'embranchement des différents pics protons sont donnés dans le tableau 3.5.

Les énergies des pics protons sont très peu différentes de celles trouvées dans les expériences antérieures. En effet, le noyau de  $^{40}\text{Ti}$  est un des noyaux ayant servi de référence pour l'étalonnage en énergie proton.

Pour ce qui est des intensités absolues des transitions  $\beta$ -p, elles sont en accord, aux incertitudes près, avec celles répertoriées dans les précédentes publications [Bha98, Liu98, Tri97, Dét90]. Les erreurs sur les rapports d'embranchement protons restent grandes en raison du faible nombre de noyaux implantés.

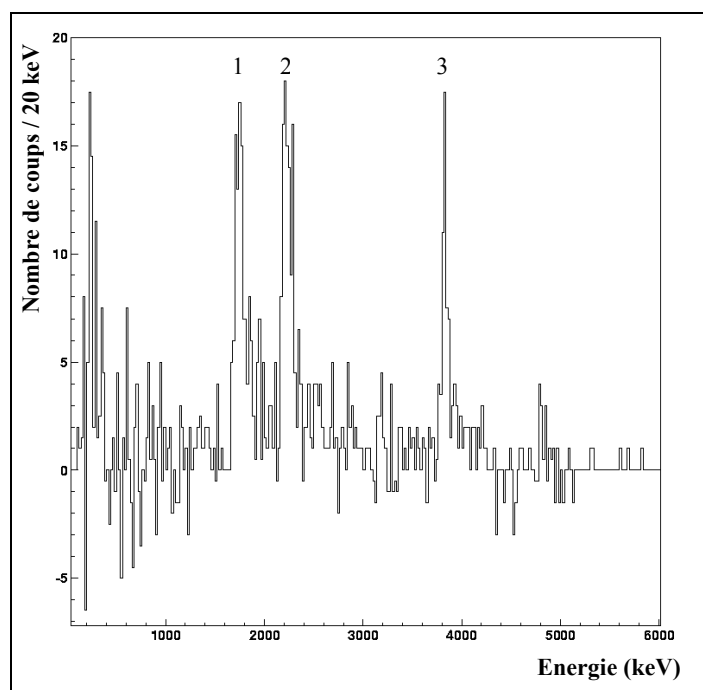


Figure 3.4 : Spectre en énergie des protons issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{40}\text{Ti}$  après soustraction de fond. Les énergies et les rapports d'embranchement des trois pics protons identifiés sont répertoriés dans le tableau 3.5.

Numéro du pic	Moyenne		E312c		[Bha98]		[Liu98]		[Tri97]		[Dét90]	
	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)
1	1744 (4)	22.2 (13)	1746 (16)	20 (7)	1745 (6)	23.8 (6)	1749 (10)	22.5 (21)	1741 (9)	24.9 (70)	1887 (123)	4.0 (20)
2	2215 (4)	29.4 (6)	2218 (17)	27 (7)	2215 (6)	29.8 (7)	2222 (10)	28.5 (19)	2214 (10)	29.4 (14)	2297 (123)	20.0 (40)
3	3829 (5)	21.7 (5)	3829 (24)	20 (9)	3830 (7)	21.7 (5)	3827 (10)	22.8 (19)	3829 (12)	21.8 (15)	3938 (123)	16.0(40)

Tableau 3.5 : Energies  $E_p$  des protons émis et rapports d'embranchement absolu  $I_p$  des émissions retardées de protons observées dans la désintégration de  $^{40}\text{Ti}$ . Les pics numérotés 1 à 3 correspondent aux pics de la figure 3.4. Les valeurs moyennes des énergies sont calculées en ajustant par une constante les valeurs expérimentales, exceptées celles calculées pour E312c. En effet celles-ci sont issues des valeurs moyennes ayant servies à l'étalonnage en énergie proton du détecteur d'implantation. Quant aux valeurs moyennes sur les rapports d'embranchement, elles sont calculées à partir de toutes les valeurs expérimentales.

### 3.1.3 – Spectroscopie de $^{39}\text{Ti}$

Le noyau  $^{39}\text{Ti}$  a été produit pour la première fois au GANIL en 1990 [Dét90]. Cette expérience avait pour but l'étude du mode de décroissance radioactif de ce noyau dans la recherche de l'émission directe de deux protons. Il s'avère que  $^{39}\text{Ti}$ , même s'il est non lié de 530 à 798 keV (voir tableau 3.6) par rapport à l'émission directe de deux protons, décroît uniquement par émission d'un ou deux protons retardés,  $^{39}\text{Sc}$  étant non lié. L'absence d'émission directe de deux protons dans la décroissance de  $^{39}\text{Ti}$  a par la suite été confirmée par d'autres expériences [Gio01, Mol92].

Références	$S_{2p}$ (keV)
[Gio01]	-670 (100)
[Orm96]	-666 (107)
[Col96]	-798 (39)
[Mol92]	-530 (65)
[Bro91a]	-657

Tableau 3.6 : Différentes valeurs de l'énergie de séparation deux protons pour  $^{39}\text{Ti}$  déterminées expérimentalement ([Gio01, Mol92]), et théoriquement ([Orm96, Col96, Bro91a]).

La distribution en temps des événements dus à la décroissance de  $^{39}\text{Ti}$  est représentée sur la figure 3.5. La durée de vie est évaluée à  $T_{1/2} = (28.9 \pm 3.3)$  ms. Cette valeur est proche de celles données dans les références [Dét90, Gio01], répertoriées dans le tableau 3.7. La durée de vie moyennée conduit alors à la valeur suivante :

$$T_{1/2} = (28.5 \pm 3.0) \text{ ms}$$

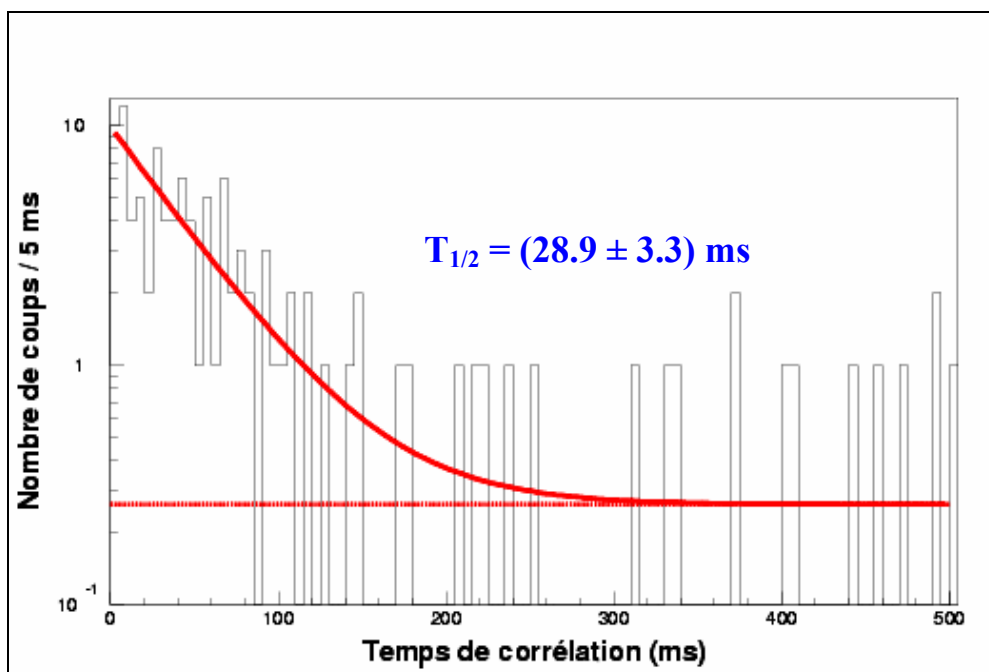


Figure 3.5 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{39}\text{Ti}$ . Le temps de corrélation représenté ici est égal à 500 ms pour des raisons de lisibilité dues au faible nombre de noyaux implantés. La durée de vie obtenue de ce noyau à partir de l'expérience E312a est évaluée à  $T_{1/2} = (28.9 \pm 3.3) \text{ ms}$ .

	Valeurs expérimentales				Valeurs théoriques	
	Moyenne	E312a	[Gio01]	[Dét90]	[Orm96]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	28.5 (30)	28.9 (33)	$31 \pm_4^6$	$28 \pm_7^8$	28	29
Rapport d'embranchement total proton (%)	85 (15)	-	-	85 (15)	-	-

Tableau 3.7 : Données comparées de la durée de vie et du rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{39}\text{Ti}$ .

### 3.2 – Spectroscopie de $^{43}\text{V}$

L'existence de  $^{43}\text{V}$  a pour la première fois été mise en évidence en 1986 lors d'une expérience au GANIL [Pou87]. La durée de vie de ce noyau et son mode de décroissance n'ont été étudiés que quelques années plus tard [Bor92]. D'après cette étude,  $^{43}\text{V}$  se désintégrerait par émission  $\beta$  sur des niveaux excités de  $^{43}\text{Ti}$  probablement suivi d'une émission de rayonnement  $\gamma$ , et sa durée de vie serait estimée à  $T_{1/2} > 800 \text{ ms}$ .

Cependant, d'après les données recueillies au cours des expériences E312b et E312c, la durée de vie du  $^{43}\text{V}$ , présentée sur la figure 3.6, est évaluée à  $T_{1/2} = (81.3 \pm 5.1) \text{ ms}$ . Cette



valeur est totalement différente de celle trouvée par Borrel *et al.*, mais semble cohérente avec les prédictions (voir *tableau 3.8*) des différents modèles théoriques (entre 39.9 et 167 ms). Aussi dans le calcul de la valeur moyenne de la durée de vie je ne tiendrai pas compte de celle donnée par cette dernière ; il en résulte une valeur :

$$T_{1/2} = (81.3 \pm 5.1) \text{ ms}$$

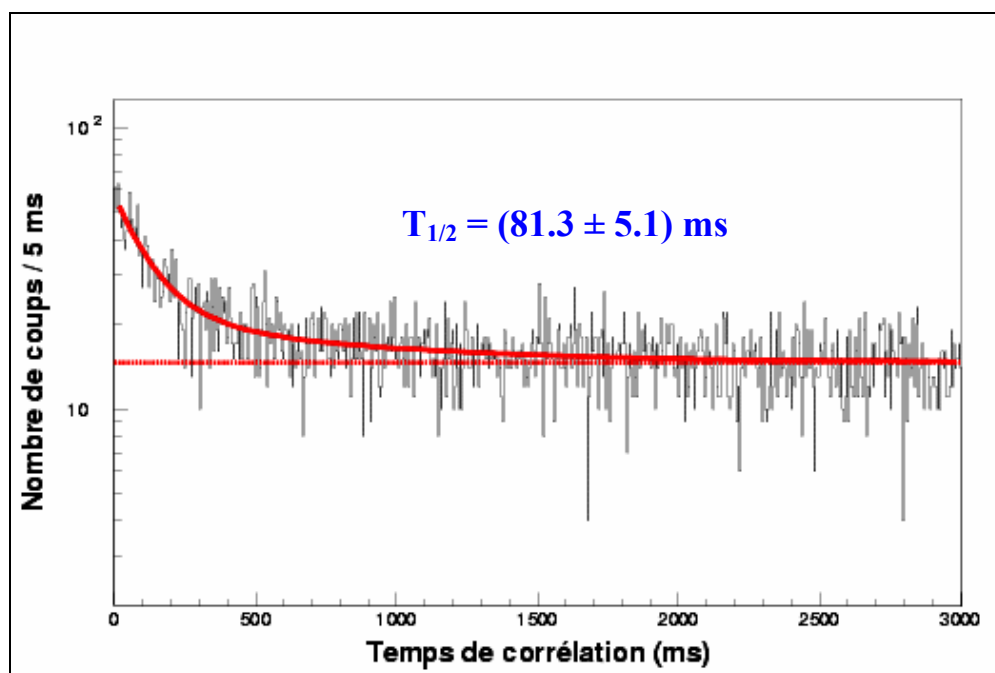


Figure 3.6 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{43}\text{V}$ . La durée de vie de ce noyau moyennée à partir des valeurs trouvées pour E312b et E312c est évaluée à  $T_{1/2} = (81.3 \pm 5.1) \text{ ms}$ .

	Valeurs expérimentales				Valeurs théoriques				
	Moyenne	E312b	E312c	[Bor92]	[Hon04b]	[Aud03]	[Orm96]	[Tac90]	[Hir91]
Durée de vie (ms)	81.3 (51)	73.5 (79)	86.9 (67)	> 800	72	80	84	167	39.9
Rapport d'embranchement total proton (%)	< 10	< 9.0 (11)	< 1.9 (6)	-	-	-	-	-	-

Tableau 3.8 : Valeurs expérimentales et théoriques de la durée de vie et du rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{43}\text{V}$ .

Pour ce qui est du rapport d'embranchement total proton, une limite supérieure  $P_p < 10 \%$  a pu être établie (voir *tableau 3.8*). Ceci est confirmé par l'analyse du spectre en énergie proton, présenté sur la *figure 3.7*, qui ne montre pas de transitions par émission de protons de

fortes intensités. Il semble que le noyau de  $^{43}\text{V}$  se désintègre donc principalement par émission  $\beta$  sur des niveaux excités de  $^{43}\text{Ti}$  suivie d'une émission de rayonnement  $\gamma$ .

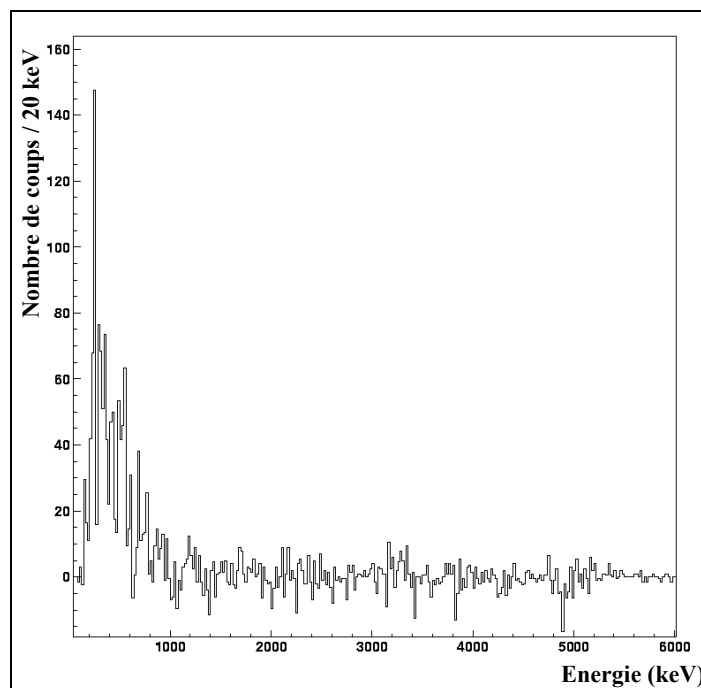


Figure 3.7 : Spectre en énergie de la décroissance radioactive de  $^{43}\text{V}$  après soustraction de fond. Aucune émission de protons n'a pu être mise en évidence dans la désintégration de cet isotope.

L'analyse du spectre de rayonnement  $\gamma$  délivré par les détecteurs germanium (*figure 3.8*), ne permet pas d'identifier clairement de raies. Cela est dû en grande partie au faible nombre de noyaux de  $^{43}\text{V}$  implantés et à la faible efficacité des détecteurs germanium dans l'expérience E312c.

Cependant, la probable présence d'une raie  $\gamma$  (voir *figure 3.8*) à  $E_\gamma = (612.5 \pm 0.4)$  keV avec une intensité  $I_\gamma = (2.3 \pm 1.0)$  % correspondant à la désexcitation du niveau  $1^+$  vers le niveau  $0^+$  de  $^{42}\text{Sc}$ , indique que le noyau de  $^{43}\text{V}$  décroît aussi par émission retardée de protons avec un faible rapport d'embranchement. La faible intensité de cette transition  $\beta$ -p- $\gamma$  est due au fait que l'état isobarique analogue (IAS) du  $^{43}\text{V}$  est lié et ne peut donc pas se désintégrer par émissions de protons.

Celui-ci est tout de même peuplé par désintégration  $\beta$  et peut se désexciter par émission de rayonnement  $\gamma$ . L'alimentation par  $\beta$  de ce niveau calculé de façon théorique donne un rapport d'embranchement égal à :  $\text{BR}_{\text{th}} = 19.6$  %. Il devrait donc être possible d'identifier des raies  $\gamma$  pouvant indiquer la présence de décroissances par émission  $\gamma$  de ce niveau excité dans le noyau de  $^{43}\text{Ti}$ . L'absence de telles raies  $\gamma$  indique soit que leurs énergies sont très grandes et non observées par le dispositif de détection germanium, soit que l'IAS de  $^{43}\text{V}$  se désintègre par émission de plusieurs  $\gamma$  sur des niveaux différents.

D'autre part, seuls des niveaux dont l'énergie est supérieure à l'énergie de séparation d'un proton ( $S_p$ ) dans  $^{43}\text{Ti}$  peuvent se désintégrer par émission proton. L'alimentation de ces niveaux excités dans  $^{43}\text{Ti}$  n'est pas favorisée d'un point de vue énergétique puisque  $S_p = (4489 \pm 7) \text{ keV}$  [Aud03] et que le  $Q_\beta = (11300 \pm 230) \text{ keV}$  [Aud03] pour le  $^{43}\text{V}$ .

Le noyau de  $^{43}\text{V}$  est donc un émetteur  $\beta$ -p avec un faible rapport d'embranchement ( $<10\%$ ) et se désintègre principalement par émission de particules  $\beta$  probablement suivi d'émission de rayonnement  $\gamma$  dont les énergies et intensités n'ont pu être ici déterminées.

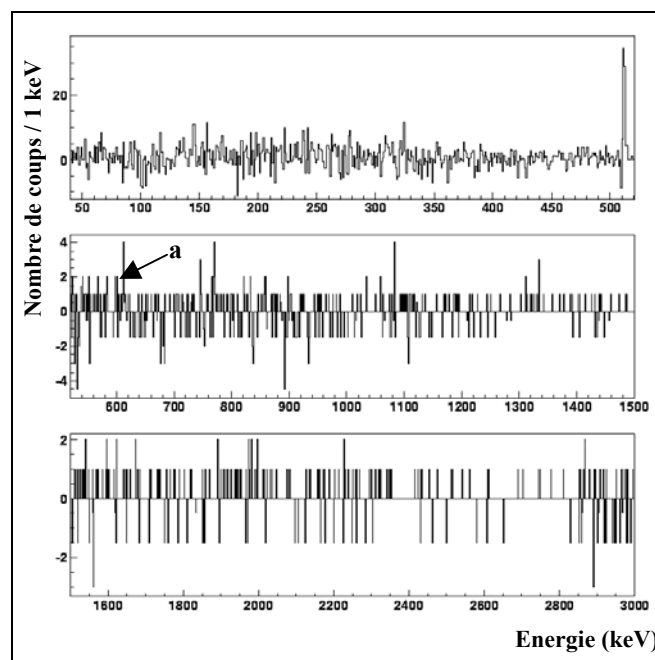


Figure 3.8 : Spectre en énergie de rayonnement  $\gamma$  de  $^{43}\text{V}$  après soustraction de fond. La probable présence d'une raie  $\gamma$  notée (a) sur le spectre à  $(612.5 \pm 0.4) \text{ keV}$  semble indiquer que  $^{43}\text{V}$  décroît pour partie par émission  $\beta$ -p. Le petit nombre de noyaux implantés et la faible efficacité de détection du rayonnement  $\gamma$  ne permettent pas l'observation d'autres raies  $\gamma$ .

### 3.3 – Les isotopes du chrome

Les isotopes du chrome ici étudiés vont du noyau de  $^{45}\text{Cr}$  au noyau de  $^{42}\text{Cr}$  et sont caractérisés par  $Z = 24$ .

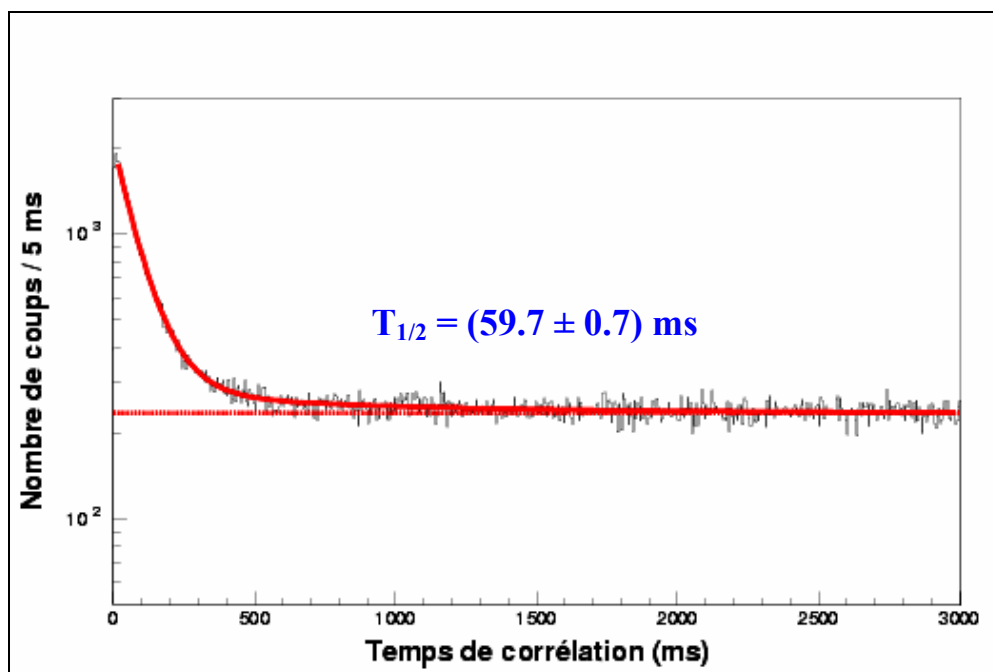
#### 3.3.1 – Spectroscopie de $^{45}\text{Cr}$

Le noyau de  $^{45}\text{Cr}$  a été découvert en 1974 par K. P. Jackson *et al.* lors d'une expérience réalisée au Chalk River MP Tandem au Canada [Jac74]. Ces derniers ont observé un pic proton à une énergie  $E_p = (2100 \pm 50)$  keV et ont mesuré une durée de vie pour ce pic proton égale à  $T_{1/2} = (50 \pm 6)$  ms.

L'analyse des données issues des expériences E312b et E312c conduisent à une durée de vie (voir *figure 3.9*) de  $T_{1/2} = (59.7 \pm 0.7)$  ms. En tenant compte de l'ensemble des valeurs données dans le *tableau 3.9*, la durée de vie moyenne de  $^{45}\text{Cr}$  est évaluée à :

$$T_{1/2} = (59.7 \pm 0.7) \text{ ms}$$

Les rapports d'embranchement totaux proton calculés à partir des données de E312b et E312c sont en bon accord entre eux (*tableau 3.9*). La valeur moyenne de cette grandeur est :  $P_p = (33.9 \pm 1.1) \%$ .



*Figure 3.9 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{45}\text{Cr}$ . La durée de vie moyenne de ce noyau, déterminée à partir des expériences E312b et E312c, est évaluée à  $T_{1/2} = (59.7 \pm 0.7)$  ms.*

	Valeurs expérimentales				Valeurs théoriques	
	Moyenne	E312b	E312c	[Jac74]	[Hon04b]	[Orm96]
Durée de vie (ms)	59.7 (7)	60.0 (10)	59.5 (9)	50 (6)	54	69
Rapport d'embranchement total proton (%)	33.9 (11)	32.8 (10)	35.1 (10)	-	-	-

Tableau 3.9 : Durées de vie expérimentales et théoriques et rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{45}\text{Cr}$ .

L'analyse du spectre en énergie proton (figure 3.10) montre clairement la présence d'un pic (pic 4) situé à une énergie moyenne (E312b et E312c) correspondant à  $E_p = (2085 \pm 13)$  keV. En ajoutant la valeur calculée par K. P. Jackson *et al.*, l'énergie moyenne du proton 4 est égale à :  $E_p = (2086 \pm 13)$  keV.

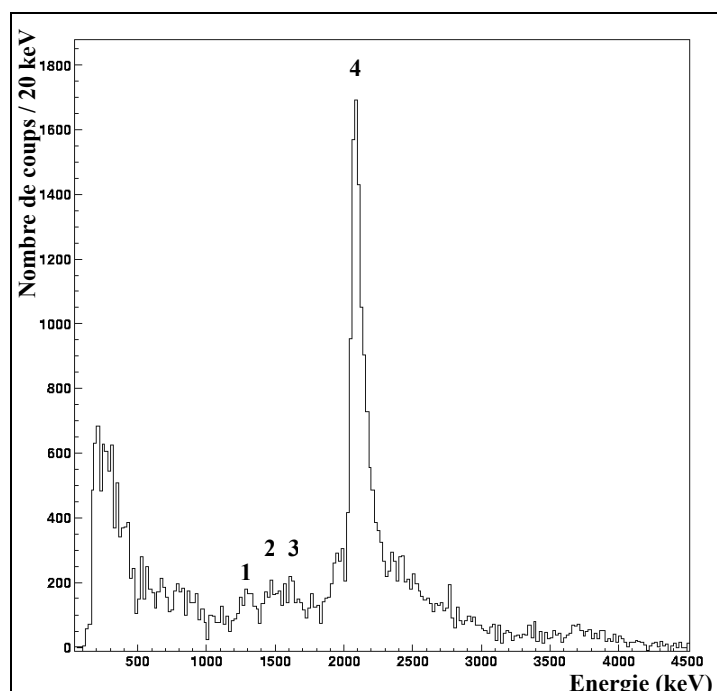
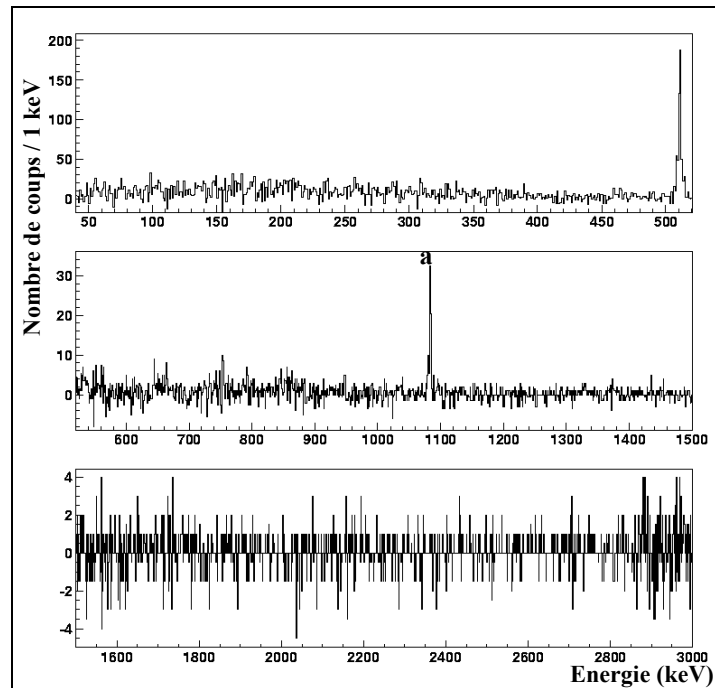


Figure 3.10 : Spectre en énergie de la décroissance radioactive de  $^{45}\text{Cr}$  après soustraction de fond. Les énergies et intensités des pics protons numérotés de 1 à 4 sont répertoriées dans le tableau 3.10. Le pic 4 a déjà été observé par Jackson *et al.* en 1974 à une énergie  $E_p = (2100 \pm 50)$  keV.

Cette transition correspond à la désintégration de l'IAS de l'état fondamental de  $^{45}\text{Cr}$ . Le rapport d'embranchement du proton émis à partir de cet état vaut 19.1 (14) %. La valeur de l'alimentation par  $\beta$  calculée théoriquement (33.4 %) est significativement plus élevée que celle déterminée expérimentalement. Cela pourrait vouloir dire que l'IAS ne décroît non seulement par émission proton, mais aussi par émission de rayonnement  $\gamma$  probablement de

grande énergie. Par ailleurs l'émission proton depuis l'IAS est corrélée à la raie  $\gamma$  notée (a) sur la *figure 3.11* à une énergie  $E_\gamma = 1083.36$  (13) keV avec une intensité  $I_\gamma = 27$  (3) %. Cette émission  $\gamma$  correspond à la désexcitation du premier niveau excité  $2^+$  dans le noyau de  $^{44}\text{Ti}$ . En se basant sur un tel schéma de décroissance pour l'IAS de  $^{45}\text{Cr}$  et sur les excès de masses donnés par Audi *et al.* [Aud03], on peut déterminer l'énergie de celui-ci :  $E_{\text{IAS}} = 4789$  (21) keV.



*Figure 3.11 : Spectre en énergie de rayonnement  $\gamma$  de  $^{45}\text{Cr}$  après soustraction de fond. La raie  $\gamma$  notée (a) à  $E_\gamma = (1083.36 \pm 0.13)$  keV correspond à la transition du premier niveau excité de  $^{44}\text{Ti}$  vers son état fondamental et est corrélée avec le pic proton noté 4 sur la *figure 3.10*.*

D'autre part, plusieurs autres pics protons sont présents à plus basses énergies. Ces pics sont numérotés 1 à 3 sur la *figure 3.10* et leurs énergies et intensités absolues sont résumées dans le *tableau 3.10*. Ces pics sont aussi en coïncidence avec la raie  $\gamma$  (a) (voir *figure 3.12*). Cependant, il n'a pas été possible de déterminer expérimentalement si les protons (1,2,3) alimentent directement le premier niveau excité  $2^+$  du noyau de  $^{44}\text{Ti}$ , ou si ces protons alimentent d'autres niveaux excités d'énergie supérieure dans ce même noyau. Si tel était le cas on devrait observer des raies  $\gamma$  correspondant à la désexcitation de ces niveaux vers le  $2^+$  du noyau de  $^{44}\text{Ti}$ . Le rapport d'embranchement de ces protons (1,2,3) étant petit ( $\sim 0.4$  %) et l'efficacité de détection  $\gamma$  étant faible aux énergies attendues, le dispositif expérimental ne permet pas d'observer des raies  $\gamma$  d'une telle intensité. Il est aussi peu probable que ces protons soient émis depuis l'IAS du fait des différences en énergie qui existent entre l'IAS et les niveaux  $0^+$  et  $4^+$  situés au dessus du premier niveau excité de  $^{44}\text{Ti}$ . Cela renforce l'idée que l'IAS décroît non seulement par émission de protons mais également par émission de rayonnement  $\gamma$ .

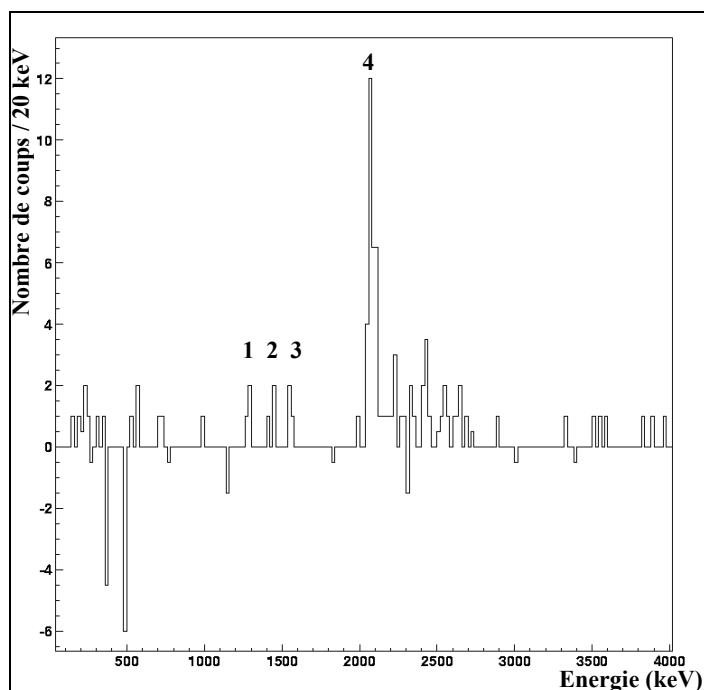


Figure 3.12 : Spectre en énergie des protons issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{45}\text{Cr}$ , en coïncidence avec la raie  $\gamma$  à 1082.36 keV. Les pics protons notés 1, 2, 3 et 4 correspondent à ceux répertoriés dans le tableau 3.10 et sont identifiés comme alimentant directement le premier état excité  $2^+$  de  $^{44}\text{Ti}$ . D'autres protons, d'énergies supérieures à celle du pic 4, semblent en coïncidence avec la raie  $\gamma$  (a). Cependant ils n'ont pu être observés sur le spectre en énergie des protons émis.

Numéro du pic	Moyenne		E312b		E312c		[Jac74]	
	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)
1	1303 (25)	0.5 (2)	1303 (25)	0.5 (2)	-	-	-	-
2	1468 (27)	0.4 (2)	1468 (27)	0.4 (2)	-	-	-	-
3	1609 (28)	0.4 (2)	1609 (28)	0.4 (2)	-	-	-	-
4	2086 (13)	19.1 (14)	2095 (25)	18.1 (21)	2081 (16)	20 (2)	2100 (50)	~ 25
a	1083.36 (13)	27 (3)	-	-	1083.36 (13)	27 (3)	-	-

Tableau 3.10 : Energies  $E_{p,\gamma}$  en keV et rapport d'embranchement absolu  $I_{p,\gamma}$  en % des émissions retardées des protons observés et du rayonnement  $\gamma$  dans la désintégration de  $^{45}\text{Cr}$ . Les pics numérotés 1 à 4 correspondent à ceux présents sur la figure 3.10. La raie  $\gamma$  notée (a) correspond à celle indiquée sur la figure 3.11.

On peut donc déduire de ces données un schéma partiel de décroissance radioactive pour le noyau de  $^{45}\text{Cr}$  représenté sur la figure 3.13, où seul le pic proton 4 et la raie  $\gamma$  (a) ont pu être placés.

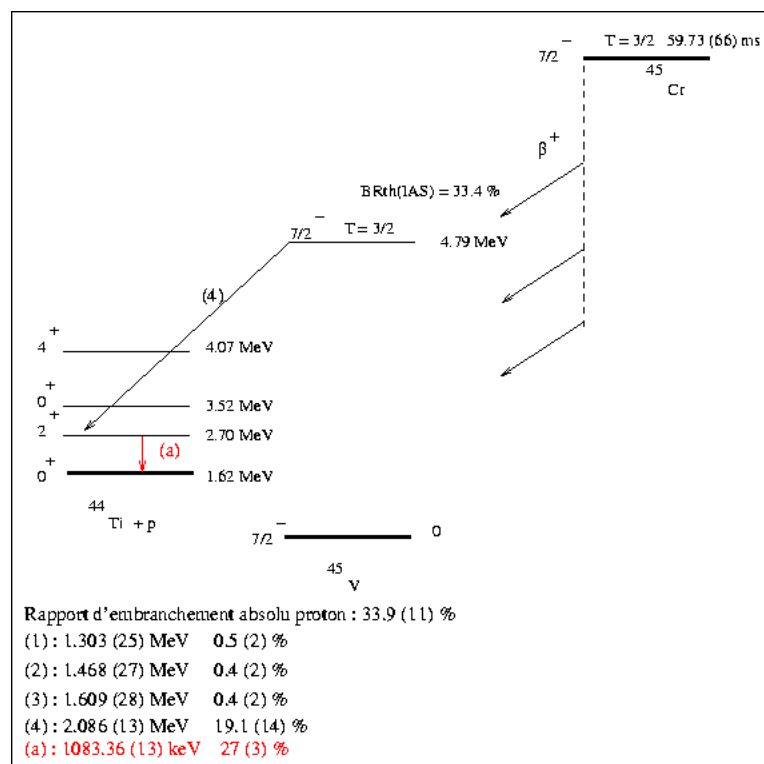


Figure 3.13 : Schéma partiel de décroissance de  $^{45}\text{Cr}$ . Seuls le pic proton 4 et la raie  $\gamma$  ont pu être placés dans ce schéma. Les protons (1,2,3) observés alimentent soit directement le premier niveau excité de  $^{44}\text{Ti}$ , soit d'autres niveaux excités de ce noyau, puis se désexcitent par émission d'un ou plusieurs  $\gamma$  sur le niveau  $2^+$  du noyau de  $^{44}\text{Ti}$ . Ce niveau se désexcite à nouveau par émission  $\gamma$  dont les caractéristiques correspondent à la raie  $\gamma$  (a) observée.

La détermination de l'énergie de l'IAS dans le noyau de  $^{45}\text{V}$  permet de calculer l'excès de masse pour le noyau de  $^{45}\text{Cr}$  par différentes méthodes, résumées dans le *tableau 3.11*.

En utilisant la formule de Masse des Multiplets Isobariques (IMME), et connaissant les valeurs des excès de masse de 3 des membres du multiplet ( $A = 45$ ,  $T = 3/2$ ,  $J^\pi = 7/2^-$ ), il est possible de calculer l'excès de masse de  $^{45}\text{Cr}$ . On connaît les excès de masse suivants :

$$\begin{cases} T_z = 3/2, \Delta_m(^{45}\text{Sc}) = -41.0678 (8) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \\ T_z = 1/2, \Delta_m(^{45}\text{Ti}) = -34.2827 (70) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et } [\text{Fir96}] \\ T_z = -1/2, \Delta_m(^{45}\text{V}) = -27.090 (13) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et ce travail} \end{cases}$$

On obtient alors :  $\Delta_m^{\text{IMME}}(^{45}\text{Cr}) = -19.49 (3) \text{ MeV}$ .

Il est aussi possible de calculer l'excès de masse de l'état fondamental du noyau de  $^{45}\text{Cr}$  à partir du déplacement d'énergie coulombien [Ant97] donné par la relation suivante :



$$\begin{cases} \Delta_m^{A-P}({}^{45}\text{Cr}) = \Delta_m(\text{IAS}) + \Delta E_c - \Delta_{nH} \\ \Delta E_c = 1411.1(3) * \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 886.8(13), \text{ pour } T=3/2 \end{cases} \quad (3.1)$$

où  $\bar{Z} = 23.5$  correspond au numéro atomique moyen des deux noyaux et où  $A = 45$  désigne leur nombre de masse. Appliquée au cas des deux états analogues des noyaux de  ${}^{45}\text{Cr}$  et de  ${}^{45}\text{V}$ , elle conduit à la valeur de  $\Delta E_c = 8436.2$  (24) keV. Les valeurs de  $\Delta_m(\text{IAS})$  mesurées dans ce travail et de  $\Delta_{nH}$  [Ant97] sont respectivement égales à  $-27090$  (13) et à  $782.354$  (3) keV. L'excès de masse atomique donne comme valeur  $\Delta_m^{A-P}({}^{45}\text{Cr}) = -19.44$  (2) MeV.

Les valeurs des excès de masse calculées à partir des valeurs expérimentales (IMME et Antony et Pape) sont en accord entre elles, aux incertitudes près, et sont proches de celle donnée par Janecke et Masson par un calcul théorique et de celle déduite par Audi au travers d'une extrapolation.

Méthode utilisée	Estimations		Prédictions	
	IMME	Antony et Pape	Janecke et Masson [Jan88]	Audi [Aud03]
$\Delta_m({}^{45}\text{Cr})$ en MeV	-19.49 (3)	-19.44 (2)	-19.56	-18.97 (50)

Tableau 3.11 : Comparaison des valeurs de l'excès de masse pour  ${}^{45}\text{Cr}$  calculées par différentes méthodes (IMME et déplacement d'énergie coulombien) avec celles données dans les références [Jan88, Aud03].

### 3.3.2 – Spectroscopie de ${}^{44}\text{Cr}$

Le noyau de  ${}^{44}\text{Cr}$  a été pour la première fois observé en 1987, lors d'une expérience au GANIL [Pou87]. Les premières données concernant la mesure de la durée de vie et l'observation d'émission de protons de ce noyau, quant à elles, remontent à 1992 [Bor92]. Ces données font état d'une durée de vie mesurée  $T_{1/2} = (53 \pm 4)$  ms (tableau 3.12) et de la présence de protons dont les énergies sont répertoriées dans le tableau 3.13.

L'analyse des données recueillies lors des expériences E312a, E312b et E312c conduisent à une durée de vie (voir figure 3.14) de  $T_{1/2} = (45.2 \pm 2.3)$  ms. En tenant compte de l'ensemble des valeurs expérimentales données dans le tableau 3.12, la durée de vie moyenne de  ${}^{44}\text{Cr}$  est évaluée à :

$$T_{1/2} = (47.1 \pm 2.0) \text{ ms}$$

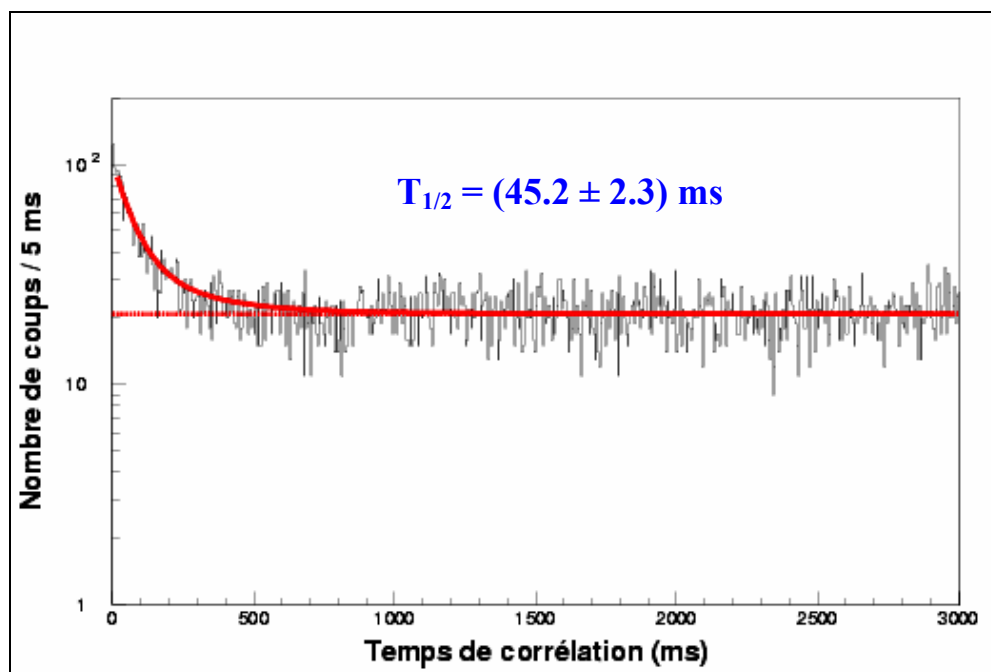


Figure 3.14 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{44}\text{Cr}$ . La durée de vie moyenne de ce noyau calculée à partir des valeurs expérimentales mesurées pour E312a, E312b et E312c est évaluée à  $T_{1/2} = (45.2 \pm 2.3) \text{ ms}$ .

Les rapports d'embranchement totaux proton calculé à partir des données de E312b et E312c, répertoriés dans le *tableau 3.12*, sont très proches et compatibles avec la valeur donnée par Borrel *et al.* ( $> 7 \%$ ) dans la référence [Bor92]. La valeur moyenne de cette grandeur donne :  $\mathbf{P_p = (12.7 \pm 1.9) \%}$ .

	Valeurs expérimentales					Valeurs théoriques			
	Moyenne	E312a	E312b	E312c	[Bor92]	[Hon04b]	[Orm96]	[Hir93]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	47.1 (20)	48.1 (36)	41.6 (44)	44.6 (39)	$53 \pm_3^4$	38	51	41-83	76.6
Rapport d'embranchement total proton (%)	12.7 (19)	-	14.0 (32)	12.0 (24)	$> 7$ (3)	-	-	-	-

Tableau 3.12 : Durées de vie expérimentales et théoriques et rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{44}\text{Cr}$ .

L'analyse du spectre en énergie proton (*figure 3.15*) montre un ensemble de pics protons de faibles intensités. Le pic proton 1 d'énergie  $E_p = (915 \pm 14) \text{ keV}$  avec un rapport d'embranchement  $I_p = (1.6 \pm 0.4) \%$  peut être attribué à l'émission proton de l'IAS ( $0^+$ ) de l'état fondamental de  $^{44}\text{Cr}$  dans  $^{44}\text{V}$ , vers le niveau fondamental de  $^{43}\text{Ti}$  ( $3/2^-$ ). Le taux d'alimentation de l'IAS par  $\beta$  calculé (27.7 %) est significativement plus élevé que le rapport d'embranchement mesuré pour le proton émis. On peut donc supposer qu'une compétition existe entre la désexcitation de ce niveau par émission d'un proton et par émission de rayonnement  $\gamma$ . Cependant, aucune transition  $\gamma$  n'a pu être observée, à cause du faible nombre

de noyaux implantés. En se basant sur un tel schéma de décroissance pour l'IAS du noyau de  $^{44}\text{Cr}$  dans  $^{44}\text{V}$  et sur les excès de masses donnés par Audi *et al.* [Aud03], on peut déterminer l'énergie de celui-ci :  $E_{\text{IAS}} = 3003 (16) \text{ keV}$ .

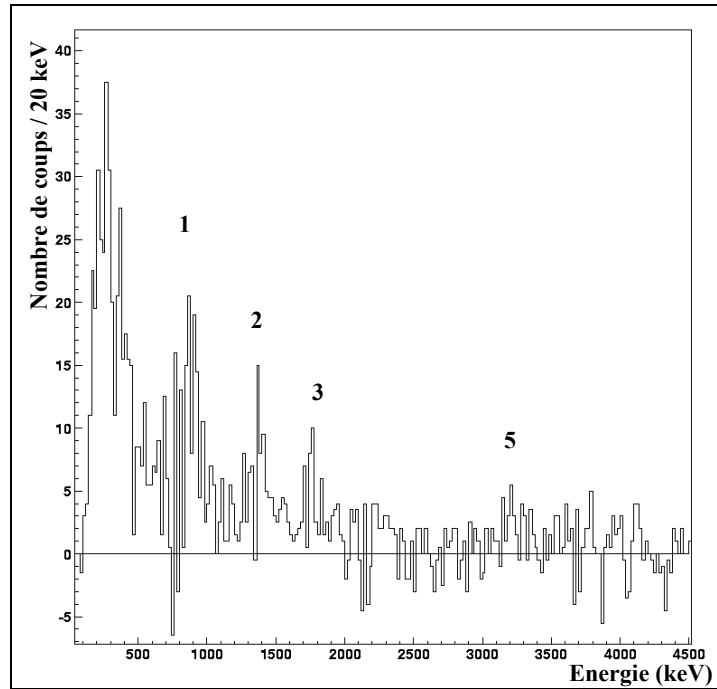


Figure 3.15 : Spectre en énergie de la décroissance radioactive du noyau de  $^{44}\text{Cr}$  après soustraction de fond. Les pics protons numérotés de 1, 2, 3, 5 sont répertoriés dans le tableau 3.13. Le pic proton à 2180 (50) keV observé par Borrel *et al.* [Bor92] n'apparaît pas dans ce spectre de décroissance en énergie du noyau de  $^{44}\text{Cr}$ .

Le pic proton (noté 4 dans le tableau 3.13) observé à une énergie  $E_p = (2180 \pm 50) \text{ keV}$  par Borrel *et al.* [Bor92] n'est pas présent dans le spectre en énergie proton.

Par ailleurs, plusieurs autres pics protons (2, 3, 5) sont présents (figure 3.15) avec des énergies supérieures à celle mesurée pour le pic 1. Ces pics peuvent être attribués à la décroissance par émissions de protons de niveaux excités  $0^+$  ou  $1^+$  de  $^{44}\text{V}$ , peuplés par des désintégrations  $\beta$  de type Gamow-Teller, et dont les énergies sont supérieures à celle de l'IAS de  $^{44}\text{Cr}$ . Sachant que les émissions de protons sont favorisées pour des moments angulaires relatifs ( $l$ ) petits, la désintégration d'états  $0^+$  ou  $1^+$  de  $^{44}\text{V}$  peuple alors plus facilement le niveau  $3/2^+$  ( $l = 2$  ou  $l = 0$ ) que l'état fondamental  $7/2^-$  ( $l = 3$ ) de  $^{43}\text{Ti}$ .

Le peuplement de tels niveaux est probablement suivi d'émission de rayonnement  $\gamma$  non observé dans l'analyse des données expérimentales par manque de statistique. Le spectre  $\gamma$  obtenu ne sera pas présenté dans ce travail car il ne présente pas d'intérêt physique : aucune raie  $\gamma$  n'a pu être observée.

Numéro du pic	Moyenne		E312b		E312c		[Fau96]		[Bor92]	
	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)
1	915 (14)	1.6 (4)	914 (22)	1.6 (5)	911 (20)	1.7 (9)			950 (50)	-
2	1383 (17)	1.0 (4)	1356 (29)	0.9 (5)	1392 (17)	1.1 (7)	900-1100	7 (3)	-	-
3	1750 (14)	1.1 (4)	1750 (24)	1.3 (6)	1751 (18)	0.9 (6)			-	-
4	-	-	-	-	-	-	-	-	2180 (50)	-
5	3186 (27)	0.7 (5)	-	-	3200 (28)	0.7 (5)	-	-	3140 (50)	-

Tableau 3.13 : Energie  $E_p$  et rapport d'embranchement absolu  $I_p$  des émissions retardées de protons observées dans la désintégration de  $^{44}\text{Cr}$ . Les pics numérotés 1, 2, 3 et 5 correspondent aux pics numérotés sur la figure 3.15. Le pic 4 n'a pu être observé sur le spectre de décroissance en énergie de ce noyau.

A partir des données recueillies, un schéma partiel de décroissance est proposé sur la figure 3.16. Seule la transition du proton 1 à une énergie  $E_p = (915 \pm 14)$  keV a pu être placée sur ce schéma.

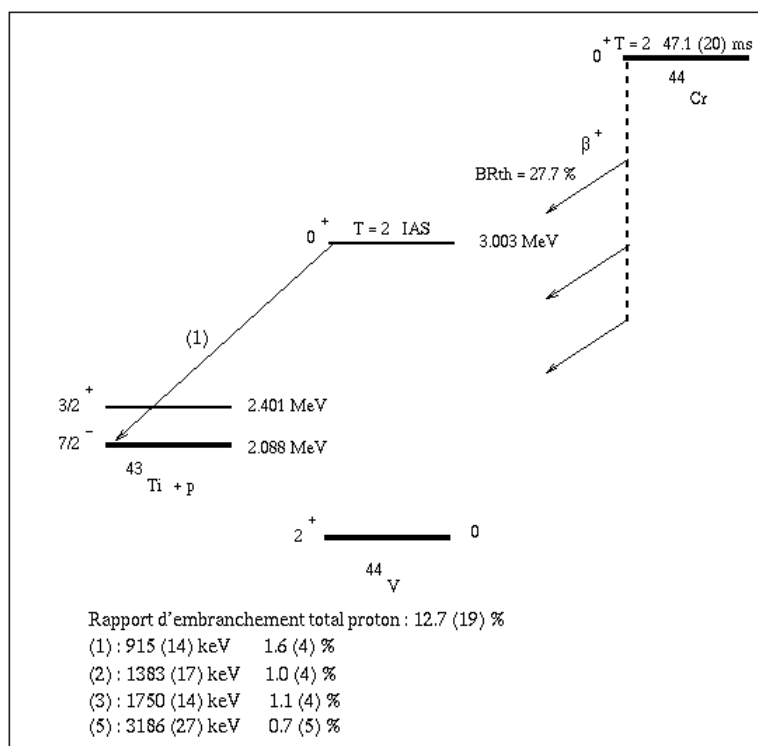


Figure 3.16 : Schéma partiel de décroissance de  $^{44}\text{Cr}$ . Seul le pic proton 1 a pu être placé dans ce schéma. Le proton 1 observé est émis à partir l'IAS de  $^{44}\text{Cr}$  vers le niveau fondamental de  $^{43}\text{Ti}$ . Les autres émissions retardées de protons proviennent de la désexcitation de niveaux dont l'énergie est supérieure à celle de l'IAS de  $^{44}\text{Cr}$  dans  $^{44}\text{V}$ , probablement suivies d'émissions de rayonnement  $\gamma$ .

Connaissant l'énergie de l'IAS du noyau de  $^{44}\text{Cr}$  dans le noyau de  $^{44}\text{V}$ , il est possible de calculer l'excès de masse pour  $^{44}\text{Cr}$  par différentes méthodes, résumées dans le *tableau 3.14*.

En utilisant la formule de Masse des Multiplets Isobariques (IMME), et connaissant les valeurs des excès de masse de 4 des membres du quintuplet ( $A = 44$ ,  $T = 2$ ,  $J^\pi = 0^+$ ), il est possible de calculer l'excès de masse de  $^{44}\text{Cr}$ . On connaît les excès de masse suivants :

$$\begin{cases} T_z = 2, \Delta_m(^{44}\text{Ca}) = -41.4685 (4) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \\ T_z = 1, \Delta_m(^{44}\text{Sc}) = -35.0331 (35) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et } [\text{Fir96}] \\ T_z = 0, \Delta_m(^{44}\text{Ti}) = -28.2185 (41) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et } [\text{Fir96}] \\ T_z = -1, \Delta_m(^{44}\text{V}) = -21.117 (16) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et ce travail} \end{cases}$$

On obtient alors en prenant les trois premières valeurs :  $\Delta_m^{\text{IMME}}(^{44}\text{Cr}) = -13.45 (3) \text{ MeV}$ .

Il est aussi possible de calculer l'excès de masse du noyau de  $^{44}\text{Cr}$  à partir du déplacement d'énergie coulombien donné [Ant97] par la relation suivante :

$$\begin{cases} \Delta_m^{\text{A-P}}(^{44}\text{Cr}) = \Delta_m(\text{IAS}) + \Delta E_c - \Delta_{\text{nH}} \\ \Delta E_c = 1406.7(6) * \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 872.8(32), \text{ pour } T = 2 \end{cases} \quad (3.2)$$

où  $\bar{Z} = 23.5$  est le numéro atomique moyen des deux noyaux et où  $A = 44$  désigne leur nombre de masse. Appliquée au cas des deux états analogues des noyaux de  $^{44}\text{Cr}$  et de  $^{44}\text{V}$ , elle conduit à la valeur de  $\Delta E_c = 8491.0 (51) \text{ keV}$ . L'excès de masse atomique donne alors comme valeur  $\Delta_m^{\text{A-P}}(^{44}\text{Cr}) = -13.41 (2) \text{ MeV}$ .

Méthode utilisée	Estimations		Prédictions	
	IMME	Antony et Pape	Janecke et Masson [Jan88]	Audi [Aud03]
$\Delta_m(^{44}\text{Cr})$ en MeV	-13.45 (3)	-13.41 (2)	-13.65	-13.46 (5)

*Tableau 3.14 : Comparaison des valeurs de l'excès de masse pour  $^{44}\text{Cr}$  calculées par différentes méthodes (IMME et déplacement d'énergie coulombien) avec celles données par Janecke et al. [Jan88] et Audi et al. [Aud03].*

Les valeurs des excès de masse calculées à partir des valeurs expérimentales (IMME et Antony et Pape) sont cohérentes entre elles aux incertitudes près et sont proches de celle donnée par Janecke et Masson par un calcul théorique et celle déduite par Audi *et al.* au travers d'une extrapolation. La précision de l'excès de masse pour  $^{44}\text{Cr}$ , donnés dans le *tableau 3.14*, a pu ainsi être améliorée grâce à l'analyse de ces données expérimentales.

### 3.3.3 – Spectroscopie de $^{43}\text{Cr}$

La première observation du noyau de  $^{43}\text{Cr}$  a eu lieu au GANIL en 1992 [Bor92]. Dans cette référence, il est fait état d'une durée de vie égale à  $T_{1/2} = (21 \pm 3) \text{ ms}$  (voir *tableau 3.15*) et d'émissions retardées de protons à différentes énergies en ce qui concerne la désintégration de cet isotope.

L'analyse des données recueillies lors des expériences E312a, E312b et E312c conduisent à une durée de vie de  $T_{1/2} = (20.7 \pm 0.7) \text{ ms}$  (voir *tableau 3.15*), valeur cohérente avec celle publiée dans la référence [Bor92]. En tenant compte de l'ensemble des valeurs expérimentales déterminées à partir des trois expériences et de celle de Borrel *et al.* données dans le *tableau 3.15*, la durée de vie moyenne du noyau de  $^{43}\text{Cr}$  est évaluée à :

$$T_{1/2} = (20.8 \pm 0.3) \text{ ms}$$

La distribution en temps des événements consécutifs à une implantation identifiée de  $^{43}\text{Cr}$  est présentée sur la *figure 3.17*.

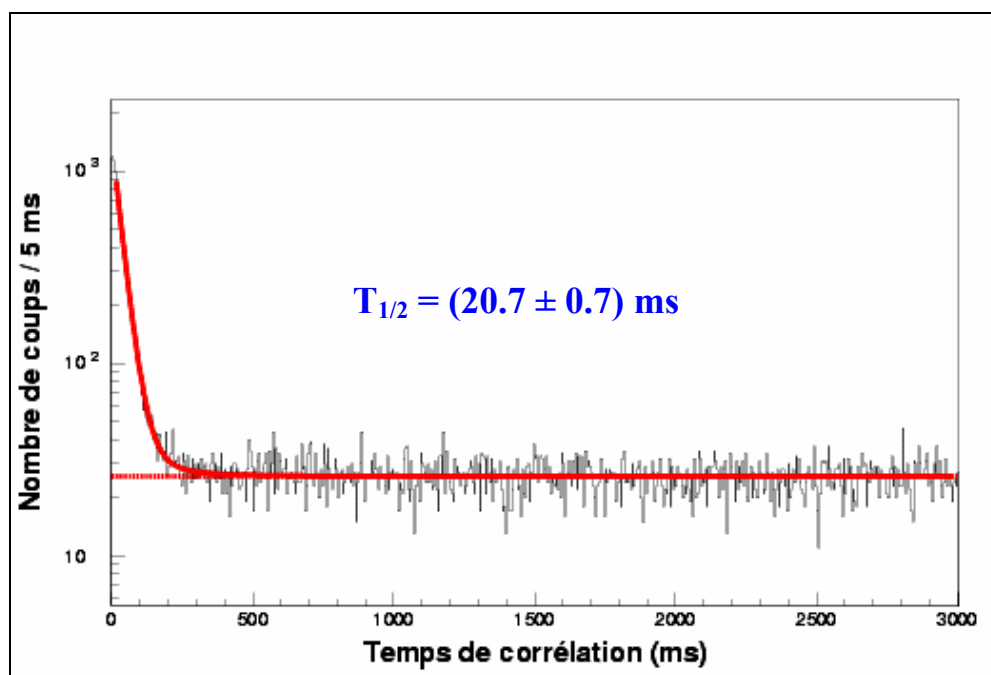


Figure 3.17 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{43}\text{Cr}$ . La durée de vie de ce noyau moyennée à partir des valeurs trouvées pour E312a, E312b et E312c est évaluée à  $T_{1/2} = (20.7 \pm 0.7) \text{ ms}$ .

Le rapport d'embranchement total proton moyen calculé à partir des données de E312b et E312c (voir *tableau 3.15*) est évalué à :  $P_p = (79.0 \pm 2.7) \%$ .

	Valeurs expérimentales						Valeurs théoriques	
	Moyenne	E312a	E312b	E312c	[Gio01]	[Bor92]	[Orm96]	[Hir93]
Durée de vie (ms)	20.8 (3)	22.0 (4)	19.4 (4)	19.0 (20)	21.6 (7)	$21 \pm_3^4$	14	23-57
Rapport d'embranchement total proton (%)	79.0 (27)	non	78.0 (29)	86 (8)	-	-	-	-

Tableau 3.15 : Durées de vie expérimentales et théoriques et rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{43}\text{Cr}$ .

Le spectre en énergie des protons émis, présenté sur la *figure 3.18*, montre la présence d'une multitude de pics protons.. Le grand  $Q_\beta$  ( $15890 \pm 320$  keV [Aud03]) de ce dernier autorise en effet l'alimentation de nombreux niveaux excités non encore déterminés dans le noyau de  $^{43}\text{V}$ . De plus, lorsque l'on regarde la structure du noyau de  $^{43}\text{Sc}$  (noyau miroir de  $^{43}\text{V}$ ) les différents niveaux excités connus se répartissent jusqu'à une énergie de 7 MeV environ [Fir96]. Par similitude, on s'attend alors à ce que la structure de  $^{43}\text{V}$  s'approche de celle de son noyau miroir et que les niveaux excités alimentés lors de la décroissance  $\beta$  de  $^{43}\text{Cr}$  soient nombreux. Par ailleurs, l'émission retardée de particules à partir de  $^{43}\text{V}$  peut avoir lieu soit sur un des nombreux niveaux excités de  $^{42}\text{Ti}$  dans le cas d'une émission proton suivie d'émission de rayonnement  $\gamma$ , soit sur le noyau de  $^{41}\text{Sc}$  dans le cas d'une émission  $2p$ .

Dans les deux références [Bor92, Gio01], il est fait état d'un pic proton mesuré respectivement à une énergie  $E_p = 1820$  (80) keV avec une intensité  $I_p = 17$  (4) % et  $E_p = 1780$  (16) keV avec une intensité  $I_p = 6.0$  (12) %. L'énergie et l'intensité absolue de cette transition déterminées au cours de ce travail donnent comme valeur  $E_p = 1807$  (26) keV et  $I_p = 7.9$  (9) %.

Au niveau de l'énergie de cette transition les trois valeurs mesurées sont en bon accord aux incertitudes près.

Cependant, on peut remarquer que les intensités absolues calculées dans ce travail et dans [Gio01] sont proches, mais différent totalement de celle donnée par la référence [Bor92]. Cela peut s'expliquer par le fait que plusieurs pics protons semblent proches en énergie (voir *figure 3.18*). Si l'on regarde le spectre en énergie proton donné par Borrel *et al.*, elle ne fait mention que d'un seul pic proton à cette énergie. Il se peut alors que le rapport d'embranchement calculé par cette dernière soit égal à la somme des intensités des pics notés 1,2,3,4 sur la *figure 3.18*.

Les deux références précitées font aussi état d'une possible émission de deux protons à partir de l'IAS de  $^{43}\text{Cr}$  sur le fondamental de  $^{41}\text{Sc}$ . Les énergies données pour cette transition sont  $E_p = 4320$  (50) keV [Bor92] et  $E_p = 4292$  (22) keV [Gio01]. Il n'a pas été possible ici de séparer le pic proton noté 5 sur la *figure 3.18* des autres pics protons se trouvant à proximité, et donc d'en déduire une quelconque énergie.

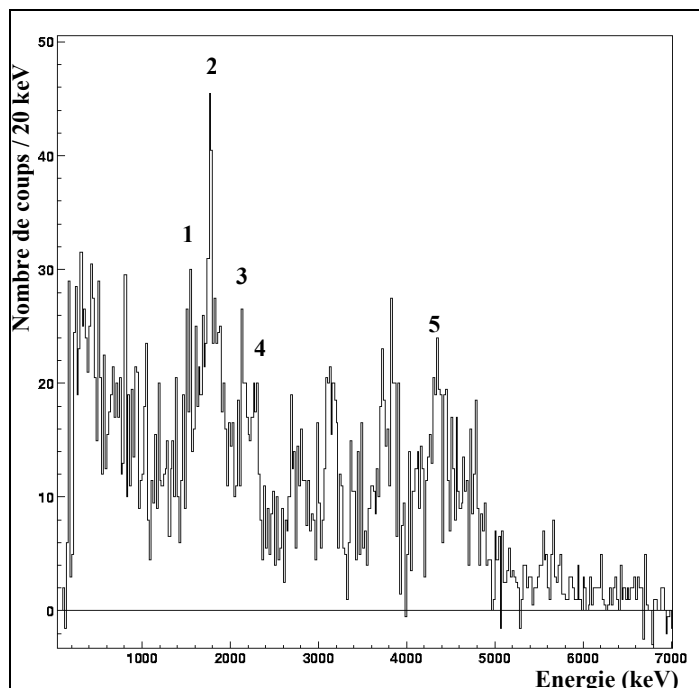


Figure 3.18 : Spectre en énergie de la décroissance radioactive du noyau de  $^{43}\text{Cr}$  après soustraction de fond. Seule l'énergie du pic proton 2 a pu être mesurée et est en accord avec les valeurs données dans les références [Bor92, Gio92]. Les énergies des nombreux autres pics protons n'ont pu être déterminées.

Quant au spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$ , il n'a montré aucune raie  $\gamma$  faute de statistique : seulement 166 noyaux ont été identifiés dans l'expérience E312c. Aussi, une meilleure connaissance du schéma partiel de décroissance radioactive de ce noyau ne pourra être établie que si le nombre de noyaux de  $^{43}\text{Cr}$  implantés est suffisamment important. De plus, seule l'observation de corrélations entre des pics protons et des raies  $\gamma$  pourra permettre d'attribuer avec précision les énergies des niveaux excités du noyau sur lequel  $^{43}\text{Cr}$  décroît dans le cadre d'émissions retardées de particules.

### 3.3.4 – Spectroscopie de $^{42}\text{Cr}$

Le noyau de  $^{42}\text{Cr}$  a été produit pour la première fois en 1996, lors d'une expérience au GSI en Allemagne [Bla96]. Tout comme le noyau de  $^{39}\text{Ti}$ , ce noyau était un candidat possible à l'émission directe de deux protons. Cependant, il s'avère que  $^{42}\text{Cr}$  décroît uniquement par émission d'un ou deux protons retardés après désintégration  $\beta$ ,  $^{42}\text{V}$  étant un noyau non lié.

La distribution en temps des événements de décroissance suite à une implantation identifiée de  $^{42}\text{Cr}$  est représentée sur la figure 3.19. La durée de vie mesurée à partir des données de l'expérience E312a est évaluée à  $T_{1/2} = (12.5 \pm 1.8) \text{ ms}$  (voir tableau 3.16). Cette valeur est proche de la valeur expérimentale donnée dans la référence [Gio01], ainsi que des valeurs calculées théoriquement [Orm96, Hir93, Tac90], ou par extrapolation [Aud03] (tableau 3.16).



La durée de vie moyenne adoptée dans ce travail est celle déterminée dans l'expérience E312a. En effet, la durée de vie mesurée dans [Gio01] provient d'une analyse précédente de cette expérience. Il vient alors:

$$T_{1/2} = (12.5 \pm 1.8) \text{ ms}$$

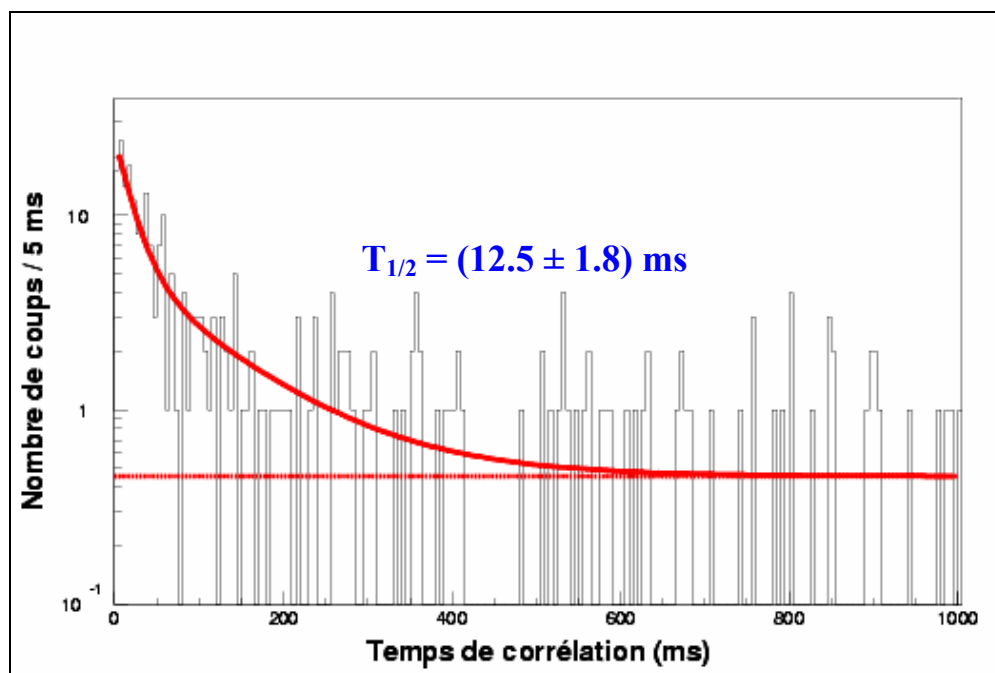


Figure 3.19 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{42}\text{Cr}$ . Le temps de corrélation représenté ici est égal à 1000 ms pour des raisons de lisibilité dues au faible nombre de noyaux implantés. La durée de vie de ce noyau est évaluée à  $T_{1/2} = (12.5 \pm 1.8) \text{ ms}$ .

	Valeurs expérimentales			Valeurs théoriques			
	Moyenne	E312a	[Gio01]	[Aud03]	[Orm96]	[Hir93]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	12.5 (18)	12.5 (18)	$13.4 \pm_{2.4}^{3.6}$	14 (3)	17	12 - 33	21.2

Tableau 3.16 : Valeurs expérimentales (E312a, [Gio01]) et théoriques ([Orm96], [Hir93], [Tac90]) ou extrapolées [Aud03] de la durée de vie pour le noyau de  $^{42}\text{Cr}$ .

### 3.4 – Les isotopes du manganèse

Les isotopes du manganèse ici étudiés sont les noyaux de  $^{47}\text{Mn}$  et de  $^{46}\text{Mn}$  et sont caractérisés par  $Z = 25$ .

#### 3.4.1 – Spectroscopie de $^{47}\text{Mn}$

La découverte de  $^{47}\text{Mn}$  date de 1987 lors d'une expérience au GANIL [Pou87]. Les premières données concernant la mesure de la durée de vie et l'observation d'émission de protons de ce noyau, quant à elles, remontent à 1996. Ces données, publiées par Faux *et al.* [Fau96], font état d'une durée de vie mesurée  $T_{1/2} = (100 \pm 50)$  ms et de la présence d'un proton dont l'énergie est  $E_p = 651 (20)$  keV d'intensité  $I_p = 3.4 (9) \%$ .

La durée de vie mesurée dans ce travail et présentée sur la *figure 3.20* donne une valeur  $T_{1/2} = (89.5 \pm 2.4)$  ms (*tableau 3.17*), cohérente avec celle indiquée dans la référence [Fau96]. En tenant compte de la valeur donnée par Faux *et al.*, la durée de vie moyenne ne change pas du fait de l'importance de l'incertitude sur sa mesure et celle-ci est évaluée à :

$$T_{1/2} = (89.5 \pm 2.4) \text{ ms}$$

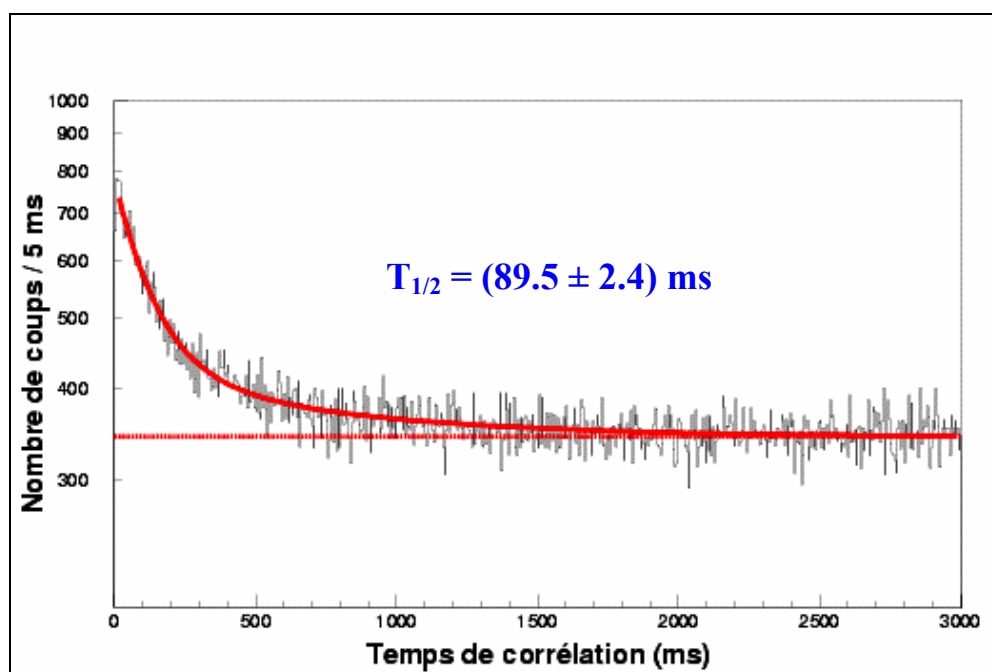


Figure 3.20 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{47}\text{Mn}$ . La durée de vie de ce noyau moyennée à partir des valeurs trouvées pour E312b et E312c est évaluée à  $T_{1/2} = (89.5 \pm 2.4)$  ms.

Pour ce qui est du rapport d'embranchement total proton, une limite supérieure  $P_p < 5\%$  a pu être établie (voir *tableau 3.17*). Ceci est tout d'abord confirmé par la valeur donnée par Faux *et al.* ( $P_p = 3.4 (9)\%$ ) ainsi que par l'analyse du spectre en énergie proton représenté sur la *figure 3.21*, qui ne montre pas de transitions par émission de protons de fortes intensités.

	Valeurs expérimentales				Valeurs théoriques		
	Moyenne	E312b	E312c	[Fau96]	[Hon04b]	[Hir91]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	89.5 (24)	89.6 (26)	89.2 (58)	100 (50)	91	43	97.5
Rapport d'embranchement total proton (%)	< 5.1	< 4.4 (7)	< 1.7 (4)	3.4 (9)	-	-	-

*Tableau 3.17 : Données comparées de la durée de vie et du rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{47}\text{Mn}$ . Le rapport total d'embranchement proton donné correspond à une limite supérieure déterminée à partir de l'expérience E312b.*

Lors de l'analyse du spectre en énergie de la décroissance de  $^{47}\text{Mn}$ , aucun pic proton n'a pu être observé. Sur la *figure 3.21* représentant le spectre somme en énergie issu des expériences E312b et E312c, nous pouvons tout de même observer la présence d'une « activité » proton aux alentours de 2 MeV. Cependant, en analysant séparément les données recueillies, cette « activité » proton n'est présente que sur le spectre en énergie proton de E312b. Par ailleurs, aucune mention n'est faite d'un pic proton à cette énergie dans la référence [Fau96]. De plus, l'énergie à laquelle apparaît ce pic proton correspond à l'émission du proton de plus forte intensité dans la désexcitation du noyau de  $^{49}\text{Fe}$ . Il semblerait donc que lors de la soustraction de fond dans l'expérience E312b, tous les pics protons n'appartenant pas à la désintégration de  $^{47}\text{Mn}$  n'aient pas été correctement soustraits.

Le noyau de  $^{47}\text{Mn}$  semble se donc désintégrer principalement par émission  $\beta$  sur des niveaux excités de  $^{47}\text{Cr}$  qui se désexcite par émission de rayonnement  $\gamma$ . En effet, en prenant l'excès de masse proposé par [Aud03] pour le  $^{47}\text{Mn}$ , un calcul rapide fait grâce au déplacement coulombien en énergie situe l'IAS de celui-ci à une énergie d'environ 4400 keV au dessus de l'état fondamental de  $^{47}\text{Cr}$ . L'énergie de séparation d'un proton étant de  $S_p = 4774 (14)$  keV [Aud03], l'émission proton ne peut avoir lieu depuis l'IAS, mais seulement depuis des niveaux excités de  $^{47}\text{Cr}$  dont l'énergie est supérieure à  $S_p$ .

Par ailleurs, le pic proton observé par Faux *et al.* à une énergie  $E_p = 651 (20)$  keV ne semble pas présent dans le spectre en énergie proton. De plus, ce pic proton serait corrélé à l'émission de rayonnement  $\gamma$  correspondant à la désexcitation du premier niveau excité de  $^{46}\text{V}$  avec une énergie  $E_\gamma = 801.52 (10)$  keV d'après la référence [Fir96]. En considérant le rapport d'embranchement de  $I_p = 3.4 (9)\%$  donné dans [Fau96], l'efficacité de détection  $\gamma$  à cette énergie et le nombre de noyaux implantés (11863), on s'attend à observer une raie  $\gamma$  avec 12 (3) coups. Or le spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$ , non présenté ici, ne montre aucune raie  $\gamma$  et ne permet donc pas de confirmer l'existence d'une telle transition.

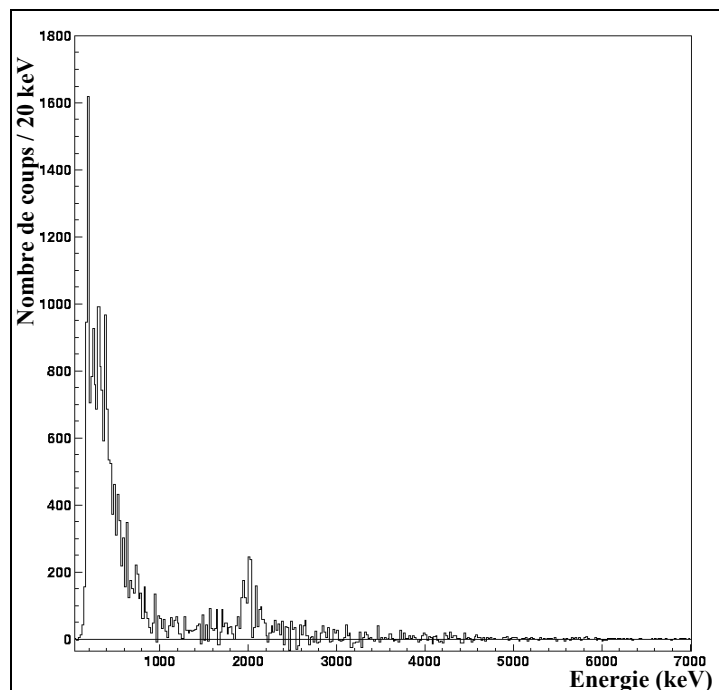


Figure 3.21 : Spectre somme en énergie (E312b+E312c) de la décroissance radioactive du noyau de  $^{47}\text{Mn}$  après soustraction de fond. L'activité proton présente aux alentours de 2 MeV ne semble pas correspondre à l'émission retardée de protons provenant de la décroissance de  $^{47}\text{Mn}$ , mais plutôt d'une aberration due à la soustraction de fond.

### 3.4.2 – Spectroscopie de $^{46}\text{Mn}$

Le noyau de  $^{46}\text{Mn}$  a été découvert en même temps que  $^{47}\text{Mn}$ , au cours d'une expérience réalisée au GANIL [Pou87]. La durée de vie et le mode de décroissance n'ont quant à eux été déterminés qu'en 1992 par Borrel *et al.* [Bor92].

L'analyse des données recueillies permet d'extraire une durée de vie pour  $^{46}\text{Mn}$  (voir figure 3.22) égale à  $T_{1/2} = (34.3 \pm 0.8) \text{ ms}$ , valeur en accord avec celles déterminées expérimentalement par Borrel *et al.* [Bor92] et par Giovinazzo *et al.* [Gio01], et avec celles calculées de manière théorique [Hon04b, Orm96, Hir93] dans le tableau 3.18. En tenant compte de la valeur donnée par Borrel *et al.* [Bor92], la durée de vie moyenne pour  $^{46}\text{Mn}$  est évaluée à :

$$T_{1/2} = (34.4 \pm 0.7) \text{ ms}$$

Les rapports d'embranchement totaux proton sont calculés à partir des données de E312b et E312c et sont répertoriés dans le tableau 3.18. La valeur moyenne de cette grandeur donne :  $P_p = (57.7 \pm 2.7) \%$ .

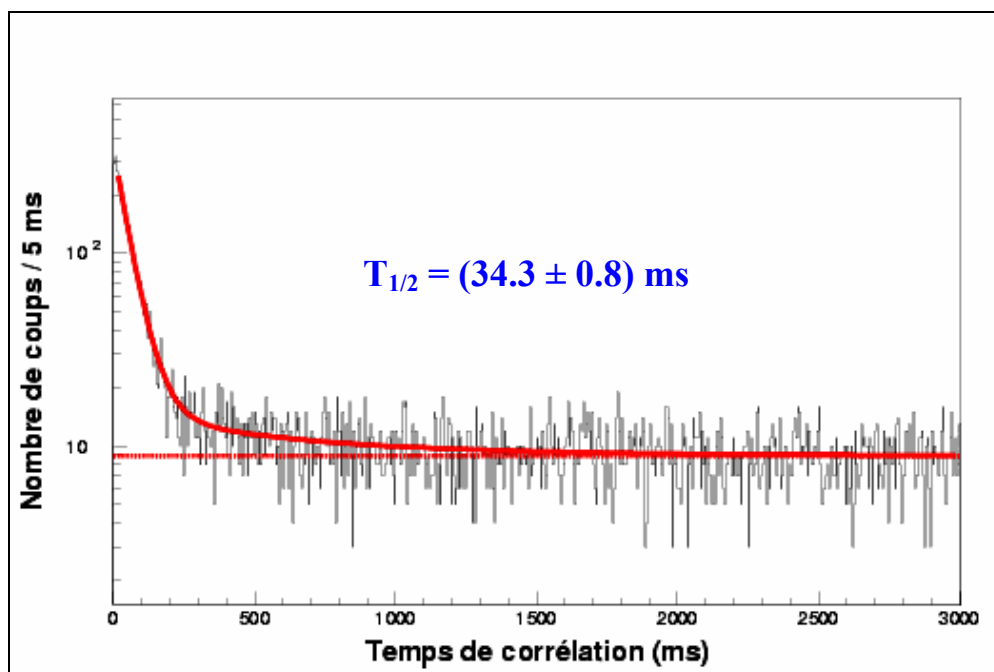


Figure 3.22 : Distribution de la décroissance en temps  $\beta$ -p de  $^{46}\text{Mn}$ . La durée de vie de ce noyau moyennée à partir des valeurs mesurées pour E312a, E312b et E312c est évaluée à  $T_{1/2} = (34.3 \pm 0.8)$  ms.

	Valeurs expérimentales						Valeurs théoriques		
	Moyenne	E312a	E312b	E312c	[Gio01]	[Bor92]	[Hon04b]	[Orm96]	[Hir93]
Durée de vie (ms)	34.4 (7)	37.2 (32)	33.4 (12)	34.7 (10)	$34 \pm_{3.5}^{4.5}$	$41 \pm_6^7$	33	37	20.6
Rapport d'embranchement total proton (%)	57.7 (27)	-	54.5 (21)	60.0 (18)	58 (9)	-	-	-	-

Tableau 3.18 : Durées de vie expérimentales et théoriques et rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{46}\text{Mn}$ .

L'analyse du spectre en énergie proton, représenté sur la *figure 3.23*, montre que ce noyau décroît par émissions retardées de particules. Trois pics protons notés 4, 5, 6 sur la *figure 3.23* ont déjà été observés par Borrel *et al.* [Bor92]. Leurs énergies et leurs intensités sont répertoriées dans le *tableau 3.19*.

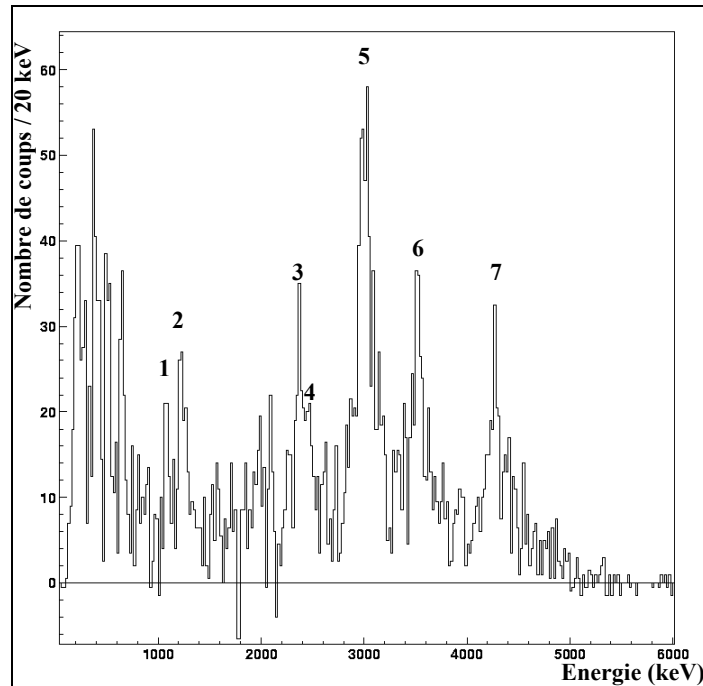


Figure 3.23 : Spectre somme en énergie (E312b+E312c) de la décroissance radioactive du noyau de  $^{46}\text{Mn}$  après soustraction de fond. Les énergies et intensités des pics protons notés de 1 à 6 sont répertoriées dans le tableau 3.19.

Si l'on admet que les trois pics protons 5, 6 et 7 proviennent de la désexcitation de l'IAS de  $^{46}\text{Mn}$  respectivement sur les niveaux excités  $7/2^+$ ,  $5/2^+$ , et le niveau fondamental de  $^{45}\text{V}$  ( $7/2^-$ ) comme indiqué dans la référence [Bor92], il est alors possible de calculer l'énergie de l'IAS à partir des énergies moyennes des protons mesurés. En tenant compte des différents excès de masse donnés par Audi *et al.* [Aud03], des énergies des niveaux excités indiqués dans la référence [Fir96], les valeurs calculées pour l'énergie de l'IAS par rapport à l'énergie du fondamental de  $^{46}\text{Cr}$  donnent :

$$\begin{cases} E_{\text{IAS}}^7 = 9166 (38) \text{ keV pour le pic proton 7} \\ E_{\text{IAS}}^6 = 9215 (39) \text{ keV pour le pic proton 6} \\ E_{\text{IAS}}^5 = 9170 (37) \text{ keV pour le pic proton 5} \end{cases}$$

La valeur moyenne de l'énergie de l'IAS par rapport au fondamental de  $^{46}\text{Cr}$  donne  $E_{\text{IAS}} = 9183 (22) \text{ keV}$  et est compatible avec celle calculée par Borrel *et al.* (9236 (53) keV).

Le taux d'alimentation par  $\beta$  de l'IAS calculé donne comme valeur 29.9 %, valeur supérieure à celle déterminée expérimentalement 18.7 (2.1) % à partir des émissions protons de ce niveau. Il se peut toutefois que d'autres émissions retardées de type 2p ou  $\alpha$  aient lieu à partir de l'IAS. En effet, la fenêtre en énergie disponible à partir de ce niveau est de 2680 (22) keV pour l'émission 2p sur le fondamental de  $^{44}\text{Ti}$  et de 2406 (22) keV en ce qui concerne l'émission  $\alpha$  sur  $^{42}\text{Ti}$ .

Numéro du pic	Moyenne		E312b		E312c		[Bor92]	
	$E_p$ (keV)	$b_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$b_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$b_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$b_p$ (%)
1	1071 (18)	1.1 (4)	1047 (27)	1.1 (6)	1082 (18)	1.2 (5)	-	-
2	1231 (15)	1.6 (6)	1211 (25)	1.2 (5)	1242 (18)	2.1 (5)	-	-
3	2353 (19)	1.5 (4)	2312 (44)	1.2 (6)	2361 (20)	1.9 (6)	-	-
4	2440 (46)	1.6 (4)	2400 (31)	1.8 (7)	2461 (22)	1.5 (5)	-	-
5	3015 (26)	6.9 (7)	2976 (40)	6.9 (19)	3037 (27)	6.1 (11)	3000 (50)	7.5 (10)
6	3536 (29)	4.9 (7)	3580 (37)	3.2 (15)	3506 (27)	4.5 (11)	3560 (50)	6.0 (10)
7	4283 (28)	6.9 (19)	4238 (55)	5.1 (13)	4274 (28)	5.4 (17)	4350 (50)	8.5 (10)

Tableau 3.19 : Energies  $E_p$  et intensités absolues  $I_p$  des émissions retardées des protons observés dans la désintégration de  $^{46}\text{Mn}$ . Les pics numérotés de 1 à 7 correspondent aux pics numérotés sur la figure 3.23.

Pour ce qui est de l'analyse en énergie du rayonnement  $\gamma$ , aucune raie n'a pu être identifiée à cause du faible nombre de noyaux implantés dans E312c.

A partir des données recueillies, un schéma partiel de décroissance est proposé sur la figure 3.24.

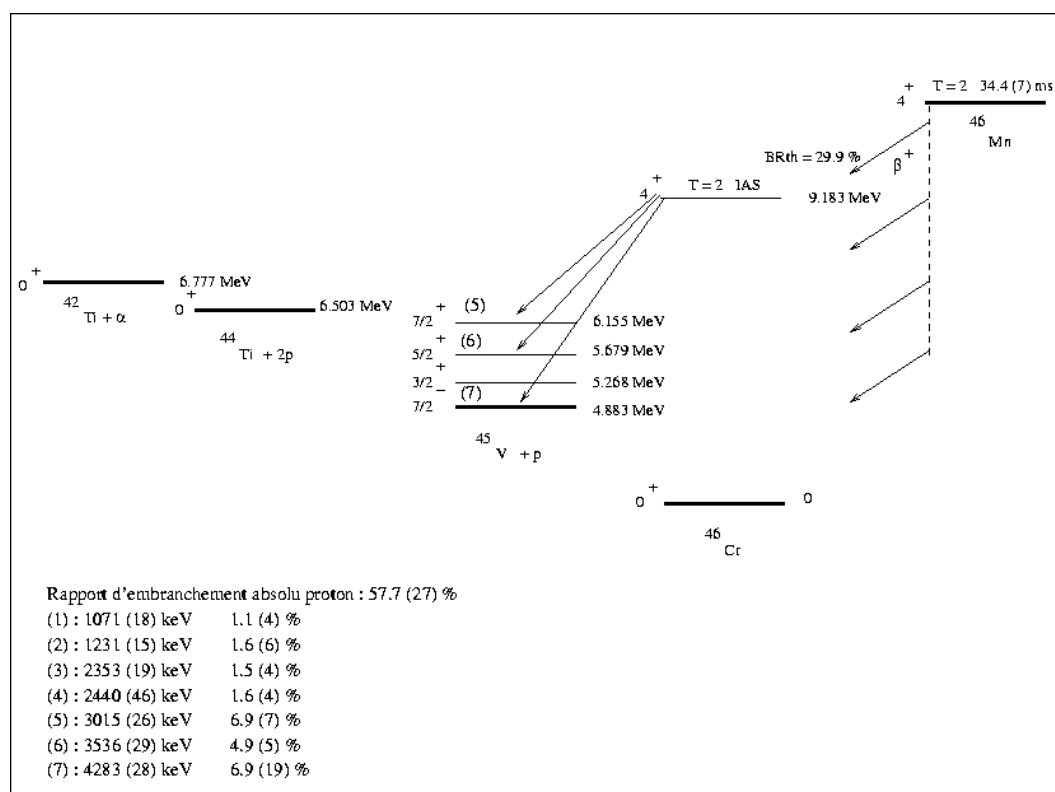


Figure 3.24 : Schéma partiel de décroissance de  $^{46}\text{Mn}$ . Les pics proton 5, 6, 7 ont pu être placés dans ce schéma. Ces protons proviennent probablement de la décroissance de l'IAS de  $^{46}\text{Mn}$  alimenté par décroissance  $\beta$ . Les transitions  $\gamma$ , non observées ici par manque de statistique, auraient pu confirmer ou infirmer le schéma proposé.

Connaissant l'énergie de l'IAS du noyau de  $^{46}\text{Mn}$ , il est possible de calculer l'excès de masse pour le noyau de  $^{46}\text{Mn}$  par différentes méthodes, résumées dans le *tableau 3.20*.

En utilisant la formule de Masse des Multiplets Isobariques (IMME), et connaissant les valeurs des excès de masse de 3 des membres du quintuplet ( $A = 46$ ,  $T = 2$ ,  $J^\pi = 4^+$ ), il est possible de calculer l'excès de masse de  $^{46}\text{Mn}$ . On connaît les excès de masse suivants :

$$\begin{cases} T_z = 2, \Delta_m(^{46}\text{Sc}) = -41.7571 (8) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \\ T_z = 1, \Delta_m(^{46}\text{Ti}) = -34.9554 (70) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et } [\text{Fir96}] \\ T_z = -1, \Delta_m(^{46}\text{Cr}) = -20.291 (19) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et ce travail} \end{cases}$$

On obtient alors :  $\Delta_m^{\text{IMME}}(^{46}\text{Mn}) = -12.43 (3) \text{ MeV}$ .

Il est aussi possible de calculer l'excès de masse du noyau de  $^{46}\text{Mn}$  à partir du déplacement d'énergie coulombien donné [Ant97] par la relation suivante :

$$\begin{cases} \Delta_m^{\text{A-P}}(^{46}\text{Mn}) = \Delta_m(\text{IAS}) + \Delta E_c - \Delta_{\text{nH}} \\ \Delta E_c = 1406.7(6) * \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 872.8(32), \text{ pour } T=2 \end{cases} \quad (3.3)$$

où  $\bar{Z} = 24.5$  est le numéro atomique moyen des deux noyaux et où  $A = 46$  désigne leur nombre de masse. Appliquée au cas des deux états analogues des noyaux de  $^{46}\text{Mn}$  et de  $^{46}\text{Cr}$ , elle conduit à la valeur de  $\Delta E_c = 8745.9 (41) \text{ keV}$ . L'excès de masse atomique est alors égal à  $\Delta_m^{\text{A-P}}(^{46}\text{Mn}) = -12.33 (2) \text{ MeV}$ .

Méthode utilisée	Estimations		Prédictions	
	IMME	Antony et Pape	Janecke et Masson [Jan88]	Audi [Aud03]
$\Delta_m(^{46}\text{Mn})$ en MeV	-12.43 (3)	-12.33 (2)	-12.67	-12.37 (11)

*Tableau 3.20 : Comparaison des valeurs de l'excès de masse pour  $^{46}\text{Mn}$  calculées par différentes méthodes (IMME et déplacement d'énergie coulombien) avec celles données par Janecke et al. [Jan88] et Audi et al. [Aud03].*

Les valeurs de l'excès de masse de  $^{46}\text{Mn}$  déterminées par les méthodes résumées dans le *tableau 3.20* sont données avec une meilleure précision et montrent que celles-ci sont compatibles entre elles, exceptée celle calculée par Janecke et Masson. Par ailleurs, les valeurs déterminées à partir des données expérimentales (IMME et déplacement d'énergie coulombien) sont en bon accord avec l'excès de masse donné par Borrel et al. (-12.375 (120) MeV) dans la référence [Bor92] pour ce noyau.



### 3.5 – Les isotopes du fer

Les isotopes du fer étudiés ici sont les noyaux de  $^{49}\text{Fe}$  jusqu'au noyau de  $^{45}\text{Fe}$  et sont caractérisés par  $Z = 26$ . Pour ce qui est du noyau de  $^{49}\text{Fe}$ , les valeurs moyennes des énergies protons ne tiendront pas compte des énergies mesurées dans l'expérience E312b, celles-ci ayant été utilisées lors de l'étalonnage en énergie proton. Concernant l'analyse de  $^{45}\text{Fe}$ , les données sont reprises de l'analyse faite dans les références [Gio02,Gio03].

#### 3.5.1 – Spectroscopie de $^{49}\text{Fe}$

Le noyau de  $^{49}\text{Fe}$  a été étudié de nombreuses fois depuis sa découverte en 1970 par Cerny *et al.* [Cer70]. Les valeurs des durées de vie mesurées par Cerny *et al.* [Cer70], puis par Janas *et al.* [Jan94] et par Faux *et al.* [Fau96] sont respectivement égales à  $T_{1/2} = (70 \pm 15)$  ms,  $T_{1/2} = (69 \pm 4)$  ms et  $T_{1/2} = (70 \pm 3)$  ms.

La durée de vie mesurée dans ce travail et présentée sur la *figure 3.25* donne une valeur  $T_{1/2} = (65.1 \pm 0.4)$  ms, cohérente avec celles indiquées dans les références [Jan94, Cer70] (*tableau 3.21*). En tenant compte des différentes valeurs expérimentales, la durée de vie moyennée est évaluée à :

$$T_{1/2} = (65.3 \pm 0.4) \text{ ms}$$

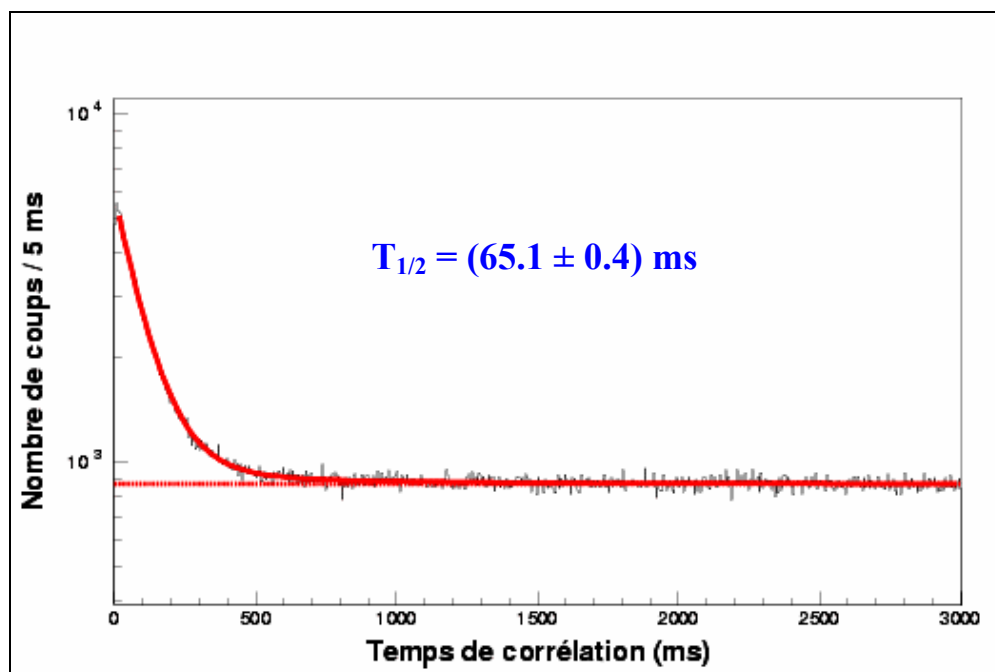


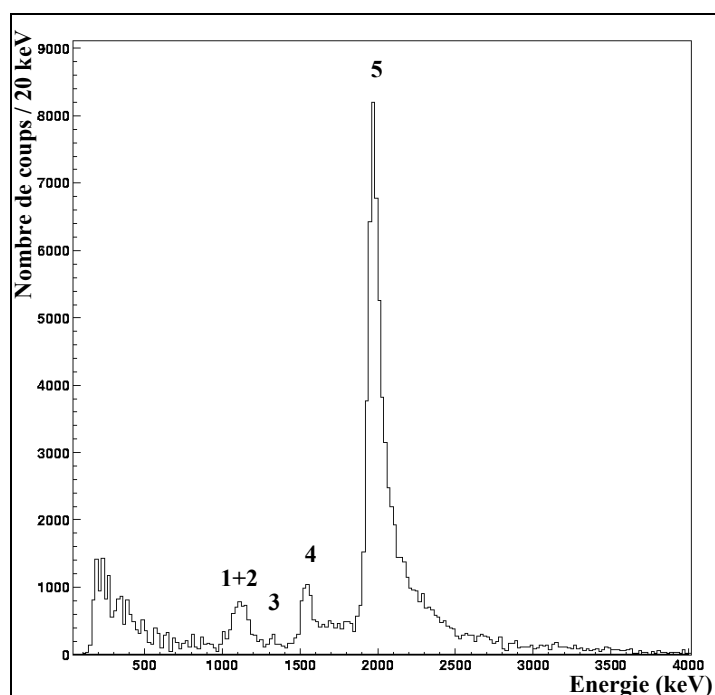
Figure 3.25 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{49}\text{Fe}$ . La durée de vie de ce noyau moyennée à partir des valeurs mesurées pour E312b et E312c est évaluée à  $T_{1/2} = (65.1 \pm 0.4)$  ms.

Le rapport d'embranchement total proton est calculé à partir des données de E312b et E312c et est répertorié dans le *tableau 3.21*. La valeur moyenne de cette grandeur donne :  $P_p = (58.2 \pm 0.4) \%$ , valeur compatible avec celle indiquée par Cerny *et al.* [Cer70].

	Valeurs expérimentales						Valeur théorique
	Moyenne	E312b	E312c	[Fau96]	[Jan94]	[Cer70]	[Hon04b]
Durée de vie (ms)	65.3 (4)	65.2 (4)	64.8 (11)	70 (3)	69 (4)	75 (10)	70
Rapport d'embranchement total proton (%)	58.2 (4)	58.2 (4)	58.0 (8)	-	-	~ 60	-

*Tableau 3.21 : Durées de vie expérimentales et théoriques et rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{49}\text{Fe}$ .*

Les analyses précédentes menées par Cerny *et al.*, Janas *et al.* et Faux *et al.* sur le mode de décroissance de  $^{49}\text{Fe}$  font tous état d'un pic proton à une énergie d'environ 1960 keV (voir *tableau 3.22*). Le spectre en énergie de la décroissance de  $^{49}\text{Fe}$ , représenté sur la *figure 3.26*, montre effectivement un pic proton (noté 5) à une telle énergie.



*Figure 3.26 : Spectre somme en énergie (E312b+E312c) de la décroissance radioactive du noyau de  $^{49}\text{Fe}$  après soustraction de fond. Les énergies et intensités des pics protons notés de 1 à 5 sont répertoriées dans le *tableau 3.22*.*

En tenant compte de l'ensemble des valeurs expérimentales, le pic 5 a une énergie moyenne évaluée à  $E_p = 1960$  (11) keV et une intensité  $I_p = 35$  (1) %. Cette transition est attribuée à la désexcitation de l'IAS de  $^{49}\text{Fe}$  sur le premier niveau excité de  $^{48}\text{Cr}$ . Cela permet de calculer l'énergie d'excitation de l'IAS par rapport au fondamental de  $^{49}\text{Mn}$  :  $E_{\text{IAS}} = 4798$  (27) keV. Le taux d'alimentation de l'IAS par  $\beta$  calculé donne comme valeur 51.8 %, valeur supérieure à celle mesurée pour la désexcitation de ce niveau par émission de protons. Il pourrait donc exister une compétition entre émission de rayonnement  $\gamma$  et émission de proton pour la désexcitation de l'IAS de  $^{49}\text{Fe}$ .

Les pics protons observés par Faux *et al.* (pics 1 et 4) et par Janas *et al.* (pic 4) ont aussi été mesurés dans ce travail. Les énergies déterminées ici sont tout à fait cohérentes avec celles mesurées précédemment (voir *tableau 3.22*). Il semble toutefois que les intensités absolues de ces transitions soient surestimées par Faux *et al.* dans le cas des deux transitions et dans une moindre mesure par Janas *et al.* pour le pic proton 4. En effet, les valeurs des intensités absolues de transition déterminées dans les expériences E312b et E312c sont en bon accord aux incertitudes près. De plus, en ce qui concerne le pic proton 1, la référence [Fau96] ne mentionne aucunement la présence d'un autre pic proton (pic 2 sur la *figure 3.26*) à une énergie voisine du pic proton 1. Aussi, il est possible que le rapport d'embranchement proton (pic 1+2) déterminé par Faux *et al.* corresponde effectivement à la somme des deux intensités des pics protons 1 et 2. Par ailleurs, deux nouveaux pics protons (pics 2 et 3) ont pu être mis en évidence avec des énergies respectivement égales à 1160 (12) keV et 1321 (24) keV et des rapports d'embranchement respectivement égaux à 1.1 (2) % et à 0.2 (1) %.

Numéro du pic	Moyenne		E312b		E312c		[Fau96]		[Jan94]		[Cer70]	
	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)
1	1083 (12)	1.1 (3)	1086 (22)	1.1 (2)	1083 (19)	0.9 (3)	1083 (16)	4 (1)	-	-	-	-
2	1160 (12)	1.1 (2)	1146 (22)	1.1 (2)	1167 (15)	1.2 (3)	-	-	-	-	-	-
3	1321 (24)	0.2 (1)	1321 (24)	0.2 (1)	-	-	-	-	-	-	-	-
4	1542 (12)	1.8 (4)	1538 (22)	1.5 (2)	1548 (16)	1.5 (5)	1538 (24)	5 (1)	1531 (25)	2.9 (5)	-	-
5	1960 (11)	35 (1)	1968 (23)	34.5 (2)	1955 (15)	37.3 (47)	1978 (29)	43 (10)	1963 (25)	41 (5)	1960 (50)	non
a	752.33 (9)	52 (5)	-	-	752.33 (9)	52 (5)	-	-	-	-	-	-

*Tableau 3.22 : Energies  $E_p$  et  $E_\gamma$  et intensités absolues  $I_p$  et  $I_\gamma$  des émissions retardées des protons et du rayonnement  $\gamma$  observés dans la désintégration de  $^{49}\text{Fe}$ . Les pics numérotés de 1 à 5 correspondent aux pics numérotés sur la *figure 3.25*, la raie  $\gamma$  notée a correspond à celle notée sur la *figure 3.27*. Les énergies moyennes des pics protons 1, 4 et 5 sont calculées à partir de toutes les valeurs expérimentales exceptées celles mesurées dans l'expérience E312c, celles-ci ayant servies à l'étalonnage en énergie. Toutes les autres valeurs sont moyennées sur l'ensemble des valeurs répertoriées dans le tableau.*

L'analyse du spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$ , représenté sur la *figure 3.27*, a permis de mettre en évidence une raie  $\gamma$  à une énergie  $E_\gamma = 752.33$  (9) keV avec une intensité  $I_\gamma = 52$  (5) % (voir *tableau 3.22*). Cette raie  $\gamma$  (notée a) correspond à la désexcitation du premier niveau excité  $2^+$  de  $^{48}\text{Cr}$ , référencé à une énergie de 752.16 (12) keV d'après [Fir96], vers son niveau fondamental.

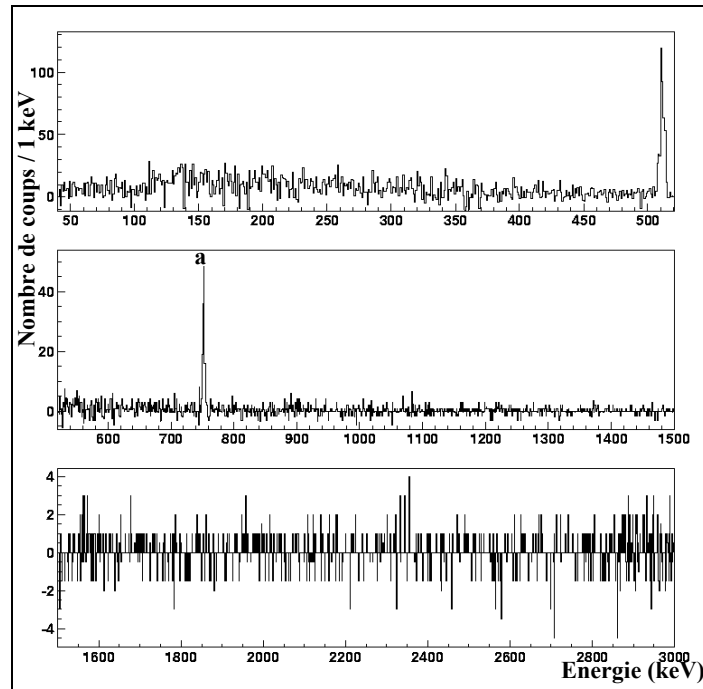


Figure 3.27 : Spectre en énergie  $\gamma$  issu de la décroissance du  $^{49}\text{Fe}$ . Une seule raie  $\gamma$ , notée (a), a été observée à une énergie  $E_\gamma = 752.33$  (9) keV avec une intensité  $I_\gamma = 52$  (5) %.

En regardant maintenant les pics protons en coïncidence avec cette raie  $\gamma$ , il est possible d'établir plus précisément un schéma partiel de décroissance. En effet, on observe d'après la figure 3.28, que les pics protons 1, 2, 4 et 5 issus de la désintégration du  $^{49}\text{Fe}$  sont tous corrélés à l'émission  $\gamma$  du premier niveau excité de  $^{48}\text{Cr}$  vers son fondamental. Pour les pics protons 4 et 5, cette observation confirme le schéma proposé dans la référence [Fau96], à savoir que l'IAS de  $^{49}\text{Fe}$  et que le niveau  $(7/2^-, 5/2^-)$  situé à une énergie de 4380 (14) keV au dessus du fondamental de  $^{49}\text{Mn}$  se désintègrent par émission d'un proton vers le premier niveau excité de  $^{48}\text{Cr}$ , puis se désexcite par émission de rayonnement  $\gamma$ .

Pour les pics protons 1 et 2, et en l'absence d'autres raies  $\gamma$  appartenant à la décroissance de  $^{48}\text{Cr}$ , il est raisonnable de penser que ces protons sont émis de différents niveaux excités  $(5/2^-, 7/2^-$  ou  $9/2^-)$  du  $^{49}\text{Mn}$  directement sur le premier niveau  $2^+$  de  $^{48}\text{Cr}$ . Par ailleurs la référence [Chu99] indique la présence d'un état  $(5/2^-)$  situé à une énergie de 3920 keV par rapport au fondamental de  $^{49}\text{Mn}$ , niveau qui correspondrait parfaitement à l'énergie de transition observée pour le pic proton 1 et serait favorisée par un moment angulaire relatif petit ( $l = 1$ ).

Quant au pic proton 3, il ne semble pas corrélé à cette même raie  $\gamma$ . Cependant, il convient de rester prudent du fait de la très faible intensité de cette transition ( $\sim 0.2$  %). En effet, seule l'analyse de l'expérience E312b (plus de 150000 noyaux de  $^{49}\text{Fe}$  identifiés) a permis d'observer la présence d'un pic proton à une telle énergie.

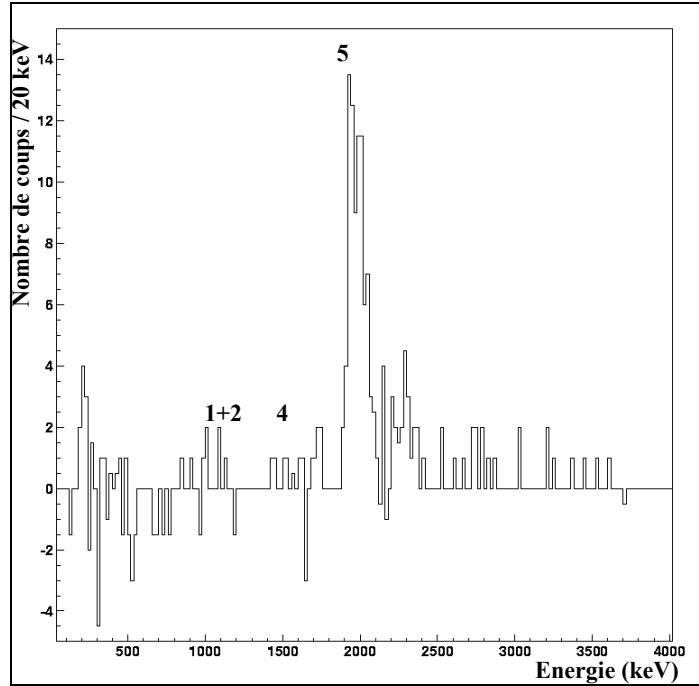


Figure 3.28 : Spectre en énergie des protons issu de la décroissance  $\beta$  de  $^{49}\text{Fe}$ , en coïncidence avec la raie  $\gamma$  à 752.33 keV. Les pics protons notés 1+2, 4 et 5 sur la figure correspondent à ceux répertoriés dans le tableau 3.22 et sont identifiés comme alimentant directement le premier état excité  $2^+$  de  $^{48}\text{Cr}$ . D'autres protons, d'énergies supérieures à celle du pic 5, semblent en coïncidence avec la raie  $\gamma$  (a). Cependant ils n'ont pu être observés sur le spectre en énergie des protons émis.

La détermination de l'énergie de l'IAS de  $^{49}\text{Fe}$  permet de calculer l'excès de masse pour le noyau de  $^{49}\text{Fe}$  par différentes méthodes, résumées dans le tableau 3.23.

En utilisant la formule de Masse des Multiplets Isobariques (IMME), et connaissant les valeurs des excès de masse de 3 des membres du multiplet ( $A = 49$ ,  $T = 3/2$ ,  $J^\pi = 7/2^-$ ), il est possible de calculer l'excès de masse de  $^{49}\text{Fe}$ . On connaît les excès de masse suivants :

$$\begin{cases} T_z = 3/2, \Delta_m(^{49}\text{V}) = -47.9569 (12) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \\ T_z = 1/2, \Delta_m(^{49}\text{Cr}) = -40.5665 (55) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et } [\text{Fir96}] \\ T_z = -1/2, \Delta_m(^{49}\text{Mn}) = -32.818 (13) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et ce travail} \end{cases}$$

On obtient alors :  $\Delta_m^{\text{IMME}}(^{49}\text{Fe}) = -24.71 (3) \text{ MeV}$ .

Le déplacement d'énergie coulombien [Ant97] est donné par la relation suivante :

$$\begin{cases} \Delta_m^{\text{A-P}}(^{49}\text{Fe}) = \Delta_m(\text{IAS}) + \Delta E_c - \Delta_{\text{nH}} \\ \Delta E_c = 1411.1(3) * \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 886.8(13), \text{ pour } T=3/2 \end{cases} \quad (3.4)$$

où  $\bar{Z} = 25.5$  est le numéro atomique moyen des deux noyaux et où  $A = 49$  désigne leur nombre de masse. Appliquée au cas des deux états analogues des noyaux de  $^{49}\text{Fe}$  et de  $^{49}\text{Mn}$ , elle conduit à la valeur de  $\Delta E_c = 8946.5 (25)$  keV. L'excès de masse atomique calculé pour  $^{49}\text{Fe}$  est alors égal à  $\Delta_m^{A-P} (^{49}\text{Fe}) = -24.65 (2)$  MeV.

Méthode utilisée	Estimations		Prédictions	
	IMME	Antony et Pape	[Jan88]	[Aud03]
$\Delta_m(^{49}\text{Fe})$ en MeV	-24.71 (3)	-24.65 (2)	-24.79	-24.58 (15)

Tableau 3.23 : Comparaison des valeurs de l'excès de masse pour  $^{49}\text{Fe}$  calculées par différentes méthodes (IMME et déplacement d'énergie coulombien) avec celles données par Janecke et al. [Jan88] et Audi et al. [Aud03].

Les valeurs de l'excès de masse de  $^{49}\text{Fe}$  déterminées par les méthodes résumées dans le tableau 3.23 sont données avec une meilleure précision et montrent que celles-ci sont compatibles entre elles. Par ailleurs, les valeurs déterminées à partir des données expérimentales (IMME et déplacement d'énergie coulombien) sont en bon accord avec les excès de masse donnés par Faux et al. (-24.66 (9) MeV) dans la référence [Fau95] et par Janas et al. (-24.71 (5) MeV) dans la référence [Jan94] pour ce noyau.

A partir des données recueillies au cours de cette analyse, il est possible de proposer un schéma partiel de décroissance de  $^{49}\text{Fe}$  présenté sur la figure 3.29.

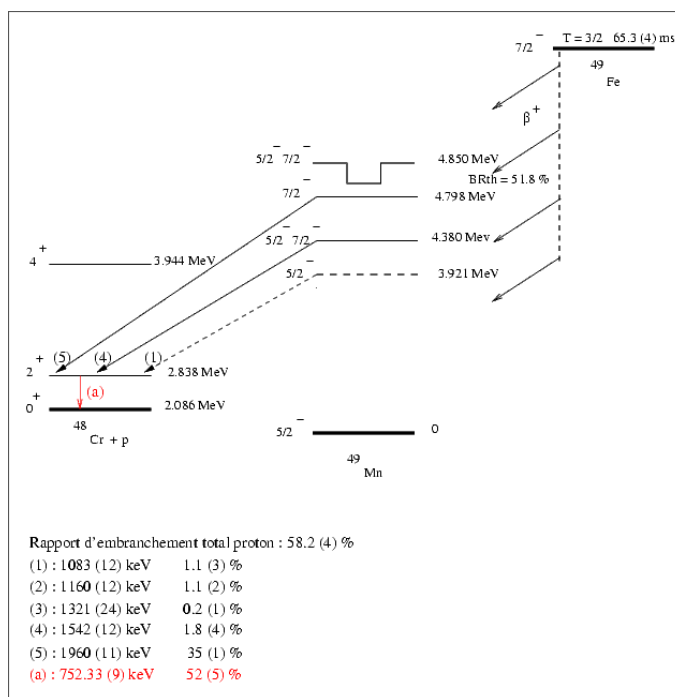


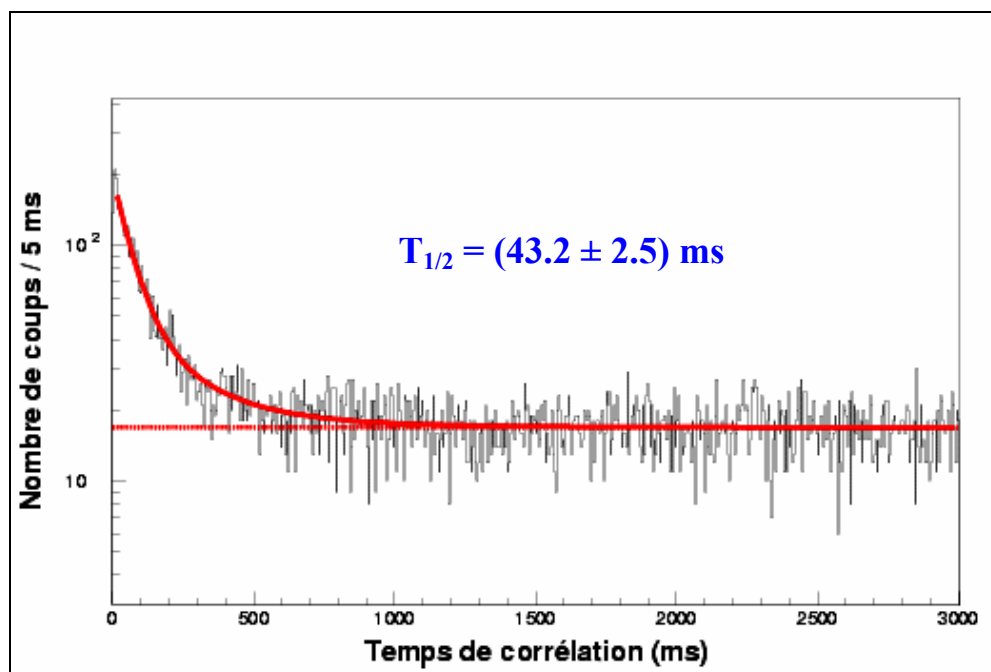
Figure 3.29 : Schéma partiel de décroissance de  $^{49}\text{Fe}$ . Les pics protons 1, 4, 5 ont pu être placés dans ce schéma.

### 3.5.2 – Spectroscopie de $^{48}\text{Fe}$

Vingt sept noyaux de  $^{48}\text{Fe}$  ont été observés pour la première fois en 1987, lors d'une expérience au GANIL [Pou87]. Cependant, les premiers résultats concernant ce noyau ne seront publiés qu'en 1996 [Fau96]. La durée de vie établie par cette dernière est  $T_{1/2} = (44 \pm 7)$  ms (voir *tableau 3.24*).

La durée de vie mesurée dans ce travail et présentée sur la *figure 3.30* donne une valeur  $T_{1/2} = (43.2 \pm 2.5)$  ms, cohérente avec celle indiquée par la référence [Fau96]. En tenant compte des différentes valeurs expérimentales, la durée de vie moyenne du  $^{48}\text{Fe}$  est évaluée à :

$$T_{1/2} = (43.2 \pm 1.4) \text{ ms}$$



*Figure 3.30 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{48}\text{Fe}$ . La durée de vie de ce noyau moyennée à partir des valeurs mesurées pour E312b et E312c est évaluée à  $T_{1/2} = (43.2 \pm 2.5)$  ms.*

Le rapport d'embranchement total proton est calculé à partir des données de E312b et E312c (*tableau 3.24*). La valeur moyenne de cette grandeur donne :  $P_p = (14.2 \pm 0.9) \%$ , valeur compatible avec la limite inférieure ( $P_p \geq 3.6 \%$ ) donnée par Faux *et al.* [Fau96].

	Valeurs expérimentales				Valeurs théoriques		
	Moyenne	E312b	E312c	[Fau96]	[Hon04b]	[Hir91]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	43.2 (14)	41.1 (19)	46.3 (23)	44 (7)	50	24.4	51.6
Rapport d'embranchement total proton (%)	14.2 (9)	14.4 (12)	13.8 (15)	> 3.6 (11)	-	-	-

Tableau 3.24 : Durées de vie expérimentales et théoriques et rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{48}\text{Fe}$ .

En ce qui concerne le mode de décroissance de  $^{48}\text{Fe}$ , Faux *et al.* fait état d'une émission d'un proton à une énergie de 959 (33) keV avec un rapport d'embranchement de 3.6 (11) %.

La distribution en énergie de la décroissance de ce noyau, établie à partir de l'analyse des données des expériences E312b et E312c, est présentée sur la *figure 3.31*. Les énergies et intensités des différents pics protons sont répertoriées dans le *tableau 3.25*.

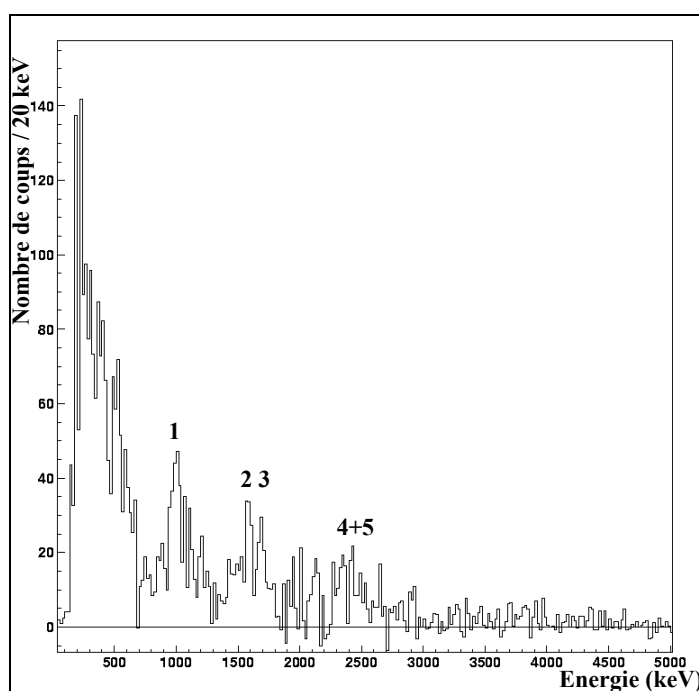


Figure 3.31 : Spectre en énergie des protons issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{48}\text{Fe}$ . Les énergies et intensités des pics protons notés 1, 2, 3, 4 et 5 sur la figure sont répertoriées dans le *tableau 3.25*. Seul le pic proton 1 a déjà été observé à une énergie de 959 (33) keV avec une intensité de 3.6 (11) % [Fau96].

L'analyse du spectre en énergie des protons retardés émis par  $^{48}\text{Fe}$  a permis non seulement de confirmer l'existence du pic proton 1, mais également de mettre en évidence la présence d'autres pics protons (2,3,4,5) à des énergies supérieures.



Pour ce qui est du pic proton 1, les valeurs des énergies mesurées et des intensités calculées à partir des expériences E312b et E312c sont en bon accord, aux incertitudes près, avec celles données dans la référence [Fau96]. L'énergie moyenne de cette transition donne comme valeur :  $E_p = 999$  (14) keV avec un rapport d'embranchement moyen  $I_p = 2.1$  (3) %. Cette transition est attribuée à la décroissance de l'IAS du  $^{48}\text{Fe}$  ( $0^+$ ) sur le fondamental du  $^{47}\text{Cr}$  ( $3/2^-$ ).

A partir de l'énergie de cette transition, il est possible de calculer l'énergie d'excitation de l'IAS de  $^{48}\text{Fe}$  par rapport au fondamental de  $^{48}\text{Mn}$ , en prenant les excès de masse de  $^{47}\text{Cr}$  et de  $^{48}\text{Mn}$  dans la référence [Aud03] :  $E_{\text{IAS}} = 3050$  (110) keV. L'excès de masse de l'IAS nous donne comme valeur  $\Delta_m(\text{IAS}) = -26270$  (20) keV.

Le taux d'alimentation par  $\beta$  calculé pour l'IAS donne une valeur de 42.1 %, valeur très supérieure à l'intensité du proton émis dans la désintégration de ce niveau (2.1 (3) %). Cette grande différence ne peut s'expliquer que par l'existence d'une compétition entre la désexcitation de l'IAS par émission de protons et par émission de rayonnement  $\gamma$ .

Quant aux autres pics protons, ils n'ont jamais été observés. Ces transitions par émissions de protons proviennent probablement de la désintégration de niveaux excités ( $0^+$  ou  $1^+$ ) dans  $^{48}\text{Mn}$  peuplés par désintégration  $\beta$ . Pour pouvoir attribuer de telles transitions dans un schéma de décroissance de  $^{48}\text{Fe}$ , il est nécessaire de regarder les émissions  $\gamma$  et de voir si des corrélations existent entre l'émission d'un de ces protons et l'émission de rayonnement  $\gamma$  dans le  $^{47}\text{Cr}$ .

Numéro du pic	Moyenne		E312b		E312c		[Fau96]	
	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)
1	999 (14)	2.1 (3)	1003 (28)	1.8 (4)	1011 (19)	2.3 (5)	959 (33)	3.6 (11)
2	1575 (17)	1.1 (3)	1592 (32)	1.1 (4)	1569 (20)	1.1 (4)	-	-
3	1695 (17)	0.9 (2)	1705 (35)	0.9 (3)	1692 (20)	0.9 (3)	-	-
4	2362 (31)	0.6 (3)	-	-	2362 (31)	0.6 (3)	-	-
5	2464 (24)	0.7 (3)	-	-	2464 (24)	0.7 (3)	-	-
a	91.6 (3)	7.6 (32)	-	-	91.6 (3)	7.6 (32)	-	-
b	99.2 (2)	3 (2)	-	-	99.2 (2)	3 (2)	-	-
c	313.3 (5)	9.5 (36)	-	-	313.3 (5)	9.5 (36)	-	-
d	2477 (1)	-	-	-	2477 (1)	-	-	-

Tableau 3.25 : Energies  $E_p$  et  $E_\gamma$  et intensités absolues  $I_p$  et  $I_\gamma$  des émissions retardées des protons et du rayonnement  $\gamma$  observés dans la désintégration de  $^{48}\text{Fe}$ . Les pics numérotés de 1 à 5 correspondent aux pics numérotés sur la figure 3.31, les raies  $\gamma$  notées a, b, c et d correspondent à celles notées sur la figure 3.32.

Le spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$  est présenté sur la figure 3.32 et les énergies et intensités des raies  $\gamma$  (a, b, c et d) sont indiquées dans le tableau 3.25. L'analyse du spectre en énergie a permis de mettre en évidence trois raies  $\gamma$ .

La raie  $\gamma$  (b) provient de la désexcitation du premier niveau excité ( $5/2^-$ ) vers le fondamental ( $7/2^-$ ) du noyau de  $^{47}\text{Cr}$ . Cela semble indiquer que des protons émis à partir de niveaux excités de  $^{48}\text{Mn}$  arrivent sur d'autres niveaux que le fondamental de  $^{47}\text{Cr}$  qui se

désexcitent par émission de rayonnement  $\gamma$ . L'énergie mesurée de cette transition 99.2 (2) keV est compatible avec l'énergie du premier niveau  $5/2^-$  (99.3 (3) keV) donnée dans la référence [Fir96]. De plus l'intensité de cette raie  $\gamma$  correspond aux incertitudes près aux intensités d'un ou plusieurs pics protons répertoriés dans le *tableau 3.25*.

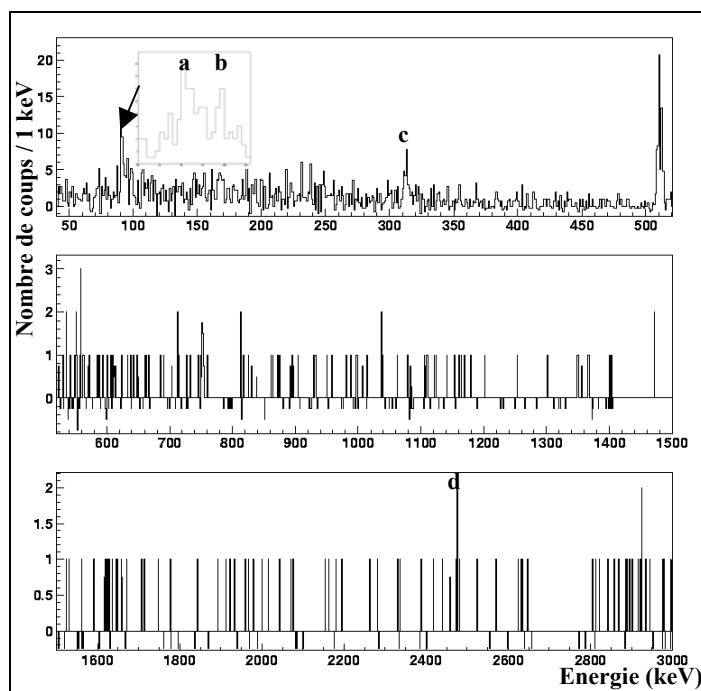


Figure 3.32 : Spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$  issu de la décroissance de  $^{48}\text{Fe}$ . Trois raies  $\gamma$ , notée (a, b, c et d) ont pu être mises en évidence.

La raie  $\gamma$  (c) mesurée à une énergie de 313.3 (5) keV avec une intensité de 9.5 (36) % pourrait être émise depuis un niveau excité ( $2^+$ ) vers le fondamental ( $4^+$ ) de  $^{48}\text{Mn}$ . La structure de  $^{48}\text{Mn}$  n'étant pas connu, il n'a été possible de supposer l'existence d'un tel niveau qu'à partir du schéma de décroissance proposé pour son noyau miroir ( $^{48}\text{V}$ ). Ce noyau possède en effet un niveau  $2^+$  situé à une énergie de 308.27 (5) keV d'après la référence [Fir96] se désexcitant par émission de rayonnement  $\gamma$  directement sur le fondamental de ce dernier. En admettant que l'émission de cette raie  $\gamma$  provienne pour partie de la désexcitation par rayonnement  $\gamma$  de l'IAS de  $^{48}\text{Fe}$ , l'intensité de la transition mesurée ne suffit pas toutefois à expliquer la différence entre l'alimentation par  $\beta$  de l'IAS calculée et mesurée au travers de l'émission proton : d'autres raies  $\gamma$  devraient signer la désexcitation de ce niveau.

La raie  $\gamma$  (d) mesurée à une énergie de 2477 (1) keV pourrait correspondre à la désexcitation de l'IAS vers un niveau  $1^+$  de  $^{48}\text{Mn}$  situé à une énergie d'environ 573 keV selon les prédictions de Brown (voir *figure 4.2*).

Quant à la raie  $\gamma$  (a) mesurée à une énergie de 91.6 (3) keV avec une intensité de 7.6 (32) %, aucune explication sur sa provenance et son appartenance ne peut être donnée.

A partir des données recueillies, un schéma partiel de décroissance de  $^{48}\text{Fe}$  est proposé et présenté sur la *figure 3.33*. Sur ce schéma, l'attribution du proton de 999 (14) keV à la décroissance de l'IAS de  $^{48}\text{Fe}$  confirme les travaux réalisées par Faux *et al.* en 1996. D'autre part, des protons ainsi que des raies  $\gamma$  non encore observés ont pu être mis en évidence pour la

première fois. Seules deux transitions  $\gamma$  ont été attribuées à la décroissance de niveaux dans  $^{48}\text{Mn}$  et dans  $^{47}\text{Cr}$ . Cependant, en raison du faible nombre de noyaux identifiés dans E312c, aucun proton n'a pu être observé en coïncidence avec la raie  $\gamma$  d'énergie 99.2 (2) keV.

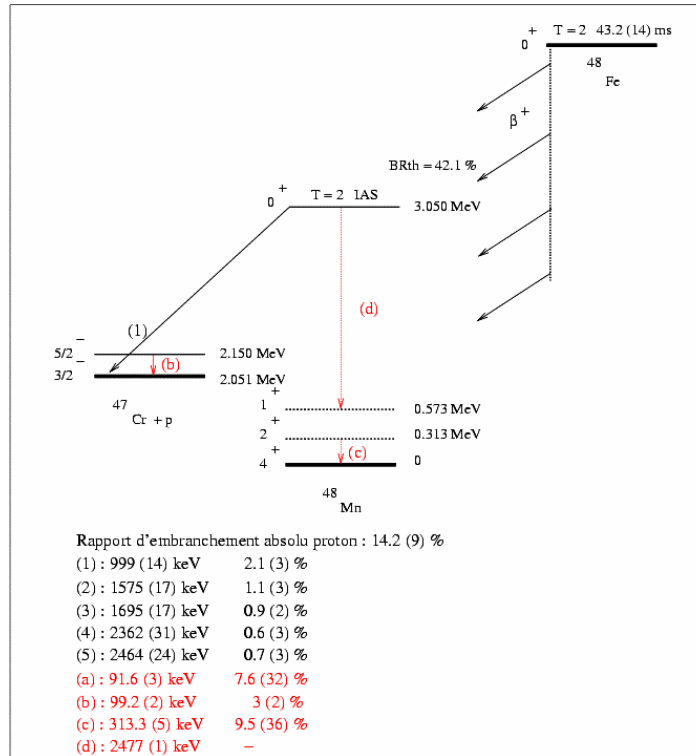


Figure 3.33 : Schéma partiel de décroissance de  $^{48}\text{Fe}$ . Seuls le pic proton (1) et les raies  $\gamma$  (b, c et d) ont pu être placés sur ce schéma.

La détermination de l'énergie de l'IAS de  $^{48}\text{Fe}$  permet de calculer l'excès de masse pour le noyau de  $^{48}\text{Fe}$  par différentes méthodes, résumées dans le tableau 3.26.

En utilisant la formule de Masse des Multiplets Isobariques (IMME), et connaissant les valeurs des excès de masse de 3 des membres du multiplet ( $A = 48$ ,  $T = 2$ ,  $J^\pi = 0^+$ ), il est possible de calculer l'excès de masse de  $^{48}\text{Fe}$ . On connaît les excès de masse suivants :

$$\begin{cases} T_z = 2, \Delta_m(^{48}\text{Ti}) = -48.4877 (8) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \\ T_z = 0, \Delta_m(^{48}\text{Cr}) = -34.064 (16) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et } [\text{Fir96}] \\ T_z = -1, \Delta_m(^{48}\text{Mn}) = -26.270 (20) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et ce travail} \end{cases}$$

On obtient alors :  $\Delta_m^{\text{IMME}}(^{48}\text{Fe}) = -18.09 (5) \text{ MeV}$ .

Il est aussi possible de calculer l'excès de masse du fondamental du noyau de  $^{48}\text{Fe}$  à partir du déplacement d'énergie coulombien [Ant97] donné par la relation suivante :

$$\begin{cases} \Delta_m^{A-P}({}^{48}\text{Fe}) = \Delta_m(\text{IAS}) + \Delta E_c - \Delta_{\text{nH}} \\ \Delta E_c = 1406.7(6) * \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 872.8(32), \text{ pour } T=2 \end{cases} \quad (3.5)$$

où  $\bar{Z} = 25.5$  est le numéro atomique moyen des deux noyaux et où  $A = 48$  désigne leur nombre de masse. Appliquée au cas des deux états analogues des noyaux de  ${}^{48}\text{Fe}$  et de  ${}^{48}\text{Mn}$ , elle conduit à la valeur de  $\Delta E_c = 8997.4 (53)$  keV. L'excès de masse atomique de  ${}^{48}\text{Fe}$  est égal à  $\Delta_m^{A-P}({}^{48}\text{Fe}) = -18.05 (2)$  MeV.

Méthode utilisée	Estimations		Prédictions	
	IMME	Antony et Pape	[Jan88]	[Aud03]
$\Delta_m({}^{48}\text{Fe})$ en MeV	-18.09 (5)	-18.05 (2)	-17.98	-18.16 (7)

Tableau 3.26 : Comparaison des valeurs de l'excès de masse pour  ${}^{48}\text{Fe}$  calculées par différentes méthodes (IMME et déplacement d'énergie coulombien) avec celles données par Janecke et al. [Jan88] et Audi et al. [Aud03].

Les valeurs de l'excès de masse de  ${}^{48}\text{Fe}$  déterminées à partir des données expérimentales (IMME et déplacement d'énergie coulombien) par les méthodes résumées dans le *tableau 3.26* sont en bon accord entre elles et avec celles données dans les références [Jan88, Aud03]. Ce calcul a aussi permis de déterminer le niveau ( $0^+$ ,  $T = 2$ ,  $T_z = 1$ ) dans le noyau de  ${}^{48}\text{V}$  dont l'excès de masse vaut  $-41.47 (8)$  MeV. Ce niveau correspond au niveau  $0^+$  situé à une énergie de  $3018 (11)$  keV d'après la référence [Fir96].

### 3.5.3 – Spectroscopie de ${}^{47}\text{Fe}$

Le noyau de  ${}^{47}\text{Fe}$  a été découvert en 1992 au cours d'une expérience réalisée au GANIL [Bor92]. Les 13 noyaux de  ${}^{47}\text{Fe}$  observés par Faux *et al.* ont permis de mesurer une durée de vie égale à  $T_{1/2} = (27 \pm_{10}^{32})$  ms (voir *tableau 3.27*). Une autre mesure de la durée de vie de ce noyau a été réalisée par Giovinazzo *et al.* [Gio01], permettant d'en préciser la valeur :  $T_{1/2} = (21.8 \pm 0.7)$  ms.

La distribution en temps des évènements de radioactivité consécutifs à une implantation identifiée de  ${}^{47}\text{Fe}$  est représentée sur la *figure 3.34*. La durée de vie mesurée dans ce travail conduit à une valeur  $T_{1/2} = (21.5 \pm 0.4)$  ms, valeur cohérente avec celles référencées dans [Bor92, Gio01]. L'ensemble de ces valeurs est résumé dans le *tableau 3.27*. En tenant compte des différentes valeurs expérimentales (E312a, E312b, E312c et [Bor92]), la durée de vie moyenne de  ${}^{47}\text{Fe}$  est évaluée à :

$$T_{1/2} = (21.6 \pm 0.4) \text{ ms}$$

Cette valeur est en bon accord, aux incertitudes près, avec les différentes valeurs théoriques calculées par Hirsch *et al.* et plus récemment par Honma *et al.* qui donne une valeur de 22 ms pour la durée de vie du  $^{47}\text{Fe}$ .

	Valeurs expérimentales						Valeurs théoriques		
	Moyenne	E312a	E312b	E312c	[Gio01]	[Bor92]	[Hon04b]	[Hir93]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	21.6 (4)	21.6 (4)	20.9 (8)	22.5 (11)	21.8 (7)	$27 \pm_{10}^{32}$	22	22-57	27.3
Rapport d'embranchement total proton (%)	90.0 (25)	-	89.2 (32)	91.2 (40)	87 (7)	-	-	-	-

Tableau 3.27 : Durées de vie expérimentales et théoriques et rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{47}\text{Fe}$ .

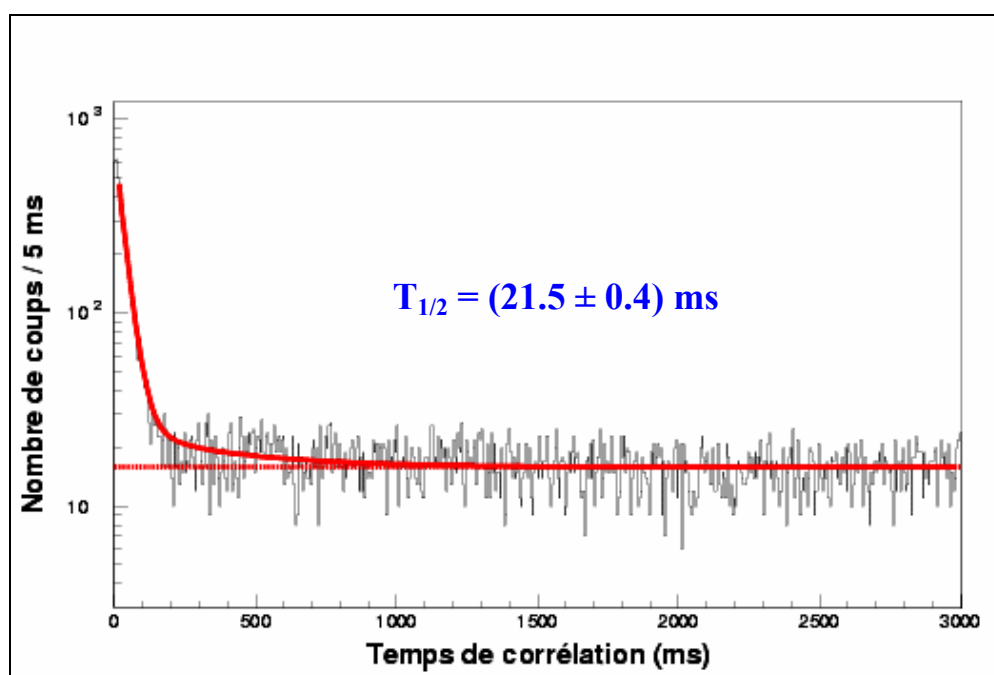


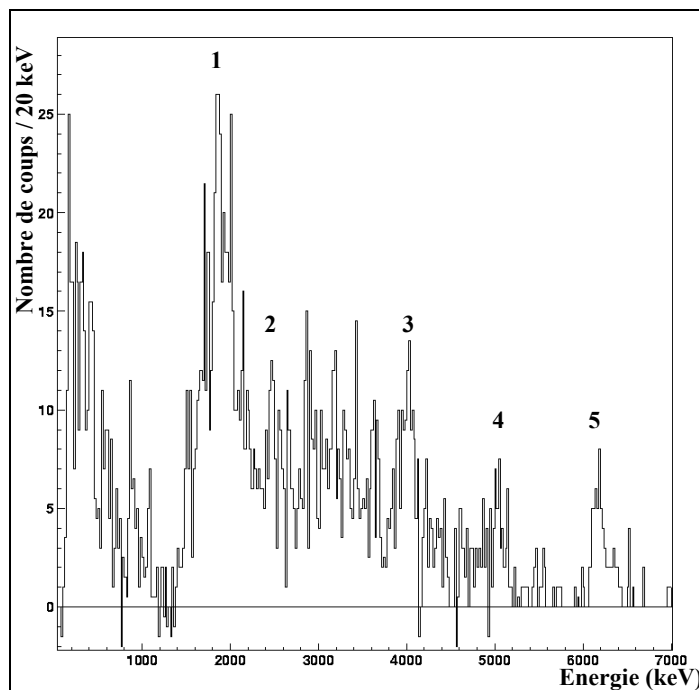
Figure 3.34 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{47}\text{Fe}$ . La durée de vie de ce noyau moyennée à partir des valeurs mesurées pour les expériences E312a, E312b et E312c est évaluée à  $T_{1/2} = (21.5 \pm 0.4)$  ms.

Le rapport d'embranchement total proton est calculé à partir des données des expériences E312b et E312c et est répertorié dans le *tableau 3.27*. La valeur moyenne de cette grandeur donne un rapport d'embranchement total proton égal à  $P_p = (90.0 \pm 2.5)$  %, valeur compatible avec celle donnée par Giovinazzo *et al.* (87 (7) %).

L'analyse du spectre en énergie des protons retardés émis par  $^{47}\text{Fe}$ , menée par Borrel *et al.*, fait état d'une émission d'un proton à une énergie de 3520 (100) keV. Celle menée par

Giovinazzo *et al.* fait état de plusieurs émissions retardées de protons à des énergies de 4880 (20) keV et 5975 (25) keV. Le spectre en énergie proton de ce noyau, établi à partir de l'analyse des données des expériences E312b et E312c, est présenté sur la *figure 3.35*. Les énergies et intensités de ces transitions sont répertoriées dans le *tableau 3.28*.

Le spectre en énergie proton de  $^{47}\text{Fe}$  présente une structure complexe dont il n'a été possible d'extraire des énergies et des intensités que pour cinq pics. Seules deux de ces transitions (pics 4 et 5) ont déjà été observées dans la référence [Gio01], mais à des énergies inférieures d'une centaine de keV à celles mesurées dans ce travail. Toutefois, il est à noter que les valeurs des énergies mesurées pour les pics 4 et 5 au travers des expériences E312b et E312c sont cohérentes entre elles aux incertitudes près. De plus, les énergies des protons mesurées pour les noyaux étudiés dans ce travail n'ont pas permis de relever de tels écarts. Aussi, les valeurs des énergies moyennes pour ce noyau ne tiendront pas compte de celles indiquées par [Gio01].



*Figure 3.35 : Spectre en énergie des protons issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{47}\text{Fe}$ . Les énergies et intensités des pics numérotés de 1 à 5 sont résumées dans le tableau 3.28.*

Considérant tout de même que ces deux transitions (pics 4 et 5) peuvent être assignées à la décroissance de l'IAS ( $7/2^-$ ) de  $^{47}\text{Fe}$  respectivement sur le deuxième état excité  $4^+$  et sur le premier état excité  $2^+$  de  $^{46}\text{Cr}$  comme indiqué dans la référence [Gio01], il est alors possible de calculer l'énergie d'excitation de l'IAS. En tenant compte des différents excès de masses données par Audi *et al.* [Aud03] et des énergies des niveaux excités  $2^+$  et  $4^+$  de  $^{46}\text{Cr}$  indiquées dans la référence [Gio01], les valeurs calculées pour l'énergie de l'IAS par rapport à l'état fondamental de  $^{47}\text{Mn}$  donnent :

$$\begin{cases} E_{\text{IAS}}^5 = 7115 (164) \text{ keV pour le pic proton 5} \\ E_{\text{IAS}}^4 = 7074 (163) \text{ keV pour le pic proton 4.} \end{cases}$$

La valeur moyenne de l'énergie de l'IAS de  $^{47}\text{Fe}$  ainsi calculée est égale à  $E_{\text{IAS}} = 7095 (115) \text{ keV}$ . L'excès de masse moyen pour cet état est :  $\Delta_m(\text{IAS}) = -15167 (25) \text{ keV}$ . L'énergie de l'IAS mesurée ici, même si elle est plus grande que celle calculée par Giovinazzo *et al.* (6868 (162) keV), reste cohérente avec cette dernière du fait de la grandeur de l'incertitude associée à ce calcul. L'importance de cette incertitude provient uniquement de l'erreur associée à l'excès de masse de  $^{47}\text{Mn}$  :  $\Delta_m(^{47}\text{Mn}) = -22260 (160) \text{ keV}$  d'après la référence [Aud03]. L'alimentation de type Fermi pure calculée pour ce niveau donne alors comme valeur : 34.8 %. Cette valeur est très grande devant la somme des deux intensités des protons 4 et 5 ( 5.0 (13) %), mais seulement 2 pics ont pu être attribués à la décroissance de l'IAS. Il est possible que d'autres transitions protons non répertoriées dans ce travail puissent provenir de la décroissance de l'IAS et que ces émissions par proton soient en concurrence avec la désexcitation  $\gamma$  de ce niveau.

Le pic proton 3 pourrait lui aussi par exemple provenir de la désexcitation de l'IAS vers un niveau excité de  $^{46}\text{Cr}$ . En effet, ce niveau serait situé à une énergie de 3063 (120) keV et pourrait correspondre à un des niveaux  $2^+$ ,  $3^-$  ou  $1^-$  observés dans le noyau miroir de  $^{46}\text{Cr}$  qu'est  $^{46}\text{Ti}$  et tous situés à des énergies voisines de 3 MeV. Il ne faut toutefois pas négliger la possibilité que ce proton, tout comme les protons 1 et 2, puissent provenir de l'alimentation par des transitions  $\beta$  de type Gamow-Teller de niveaux  $5/2^-$ ,  $7/2^-$  ou  $9/2^-$  de basse énergie dans  $^{47}\text{Mn}$ .

Numéro du pic	Moyenne		E312b		E312c		[Gio01]	
			$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)
1	1850 (14)	5.8 (10)	1849 (25)	6.3 (12)	1851 (17)	5.0 (16)	-	-
2	2462 (29)	1.9 (7)	2462 (29)	1.9 (7)	-	-	-	-
3	4032 (38)	3.0 (10)	4032 (38)	3.0 (10)	-	-	-	-
4	5012 (26)	2.1 (8)	5040 (47)	2.1 (11)	5000 (31)	2.1 (13)	4880 (20)	-
5	6148 (31)	2.9 (10)	6196 (54)	2.7 (12)	6124 (38)	3.3 (16)	5975 (25)	-
a	892.5 (7)	66 (22)	-	-	892.5 (7)	66 (22)	892 (1)	-
b	1095 (2)	48 (25)	-	-	1095 (2)	48 (25)	1095 (-)	-

Tableau 3.28 : Energies  $E_p$  et  $E_\gamma$  et intensités absolues  $I_p$  et  $I_\gamma$  des émissions retardées des protons et du rayonnement  $\gamma$  observés dans la désintégration de  $^{47}\text{Fe}$ . Les pics numérotés de 1 à 5 correspondent aux pics numérotés sur la figure 3.35, les raies  $\gamma$  notées a et b correspondent à celles notées sur la figure 3.36.

Le spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$  provenant de l'analyse de l'expérience E312c est présenté sur la figure 3.36. Les énergies et intensités des raies  $\gamma$  (a et b) sont indiquées dans le tableau 3.28.

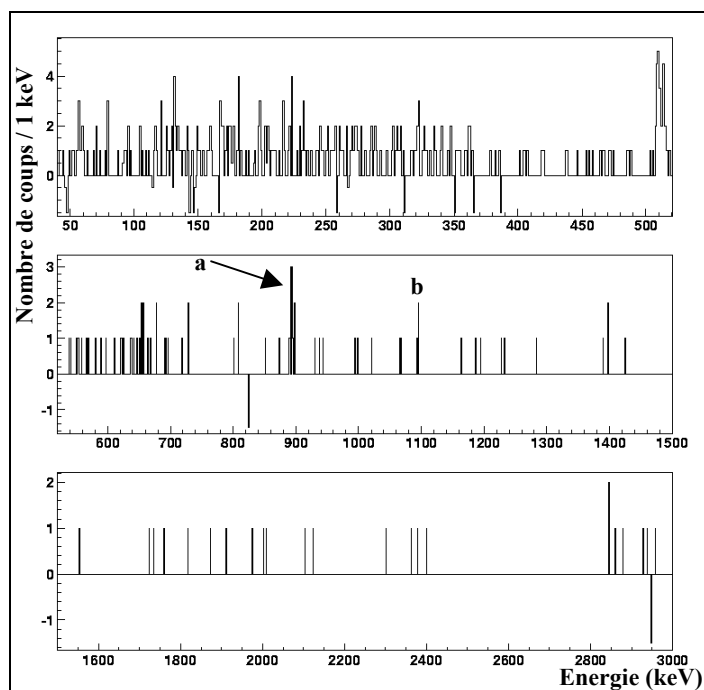


Figure 3.36 : Spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$  issu de la décroissance de  $^{47}\text{Fe}$ . La présence des deux raies  $\gamma$ , notées (a et b), confirme leurs précédentes observations dans la référence [Gio01].

Ces deux raies  $\gamma$ , notées a et b sur la *figure 3.36*, dont les énergies sont respectivement égales à 892.5 (7) keV et 1095 (2) keV, ont déjà été observés par Giovinazzo *et al.* et les valeurs des énergies de ces raies  $\gamma$  sont en bon accord avec celles publiées dans la référence [Gio01] (voir *tableau 3.28*).

La raie  $\gamma$  (a) peut être attribuée à la désexcitation du premier niveau excité  $2^+$  de  $^{46}\text{Cr}$  vers son fondamental. L'intensité de cette transition (66 (22) %) semble indiquer qu'une grande partie des protons retardés émis par  $^{47}\text{Fe}$  sur des niveaux excités de  $^{46}\text{Cr}$  se désexcitent par émission de rayonnement  $\gamma$  transitant par le niveau  $2^+$  de ce noyau. La raie  $\gamma$  (b) provient quant à elle de la désexcitation du deuxième niveau excité  $4^+$  de  $^{46}\text{Cr}$  vers le premier niveau excité de ce noyau. L'intensité de cette transition donne comme valeur 44 (25) %.

Les très grandes incertitudes sur les intensités de ces transitions proviennent du faible nombre de noyaux de  $^{47}\text{Fe}$  identifiés dans l'expérience E312c. C'est aussi pour cette raison qu'aucune corrélation  $\gamma$ -p n'a pu être établie au cours de ce travail. Toutefois à partir des données recueillies et en reprenant celles déjà existantes, un schéma partiel de décroissance de ce noyau est proposé sur la *figure 3.37*.



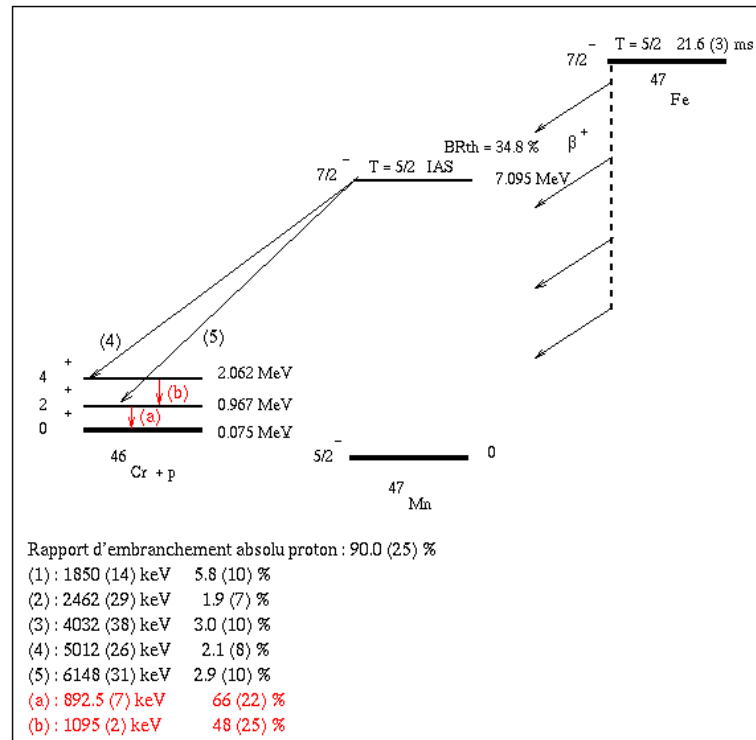


Figure 3.37 : Schéma partiel de décroissance de  $^{47}\text{Fe}$ . Les pics protons 4 et 5 et les raies  $\gamma$  a et b ont pu être placés sur ce schéma. Le calcul de l'énergie de l'IAS de  $^{47}\text{Fe}$  a été fait à partir des données recueillies dans ce travail. Les transitions protons ont été attribuées à partir des corrélations  $\gamma$ -p décrites dans la référence [Gio01].

La détermination de l'énergie de l'IAS de  $^{47}\text{Fe}$  permet de calculer l'excès de masse pour le noyau de  $^{47}\text{Fe}$  uniquement par la méthode du déplacement d'énergie coulombien résumée dans le *tableau 3.29*.

Le calcul de l'excès de masse du fondamental du noyau de  $^{47}\text{Fe}$  à partir du déplacement d'énergie coulombien [Ant86] est donné par la relation suivante :

$$\begin{cases} \Delta_m^{\text{A-P}}(^{47}\text{Fe}) = \Delta_m(\text{IAS}) + \Delta E_c - \Delta_{\text{nH}} \\ \Delta E_c = 1440.8 * \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 1026.3 \end{cases} \quad (3.6)$$

où  $\bar{Z} = 25.5$  est le numéro atomique moyen des deux noyaux et où  $A = 47$  désigne leur nombre de masse. Appliquée au cas des deux états analogues des noyaux de  $^{47}\text{Fe}$  et de  $^{47}\text{Mn}$ , elle conduit à la valeur de  $\Delta E_c = 9154.4$  keV. L'excès de masse atomique de  $^{47}\text{Fe}$  est égal à  $\Delta_m^{\text{A-P}}(^{47}\text{Fe}) = -6.80$  (3) MeV.

	Estimation	Prédictions	
Méthode utilisée	Antony et Pape	Janecke et Masson [Jan88]	Audi [Aud03]
$\Delta_m(^{47}\text{Fe})$ en MeV	-6.80 (3)	-7.24	-6.62 (26)

Tableau 3.29 : Comparaison des valeurs de l'excès de masse pour  $^{47}\text{Fe}$  calculée par la méthode du déplacement d'énergie coulombien avec celles données par Janecke et al. [Jan88] et Audi et al. [Aud03].

Les valeurs de l'excès de masse de  $^{47}\text{Fe}$  déterminée par la méthode du déplacement d'énergie coulombien résumée dans le *tableau 3.29* est en bon accord avec les valeurs données dans les références [Jan88] et [Aud03].

### 3.5.4 – Spectroscopie de $^{46}\text{Fe}$

Comme  $^{47}\text{Fe}$ , le noyau de  $^{46}\text{Fe}$  a été découvert en 1992 au GANIL [Bor92]. Cette dernière fait état d'une durée de vie mesurée de  $T_{1/2} = (20 \pm 20)$  ms. Au cours d'une expérience plus récente au GANIL, des données publiées par Giovinazzo *et al.*, font état d'une durée de vie mesurée  $T_{1/2} = (9.7 \pm 3.5)_{4.3}$  ms [Gio01].

La distribution en temps de la décroissance de  $^{46}\text{Fe}$  est présentée sur la *figure 3.38*. Les durées de vie de  $^{46}\text{Fe}$  mesurées au cours des expériences E312a et E312b donnent des valeurs en bon accord entre elles aux incertitudes près (*tableau 3.30*). Ces deux valeurs sont proches de celle trouvée par Giovinazzo *et al.*, mais on remarquera une importante différence avec celle publiée dans la référence [Bor92]. Cette différence peut s'expliquer par le fait qu'au cours de l'expérience réalisée par Borrel *et al.*, seulement 12 noyaux de  $^{46}\text{Fe}$  ont pu être identifiés, et que les modes de décroissance et les durées de vie des noyaux fils étaient moins bien connus. La durée de vie moyenne de ce noyau sera calculée uniquement à partir des valeurs mesurées dans les expériences E312b et E312a. Celle-ci est évaluée à :

$$T_{1/2} = (10.3 \pm 1.5) \text{ ms.}$$

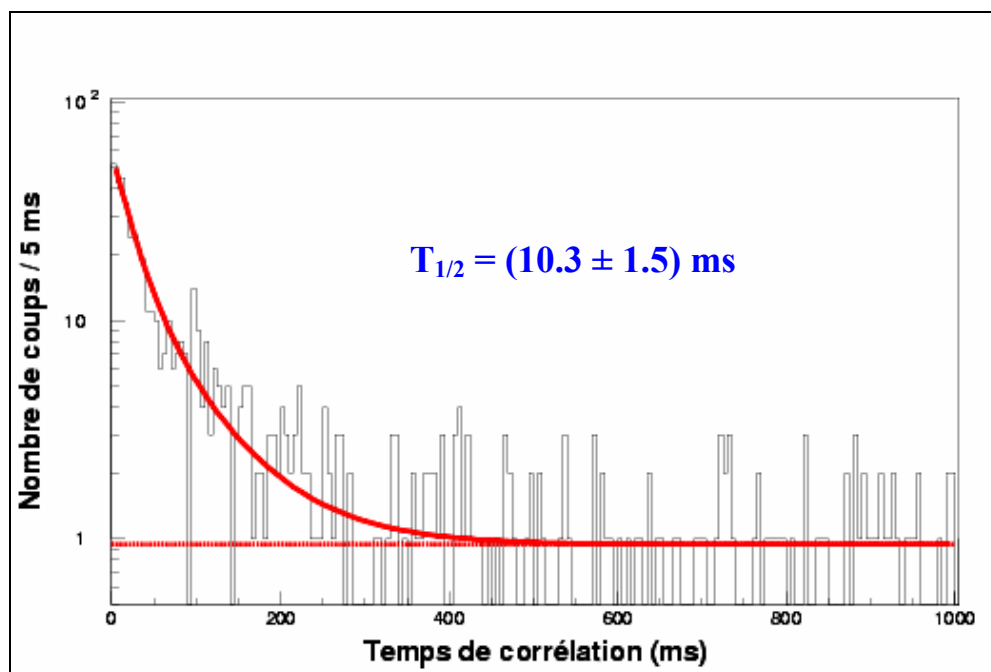


Figure 3.38 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{46}\text{Fe}$ . La durée de vie de ce noyau est évaluée à  $T_{1/2} = (10.3 \pm 1.5) \text{ ms}$ .

Le rapport d'embranchement total proton calculé à partir des données de E312b est donné dans le *tableau 3.30* et conduit à une valeur  $P_p = (68.5 \pm 6.7) \%$ . Cette valeur est supérieure à celle donnée par Giovinazzo *et al.*, mais cela pourrait provenir du fait que le rapport d'embranchement total proton était calculé de manière indirecte. En effet, c'est par le biais du nombre de coups observés dans le pic proton à 2.1 MeV de  $^{45}\text{Cr}$ , que le rapport total d'embranchement proton a été calculé.

	Valeurs expérimentales					Valeurs théoriques		
	Moyenne	E312a	E312b	[Gio01]	[Bor92]	[Orm96]	[Hir93]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	10.3 (15)	9.6 (12)	13.3 (24)	$9.7 \pm_{4.3}^{3.5}$	$20 \pm_{8}^{20}$	18	15-31	24.3
Rapport d'embranchement total proton (%)	68.5 (67)	-	68.5 (67)	36 (20)	-	-	-	-

Tableau 3.30 : Durées de vie expérimentales et théoriques et rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{46}\text{Fe}$ .

L'analyse du spectre en énergie des protons retardés émis par  $^{46}\text{Fe}$ , menée par Borrel *et al.*, fait état d'un proton situé à une énergie de 3520 (100) keV.

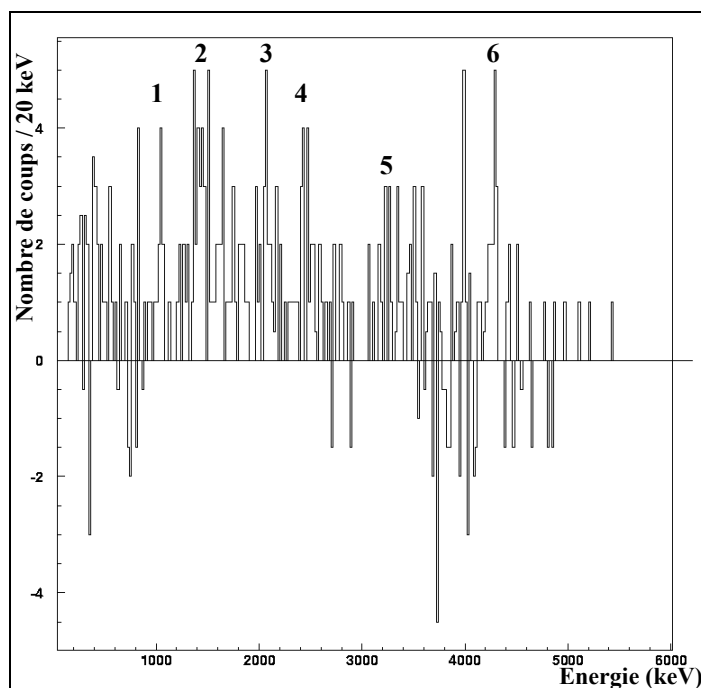


Figure 3.39 : Spectre en énergie des protons issu de la décroissance  $\beta$  de  $^{46}\text{Fe}$  après soustraction de fond. Les énergies et intensités des pics numérotés de 1 à 6 sont résumées dans le tableau 3.31.

Le spectre en énergie proton montre la présence de plusieurs pics protons. Les 6 pics protons, indiqués sur la figure 3.39 et dont les énergies et intensités sont répertoriées dans le tableau 3.31, sont observés pour la première fois. Cependant, le manque de données concernant l'émission de rayonnement  $\gamma$  et la faible connaissance de la structure des niveaux excités des noyaux fils ( $^{46}\text{Mn}$ ,  $^{45}\text{Cr}$ ,  $^{44}\text{V}$ ) ne permettent pas d'attribuer ces transitions dans un schéma de décroissance de  $^{46}\text{Fe}$ .

Numéro du pic	E312b	
	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)
1	1053 (27)	5.8 (30)
2	1429 (30)	8.9 (36)
3	2056 (28)	8.5 (36)
4	2439 (29)	9.5 (40)
5	3240 (33)	8.4 (43)
6	4282 (43)	8.6 (46)

Tableau 3.31 : Energies  $E_p$  et intensités absolues  $I_p$  des émissions retardées des protons observés dans la désintégration de  $^{46}\text{Fe}$ . Les pics numérotés de 1 à 6 correspondent aux pics numérotés sur la figure 3.39.

Il est tout de même possible de calculer la valeur de l'énergie d'excitation de l'IAS ainsi que l'excès de masse de ce noyau grâce à l'équation de l'IMME. En effet,  $^{46}\text{Fe}$  est un des membres du multiplet ( $A = 46$ ,  $T = 3$ ,  $J^\pi = 0^+$ ) dont trois des membres sont connus. Pour cela,

on utilise la masse de  $^{46}\text{Ca}$  ( $T_z = 3$ ) [Aud03], ainsi que les niveaux excités  $0^+$ ,  $T = 3$  des noyaux de  $^{46}\text{Sc}$  ( $T_z = 2$ ) et de  $^{46}\text{Ti}$  ( $T_z = 1$ ) situés respectivement à des énergies 5021 (5) keV [Fir96] et 14153 (6) keV [Fir96] au dessus de leur fondamental, dont les excès de masse sont tirés de la référence [Aud03]. Ce calcul nous conduit finalement à des valeurs pour l'excès de masse du  $^{46}\text{Fe}$  et pour l'énergie d'excitation de l'IAS aux valeurs indiquées ci dessous :

$$\begin{cases} \Delta_m^{\text{IMME}}(^{46}\text{Fe}) = 0.796 (97) \text{ MeV} \\ \Delta_m^{\text{IMME}}(\text{IAS}) = -7.450 (62) \text{ MeV} \end{cases}$$

Ces valeurs sont en bon accord avec celles de Giovanazzo *et al.* (0.769 (115) MeV et  $-7.468$  (72) MeV respectivement) ainsi qu'avec l'excès de masse donné par Audi *et al.* (0.76 (35) MeV).

### 3.5.5 – Spectroscopie de $^{45}\text{Fe}$

Le noyau de  $^{45}\text{Fe}$  a été produit pour la première fois au GSI en 1996 par Blank *et al.* [Bla96]. Par la suite ce noyau a été de nouveau produit lors d'une expérience au GANIL (E312b) au cours de laquelle 22 noyaux ont pu être identifiés. C'est grâce à l'analyse de ces données que la radioactivité directe 2 protons a pour la première fois été observée ([Gio03], [Gio02]). Par ailleurs, cette observation a aussi été confirmée par le groupe de Pfützner *et al.* [Pfü02] au cours d'une expérience réalisée au GSI.

Les résultats relatifs à cette analyse sont présentés sur la *figure 3.40* pour ce qui est de la distribution en énergie de la décroissance de  $^{45}\text{Fe}$  et sur la *figure 3.41* pour ce qui est de la distribution en temps de la décroissance de ce noyau.

Le pic situé à une énergie de 1140 (50) keV (voir *figure 3.40*) peut être attribué à l'émission de deux protons à partir du fondamental du  $^{45}\text{Fe}$  pour plusieurs raisons. Tout d'abord, l'énergie du pic et la durée de vie mesurée (voir *figure 3.41*) donnent une image cohérente d'un tel processus de décroissance aussi bien pour le noyau émetteur ( $^{45}\text{Fe}$ ) que pour le noyau fils ( $^{43}\text{Cr}$ ). De plus, pour tous les événements observés dans le pic, aucune particule  $\beta$  n'a été observée en coïncidence. La probabilité de non observation d'une telle coïncidence est de l'ordre de 1 %. Par ailleurs, la largeur du pic est inférieure d'environ 30 % à celle d'un pic proton dans le cas d'une décroissance  $\beta$ -p. Cela semble indiquer que la traîne  $\beta$ , toujours présente dans le cas de radioactivité  $\beta$ -p et élargissant systématiquement les pics protons, est absente pour celui-ci. L'estimation du rapport d'embranchement de l'émission de deux protons est évaluée entre 70 et 80 %.

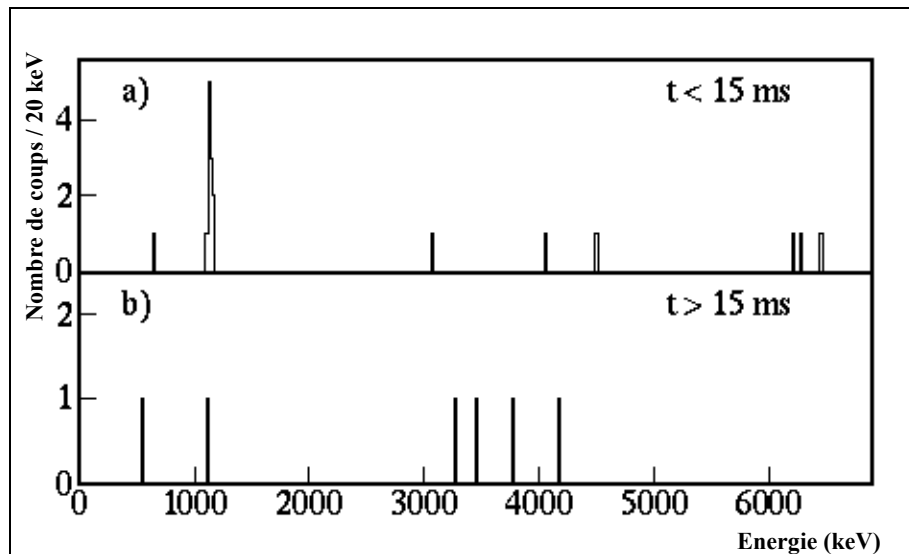


Figure 3.40 : Distribution en énergie des évènements de décroissance corrélés aux implantations de noyaux de  $^{45}\text{Fe}$ . Un pic à une énergie de 1140 (50) keV apparaît clairement pour des temps très courts suivant une implantation (a). Ce pic est identifié comme étant la signature de l'émission de deux protons à partir de l'état fondamental de ce noyau. Les évènements correspondant à des temps plus longs (b) sont compatibles avec ceux enregistrés pour la décroissance du  $^{43}\text{Cr}$ , fils du  $^{45}\text{Fe}$  après émission directe de deux protons.

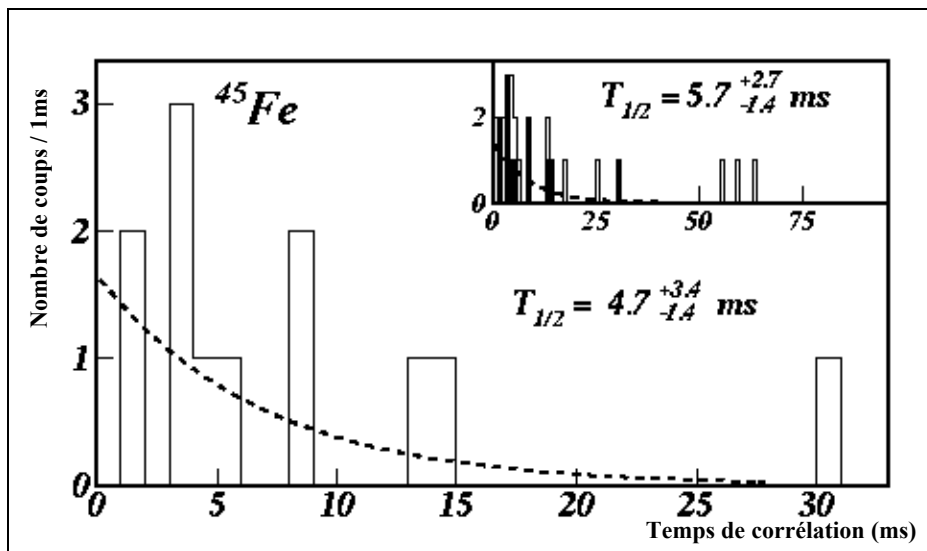


Figure 3.41 : Distribution en temps des évènements de décroissance corrélés aux implantations de noyaux de  $^{45}\text{Fe}$ . Les 12 coups dans le pic à une énergie de 1140 (50) keV donnent une durée de vie estimée à  $(4.7 \pm_{1.4}^{3.4})$  ms. En tenant compte de tous les évènements de radioactivité comme indiqué dans l'insert, la durée de vie de  $^{45}\text{Fe}$  est évaluée à  $(5.7 \pm_{1.4}^{2.7})$  ms et celle de  $^{43}\text{Cr}$  à  $(16.7 \pm 7.0)$  ms, valeur compatible avec celle déterminée dans le paragraphe 3.3.3.

D'un point de vue théorique, l'énergie du pic mesurée est en bon accord avec les valeurs pour  $Q_{2p}$  donnée par Brown [Bro91b] :  $(1150 \pm 90)$  keV, par Ormand [Orm96] :  $(1280 \pm 180)$  keV, et par Cole [Col96] :  $(1220 \pm 50)$  keV. Un calcul de pénétration de barrière pour l'émission d'une particule d' $^2\text{He}$  donne une durée de vie de  $(0.024 \pm_{0.017}^{0.074})$  ms pour un  $Q_{2p} = (1140 \pm 50)$  keV, avec un facteur spectroscopique égal à 1. Grâce à un calcul de modèle en couches, Brown en prenant un facteur spectroscopique égal à 0.2 [Bro91b] obtient une durée de vie de  $(0.12 \pm_{0.09}^{0.38})$  ms. D'autres modèles de descriptions de la radioactivité 2 protons plus récents conduisent à des durées de vie comprises entre 4 ms et 41 ms.

### 3.6 – Les isotopes du cobalt

Les deux isotopes étudiés ici sont caractérisés par  $Z = 27$  et sont  $^{51}\text{Co}$  et  $^{50}\text{Co}$ .

#### 3.6.1 – Spectroscopie de $^{51}\text{Co}$

Le noyau de  $^{51}\text{Co}$  a été produit pour la première fois en 1987 au cours d'une expérience réalisée au GANIL [Pou87]. Cependant, il n'existait jusqu'à aujourd'hui aucune information expérimentale concernant la durée de vie ou le mode de décroissance de ce noyau. Les données recueillies au cours de l'expérience E312b ont permis de mesurer la durée de vie de ce noyau et d'établir son mode de décroissance.

La distribution en temps de la décroissance de  $^{51}\text{Co}$  est présentée sur la *figure 3.42* et la durée de vie est évaluée à :

$$T_{1/2} = (69.4 \pm 2.7) \text{ ms.}$$

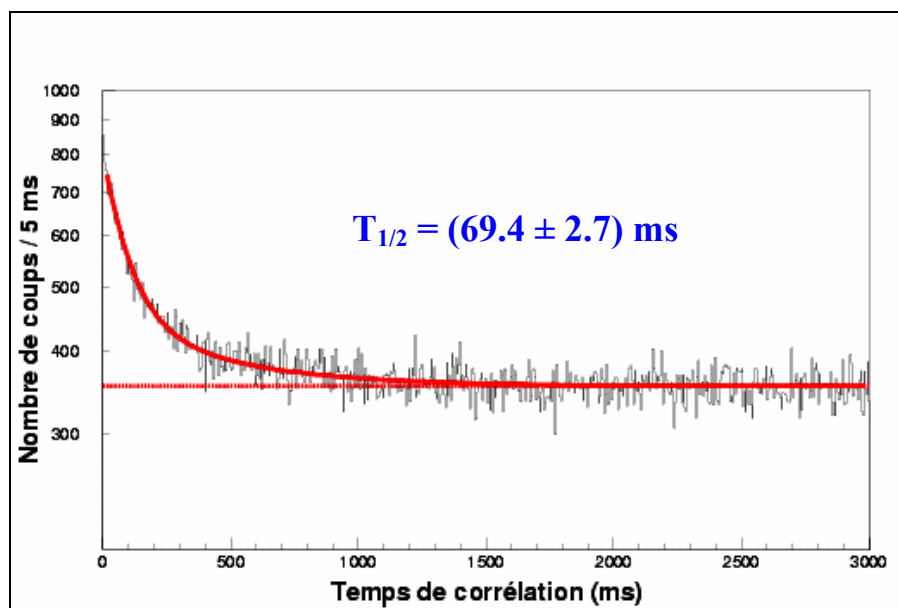


Figure 3.42 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{51}\text{Co}$ . La durée de vie de ce noyau est évaluée à  $T_{1/2} = (69.4 \pm 2.7) \text{ ms}$ .

La durée de vie mesurée dans ce travail est supérieure à celles prédites par Tachibana *et al.* (57.5 ms), par Hirsch *et al.* (32.9 ms) et à celle déduite par Audi *et al.* (60 ms), mais semble plus proche de la valeur calculée par Honma (77 ms).

	Valeur expérimentale	Valeurs théoriques			
	E312b	[Hon04b]	[Aud03]	[Hir91]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	69.4 (27)	77	60	32.9	57.5
Rapport d'embranchement total proton (%)	< 3.2 (6)	-	-	-	-

Tableau 3.32 : Valeurs des durées de vie expérimentale et théoriques et rapport d'embranchement total proton établies pour la première fois de manière expérimentale pour le noyau de  $^{51}\text{Co}$ .

Pour ce qui est du rapport d'embranchement total proton (tableau 3.32) une valeur limite supérieure a pu être établie :  $P_p < (3.2 \pm 0.6) \%$ . Ceci est confirmé par l'analyse du spectre en énergie de la décroissance de  $^{51}\text{Co}$ , présenté sur la figure 3.43, qui ne montre pas de transitions dues à des émissions de protons de forte intensité. Le pic observé aux alentours de 2 MeV, est comme dans le cas de  $^{47}\text{Mn}$ , dû à une aberration de la soustraction de fond pour E312b. L'énergie de ce pic correspond plutôt à l'émission du proton de plus forte intensité observée dans la décroissance de  $^{49}\text{Fe}$ .

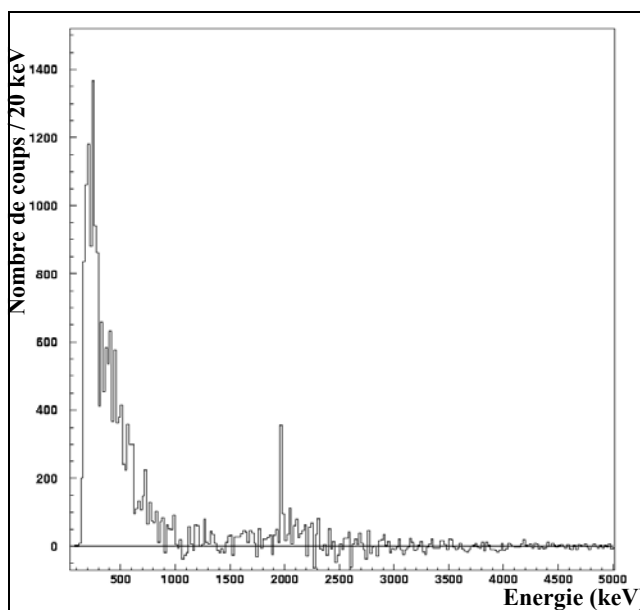


Figure 3.43 : Spectre en énergie des protons issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{51}\text{Co}$ . Aucun proton n'a pu être identifié dans ce spectre. Le pic situé à environ 2 MeV provient d'une aberration due à la procédure de soustraction de fond dans l'expérience E312b.

L'absence de transitions protons semble indiquer que  $^{51}\text{Co}$  se désintègre essentiellement par émission de particules  $\beta$  sur différents niveaux excités de  $^{51}\text{Fe}$  ( $5/2^-$ ,  $7/2^-$  ou  $9/2^-$ ) probablement suivi par émission de rayonnement  $\gamma$ . Ceci peut s'expliquer par le fait que



l'énergie d'excitation de l'IAS de  $^{51}\text{Co}$  est inférieure à l'énergie de séparation d'un proton dans  $^{51}\text{Fe}$ .

### 3.6.2 – Spectroscopie de $^{50}\text{Co}$

Le noyau de  $^{50}\text{Co}$  a lui aussi été découvert en 1987 [Pou87]. Les premières données concernant la durée de vie de ce noyau et son mode de décroissance remontent à 1996 [Fau96]. Ces données, publiées par Faux *et al.*, font état d'une durée de vie égale à  $T_{1/2} = (44 \pm 4)$  ms et d'un mode de décroissance principalement dominé par l'émission de protons retardés.

La durée de vie mesurée du  $^{50}\text{Co}$ , dont le spectre est présenté sur la *figure 3.44*, conduit à une valeur  $T_{1/2} = (38.4 \pm 0.9)$  ms. Cette grandeur mesurée (*tableau 3.33*) est certes plus grande que les valeurs calculées par Hirsch *et al.* (18.2 ms) et par Tachibana *et al.* (32.4 ms), mais reste cohérente aux incertitudes près avec la valeur expérimentale mesurée par Faux *et al.* (44 (4) ms) et celle calculée plus récemment par Honma (40 ms). En tenant compte de la valeur donnée par Faux *et al.*, la durée de vie moyenne de  $^{50}\text{Co}$  est évaluée à :

$$T_{1/2} = (38.6 \pm 0.6) \text{ ms.}$$

Le rapport d'embranchement total proton est calculé à partir des données de E312b et E312c (voir *tableau 3.33*). La valeur moyenne obtenue  $P_p = (73.6 \pm 0.9) \%$  est en accord avec la limite inférieure donnée par Faux *et al.* ( $P_p \geq 42 \%$ ).

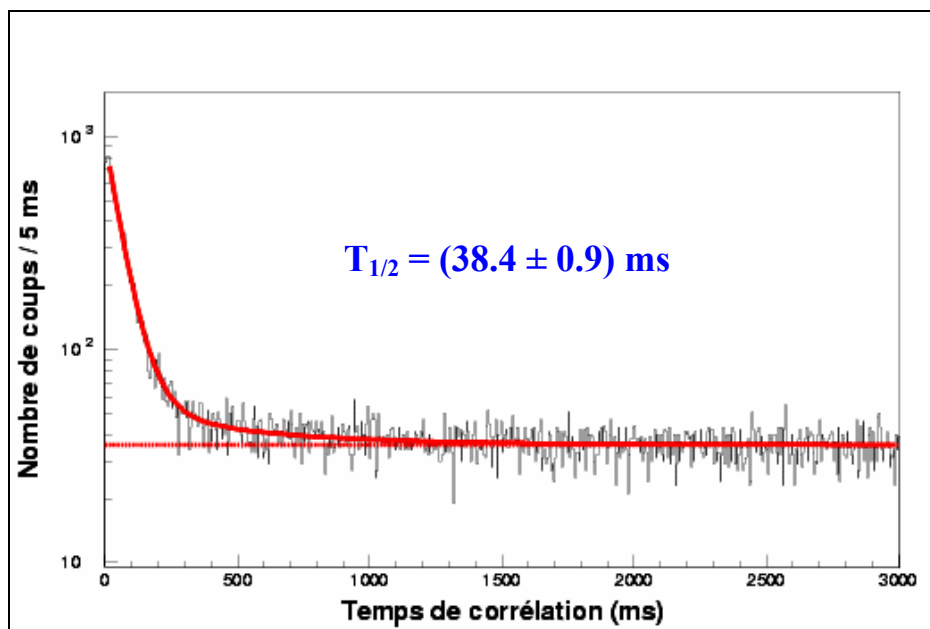


Figure 3.44 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{50}\text{Co}$ . La durée de vie moyenne, calculée à partir des valeurs mesurées au cours des expériences E312b et E312c, est évaluée à  $T_{1/2} = (38.4 \pm 0.9)$  ms.

	Valeurs expérimentales				Valeurs théoriques		
	Moyenne	E312b	E312c	[Fau96]	[Hon04b]	[Hir91]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	38.6 (6)	37.9 (6)	40.0 (10)	44 (4)	40	18.2	32.4
Rapport d'embranchement total proton (%)	73.6 (9)	73.1 (10)	75.0 (16)	> 42	-	-	-

Tableau 3.33 : Durées de vie expérimentales et théoriques et rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{50}\text{Co}$ . La valeur moyenne du rapport d'embranchement total proton ne tient compte que des valeurs déterminées au cours de ce travail.

Le spectre en énergie de la décroissance de  $^{50}\text{Co}$  est présenté sur la figure 3.45. L'analyse de ce spectre a permis de mettre en évidence la présence de 3 pics protons notés (1, 2, 3) sur cette figure. Les énergies et intensités de ces transitions sont résumées dans le tableau 3.34.

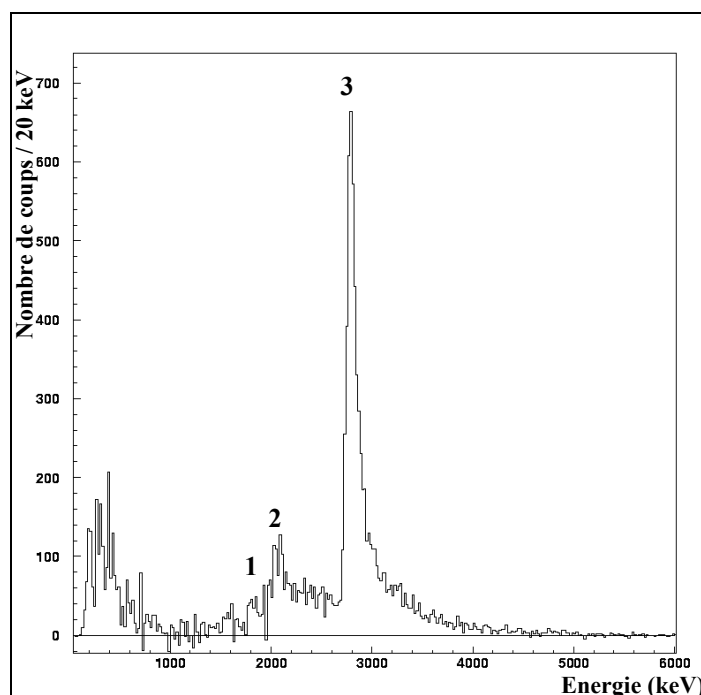


Figure 3.45 : Spectre en énergie des protons issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{50}\text{Co}$ . Les énergies et intensités des pics protons notés de 1 à 3 sur la figure sont reportées dans le tableau 3.34.

Le pic proton 3, situé à une énergie moyenne de 2777 (15) keV avec une intensité de 41.4 (23) % et déjà observé par Faux *et al.*, correspond à la désexcitation de l'IAS ( $6^+$ ) vers le niveau  $11/2^-$  situé à une énergie 1541.1 (13) keV [Bur95] au dessus du fondamental de  $^{49}\text{Mn}$ . Il est alors possible de calculer l'énergie d'excitation de l'IAS à partir des excès de masse de  $^{50}\text{Fe}$  (-34480 (60) keV), de  $^{49}\text{Mn}$  (-37616 (24) keV), du proton (7288.97050 (0.00011) keV) toutes trois tirées de la référence [Aud03] ainsi qu'à partir de l'énergie du proton émis et du niveau excité alimenté dans  $^{49}\text{Mn}$ . On obtient alors une énergie d'excitation de l'IAS par rapport au fondamental de  $^{50}\text{Fe}$  :  $E_{\text{IAS}} = 8471$  (66) keV et un excès de masse égal à  $\Delta_m(\text{IAS}) =$

-26008 (28) keV. Cette valeur est en bon accord avec celle calculée par Faux *et al.* (8480 (48) keV). Le taux d'alimentation de l'IAS par  $\beta$  calculé donne une valeur de 42.8 %. Ce taux d'alimentation est en accord avec l'intensité mesurée pour le proton émis depuis l'IAS et il n'y a donc pas dans ce cas de concurrence avec la désexcitation par émission de rayonnement  $\gamma$ .

Le pic proton 2, situé à une énergie moyenne de 2035 (15) keV, a lui aussi déjà été observé par Faux *et al.* [Fau96]. Cependant il existe une très grande différence entre le rapport d'embranchement mesurée par cette dernière (11 (3) %) et celui mesuré au cours de cette étude ( $\sim 2.5$  %). Ce facteur entre les rapports d'embranchement peut s'expliquer par le fait que dans l'analyse faite par Faux *et al.*, celle-ci n'a pas pu discriminer le pic 1 et le pic 2 proches en énergie. Pour ce qui est de l'attribution de cette transition proton, elle ne peut pas provenir de la désexcitation de l'IAS en raison de la différence d'énergie entre le niveau  $11/2^-$  et le niveau  $13/2^-$  de  $^{49}\text{Mn}$  situé à 940 keV au dessus du niveau précité.

Quant au pic proton 1 mesuré à une énergie moyenne de 1860 (19) keV avec un rapport d'embranchement estimé à 1.0 (3) %, il n'a jamais été observé. D'un point de vu énergétique, ce proton pourrait lui être émis depuis l'IAS vers le niveau  $13/2^-$  situé à 940 keV au dessus du niveau  $11/2^-$  de  $^{49}\text{Mn}$ .

Numéro du pic	Moyenne		E312b		E312c		[Fau96]	
	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)
1	1860 (19)	1.0 (3)	1850 (30)	1.0 (5)	1866 (25)	1.0 (4)	-	-
2	2035 (15)	2.5 (9)	2036 (30)	2.5 (11)	2036 (21)	2.1 (7)	2034 (30)	11 (3)
3	2777 (15)	41.4 (23)	2792 (26)	38.2 (30)	2766 (20)	47 (4)	2790 (41)	43 (12)
a	261.8 (2)	41 (8)	-	-	261.82 (17)	41 (8)	-	-
b	482.5 (7)	22 (11)	-	-	482.49 (68)	22 (11)	-	-
c	797.4 (4)	23 (5)	-	-	797.37 (37)	23 (5)	-	-
d	1278.5 (12)	10 (5)	-	-	1278.5 (12)	10 (5)	-	-

Tableau 3.34 : Energies  $E_p$  et  $E_\gamma$  et intensités absolues  $I_p$  et  $I_\gamma$  des émissions retardées des protons et du rayonnement  $\gamma$  observés dans la désintégration de  $^{50}\text{Co}$ . Les pics numérotés de 1 à 3 correspondent aux pics numérotés sur la figure 3.45, les raies  $\gamma$  notées a, b, c et d correspondent à celles notées sur la figure 3.46.

Le spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$  est présenté sur la figure 3.46 et les énergies et intensités des raies  $\gamma$  sont indiquées dans le tableau 3.34. L'analyse du spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$  a permis de mettre en évidence quatre raies  $\gamma$  provenant toutes de la désexcitation de niveaux excités de  $^{49}\text{Mn}$ .

Une précédente étude des modes de désexcitation de niveaux de  $^{49}\text{Mn}$  [Bur95] a montré que le peuplement de l'état excité  $7/2^-$  se caractérise par l'émission d'une raie  $\gamma$  à 261 (1) keV, le peuplement de l'état  $9/2^-$  par celle d'une raie à 798 (1) et le peuplement de l'état  $11/2^-$  par celles de raies à 482 (1) et 1280 (1) keV. Toutes ces raies  $\gamma$  ont été observées dans cette étude et les valeurs des énergies sont en bon accord, aux incertitudes près, avec celles de la référence [Bur95].

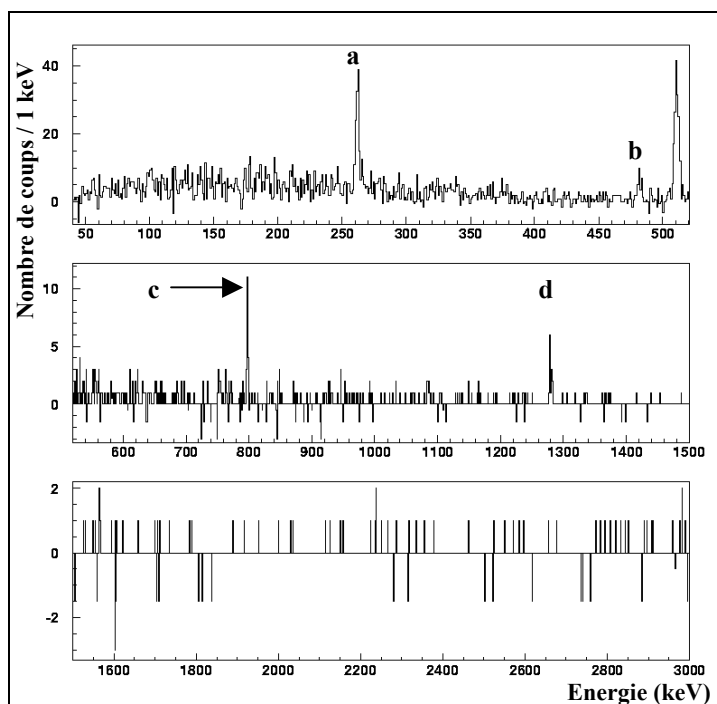


Figure 3.46 : Spectre en énergie de rayonnement  $\gamma$  de  $^{50}\text{Co}$  après soustraction de fond. Les raies  $\gamma$  notées (a, b, c et d), dont les énergies et intensités sont résumées dans le tableau 3.34, correspondent toutes à la désexcitation de différents niveaux du  $^{49}\text{Mn}$ .

En regardant maintenant les pics protons en coïncidence avec les différentes raies  $\gamma$ , il est possible de confirmer les suppositions faites quant au niveaux émetteurs et d'arrivées des protons observés et d'établir plus précisément un schéma partiel de décroissance de  $^{50}\text{Co}$ . Les spectres en énergie des protons émis en coïncidence avec les quatre raies  $\gamma$  sont présentés sur la figure 3.47.

A partir de la figure 3.47, on s'aperçoit que tous les pics protons (1, 2 et 3) sont corrélés à l'émission  $\gamma$  du premier niveau excité de  $^{49}\text{Mn}$  vers son fondamental.

Par ailleurs, le pic proton 3 est lui corrélé à toutes les raies  $\gamma$ , ce qui confirme le fait que cette transition peut être attribuée à la désexcitation de l'IAS de  $^{50}\text{Co}$  vers le niveau  $11/2^-$  situé à une énergie 1541.1 (13) keV au dessus du fondamental de  $^{49}\text{Mn}$ . Ce niveau se désintègre alors par une cascade de rayonnement  $\gamma$  via les niveaux  $9/2^-$  et  $7/2^-$  de  $^{49}\text{Mn}$  jusqu'au fondamental.

Pour ce qui est du pic proton 1, il est lui aussi corrélé à la raie  $\gamma$  (a). Cependant aucune corrélation avec les raies  $\gamma$  b, c et d n'a pu être mise en évidence et la raie  $\gamma$  de 940 keV, correspondant à la désexcitation du niveau  $13/2^-$  vers le niveau  $11/2^-$ , n'apparaît pas dans le spectre en énergie de rayonnement  $\gamma$ . Cela est dû essentiellement au faible rapport d'embranchement de cette transition (environ 1%) et à l'efficacité de détection des détecteurs germanium. L'étude de spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$  ne permet donc pas de confirmer ou d'infirmer l'origine du niveau émetteur pour ce proton.

Cette transition est tout de même représenté sur le schéma partiel de décroissance de  $^{50}\text{Co}$ , présenté sur la figure 3.48.

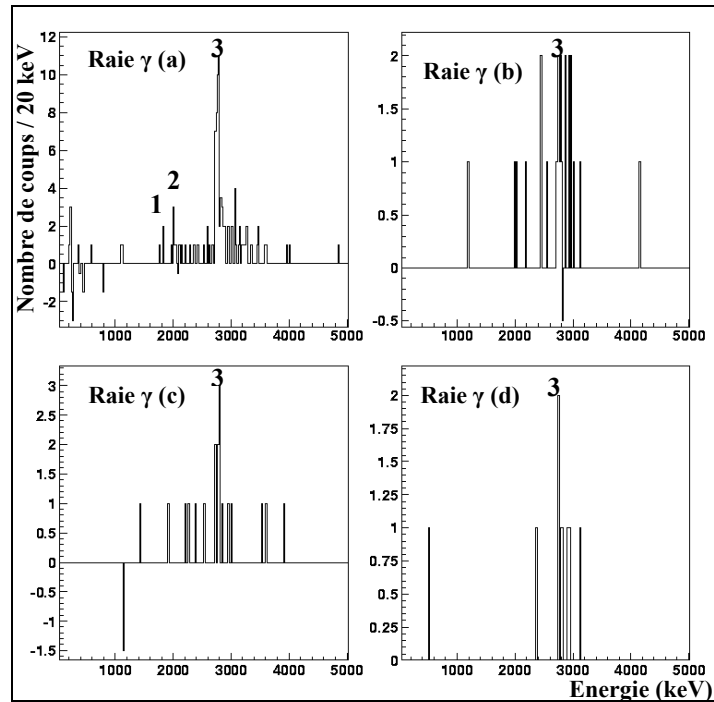


Figure 3.47 : Spectre en énergie des protons issus de la décroissance de  $^{50}\text{Co}$ , obtenu en coïncidence respectivement avec les raies  $\gamma$  (a, b, c et d) aux énergies de 261.8 (2), 482.5 (7), 797.4 (4) et 1278.5 (12) keV.

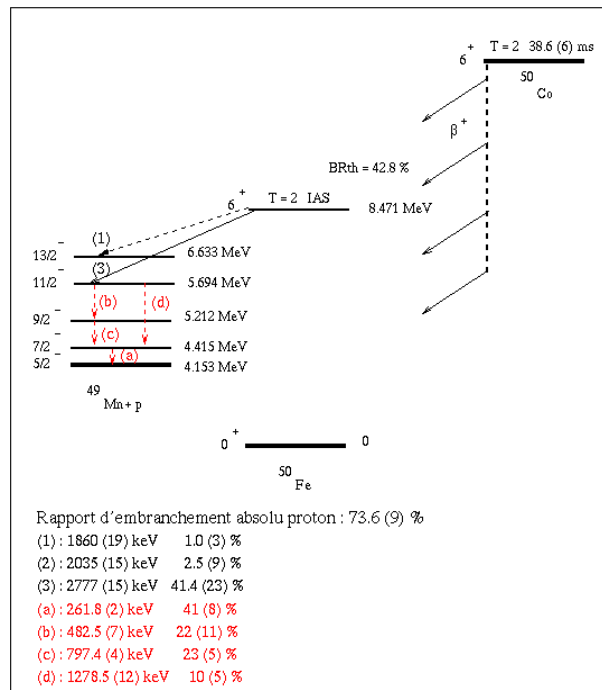


Figure 3.48 : Schéma partiel de décroissance de  $^{50}\text{Co}$ . Le pic proton 1 est placé sur ce schéma, mais l'origine du niveau émetteur n'a pu être confirmée ni par l'analyse du spectre en énergie de rayonnement  $\gamma$ , ni par l'analyse des coïncidences  $\gamma$ -p.

La détermination de l'énergie de l'IAS de  $^{50}\text{Co}$  permet de calculer l'excès de masse pour le noyau de  $^{50}\text{Co}$  par différentes méthodes, résumées dans le *tableau 3.35*.

En utilisant la formule de Masse des Multiplets Isobariques (IMME), et connaissant les valeurs des excès de masse de 3 des membres du multiplet ( $A = 50$ ,  $T = 2$ ,  $J^\pi = 6^+$ ), il est possible de calculer l'excès de masse de  $^{50}\text{Co}$ . On connaît les excès de masse suivants :

$$\begin{cases} T_z = 2, \Delta_m(^{50}\text{V}) = -49.2216 (10) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \\ T_z = 1, \Delta_m(^{50}\text{Cr}) = -41.8345 (71) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et } [\text{Fir96}] \\ T_z = -1, \Delta_m(^{50}\text{Fe}) = -26.008 (10) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et ce travail} \end{cases}$$

On obtient alors :  $\Delta_m^{\text{IMME}}(^{50}\text{Co}) = -17.57 (4) \text{ MeV}$ .

Il est aussi possible de calculer l'excès de masse du fondamental du noyau de  $^{50}\text{Co}$  à partir du déplacement d'énergie coulombien [Ant97] donné par la relation suivante :

$$\begin{cases} \Delta_m^{\text{A-P}}(^{50}\text{Co}) = \Delta_m(\text{IAS}) + \Delta E_c - \Delta_{\text{NH}} \\ \Delta E_c = 1406.7(6) * \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 872.8(32), \text{ pour } T=2 \end{cases} \quad (3.7)$$

où  $\bar{Z} = 26.5$  est le numéro atomique moyen des deux noyaux et où  $A = 50$  désigne leur nombre de masse. Appliquée au cas des deux états analogues des noyaux de  $^{50}\text{Co}$  et de  $^{50}\text{Fe}$ , elle conduit à la valeur de  $\Delta E_c = 9345.9 (54) \text{ keV}$ . L'excès de masse atomique de  $^{50}\text{Co}$  est égal à  $\Delta_m^{\text{A-P}}(^{50}\text{Co}) = -17.44 (3) \text{ MeV}$ .

Méthode utilisée	Estimations		Prédictions	
	IMME	Antony et Pape	Janecke et Masson [Jan88]	Audi [Aud03]
$\Delta_m(^{50}\text{Co})$ en MeV	-17.57 (4)	-17.44 (3)	-17.70	-17.20 (17)

*Tableau 3.35 : Comparaison des valeurs de l'excès de masse pour  $^{50}\text{Co}$  calculées par différentes méthodes (IMME et déplacement d'énergie coulombien) avec celles données par Janecke et al.[Jan88] et Audi et al.[Aud03].*

Les valeurs de l'excès de masse de  $^{50}\text{Co}$  déterminées par les méthodes résumées dans le *tableau 3.35* sont données avec une meilleure précision. Par ailleurs, les valeurs déterminées à partir des données expérimentales (IMME et déplacement d'énergie coulombien) sont en bon accord avec l'excès de masse donné par Faux *et al.* (-17.54 (10) MeV) dans la référence [Fau95].

### 3.7 – Les isotopes du nickel

Les isotopes de nickel ici étudiés vont de  $^{53}\text{Ni}$  à  $^{48}\text{Ni}$  et sont caractérisés par  $Z = 28$ . Les données concernant  $^{48}\text{Ni}$  seront reprises de l'analyse faite par Blank *et al.* et publiées dans la référence [Bla00].

#### 3.7.1 – Spectroscopie de $^{53}\text{Ni}$

Le noyau de  $^{53}\text{Ni}$  a été découvert par Vieira *et al.* en 1976 au cours d'une expérience au laboratoire Lawrence Berkeley. Ces données, publiées dans la référence [Vie76], font état d'une durée de vie mesurée égale à  $T_{1/2} = (45 \pm 15)$  ms et de la présence d'un pic proton à une énergie de 1940 (50) keV.

La distribution en temps de la décroissance de  $^{53}\text{Ni}$  est présentée sur la *figure 3.49*. La durée de vie mesurée au cours de ce travail à partir des données de l'expérience E312b est évaluée à  $T_{1/2} = (55.4 \pm 0.7)$  ms (voir *tableau 3.36*). Cette valeur est en bon accord aux incertitudes près avec la valeur mesurée par Vieira *et al.* (45 (15) ms) mais reste inférieure à celle calculée par Honma *et al.* (64 ms). La valeur moyenne de la durée de vie, tenant compte de la valeur de Vieira *et al.*, est alors évaluée à :

$$T_{1/2} = (55.4 \pm 0.7) \text{ ms.}$$

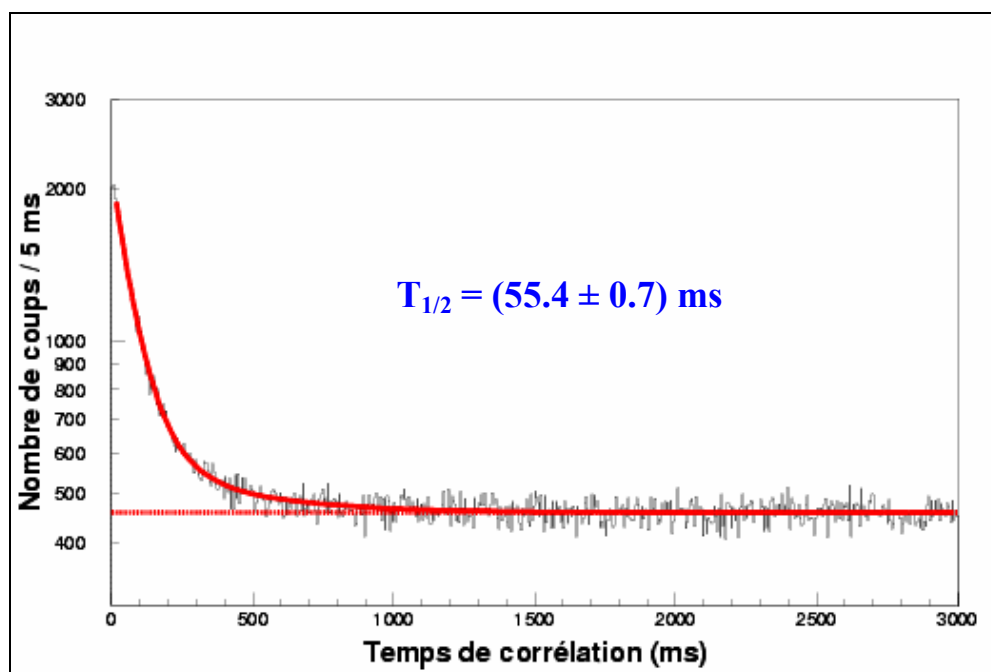


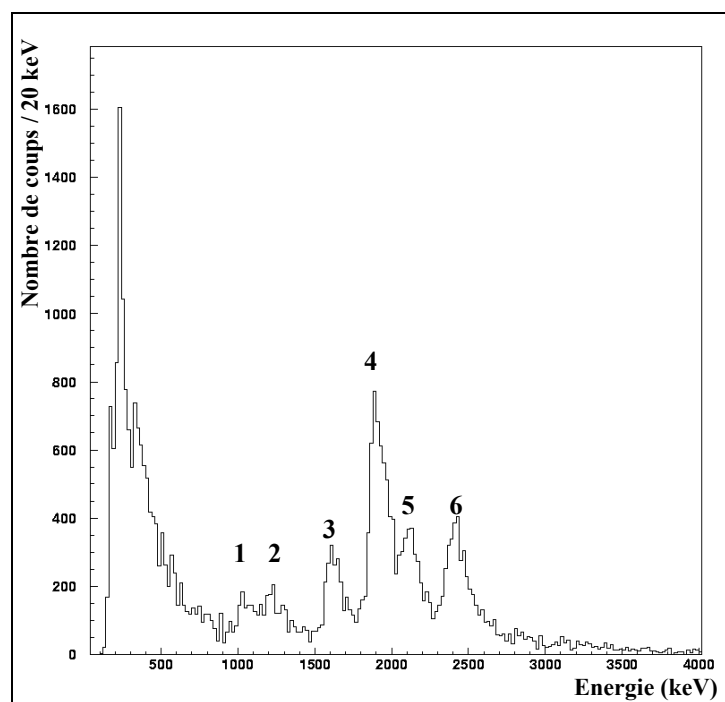
Figure 3.49 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{53}\text{Ni}$ . La durée de vie mesurée de ce noyau à partir des données de l'expérience E312b est évaluée à  $T_{1/2} = (55.4 \pm 0.7)$  ms.

Pour ce qui est du rapport d'embranchement total proton mesuré à partir des données de E312b, sa valeur est estimée à :  $P_p = (22.6 \pm 0.5) \%$  (voir *tableau 3.36*).

	Valeurs expérimentales			Valeur théorique
	Moyenne	E312b	[Vie76]	[Hon04b]
Durée de vie (ms)	55.4 (7)	55.4 (7)	45 (15)	64
Rapport d'embranchement total proton (%)	22.6 (5)	22.6 (5)	-	-

*Tableau 3.36 : Durées de vie expérimentales et théorique et rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{53}\text{Ni}$ .*

L'analyse du spectre en énergie des protons retardés émis par  $^{53}\text{Ni}$  (*figure 3.50*), montre clairement la présence de 6 pics protons. Les énergies et intensités des pics protons sont résumées dans le *tableau 3.37*.



*Figure 3.50 : Spectre en énergie des protons issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{53}\text{Ni}$  après soustraction de fond. Les énergies et intensités des pics protons notés de 1 à 6 sur la figure sont indiquées dans le *tableau 3.37*.*



Le plus intense de ces pics (pic 4) situé à une énergie de 1928 (22) keV a déjà été observé par Vieira *et al.* à une énergie de 1940 (50) keV. Ces deux valeurs sont en bon accord aux incertitudes près et donnent une valeur moyenne de 1930 (20) keV. Cette transition est attribuée à la désexcitation de l'IAS ( $7/2^-$ ) de  $^{53}\text{Ni}$  sur le premier niveau excité  $2^+$  de  $^{52}\text{Fe}$  situé à une énergie de 849.6 (7) keV [Fir96]. Il est alors possible de calculer l'énergie d'excitation de l'IAS à partir des excès de masse de  $^{53}\text{Co}$  (-42645 (18) keV), de  $^{52}\text{Fe}$  (-48332 (7) keV), du proton (7288.97050 (0.00011) keV) tous trois tirés de la référence [Aud03], ainsi qu'à partir de l'énergie du proton émis et du niveau excité alimenté dans  $^{52}\text{Fe}$ . On obtient alors une énergie d'excitation de l'IAS par rapport au fondamental de  $^{53}\text{Co}$  :  $E_{\text{IAS}} = 4381$  (28) keV et un excès de masse  $\Delta_m(\text{IAS}) = -38263$  (21) keV. L'intensité absolue de cette transition est évaluée à 5.4 (4) %, valeur très inférieure au taux d'alimentation par  $\beta$  calculé pour ce niveau ( $\sim 64$  %). Cette différence ne peut s'expliquer que par une concurrence entre désexcitation par rayonnement  $\gamma$  et émission proton à partir de l'IAS.

Les autres protons observés (1, 2, 3, 5 et 6) proviennent probablement de la désexcitation d'autres niveaux excités ( $7/2^-$ ) de  $^{53}\text{Co}$  vers le premier niveau  $2^+$  de  $^{52}\text{Fe}$ . En effet, si l'on regarde le noyau miroir de  $^{53}\text{Co}$  ( $^{53}\text{Fe}$ ), celui-ci possède plusieurs états excités  $7/2^-$  dont les énergies pourraient correspondre à de telles émissions de protons. Cependant l'absence de spectre en énergie de rayonnement  $\gamma$  et de coïncidences p- $\gamma$  (ou  $\gamma$ -p) ne permettent pas de confirmer l'attribution de ces transitions. Ces protons pourraient aussi provenir, d'après les règles de sélection, de la désintégration de niveaux  $5/2^-$  et  $9/2^-$  peuplés par des désintégrations  $\beta$  de type Gamow-Teller de  $^{53}\text{Ni}$ .

Numéro du pic	Moyenne		E312b		[Vie76]	
	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)
1	1077 (28)	0.8 (2)	1077 (28)	0.8 (2)	-	-
2	1251 (27)	0.8 (2)	1251 (27)	0.8 (2)	-	-
3	1639 (22)	1.8 (2)	1639 (22)	1.8 (2)	-	-
4	1930 (20)	5.4 (4)	1928 (22)	5.4 (4)	1940 (50)	-
5	2111 (24)	2.4 (3)	2111 (24)	2.4 (3)	-	-
6	2399 (26)	3.2 (15)	2399 (26)	3.2 (15)	-	-

Tableau 3.37 : Energies  $E_p$  et intensités absolues  $I_p$  des émissions retardées des protons observés dans la désintégration de  $^{53}\text{Ni}$ . Les pics numérotés de 1 à 6 correspondent aux pics numérotés sur la figure 3.50.

A partir des données recueillies, il est possible de proposer un schéma partiel de décroissance de  $^{53}\text{Ni}$  présenté sur la figure 3.51.

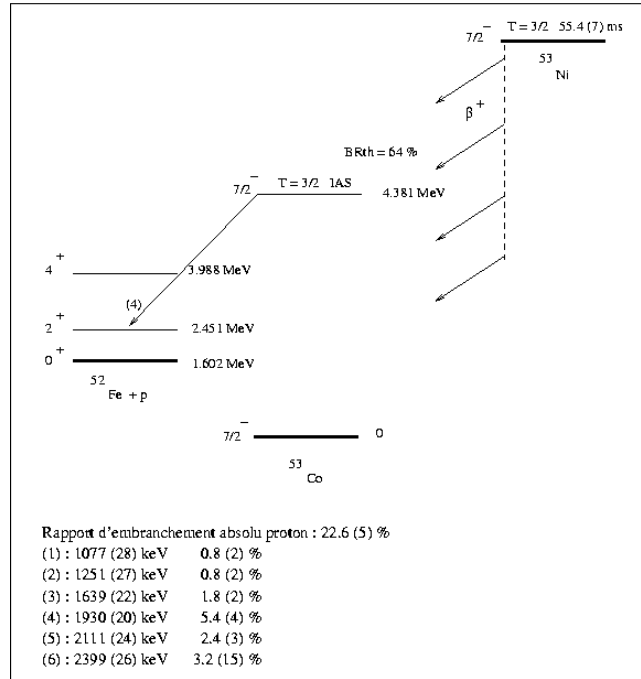


Figure 3.51 : Schéma partiel de décroissance de  $^{53}\text{Ni}$ . Seul le pic proton 4 est placé sur ce schéma et correspond à la désintégration de l'IAS de  $^{53}\text{Ni}$  vers le premier niveau excité  $2^+$  de  $^{52}\text{Fe}$ .

La détermination de l'énergie de l'IAS de  $^{53}\text{Ni}$  permet de calculer l'excès de masse pour ce noyau par différentes méthodes, résumées dans le tableau 3.38.

En utilisant la formule de Masse des Multiplets Isobariques (IMME), et connaissant les valeurs des excès de masse de 3 des membres du multiplet ( $A = 53$ ,  $T = 3/2$ ,  $J^\pi = 7/2^-$ ), il est possible de calculer l'excès de masse de  $^{53}\text{Ni}$ . On connaît les excès de masse suivants :

$$\begin{cases} T_z = 3/2, \Delta_m(^{53}\text{Mn}) = -54.6879 (8) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \\ T_z = 1/2, \Delta_m(^{53}\text{Fe}) = -46.6893 (35) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et } [\text{Fir96}] \\ T_z = -1/2, \Delta_m(^{53}\text{Co}) = -38.263 (21) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et ce travail} \end{cases}$$

On obtient alors :  $\Delta_m^{\text{IMME}}(^{53}\text{Ni}) = -29.41 (10) \text{ MeV}$ .

Il est aussi possible de calculer l'excès de masse du fondamental du noyau de  $^{53}\text{Ni}$  à partir du déplacement d'énergie coulombien [Ant97] donné par la relation suivante :

$$\begin{cases} \Delta_m^{\text{A-P}}(^{53}\text{Ni}) = \Delta_m(\text{IAS}) + \Delta E_c - \Delta_{\text{nH}} \\ \Delta E_c = 1411.1(3) * \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 886.8(13), \text{ pour } T = 3/2 \end{cases} \quad (3.8)$$

où  $\bar{Z} = 27.5$  est le numéro atomique moyen des deux noyaux et où  $A = 53$  désigne leur nombre de masse. Appliquée au cas des deux états analogues des noyaux de  $^{53}\text{Ni}$  et de  $^{53}\text{Co}$ , elle conduit à la valeur de  $\Delta E_c = 9443.9 (25)$  keV. L'excès de masse atomique de  $^{53}\text{Ni}$  est égal à  $\Delta_m^{A-P}(^{53}\text{Ni}) = -29.60 (2)$  MeV.

Méthode utilisée	Estimations		Prédictions	
	IMME	Antony et Pape	Janecke et Masson [Jan88]	Audi [Aud03]
$\Delta_m(^{53}\text{Ni})$ en MeV	-29.41 (10)	-29.60 (2)	-29.73	-29.37 (16)

Tableau 3.38 : Comparaison des valeurs de l'excès de masse calculées par différentes méthodes (IMME et déplacement d'énergie coulombien) pour  $^{53}\text{Ni}$  avec celles données par Janecke et al. [Jan88] et Audi et al. [Aud03].

Les valeurs de l'excès de masse de  $^{53}\text{Ni}$  déterminées par les méthodes résumées dans le tableau 3.38 sont données avec une meilleure précision et montrent que celles-ci sont compatibles entre elles. Par ailleurs, les valeurs déterminées à partir des données expérimentales (IMME et déplacement d'énergie coulombien) sont en bon accord avec l'excès de masse calculé par Vieira et al. (-29.41 (18) MeV) dans la référence [Vie76].

### 3.7.2 – Spectroscopie de $^{52}\text{Ni}$

Le noyau de  $^{52}\text{Ni}$  a été produit pour la première fois au cours d'une expérience au GANIL en 1987 [Pou87]. Les premières données concernant la durée de vie et le mode de décroissance de ce noyau ne sont apparues qu'en 1994 suite à une expérience menée par Faux et al. [Fau94] au GANIL. Ces données, publiées dans la référence [Fau94], font état d'une durée de vie mesurée égale à  $T_{1/2} = (38 \pm 5)$  ms et de la présence de deux pics protons situés à des énergies de 1060 (50) et 1340 (60) keV avec des intensités respectives de 6 (1) % et 11 (1) %.

La durée de vie de  $^{52}\text{Ni}$  mesurée au cours des expériences E312b et E312c (voir figure 3.52) est évaluée à  $T_{1/2} = (40.1 \pm 0.7)$  ms. Cette valeur est en bon accord aux incertitudes près avec la valeur mesurée par Faux et al. (38 (5) ms) mais se situe entre celles calculées par Honma et al. (47 ms) et par Tachibana et al. (37.5 ms). L'ensemble de ces valeurs est résumé dans le tableau 3.39. La valeur moyenne de la durée de vie, tenant compte de l'ensemble des valeurs expérimentales, est alors évaluée à :

$$T_{1/2} = (40.1 \pm 0.7) \text{ ms.}$$

Le rapport d'embranchement total proton est calculé à partir des données recueillies au cours des expériences E312b et E312c et est répertorié dans le tableau 3.39. Les valeurs de cette grandeur, 32.7 (9) % pour E312c et 30.8 (16) % pour E312b, sont en bon accord entre

elles et avec la limite inférieure proposée par Faux *et al.* ( $> 17\%$ ) aux incertitudes près. Le rapport d'embranchement total proton moyen calculé est égal à  $P_p = (32.2 \pm 0.8)\%$ .

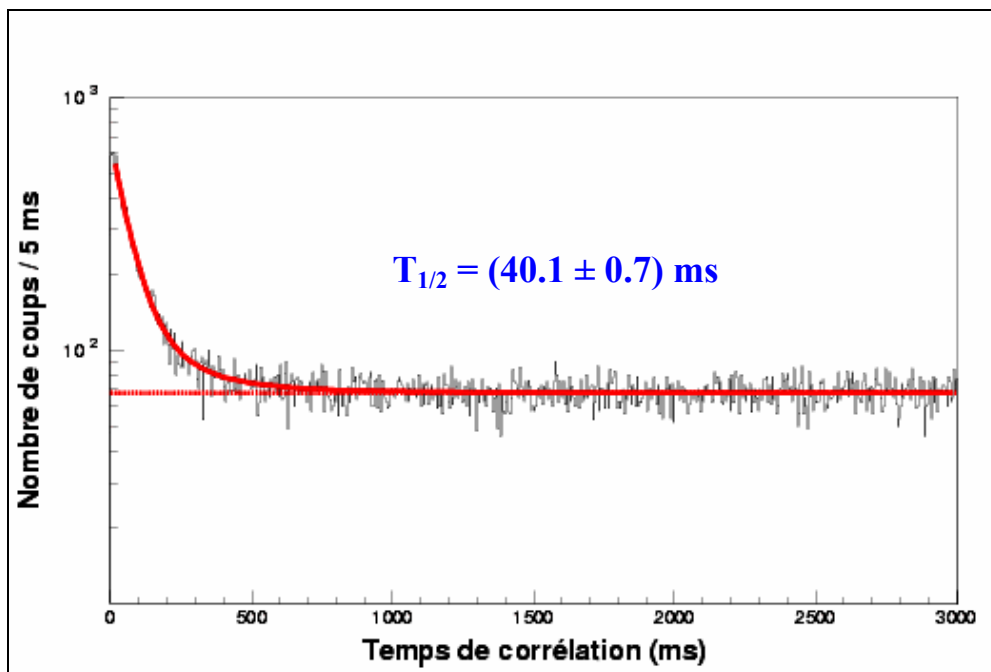


Figure 3.52 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{52}\text{Ni}$ . La durée de vie de ce noyau mesurée à partir des données des expériences E312b et E312c est évaluée à  $T_{1/2} = (40.1 \pm 0.7)$  ms.

	Valeurs expérimentales				Valeurs théoriques		
	Moyenne	E312b	E312c	[Fau94]	[Hon04b]	[Hir91]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	40.1 (7)	40.1 (7)	40.4 (22)	38 (5)	47	25.6	37.5
Rapport d'embranchement total proton (%)	32.2 (8)	32.7 (9)	30.8 (16)	-	-	-	-

Tableau 3.39 : Valeurs expérimentales (E312b, E312c, [Fau94]) et théoriques ([Hon04b], [Hir91], [Tac90]) de la durée de vie et du rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{52}\text{Ni}$ .

D'après l'étude menée par Faux *et al.*, celle-ci fait état de l'émission de deux protons à des énergies de 1060 (50) et 1340 (60) keV avec des intensités respectives de 6 (1) et 11 (1) %.

Le spectre en énergie proton de ce noyau, établi à partir des données des expériences E312b et E312c, est présenté sur la figure 3.53. Les énergies et intensités de ces transitions sont indiquées dans le tableau 3.40.

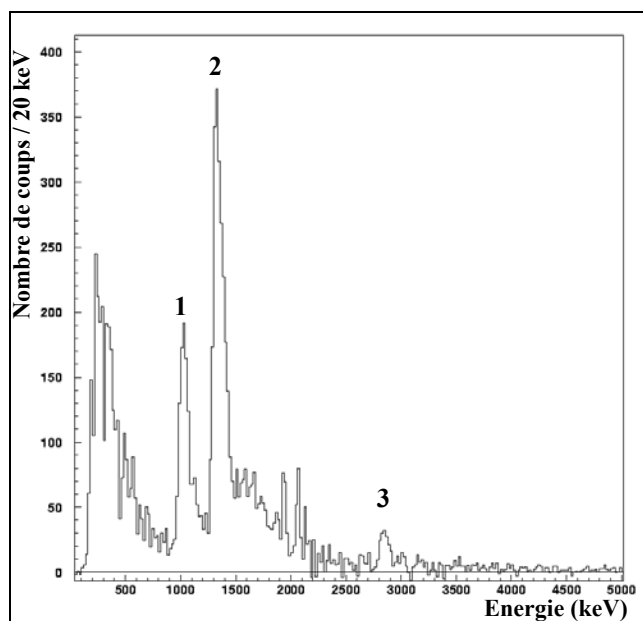


Figure 3.53 : Spectre en énergie des protons issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{52}\text{Ni}$  après soustraction de fond. Les énergies et intensités des pics protons notés de 1 à 3 sur la figure sont indiquées dans le tableau 3.38.

Sur la figure 3.53, il est possible de distinguer clairement la présence de trois pics protons (1, 2 et 3), dont les deux premiers ont déjà été observés par Faux *et al.* à des énergies et avec des rapports d'embranchement comparables à ceux mesurés dans ce travail (voir tableau 3.40). En considérant l'ensemble des valeurs expérimentales, on obtient une énergie et une intensité moyennes de 1056 (13) keV et de 4.0 (5) % pour le pic 1, et de 1344 (12) keV et 10.2 (8) % pour le pic 2.

Le troisième pic proton, non observé par Faux *et al.*, n'a pu être observé qu'à partir des données de l'expérience E312b, du fait du nombre de noyaux de  $^{52}\text{Ni}$  identifiés (18549 noyaux pour E312b contre 1772 noyaux pour E312c et 1713 noyaux pour Faux *et al.*) et du faible rapport d'embranchement de cette transition (0.6 (4) %).

Numéro du pic	Moyenne		E312b		E312c		[Fau94]	
	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)	$E_p$ (keV)	$I_p$ (%)
1	1056 (13)	4.0 (5)	1057 (19)	3.4 (6)	1054 (20)	3.7 (11)	1060 (50)	6 (1)
2	1344 (12)	10.2 (8)	1328 (21)	8.7 (26)	1352 (15)	8.6 (16)	1340 (60)	11 (1)
3	2824 (30)	0.6 (4)	2824 (30)	0.6 (4)	-	-	-	-
a	260.0 (6)	6 (5)	-	-	260.0 (6)	6 (5)	-	-

Tableau 3.40 : Energies  $E_p$  et  $E_\gamma$  en keV et intensités absolues  $I_p$  et  $I_\gamma$  en % des émissions retardées des protons et du rayonnement  $\gamma$  observés dans la désintégration de  $^{52}\text{Ni}$ . Les pics numérotés de 1 à 3 correspondent aux pics numérotés sur la figure 3.53, la raie  $\gamma$  notée a correspond à celle notée sur la figure 3.54.

Si l'on attribue le pic proton 2 à la décroissance de l'IAS de  $^{52}\text{Ni}$  sur le niveau fondamental de  $^{51}\text{Fe}$ , l'énergie mesurée, les excès de masse de  $^{52}\text{Co}$  (-33920 (70) keV) de

$^{51}\text{Fe}$  (-40222 (15) keV) et du proton [Aud03] nous permettent de remonter à l'énergie de l'IAS par rapport au fondamental de  $^{52}\text{Co}$ . On obtient alors  $E_{\text{IAS}} = 2331$  (72) keV. Cette valeur est en bon accord avec celle proposée par Junde [Jun00] (environ 2350 keV), mais reste inférieure d'environ 400 keV à celle calculée par Faux *et al.* (2732 (52) keV). Cette différence s'explique par les différences entre les excès de masse pour le noyau de  $^{52}\text{Co}$  connus et utilisés dans le travail de Faux *et al.* [Fau95] en 1988 (-34287 (22) keV) et ceux connus en 2003.

Le pic proton 1 peut lui aussi être attribué à la décroissance de l'IAS sur le premier niveau excité  $7/2^-$  de  $^{51}\text{Fe}$  situé à une énergie de 262 (6) keV d'après [Fir96] au dessus de son fondamental. Cela conduit à une énergie pour l'IAS de  $E_{\text{IAS}} = 2305$  (73) keV. Les deux valeurs de l'énergie de l'IAS étant compatibles et calculées de manière indépendante, il est possible de calculer l'énergie moyenne de cet état :  $E_{\text{IAS}} = 2320$  (50) keV et un excès de masse moyen égal à  $\Delta_m(\text{IAS}) = -31602$  (14) keV. Le calcul du taux d'alimentation de type Fermi d'un tel niveau conduit à un rapport d'embranchement d'environ 64 %, valeur très supérieure à la somme des deux intensités des protons supposées être émis par l'IAS (14.2 (9) %). L'explication d'une telle différence provient du fait que l'émission de protons se trouve en concurrence avec l'émission de rayonnement  $\gamma$ .

L'analyse du spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$ , présenté sur la *figure 3.54*, indique la présence d'une raie  $\gamma$  à une énergie de 260.0 (6) keV avec une intensité de 6 (5) %. Cette raie  $\gamma$  correspond à la désexcitation du premier niveau excité  $7/2^-$  de  $^{51}\text{Fe}$  vers son fondamental et renforce donc l'idée que le pic proton 1 provient de la décroissance de l'IAS vers ce niveau. Toutefois, en raison du faible nombre de  $^{52}\text{Ni}$  identifiés dans l'expérience E312c, il n'a pas été possible de mettre en évidence des coïncidences entre la raie  $\gamma$  (a) et le pic proton 1.

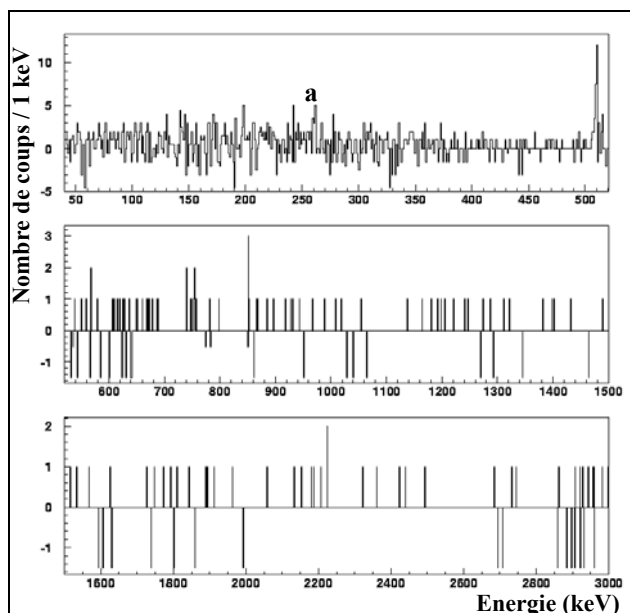
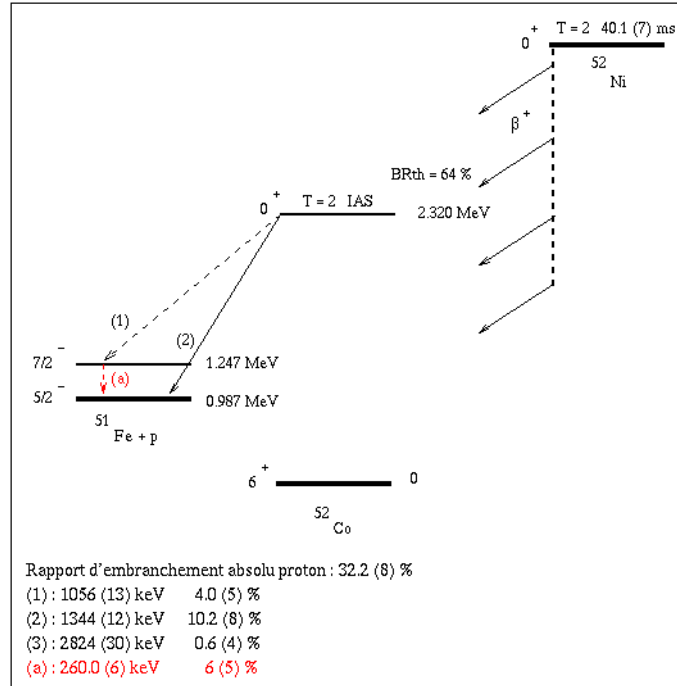


Figure 3.54 : Spectre en énergie de rayonnement  $\gamma$  de  $^{52}\text{Ni}$  après soustraction de fond. La raie  $\gamma$  notée (a) dont l'énergie et l'intensité sont résumées dans le tableau 3.40, correspond à la désexcitation du premier niveau excité de  $^{51}\text{Fe}$ .

A partir des données recueillies, nous proposons un schéma partiel de décroissance de  $^{52}\text{Ni}$  présenté sur la *figure 3.55*.



*Figure 3.55 : Schéma partiel de décroissance de  $^{52}\text{Ni}$ . Le placement du pic 2 confirme l'attribution de cette transition faite par Faux et al. et l'observation de la raie  $\gamma$  (a) permet d'attribuer le pic proton 1 à la désintégration de l'IAS sur le premier niveau excité de  $^{51}\text{Fe}$ .*

La détermination de l'énergie de l'IAS de  $^{52}\text{Ni}$  permet de calculer l'excès de masse pour ce noyau par différentes méthodes, résumées dans le *tableau 3.41*.

En utilisant la formule de Masse des Multiplets Isobariques (IMME), et connaissant les valeurs des excès de masse de 3 des membres du multiplet ( $A = 52$ ,  $T = 2$ ,  $J^\pi = 0^+$ ), il est possible de calculer l'excès de masse de  $^{52}\text{Ni}$ . On connaît les excès de masse suivants :

$$\begin{cases} T_z = 2, \Delta_m(^{52}\text{Cr}) = -55.4169 (8) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \\ T_z = 1, \Delta_m(^{52}\text{Mn}) = -47.7794 (21) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et } [\text{Fir96}] \\ T_z = 0, \Delta_m(^{52}\text{Fe}) = -39.771 (9) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et } [\text{Fir96}] \\ T_z = -1, \Delta_m(^{52}\text{Co}) = -31.600 (20) \text{ MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et ce travail} \end{cases}$$

On obtient alors en considérant les trois premières valeurs :  $\Delta_m^{\text{IMME}}(^{52}\text{Ni}) = -22.64 (4) \text{ MeV}$ .

Il est aussi possible de calculer l'excès de masse du fondamental du noyau de  $^{52}\text{Ni}$  à partir du déplacement d'énergie coulombien donné [Ant97] par la relation suivante :

$$\begin{cases} \Delta_m^{A-P}({}^{52}\text{Ni}) = \Delta_m(\text{IAS}) + \Delta E_c - \Delta_{nH} \\ \Delta E_c = 1406.7(6) * \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 872.8(32), \text{ pour } T=2 \end{cases} \quad (3.9)$$

où  $\bar{Z} = 27.5$  est le numéro atomique moyen des deux noyaux et où  $A = 52$  désigne leur nombre de masse. Appliquée au cas des deux états analogues des noyaux de  ${}^{52}\text{Ni}$  et de  ${}^{52}\text{Co}$ , elle conduit à la valeur de  $\Delta E_c = 9491.3 (54)$  keV. L'excès de masse atomique de  ${}^{52}\text{Ni}$  est égal à  $\Delta_m^{A-P}({}^{52}\text{Ni}) = -22.89 (2)$  MeV.

Méthode utilisée	Estimations		Prédictions	
	IMME	Antony et Pape	Janecke et Masson [Jan88]	Audi [Aud03]
$\Delta_m({}^{52}\text{Ni})$ en MeV	-22.64 (4)	-22.89 (2)	-22.74	-22.65 (8)

Tableau 3.41 : Comparaison des valeurs de l'excès de masse pour  ${}^{52}\text{Ni}$  calculées par différentes méthodes (IMME et déplacement d'énergie coulombien) avec celles données par Janecke et al. [Jan88] et Audi et al. [Aud03].

Les valeurs de l'excès de masse de  ${}^{52}\text{Ni}$  déterminées par les méthodes résumées dans le tableau 3.41 (IMME et déplacement d'énergie coulombien) sont en bon accord avec l'excès de masse calculé par Faux et al. (-22.89 (6) MeV) dans la référence [Fau95].

### 3.7.3 – Spectroscopie de ${}^{51}\text{Ni}$

Le noyau de  ${}^{51}\text{Ni}$  a été observé pour la première fois lors d'une expérience au GANIL [Pou87]. Cependant il n'existe pas à l'heure actuelle de données concernant la durée de vie ou le mode de décroissance pour ce noyau.

La distribution en temps des évènements de décroissance consécutifs à une implantation de  ${}^{51}\text{Ni}$  est présentée sur la figure 3.56. Les trois valeurs de cette grandeur mesurées (voir tableau 3.42) restent cohérentes entre elles aux incertitudes près ainsi qu'avec celles calculées par Honma (25ms), Hirsch (25.8 ms) et Tachibana (22.2 ms). La valeur moyenne de la durée de vie du  ${}^{51}\text{Ni}$  est évaluée à :  $T_{1/2} = (24.1 \pm 0.8)$  ms.

Le rapport d'embranchement total proton est calculé à partir des données de E312b et E312c (tableau 3.42). Les deux valeurs obtenues (91 (5) % pour E312b et 93 (3) % pour E312c) sont en bon accord aux incertitudes près. La valeur moyenne du rapport d'embranchement total proton est alors égal à :  $P_p = (92.5 \pm 2.6)$  %.



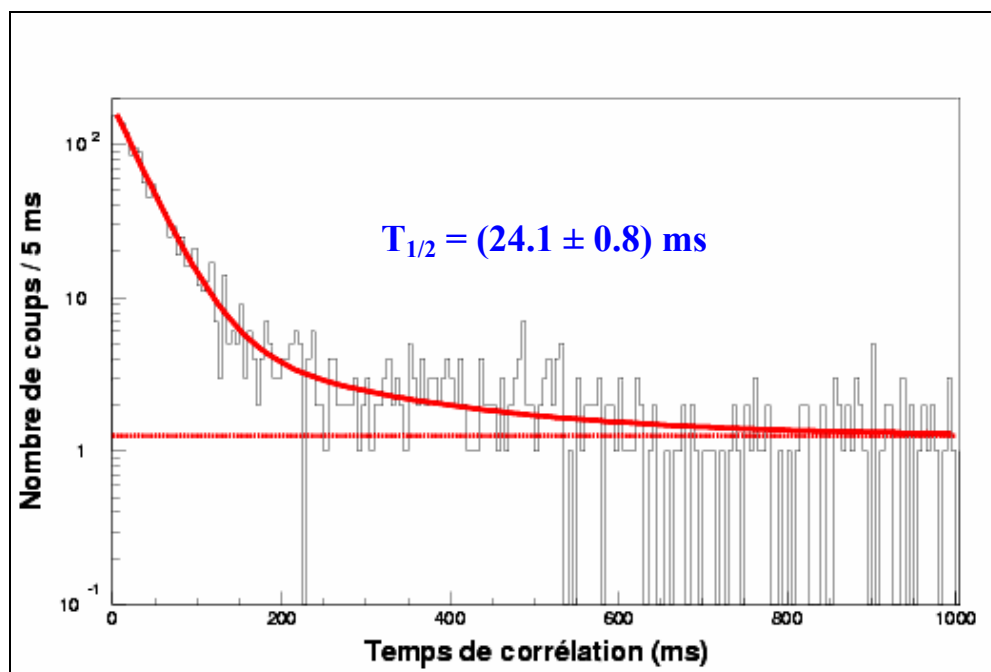


Figure 3.56 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{51}\text{Ni}$ . La durée de vie de ce noyau mesurée à partir des données des expériences E312a, E312b et E312c est évaluée à  $T_{1/2} = (24.1 \pm 0.8) \text{ ms}$ .

	Valeurs expérimentales				Valeurs théoriques		
	Moyenne	E312a	E312b	E312c	[Hon04b]	[Hir91]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	24.1 (8)	27.1 (58)	24.6 (17)	23.9 (9)	25	25.8	22.2
Rapport d'embranchement total proton (%)	92.5 (26)	-	91 (5)	93 (3)	-	-	-

Tableau 3.42 : Valeurs expérimentales (E312a, E312b, E312c) et théoriques ([Hon04b], [Hir91], [Tac90]) de la durée de vie et du rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{51}\text{Ni}$ .

Le spectre en énergie proton de la décroissance de  $^{51}\text{Ni}$  est présenté sur la figure 3.57. L'analyse de ce spectre a permis de mettre en évidence plusieurs pics proton dont les énergies et intensités sont répertoriées dans le tableau 3.43.

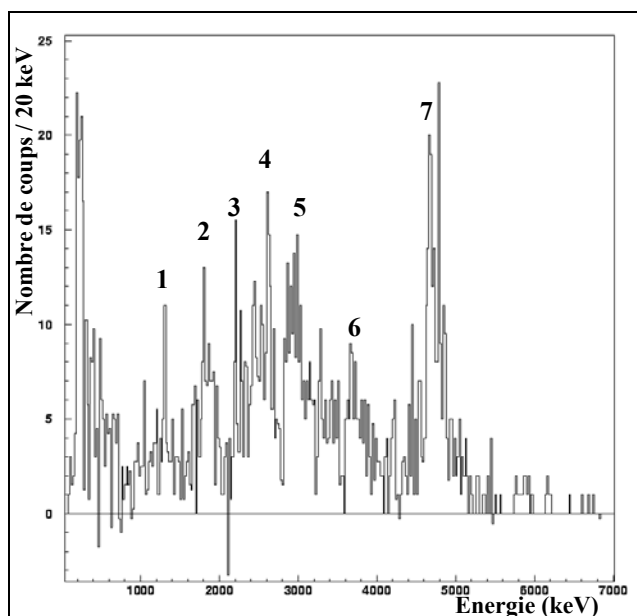


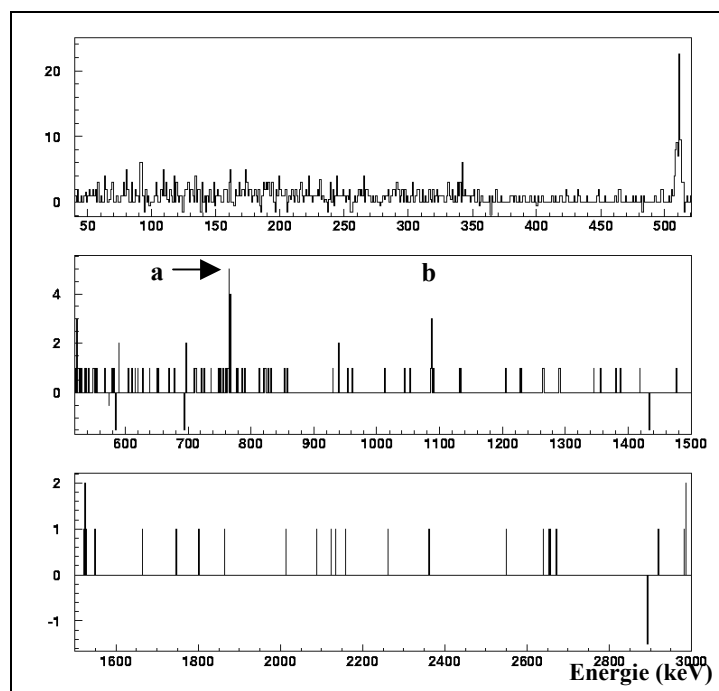
Figure 3.57 : Spectre en énergie des protons issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{51}\text{Ni}$  après soustraction de fond. Les énergies et intensités des pics protons notés de 1 à 7 sur la figure sont indiquées dans le tableau 3.43.

Numéro du pic	Moyenne		E312c		E312b	
	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)	$E_{p,\gamma}$ (keV)	$I_{p,\gamma}$ (%)
1	1343 (44)	1.2 (6)	1343 (44)	1.2 (6)	-	-
2	1839 (22)	2.7 (11)	1839 (22)	2.7 (11)	-	-
3	2223 (30)	1.9 (8)	2223 (30)	1.9 (8)	-	-
4	2473 (30)	3.0 (12)	2473 (30)	3.0 (12)	-	-
5	2927 (25)	4.4 (13)	2927 (25)	4.4 (13)	-	-
6	3419 (32)	2.6 (14)	3419 (32)	2.6 (14)	-	-
7	4687 (27)	11.4 (28)	4688 (29)	10.6 (30)	4684 (42)	19 (9)
a	766.5 (4)	26 (10)	766.5 (4)	26 (10)	-	-
b	1087.5 (12)	23 (8)	1087.5 (12)	23 (8)	-	-

Tableau 3.43 : Energies  $E_p$  et  $E_\gamma$  et intensités absolues  $I_p$  et  $I_\gamma$  des émissions de protons retardées et du rayonnement  $\gamma$  observés dans la désintégration de  $^{51}\text{Ni}$ . Les pics numérotés de 1 à 7 correspondent aux pics numérotés sur la figure 3.57, les raies  $\gamma$  notées a et b correspondent à celles notées sur la figure 3.58.

Le pic proton le plus intense (pic 7), dont l'énergie mesurée est 4687 (27) keV avec une intensité de 10.2 (8) %, peut être attribué à la décroissance de l'IAS de  $^{51}\text{Ni}$  sur le niveau  $4^+$  non encore observé du  $^{50}\text{Fe}$ . Cette attribution sera confirmée par l'observation de  $\gamma$  en coïncidence avec le pic proton 7.

Le spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$ , présenté sur la *figure 3.58*, indique la présence de deux raies  $\gamma$  à des énergies de 766.5 (4) keV et de 1087.5 (12) keV avec des intensités respectivement égales à 26 (10) % et 23 (8) %.



*Figure 3.58 : Spectre en énergie de rayonnement  $\gamma$  de  $^{51}\text{Ni}$  après soustraction de fond. Les raies  $\gamma$  notées (a et b), dont les énergies et intensités sont résumées dans le tableau 3.41, correspondent respectivement à la désexcitation des niveaux excités  $2^+$  et  $4^+$  de  $^{50}\text{Fe}$ .*

Le noyau miroir de  $^{50}\text{Fe}$  ( $^{50}\text{Cr}$ ) possède ses deux premiers niveaux excités  $2^+$  et  $4^+$  à des énergies de 783.30 (9) keV et 1881.29 (15) keV [Fir96]. Le niveau  $2^+$  se désexcite par émission de rayonnement  $\gamma$  avec une énergie de 783.29 (9) keV [Fir96] vers son fondamental. Le niveau  $4^+$ , quant à lui, se désintègre tout d'abord par émission de rayonnement  $\gamma$  d'une énergie égale à 1097.97 (13) keV [Fir96] vers le niveau  $2^+$ , puis par émission d'un autre  $\gamma$  vers le fondamental de  $^{50}\text{Cr}$ .

Par analogie avec son noyau miroir, les deux raies  $\gamma$  observées à des énergies de 766.5 (4) keV et de 1087.5 (12) keV proviennent probablement de la désexcitation des deux premiers niveaux excités de  $^{50}\text{Fe}$ , alors situés à des énergies de 766.5 (4) keV et 1854.0 (13) keV au dessus du fondamental de ce noyau. Cette supposition est renforcée par le fait qu'un niveau  $2^+$  a déjà été mentionné dans la référence [Fir96] à une énergie de 810 (80) keV, valeur tout à fait compatible avec celle déterminée lors de ce travail.

La faible statistique ne nous permet pas d'observer de coïncidence entre le pic proton 7 et les raies  $\gamma$  à 766.5 (4) keV et à 1087.5 (12) keV. Toutefois, compte tenu des énergies et des spins et parités mis en jeu, il semble que le pic 7 provienne de la décroissance de l'IAS de  $^{51}\text{Ni}$  vers le niveau  $4^+$  situé à une énergie de 1854.0 (13) keV au dessus du fondamental de  $^{50}\text{Fe}$ . L'IAS se situe donc à une énergie de 6618 (164) keV au dessus du fondamental de  $^{51}\text{Co}$ ,

soit un excès de masse égal à  $-20650$  (66) keV. Le manque de connaissance de la structure de  $^{51}\text{Co}$ , ainsi que la faible statistique concernant l'émission de rayonnement  $\gamma$  ne nous permet pas d'attribuer les autres transitions observées ici.

La détermination de l'énergie de l'IAS de  $^{51}\text{Ni}$  permet de calculer l'excès de masse pour ce noyau par différentes méthodes.

En utilisant la formule de l'IMME et connaissant les excès de masse de trois des membres du multiplet ( $A = 51$ ,  $T = 5/2$ ,  $J^\pi = 7/2^-$ ), il est possible de calculer l'excès de masse de  $^{51}\text{Ni}$ . On connaît les excès de masse suivants :

$$\begin{cases} T_z = 5/2, \Delta_m(^{51}\text{V}) = -52.2014 \text{ (10) MeV}, [\text{Aud03}] \\ T_z = 3/2, \Delta_m(^{51}\text{Cr}) = -44.8378 \text{ (51) MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et } [\text{Fir96}] \\ T_z = -3/2, \Delta_m(^{51}\text{Co}) = -20.650 \text{ (66) MeV}, [\text{Aud03}] \text{ et ce travail} \end{cases}$$

On obtient alors :  $\Delta_m^{\text{IMME}}(^{51}\text{Ni}) = -11.89$  (7) MeV.

Le calcul de l'excès de masse du fondamental du noyau de  $^{51}\text{Ni}$  à partir du déplacement d'énergie coulombien [Ant86] est donné par la relation suivante :

$$\begin{cases} \Delta_m^{\text{A-P}}(^{51}\text{Ni}) = \Delta_m(\text{IAS}) + \Delta E_c - \Delta_{\text{nH}} \\ \Delta E_c = 1440.8 * \frac{\bar{Z}}{A^{1/3}} - 1026.3 \end{cases} \quad (3.10)$$

où  $\bar{Z} = 27.5$  est le numéro atomique moyen des deux noyaux et où  $A = 51$  désigne leur nombre de masse. Appliquée au cas des deux états analogues des noyaux de  $^{51}\text{Ni}$  et de  $^{51}\text{Co}$ , elle conduit à la valeur de  $\Delta E_c = 9728.8$  keV. On obtient finalement un excès de masse atomique égal à :  $\Delta_m^{\text{A-P}}(^{51}\text{Ni}) = -11.70$  (7) MeV.

Les valeurs de l'excès de masse de  $^{51}\text{Ni}$  déterminées expérimentalement par les méthodes résumées dans le *tableau 3.44* (IMME et déplacement d'énergie coulombien) se situent entre les différentes valeurs calculées ([Jan88] et [Aud03]) et sont donnés avec une meilleure précision.

Méthode utilisée	Estimations		Prédictions	
	IMME	Antony et Pape	Janecke et Masson [Jan88]	Audi [Aud03]
$\Delta_m(^{51}\text{Ni})$ en MeV	-11.89 (7)	-11.70 (7)	-12.01	-11.44 (26)

*Tableau 3.44 : Comparaison des valeurs de l'excès de masse pour  $^{51}\text{Ni}$  calculées par différentes méthodes (IMME et déplacement d'énergie coulombien) avec celles données par Janecke et al. [Jan88] et Audi et al. [Aud03].*

A partir des données recueillies au cours de ce travail, un schéma partiel de décroissance de  $^{51}\text{Ni}$  est proposé sur la *figure 3.59*.

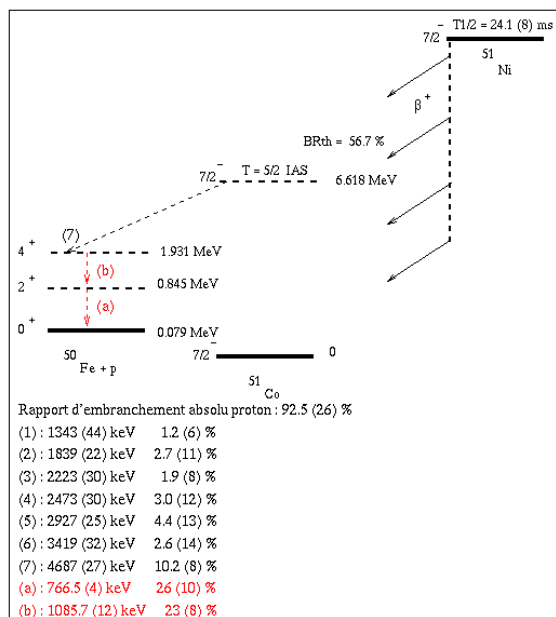


Figure 3.59 : Schéma partiel de décroissance de  $^{51}\text{Ni}$ . Seul le pic proton 7 a pu être placé sur ce schéma et correspond à la désintégration de l'IAS sur le niveau excité  $4^+$  de  $^{50}\text{Fe}$ .

### 3.7.4 – Spectroscopie de $^{50}\text{Ni}$

Le noyau de  $^{50}\text{Ni}$  a été produit pour la première fois en 1994 au cours d'une expérience au GSI de Darmstadt [Bla94]. Les premières données concernant la durée de vie de ce noyau ne seront publiées qu'en 2003 par Mazzocchi *et al.* [Maz03]. La durée de vie de  $^{50}\text{Ni}$  établie par cette dernière est :  $T_{1/2} = (11.6 \pm_{2.0}^{3.0})$  ms.

La distribution en temps de la décroissance de  $^{50}\text{Ni}$ , établie à partir des expériences E312a, E312b et E312c, est présentée sur la figure 3.60.

La durée de vie mesurée dans ce travail donne comme valeur :  $T_{1/2} = (15.7 \pm 3.9)$  ms (tableau 3.45). Cette valeur est cohérente aux incertitudes près avec la valeur expérimentale de Mazzocchi *et al.* ( $11.6 \pm_{2.0}^{3.0}$  ms) et les valeurs théoriques calculées par Honma (19 ms), Hirsch (18.9 ms) et Tachibana (18.6 ms). En tenant compte de la valeur expérimentale de Mazzocchi *et al.*, il vient comme valeur pour la durée de vie de  $^{50}\text{Ni}$  :

$$T_{1/2} = (13.1 \pm 2.4) \text{ ms.}$$

Le rapport d'embranchement total proton moyen calculé à partir de E312b et E312c donne comme valeur  $P_p = (74.0 \pm 9.6)$  %. En tenant compte du rapport total d'embranchement proposé par Mazzocchi *et al.*, celui-ci est évalué à  $P_p = (73.4 \pm 9.1)$  %.

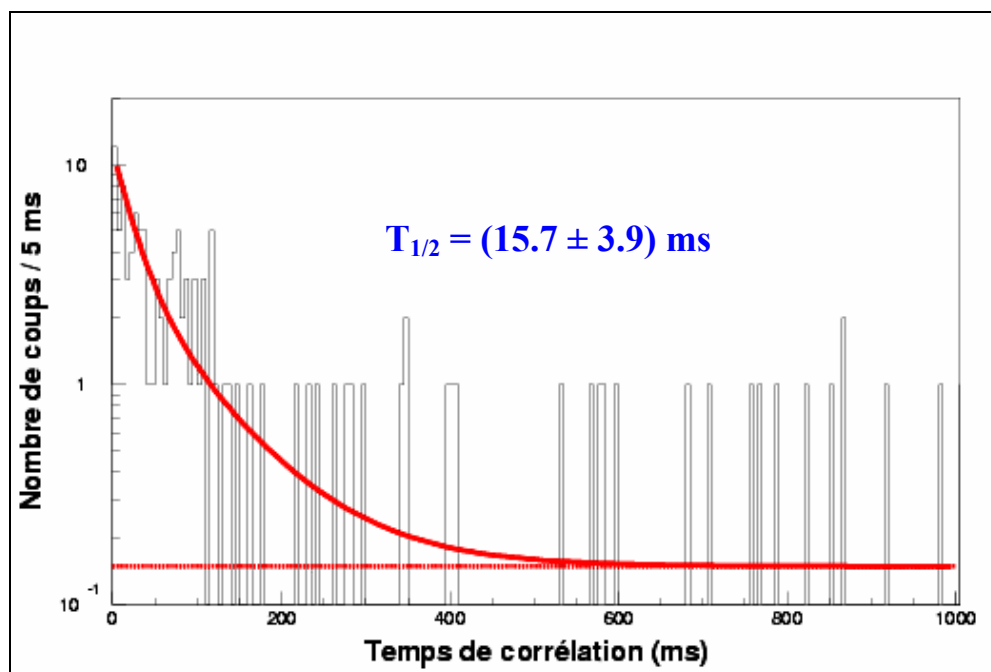


Figure 3.60 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{50}\text{Ni}$ . La durée de vie mesurée de ce noyau à partir des données des expériences E312a, E312b et E312c est évaluée à  $T_{1/2} = (15.7 \pm 3.9)$  ms.

	Valeurs expérimentales					Valeurs théoriques		
	Moyenne	E312a	E312b	E312c	[Maz03]	[Hon04b]	[Hir91]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	13.1 (24)	16.8 (62)	19 (7)	11 (7)	$11.6 \pm_{2.0}^{3.0}$	19	18.9	18.6
Rapport d'embranchement total proton (%)	73.4 (91)	-	71 (12)	79 (16)	70 (30)	-	-	-

Tableau 3.45 : Durées de vie expérimentales et théoriques et rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{50}\text{Ni}$ .

Le spectre en énergie proton de  $^{50}\text{Ni}$ , établi à partir de l'analyse des données E312b et E312c, est présenté sur la *figure 3.61*. Le seul pic observé, noté 1, se situe à une énergie de 1973 (18) keV et possède un rapport d'embranchement de 18 (9) %. Il pourrait provenir de la désexcitation de l'IAS soit par émission proton vers un état excité de  $^{49}\text{Fe}$ , soit par émission de 2 protons sur un des niveaux de  $^{48}\text{Mn}$ .

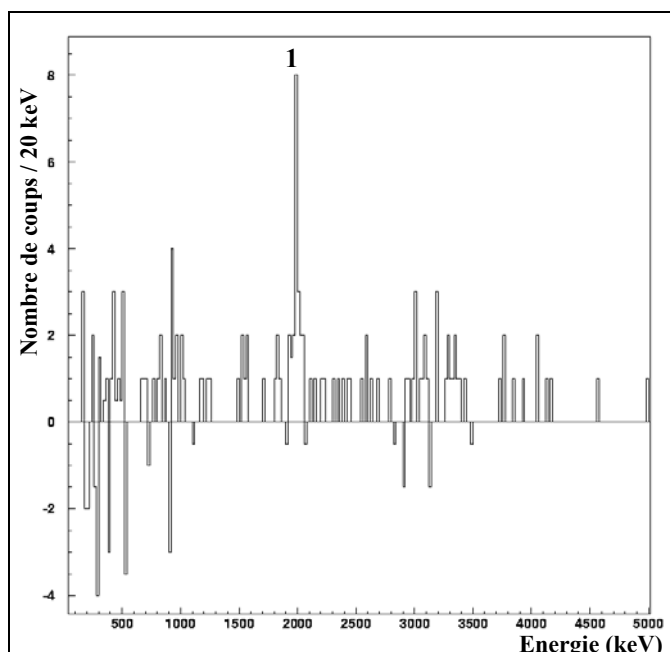


Figure 3.61 : Spectre en énergie des protons issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{50}\text{Ni}$  après soustraction de fond.

Malgré le manque de connaissance de la structure des noyaux de  $^{50}\text{Co}$  et de  $^{49}\text{Fe}$ , il est tout de même possible de calculer l'excès de masse de l'IAS et du fondamental de  $^{50}\text{Ni}$  car trois des membres du multiplet ( $A = 50$ ,  $T = 3$ ,  $J^\pi = 0^+$ ) sont connus. En effet, en considérant le fondamental de  $^{50}\text{Ti}$  ( $\Delta_m = (-51426.7 \pm 0.8)$  keV [Aud03], le niveau  $0^+$  situé à 4805 (6) keV [Fir96] de  $^{50}\text{V}$  ( $\Delta_m = (-44412.6 \pm 6.1)$  keV), et le niveau  $0^+$  situé à une énergie de 13222 (6) keV [Fir96] dans  $^{50}\text{Cr}$  ( $\Delta_m = (-37037.5 \pm 6.1)$  keV), le calcul de l'excès de masse de l'IAS et

du fondamental de  $^{50}\text{Ni}$  donne :

$$\begin{cases} \Delta_m^{\text{IMME}}(^{50}\text{Ni}) = -3.93 (11) \text{ MeV} \\ \Delta_m^{\text{IMME}}(\text{IAS}) = -12.75 (7) \text{ MeV} \end{cases}$$

L'énergie du pic 1 pourrait alors correspondre à la désexcitation de l'IAS vers le fondamental  $4^+$  de  $^{48}\text{Mn}$ . En effet, la fenêtre en énergie disponible pour l'émission de deux protons calculée à partir de l'excès de masse de l'IAS et du fondamental de  $^{48}\text{Mn}$  (-29320 (110) keV d'après [Aud03]) est d'environ 1980 keV. Cette fenêtre en énergie correspondrait à l'énergie du pic observé (1973 (18) keV).

	Estimation	Prédictions	
Méthode utilisée	IMME	Janecke et Masson [Jan88]	Audi [Aud03]
$\Delta_m(^{51}\text{Ni})$ en MeV	-3.93 (11)	-4.21	-3.79 (26)

Tableau 3.46 : Comparaison des valeurs de l'excès de masse pour le  $^{50}\text{Ni}$  calculées par IMME avec celles données par Janecke et al. [Jan88] et Audi et al. [Aud03].

Pour ce qui est de l'excès de masse de  $^{50}\text{Ni}$  trouvé dans ce travail (*tableau 3.46*), il correspond aux valeurs calculées par Audi *et al.* (-3.79 (26) MeV) mais reste supérieur à celui déterminé par Janecke *et al.* (-4.21 MeV).

### 3.7.5 – Spectroscopie de $^{49}\text{Ni}$

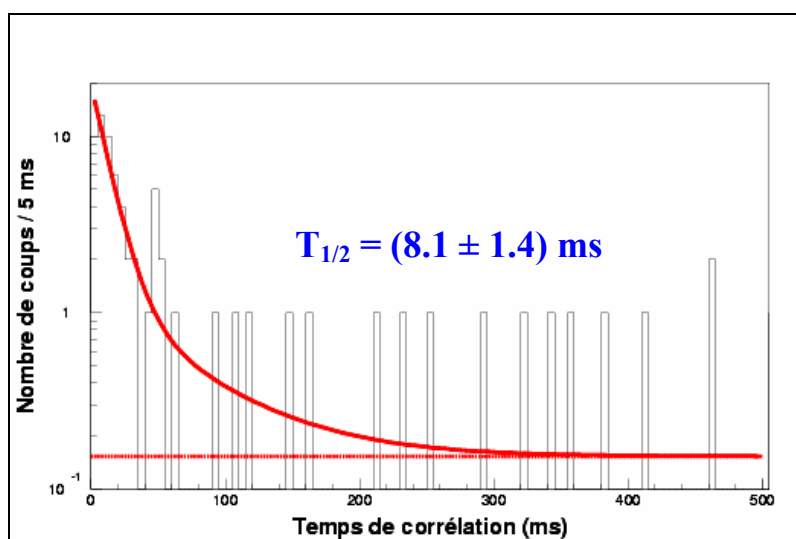
Le noyau de  $^{49}\text{Ni}$  a été découvert en 1996 au cours d'une expérience faite au GSI [Bla96]. La durée de vie et le mode de décroissance n'ont été quant à eux déterminés qu'en 2001 par Giovinazzo *et al.* [Gio01]. La durée de vie établie par ce dernier est égale à :  $T_{1/2} = (12.0 \pm_{3.0}^{5.0})$  ms.

La distribution en temps de la décroissance du  $^{49}\text{Ni}$  est présentée sur la *figure 3.62*. La durée de vie mesurée à partir des données des expériences E312a et E312b vaut :

$$T_{1/2} = (8.1 \pm 1.4) \text{ ms.}$$

Cette durée de vie est en accord, aux incertitudes près, avec la valeur expérimentale donnée par Giovinazzo *et al.* et les différentes prédictions théoriques faites par Honma (11 ms), Hirsch *et al.* (7-20 ms) et Tachibana *et al.* (10.7 ms). L'ensemble de ces valeurs est résumé dans le *tableau 3.47*.

Pour ce qui est du rapport d'embranchement total proton (voir *tableau 3.47*), celui-ci a été mesuré à partir des données de E312b et vaut :  $P_p = (84 \pm 18) \%$ . Ce résultat est conforme à celui qu'on attend, à savoir que le  $^{49}\text{Ni}$  se désintègre à 100 % par émission de particules retardées puisque ce noyau n'est pas émetteur deux protons directs et que le noyau de  $^{49}\text{Co}$  n'est pas lié.



*Figure 3.62 : Distribution en temps de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{49}\text{Ni}$ . La durée de vie de ce noyau mesurée à partir des données des expériences E312a et E312b est évaluée à  $T_{1/2} = (8.1 \pm 1.4)$  ms.*



	Valeurs expérimentales				Valeurs théoriques		
	Moyenne	E312a	E312b	[Gio01]	[Hon04b]	[Hir93]	[Tac90]
Durée de vie (ms)	8.1 (14)	7.4 (17)	9.4 (24)	$12.0 \pm_{3.0}^{5.0}$	11	7-20	10.7
Rapport d'embranchement total proton (%)	84 (18)	-	84 (18)	-	-	-	-

Tableau 3.47 : Durées de vie expérimentales et théoriques et rapport d'embranchement total proton pour le noyau de  $^{49}\text{Ni}$ .

L'analyse du spectre en énergie proton, présenté sur la *figure 3.63* et créé à partir des données de E312b, semble indiquer la présence d'un pic proton possédant une énergie de 3300 (30) keV mais dont l'intensité n'a pu être déterminée. En raison du faible nombre de noyaux de  $^{49}\text{Ni}$  identifiés et en l'absence de raies  $\gamma$ , il n'est pas possible d'assigner cette transition.

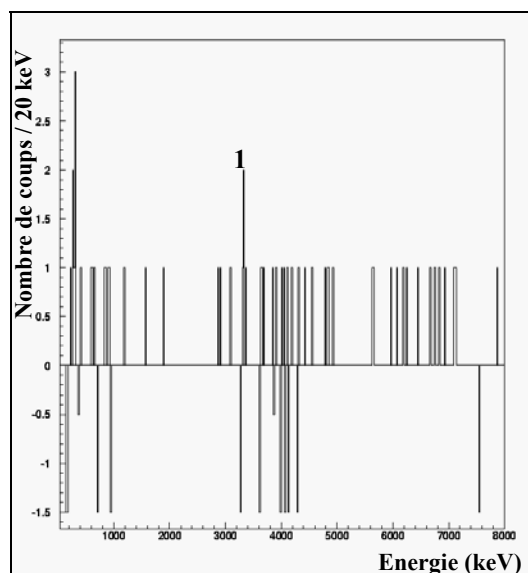


Figure 3.63 : Spectre en énergie des protons issu de la décroissance  $\beta$  de  $^{49}\text{Ni}$  après soustraction de fond. Seul un pic a pu être identifié.

### 3.7.6 – Spectroscopie de $^{48}\text{Ni}$

Quatre noyaux de  $^{48}\text{Ni}$  ont été produits pour la première fois en 1999 au cours d'une expérience réalisée par Blank *et al.* [Bla00] au GANIL. Ce noyau doublement magique ( $N = 20$ ,  $Z = 28$ ) est l'isotope le plus exotique jamais identifié jusqu'à aujourd'hui ( $T_z = -4$ ) du côté des noyaux riches en protons. Cet isotope est prédit instable par la plupart des modèles. Il est aussi prévu que l'émission d'un proton soit interdite d'un point de vue énergétique et que le seul mode de décroissance autorisé soit l'émission directe de deux protons. Cependant, concernant la valeur de  $Q_{2p}$ , les différents modèles donnent des valeurs allant de 1.0 MeV à 3.0 MeV. D'autres modèles, développés pour le calcul de masses dans la région du  $^{48}\text{Ni}$ , prédisent des valeurs pour  $Q_{2p}$  autour de 1.3 MeV. D'un point de vue expérimental, une

limite inférieure de la durée de vie de  $^{48}\text{Ni}$  a pu être établie :  $T_{1/2} \geq 0.4 \mu\text{s}$ . Cette limite conduit à une valeur de  $Q_{2p}$  d'environ 1.5 MeV en prenant un facteur spectroscopique égal à 1. En tenant compte de l'excès de masse de  $^{46}\text{Fe}$  et de la valeur de  $Q_{2p}$ , la limite supérieure de l'excès de masse de  $^{48}\text{Ni}$  donne une valeur de  $(16.8 \pm 0.4)$  MeV.

### 3.8 – Conclusion

Tout au long de ce chapitre, l'étude spectroscopique des 23 isotopes compris entre  $^{39}\text{Ti}$  et  $^{53}\text{Ni}$  a permis d'améliorer quasiment toutes les informations relatives à ces noyaux concernant la durée de vie, le rapport d'embranchement total proton et l'excès de masse. Pour certains d'entre eux ( $^{43}\text{V}$ ,  $^{44}\text{Cr}$ ,  $^{47}\text{Fe}$ ,  $^{51}\text{Co}$ ,  $^{51}\text{Ni}$ ,  $^{50}\text{Ni}$ ,  $^{49}\text{Ni}$ ), des premières valeurs expérimentales ont même pu être proposées pour un ou plusieurs paramètres. Le *tableau 3.48* résume les valeurs des principales caractéristiques des noyaux étudiés. Par ailleurs, l'analyse des énergies et des intensités des émissions de protons retardés et de rayonnement  $\gamma$  nous a permis de compléter ( $^{49}\text{Fe}$ ,  $^{48}\text{Fe}$ ,  $^{50}\text{Co}$ ,  $^{52}\text{Ni}$ ) ou même d'établir pour la première fois ( $^{51}\text{Ni}$ ), des schémas partiels de décroissance.

Isotope	Durée de vie (ms)	Rapport d'embranchement total proton (%)	Excès de masse (MeV) calculé par l'équation d'IMME
$^{41}\text{Ti}$	<i>80.9 ± 0.6</i>	96.0 (10)	-
$^{40}\text{Ti}$	<i>53.0 ± 0.4</i>	98.8 (13)	-
$^{39}\text{Ti}$	<i>29.0 ± 2.7</i>	-	-
$^{43}\text{V}$	<b>81.3 ± 5.1</b>	<b>&lt; 10.0 (11)</b>	-
$^{45}\text{Cr}$	<i>59.7 ± 0.7</i>	<i>33.9 (11)</i>	<i>-19.49 (3)</i>
$^{44}\text{Cr}$	<i>47.1 ± 2.0</i>	<i>12.7 (19)</i>	<b>-13.45 (3)</b>
$^{43}\text{Cr}$	<i>20.8 ± 0.3</i>	<i>79.0 (27)</i>	-
$^{42}\text{Cr}$	<i>12.5 ± 1.8</i>	-	-
$^{47}\text{Mn}$	<i>89.5 ± 2.4</i>	<i>&lt; 5.0 (7)</i>	-
$^{46}\text{Mn}$	<i>34.4 ± 0.7</i>	<i>57.7 (27)</i>	<i>-12.43 (3)</i>
$^{49}\text{Fe}$	<i>65.3 ± 0.4</i>	<i>58.2 (4)</i>	<i>-24.71 (3)</i>
$^{48}\text{Fe}$	<i>43.2 ± 1.4</i>	<i>14.2 (9)</i>	<i>-18.09 (5)</i>
$^{47}\text{Fe}$	<i>21.6 ± 0.4</i>	<i>90.0 (25)</i>	<b>-6.80 (3)*</b>
$^{46}\text{Fe}$	<i>10.3 ± 1.5</i>	<i>68.5 (67)</i>	<i>0.80 (1)</i>
$^{51}\text{Co}$	<b>69.4 ± 2.7</b>	<b>&lt; 3.2 (6)</b>	-
$^{50}\text{Co}$	<i>38.6 ± 0.6</i>	<i>73.6 (9)</i>	<i>-17.57 (4)</i>
$^{53}\text{Ni}$	<i>55.4 ± 0.7</i>	<i>22.6 (5)</i>	<i>-29.41 (10)</i>
$^{52}\text{Ni}$	<i>40.1 ± 0.7</i>	<i>32.2 (8)</i>	<i>-22.64 (4)</i>
$^{51}\text{Ni}$	<b>24.1 ± 0.8</b>	<b>92.5 (26)</b>	<b>-11.89 (7)</b>
$^{50}\text{Ni}$	<i>13.1 ± 2.4</i>	<i>73 (9)</i>	<b>-3.93 (11)</b>
$^{49}\text{Ni}$	<i>8.1 ± 1.4</i>	<b>84 (18)</b>	-

(\*) : l'excès de masse du  $^{47}\text{Fe}$  est calculé par la méthode du déplacement coulombien en énergie (Antony et Pape).

*Tableau 3.48 : Récapitulatif de l'ensemble des durées de vie, des rapports d'embranchement total proton et des excès de masse déterminés dans ce travail. Les améliorations apportées aux valeurs déjà existantes sont écrites en italique et les premières valeurs expérimentales sont indiquées en gras.*





## CHAPITRE 4 : Analyse des résultats

Dans ce chapitre, nous reprendrons les résultats du chapitre précédent concernant les durées de vie des noyaux afin de pouvoir établir un critère de qualité pour les modèles utilisés au cours de ce travail. Dans une deuxième partie, nous essaierons, au travers des différences observées entre les taux d'alimentation  $\beta$  et les rapports d'embranchement des protons émis dans la désintégration de l'IAS pour  $^{48}\text{Fe}$  et  $^{52}\text{Ni}$ , de calculer les impuretés d'isospin.

### 4.1 – Comparaison des différents modèles de calcul des durées de vie

Dans cette partie, je ferai une comparaison entre les durées de vie calculées par les différents modèles décrits dans le *chapitre 1* par rapport à celles mesurées expérimentalement. L'ensemble des durées de vie expérimentales et théoriques pour chaque noyau traité dans cette étude est présenté sur la *figure 4.1*.

Pour pouvoir comparer la validité des différents modèles proposés, je définis un facteur de qualité  $Q$  en utilisant la formule suivante :

$$Q = 1 - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{T_i^{cal} - T_i^{exp}}{T_i^{exp}} \right)^2, \quad (4.1)$$

où  $T_i^{cal}$  représente les durées de vie calculées par chaque systématique sur les noyaux considérés,  $T_i^{exp}$  correspond aux durées de vie expérimentales de ces mêmes noyaux et où  $N$  est le nombre de noyaux traitées par la méthode de calcul.

L'incertitude sur ce facteur de qualité ( $\Delta Q$ ) provient uniquement de l'incertitude des durées de vie expérimentales mesurées ( $\Delta T_i^{exp}$ ) et peut s'écrire sous la forme :

$$\Delta Q = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{(T_i^{cal})^2}{(T_i^{exp})^4} (\Delta T_i^{exp})^2}. \quad (4.2)$$

Les résultats du calcul des facteurs de qualité pour les différentes systématiques utilisées dans ce travail (Tachibana *et al.*, Hirsch *et al.*, Ormand, Audi *et al.* et Honma) sont indiqués dans le *tableau 4.1*. Plus ce facteur est proche de 1, plus la méthode proposée donne des durées de vie proches des résultats expérimentaux.

	Tachibana <i>et al.</i>	Hirsch <i>et al.</i>	Ormand	Audi <i>et al.</i>	Honma
<b>Q</b>	0.75 (4)	0.62 (4)	0.92 (4)	0.99 (6)	0.96 (3)

*Tableau 4.1: Facteur de qualité des différents modèles de prédictions de durées de vie.*

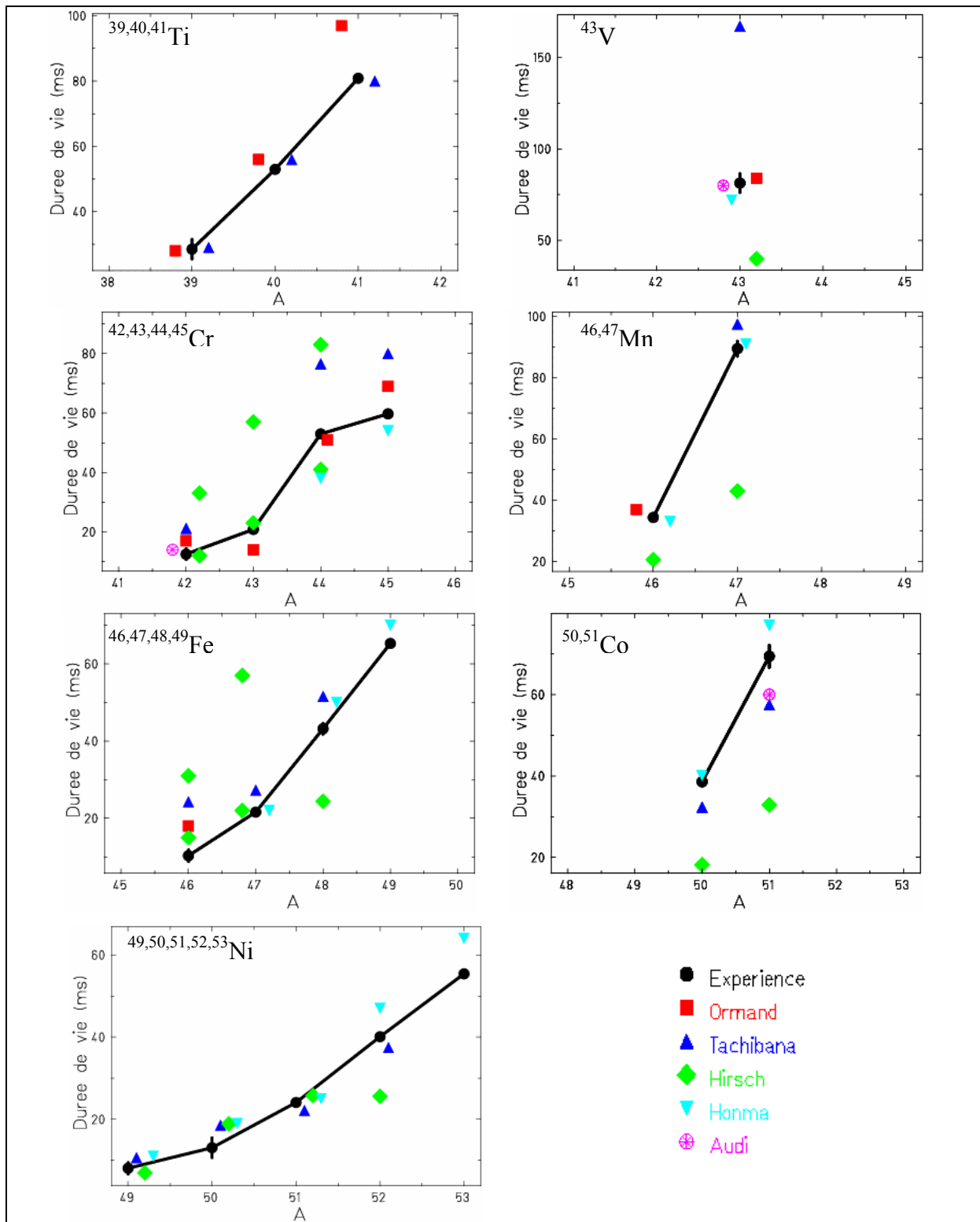


Figure 4.1 : Comparaison des durées de vie expérimentales avec celles calculées par les différentes systématiques utilisées dans le chapitre 3 (Ormand, Tachibana, Hirsch, Honma et Audi). Certaines valeurs des durées de vie sont décalées pour des raisons de lisibilité. Dans le cas de Hirsch et al., certaines durées de vie prédites sont comprises dans un intervalle de temps dont les deux extrêmes sont représentés sur cette figure.

D'une manière générale, on peut noter que les différents modèles, qu'ils soient de type microscopiques, macroscopiques ou basés sur des extrapolations, donnent des résultats satisfaisants avec un facteur de qualité supérieur à 0.62.

La méthode proposée par Audi *et al.*, avec un facteur de qualité proche de 1, semble la plus précise. Cependant, la valeur  $Q^{\text{Aud}} = 0.99$  est à relativiser du fait de l'importante incertitude qui lui est associée  $\Delta Q^{\text{Aud}} = 0.06$ . Par ailleurs, la méthode proposée par ce dernier n'est basée sur aucun modèle et permet seulement d'obtenir des estimations de durées de vie raisonnables à partir d'extrapolations.

Les deux calculs de durées de vie proposés par Ormand et Honma, tous deux basés sur des calculs de modèle en couches considérant un noyau composé d'un cœur fermé de nucléons interagissant avec ceux appartenant à une couche de « valence », donnent aussi des résultats très satisfaisants. En effet, les valeurs des facteurs de qualité sont respectivement égales à 0.92 (4) et de 0.96 (3) pour Ormand et Honma. L'utilisation d'interactions effectives empiriques différentes (INC dans le cas de Ormand et GXPF1 pour Honma) conduisent à des résultats similaires. Ces deux méthodes sont même complémentaires puisque Ormand s'intéresse à des noyaux dont  $A \leq 46$  (interface entre les couches *sd* et *fp*), alors que les calculs de Honma ne sont valables que pour les noyaux dont  $N \geq 23$  et  $A \geq 43$  (couches *fp*). Pour le seul noyau commun ( $^{46}\text{Mn}$ ) dont la durée de vie est calculée par les deux méthodes, les résultats obtenus sont en très bon accord entre eux mais aussi avec celui mesuré expérimentalement :  $T_{1/2}^{\text{exp}} = 34.4$  (7) ms,  $T_{1/2}^{\text{Orm}} = 37$  ms et  $T_{1/2}^{\text{Hon}} = 33$  ms.

Pour ce qui est des durées de vie calculées dans le cadre de la « Gross » théorie par Tachibana *et al.*, le facteur de qualité  $Q^{\text{Tac}} = 0.75$  (4) peut s'expliquer par « l'âge » de la méthode. En effet celle-ci est basée sur des résultats pour les résonances géantes de Gamow-Teller obtenus dans les années 80. De plus, cette méthode se fonde sur un modèle de type macroscopique et a pour but de prédire les durées de vie de tous les noyaux connus ou inconnus de la carte des isotopes.

Les durées de vie calculées par Hirsch *et al.* et basées sur un modèle de type microscopique pn-QRPA donnent, dans une moindre mesure, des résultats satisfaisants avec un facteur de qualité  $Q^{\text{Hirs}} = 0.62$  (4). Ce facteur de qualité paraît faible au regard des autres, mais cela vient de la manière dont est calculé  $Q$ . Cette théorie étant dépendante des modèles de masse utilisés, nous avons vu dans le chapitre précédent, que pour certains noyaux, Hirsch prédit une durée de vie comprise dans un intervalle de temps. Dans le calcul de  $Q$ , nous avons considéré pour chaque intervalle de temps donné la moyenne des deux valeurs extrêmes, ce qui se traduit par des grandes différences entre les valeurs expérimentales et les durées de vie théoriques. Si l'on ne tient pas compte dans ce calcul des noyaux pour lesquels Hirsch donne une durée de vie comprise dans un intervalle de temps, on arrive à un facteur  $Q$  proche de 0.8.

## 4.2 – Analyse des résultats sur la structure de quelques noyaux

Au cours de l'étude spectroscopique réalisée dans le chapitre précédent, nous avons observé dans la plupart des cas que les taux d'alimentation  $\beta$  des états isobariques analogues calculés étaient très supérieurs à la somme des rapports d'embranchement des protons émis

dans la désintégration de l'IAS. Il existe alors une compétition entre la désexcitation de l'IAS par émission de protons et par émission de rayonnement  $\gamma$ . En effet, d'un point de vue des règles de sélection sur l'isospin, l'émission d'un proton est interdite à partir d'un IAS d'isospin pur. Nous nous proposons ici de déterminer le degré d'impureté d'isospin de ces états à partir des données expérimentales dans le cas des noyaux de  $^{48}\text{Fe}$  et de  $^{52}\text{Ni}$ .

#### 4.2.1 – Principe du calcul à partir des données expérimentales

Les grandeurs déterminées expérimentalement sont les énergies ( $E_p^{IAS}$ ) et les rapports d'embranchement ( $I_p^{IAS}$ ) des protons émis dans la désintégration de l'état isobarique analogue. Connaissant les spins et parités des niveaux mis en jeu dans la décroissance de l'IAS, il est alors possible de calculer via un programme de pénétration de barrière coulombienne et centrifuge [Bla03] la largeur de la transition  $\Gamma_p$ .

Les largeurs des transitions par émission de rayonnement  $\gamma$  ( $\Gamma_\gamma$ ) sont obtenues en utilisant les valeurs calculées de manière théorique par Brown à l'aide du modèle en couches [Bro04]. Pour cela, il utilise l'interaction GPFX1 et suppose qu'aucun ou un seul nucléon de la couche  $f_{7/2}$  peut se trouver dans un des états excités  $f_{5/2}$ ,  $p_{3/2}$  ou  $p_{1/2}$ . Les intensités des différentes transitions  $\gamma$  sont calculées en considérant des charges effectives égales à 1.5 pour les protons et à 0.5 pour les neutrons, et en utilisant le facteur gyromagnétique pour des nucléons libres.

Par ailleurs la relation entre les rapports d'embranchement d'émission proton ( $I_p^{IAS}$ ), d'émission de rayonnement  $\gamma$  ( $I_\gamma^{IAS}$ ) en fonction des largeurs des transitions  $\Gamma_p$  et  $\Gamma_\gamma$  s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{I_\gamma^{IAS}}{I_p^{IAS}} = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_p \cdot I_I} = \frac{\Gamma_\gamma \cdot S_\gamma}{\Gamma_p \cdot S_p \cdot I_I} \quad (4.3)$$

où  $I_p^{IAS}$  est le rapport d'embranchement total des protons émis par la désintégration de l'IAS mesuré dans ce travail, où  $S_\gamma$  et  $S_p$  représentent respectivement les facteurs spectroscopiques associées aux émissions de protons et de rayonnement  $\gamma$ , où  $I_I$  représente l'impureté d'isospin du niveau considéré et où  $I_\gamma^{IAS}$  est le rapport d'embranchement total par émission de rayonnement  $\gamma$  calculé à partir du taux d'alimentation  $\beta$  théorique de ce niveau.

$$I_\gamma^{IAS} = I_{\beta th}^{IAS} - I_p^{IAS} \quad (4.4)$$

Le facteur spectroscopique  $S_\gamma$  est intégré dans le calcul de la largeur de la transition  $\Gamma_\gamma$  fait par Brown. Le facteur spectroscopique  $S_p$  est quant à lui pour l'instant fixé à 1.

Il est à noter que lorsque plusieurs protons sont émis dans la désintégration de l'IAS, le rapport d'embranchement total proton de l'IAS est la somme des intensités des protons émis. On a alors :



$$I_p^{IAS} = I_I \cdot \sum_i \Gamma_{p,i}' \cdot S_{p,i} \quad (4.5)$$

A partir des équations 4.3 et 4.4, il est alors possible de calculer l'impureté d'isospin d'un niveau :

$$I_I = \frac{\Gamma_{\gamma}' \cdot S_{\gamma}}{\Gamma_p' \cdot S_p} \cdot \frac{I_p^{IAS}}{I_{\beta th}^{IAS} - I_p^{IAS}} \quad (4.6)$$

Nous allons maintenant appliquer cette formule à deux cas précis ( $^{48}\text{Fe}$  et  $^{52}\text{Ni}$ ) présentant la particularité d'avoir un taux d'alimentation  $\beta$  de l'IAS très supérieur aux émissions de protons de ce niveau.

#### 4.2.2 – Le cas de $^{48}\text{Fe}$

Pour le noyau de  $^{48}\text{Fe}$ , l'étude spectroscopique a permis de mesurer l'énergie et l'intensité du proton émis ( $E_p = 999$  (14) keV et  $I_p^{IAS} = 2.1$  (3) %) dans la désintégration de l'IAS de ce noyau. Connaissant le moment angulaire ( $l = 1$ ) dans le cas de la transition de l'IAS ( $0^+$ ) vers le fondamental de  $^{47}\text{Cr}$  ( $3/2^-$ ), le calcul de pénétration de la barrière coulombienne nous donne une durée partielle de transition  $\tau = 0.06$  fs. La largeur de la transition est alors égale à  $\Gamma_p = 7.4$  eV.

Pour ce qui est de l'émission de rayonnement  $\gamma$  dans la désexcitation de l'IAS, ses caractéristiques sont décrites par un calcul de modèle en couches effectué par Brown et présentées dans la figure 4.2.

Le terme  $\Gamma_{\gamma}' \cdot S_{\gamma}$  donné par le calcul est égal à 0.73 eV. Sachant que  $I_{\beta th}^{IAS} = 42.1$  % et que  $I_p^{IAS} = 2.1$  % on a  $I_{\gamma}^{IAS} = 40$  %. En considérant alors le facteur spectroscopique  $S_p = 1$ , on obtient pour l'IAS de  $^{48}\text{Fe}$  une impureté d'isospin  $I_I = 0.52$  %.

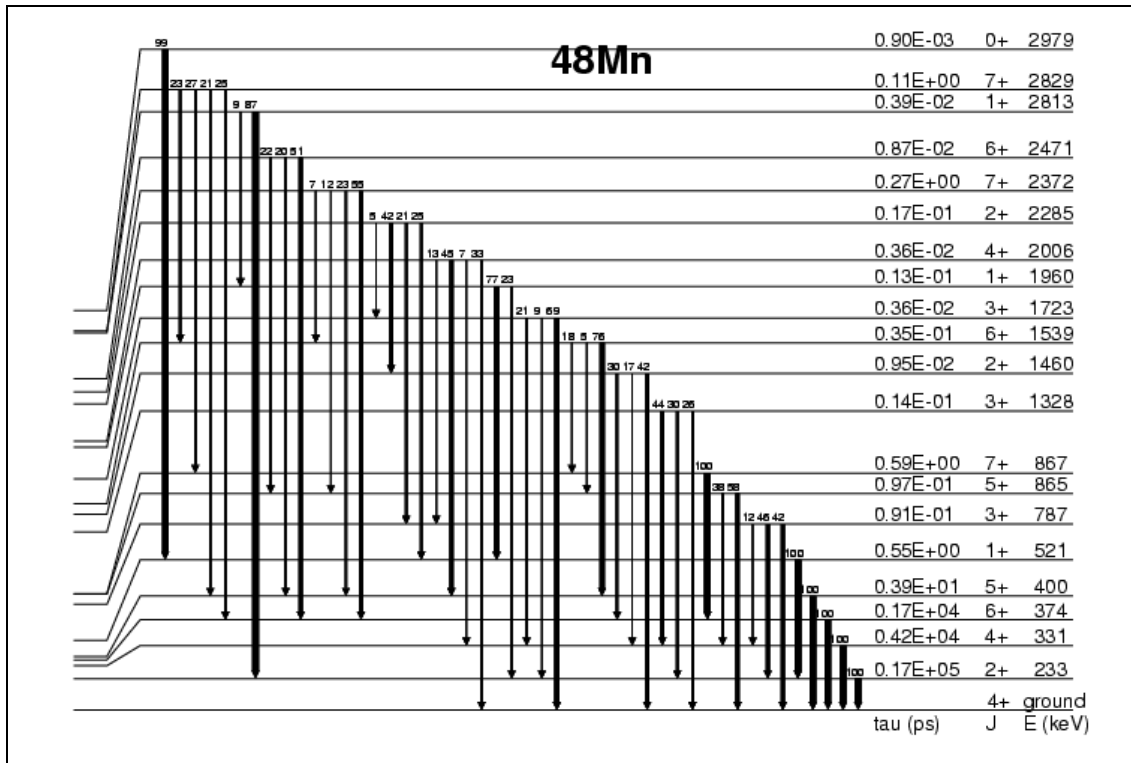


Figure 4.2 : Schéma des niveaux de  $^{48}\text{Mn}$  et de leurs désexcitations par émission de rayonnement  $\gamma$  issu d'un calcul de modèle en couches fait par Brown. Sont respectivement donnés à droite de la figure la durée de vie partielle de la transition considérée, les spin et parité des niveaux, ainsi que l'énergie de ces niveaux par rapport au fondamental de  $^{48}\text{Mn}$ . L'IAS de  $^{48}\text{Fe}$  est le dernier niveau représenté et situé à une énergie calculée de 2979 keV, valeur cohérente avec la valeur expérimentale ( $E_{IAS} = 3050 (110) \text{ keV}$ ). Les rapports d'embranchement des transitions sont indiquées en % au dessus des flèches.

### 4.2.3 – Le cas de $^{52}\text{Ni}$

Pour ce qui est du noyau de  $^{52}\text{Ni}$ , l'étude spectroscopique a permis de mesurer les énergies et les intensités des protons émis ( $E_p = 1056 (13) \text{ et } 1344 (12) \text{ keV}$  et  $I_p^{IAS} = 4.0 (5) \text{ et } 10.2 (8) \%$ ) dans la désintégration de l'IAS de ce noyau. Connaissant le moment angulaire ( $l = 3$ ) de ces transitions ( $0^+ \rightarrow 7/2^-$  et  $0^+ \rightarrow 5/2^-$ ), le calcul de pénétration de la barrière coulombienne et centrifuge nous donne une durée partielle pour les deux transitions  $\tau = 24 \text{ et } 1.3 \text{ fs}$ . Les largeurs des transitions sont alors respectivement égales à 0.02 et 0.36 eV. La largeur totale  $\Gamma_p$  vaut 0.38 eV.

Pour ce qui est de l'émission de rayonnement  $\gamma$  dans la désexcitation de l'IAS, ses caractéristiques sont décrites par un calcul de modèle en couches effectué par Brown et présentées dans la figure 4.3.

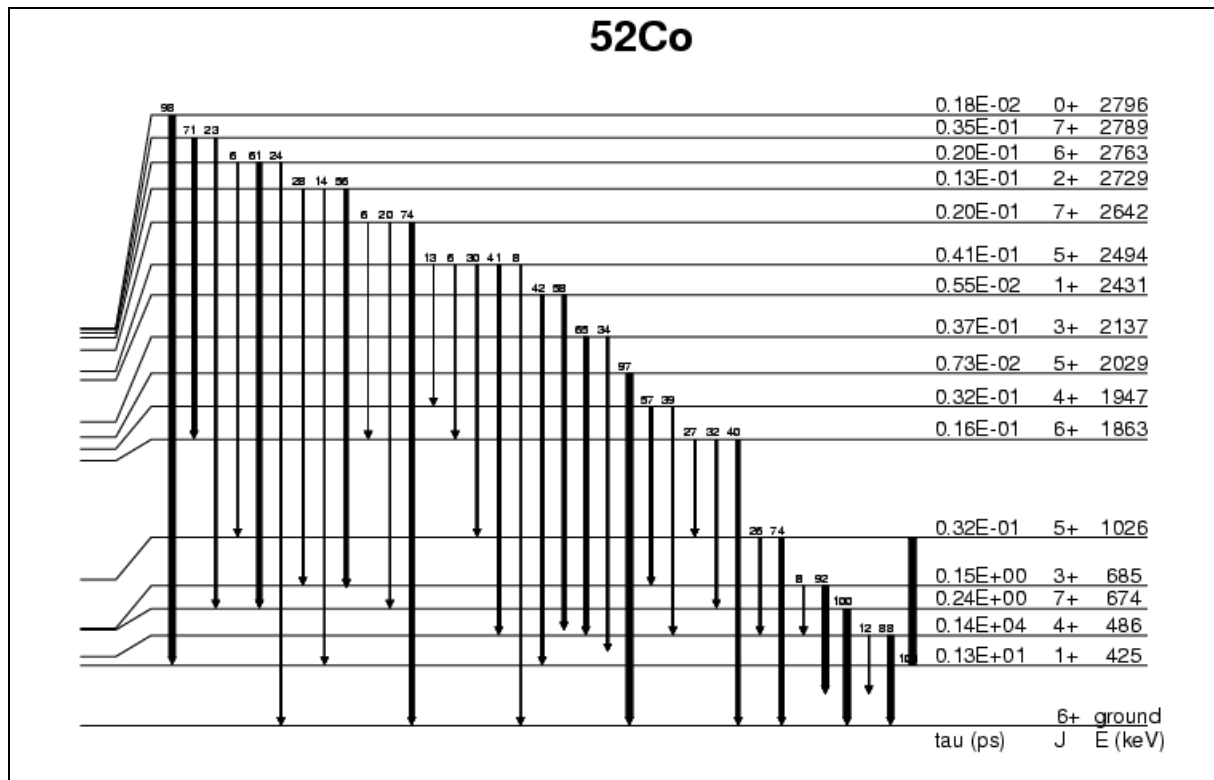


Figure 4.3 : Schéma des niveaux de  $^{52}\text{Co}$  et de leurs désexcitations par émission de rayonnement  $\gamma$  issu d'un calcul de modèle en couches fait par Brown. Sont respectivement donnés à droite de la figure la durée de vie partielle de la transition considérée, les spin et parité des niveaux, ainsi que l'énergie de ces niveaux par rapport au fondamental de  $^{52}\text{Co}$ . L'IAS de  $^{52}\text{Ni}$  est le dernier niveau représenté et situé à une énergie calculée de 2798 keV. Cette valeur est très supérieure à la valeur expérimentale ( $E_{IAS} = 2320$  (50) keV). Les rapports d'embranchement des transitions sont indiquées en % au dessus des flèches.

Le terme  $\Gamma_{\gamma}^I \cdot S_{\gamma}$  donné par le calcul est égal à 0.366 eV. Sachant que  $I_{\beta th}^{IAS} = 64$  % et que  $I_p^{IAS} = 14.2$  % on a  $I_{\gamma}^{IAS} = 49.8$  %. En considérant alors le facteur spectroscopique  $S_p = 1$ , on obtient pour l'IAS du  $^{52}\text{Ni}$  une impureté d'isospin  $I_I = 27$  %.

#### 4.2.4 – Interprétation

Les degrés d'impureté d'isospin présentés pour les IAS de  $^{48}\text{Fe}$  et de  $^{52}\text{Ni}$  sont issus de calculs préliminaires. Cependant, nous pouvons déjà noter que la différence entre les deux valeurs obtenues ( $I_I = 0.52$  % pour  $^{48}\text{Fe}$  et  $I_I = 27$  % pour  $^{52}\text{Ni}$ ) n'est pas vraiment attendue.

Une des probables explications réside dans le calcul de l'énergie d'excitation de l'IAS par Brown. En effet dans le cas de  $^{52}\text{Ni}$ , l'énergie d'excitation de l'IAS calculée est supérieure d'environ 500 keV par rapport à la valeur expérimentale, alors que pour le noyau de  $^{48}\text{Fe}$  les deux valeurs des énergies (expérimentales et théoriques) sont en bon accord. Une valeur plus basse de l'énergie de l'IAS entraîne une diminution de la largeur  $\Gamma_{\gamma}$  de la transition et donc une diminution du degré d'impureté d'isospin pour ce niveau.

D'un point de vue structure nucléaire, ce résultat paraît aussi surprenant dans la mesure où les noyaux fils par  $\beta$  de  $^{48}\text{Fe}$  ( $^{48}\text{Mn}$ ) et de  $^{52}\text{Ni}$  ( $^{52}\text{Co}$ ) sont proches en nombre de masse et ont une même parité en Z et en N : ils présentent donc une densité d'états quasi-similaire autour de l'IAS. Une étude théorique menée à l'université de Jyväskylä en Finlande sur les mélanges d'isospin des IAS des noyaux pour les couches *sd-fp* [Jyu04] a montré un comportement similaire aux résultats obtenus dans ce travail. En effet, dans le cas de  $^{36}\text{Ca}$  et de  $^{40}\text{Ti}$ , noyaux proches en A et de même parité en Z et N, les degrés d'impuretés d'isospin sont respectivement égaux à 0.4 % et à 17.3 %.

La poursuite de ce travail permettra d'affiner les calculs pour les isotopes de  $^{48}\text{Fe}$  et de  $^{52}\text{Ni}$  en tenant compte de facteurs spectroscopiques  $S_p$  différents de l'unité, calculs qui seront effectués par Brown. Il sera aussi intéressant de traiter d'autres cas de noyaux ( $^{45,44}\text{Cr}$ ,  $^{46}\text{Mn}$ ,  $^{49}\text{Fe}$ ,  $^{53,52,51}\text{Ni}$ ) pour lesquels une importante différence entre le taux d'alimentation par  $\beta$  et la désexcitation par émission de protons de l'IAS a été observée.

## Conclusion

Grâce aux données accumulées au cours de trois expériences (E312a, E312b et E312c) de fragmentation d'un faisceau intense de  $^{58}\text{Ni}$  effectuées au près du séparateur LISE 3 au GANIL entre 1999 et 2002, il m'a été possible de réaliser une étude spectroscopique détaillée portant sur 23 isotopes allant de  $^{39}\text{Ti}$  à  $^{53}\text{Ni}$  et tels que  $T_z \leq -3/2$ . En ce qui concerne E312a, les résultats obtenus lors de l'analyse de cette expérience ont déjà fait l'objet d'une publication. Au cours de ce travail, nous avons pu exploiter les données des expériences E312b et E312c. Nous avons également refait une analyse complète pour l'expérience E312a afin d'obtenir un ensemble de résultats cohérents.

Nous avons ainsi pu mesurer pour la première fois les durées de vie des noyaux de  $^{43}\text{V}$ , de  $^{51}\text{Ni}$  et de  $^{51}\text{Co}$ , et avons considérablement amélioré la précision sur celles déjà connues. Une comparaison entre les différents modèles utilisés et les valeurs expérimentales, nous a montré que d'une manière générale les calculs théoriques, qu'ils soient de type microscopique pn-QRPA (Hirsch *et al.*), macroscopique (Tachibana *et al.*), modèle en couches (Ormand *et al.* et Honma *et al.*) ou extrapolés (Audi *et al.*), donnent des résultats satisfaisants. On peut toutefois noter que les modèles les plus performants sont ceux proposés par Ormand *et al.* et par Honma *et al.*. Ces méthodes toutes deux basées sur le modèle en couches, utilisant des interactions effectives empiriques différentes, donnent des résultats similaires. Complémentaires, elles décrivent les isotopes dont les nucléons se trouvent respectivement à l'interface de la couche *sd-fp* et dans la couche *fp*.

L'ajustement des durées de vie, conditionnées par une coupure en énergie sur le spectre des protons émis, nous a aussi permis d'établir pour la première fois le rapport total d'embranchement proton pour les noyaux de  $^{43}\text{V}$ ,  $^{51}\text{Co}$  et de  $^{51,49}\text{Ni}$ . Grâce à cette méthode, tous les autres rapports d'embranchement total proton ont été déterminés avec une précision accrue.

La méthode d'analyse des radioactivités, mise en place au cours de ces trois années de travail et validée par l'analyse de noyaux tels que  $^{41,40}\text{Ti}$ , a mis en évidence de nouvelles émissions de protons ainsi que de nouvelles transitions  $\gamma$  dans de nombreux isotopes. Au travers de corrélations  $\beta$ -p- $\gamma$  ou  $\beta$ - $\gamma$ , des niveaux excités non encore observés ont pu être placés sur des schémas partiels de décroissance pour  $^{49,48}\text{Fe}$ ,  $^{50}\text{Co}$ ,  $^{52,51}\text{Ni}$ . Une meilleure efficacité de détection du rayonnement  $\gamma$  et un plus grand nombre de noyaux exotiques identifiés nous aurait permis de donner des schémas de décroissance plus complets. Ces conditions devraient être réunies dans les expériences E312d et E312e ayant eu lieu en 2004 au GANIL sur la même thématique et pour laquelle l'analyse devrait apporter des informations supplémentaires aussi bien au niveau des énergies des protons émis et des raies  $\gamma$  que des coïncidences  $\beta$ -p- $\gamma$  et surtout  $\beta$ - $\gamma$ .

Grâce à cette analyse en énergie des protons retardés et du rayonnement  $\gamma$  émis, nous avons aussi pu identifier les états isobariques analogues pour la plupart des noyaux étudiés. La connaissance des IAS est intéressante pour deux raisons.

D'un point de vue énergétique, ils permettent au travers des modèles locaux de calcul de masse de déterminer à partir des valeurs expérimentales les excès de masse mal connus des isotopes appartenant à cette région. De nouvelles valeurs pour ces excès ont ainsi pu être calculées au moyen de l'équation de l'IMME et grâce au déplacement coulombien en énergie pour les noyaux de  $^{44}\text{Cr}$ , de  $^{51,50}\text{Ni}$  et de  $^{47}\text{Fe}$ . Les autres valeurs des excès de masse déterminées dans ce travail sont données avec une précision accrue.

D'autre part, la mesure des rapports d'embranchement des protons émis par l'IAS nous a permis de les comparer avec les taux d'alimentations  $\beta$  de type Fermi pur calculés pour ces niveaux. Il ressort de cette étude que la majorité des IAS des noyaux étudiés ne se désexcitent pas seulement par émission de protons mais sont aussi en concurrence avec le phénomène de désexcitation par émission de rayonnement  $\gamma$ . Ceci est dû à la présence d'une impureté d'isospin des IAS, que nous avons calculé pour les noyaux de  $^{48}\text{Fe}$  et de  $^{52}\text{Ni}$ . Toutefois si les résultats obtenus dans le cas de  $^{48}\text{Fe}$  sont encourageants, cette étude reste préliminaire et sera approfondie et étendue par la suite aux noyaux présentant des déséquilibres importants entre le taux d'alimentation par  $\beta$  des états isobariques analogues et leurs désintégrations par émission de protons.

## Références

- [Abe00] : H. Abele, Nucl. Instr. And Meth. Im Phys. Res. A **440**, 499 (2000)
- [Ann97] : R. Anne, Nucl. Instr. And Meth. Im Phys. Res. B **126**, 279 (1997)
- [Ant86] : M. S. Antony *et al.*, At. Data Nucl. Data Tab. **34**, 279 (1986)
- [Ant97] : M. S. Antony *et al.*, At. Data Nucl. Data Tab. **66**, 1 (1997)
- [Aud03] : G. Audi *et al.*, Nucl. Phys. A **729**, 3 (2003)
- [Baz02] : D. Bazin *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **482**, 307 (2002)
- [Ben79] : W. Benenson *et al.*, Rev. Mod. Phys. **51**, 527 (1979)
- [Bha98] : W. Bhattacharya *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 3677 (1998)
- [Bla94] : B. Blank *et al.*, Phys. Rev. C **50**, 2398 (1994)
- [Bla96] : B. Blank *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2893 (1996)
- [Bla00] : B. Blank *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1116 (2000)
- [Bla03] : B. Blank, communication privée
- [Bor92] : V. Borrel *et al.*, Z. Phys. A **344**, 135 (1992)
- [Bro85] : B. A. Brown *et al.*, computer code OXBASH, the Oxford University-Buenos Aires-MSU shell model code, Michigan State University Cyclotron Laboratory Report No. **524** (1985)
- [Bro91a] : B. A. Brown, Phys. Rev. C **43**, R1513 (1991)
- [Bro91b] : B. A. Brown, Phys. Rev. C **44**, 924 (1991)
- [Bro04] : B. A. Brown, communication privée
- [Bur95] : T. W. Burrows, Nuclear Data Sheets **76**, 191 (1995)
- [Cer70] : J. Cerny *et al.*, Phys. Rev. Lett. **24**, 1128 (1970)
- [Col96] : B. J. Cole, Phys. Rev. C **54**, 1240 (1996)

[Chu99] : S.Y.F. Chu, L.P. Ekström and R.B. Firestone, *WWW Table of Radioactive Isotopes*, database version 2/28/1999 from URL <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/>

[Dét90] : C. Détraz *et al.*, Nucl. Phys. A **519**, 529 (1990)

[Fau94] : L. Faux *et al.*, Phys. Rev. C **49**, 2440 (1994)

[Fau95] : L. Faux, Thèse « Etude spectroscopique des noyaux riches en protons aux limites de la stabilité dans la région  $24 \leq Z \leq 28$  », CENBG 9503 (1995)

[Fau96] : L. Faux *et al.*, Nucl. Phys. A **602**, 167 (1996)

[Fir96] : R. B. Firestone, Table of isotopes 8<sup>ème</sup> ed. vol. 2, 1996

[Gal86] : S. Galès, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, 137 (1986)

[Gan03] : GANIL web page at <http://www.ganil.fr/lise/bgg.html>

[Gio01a] : J. Giovinazzo, communication privée

[Gio01b] : J. Giovinazzo *et al.*, Eur. Phys. J. A **11**, 73 (2001)

[Gio02] : J. Giovinazzo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 102501 (2002)

[Gio03] : J. Giovinazzo *et al.*, Nuc. Phys. A **722**, 434 (2003)

[Gol60] : V. I. Goldansky, Nucl. Phys. **19**, 482 (1960)

[Hir91] : M. Hirsch *et al.*, Nucl. Phys. A **535**, 62 (1991)

[Hir93] : M. Hirsch *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables **53**, 165 (1993)

[Hon97] : A. Honkanen *et al.*, Nucl. Phys. A **621**, 689 (1997)

[Hon02] : M. Honma *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 061301(R) (2002)

[Hon04a] : M. Honma *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 034335 (2004)

[Hon04b] : M. Honma, communication privée (2004)

[Jac74] : K. P. Jackson *et al.*, Phys. Lett. B **49**, 341 (1974)

[Jan88] : J. Janecke *et al.*, At. Data Nucl. Data Tab. **39**, 265 (1988)

[Jan94] : Z. Janas, communication privée

[Jun00] : H. Junde, Nuclear Data Sheets **90**, 1 (2000)



- [Jyu04] : [http://www.phys.jyu.fi/research/igisol/isospin\\_mixing.html](http://www.phys.jyu.fi/research/igisol/isospin_mixing.html)
- [Liu98] : W. Liu *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 2677 (1998)
- [Maz03] : C. Mazzocchi *et al.*, Eur. Phys. J. A **17**, 519 (2003)
- [Mol92] : D. M. Moltz *et al.*, Z. Phys. A **342**, 273 (1992)
- [Orm96] : W. E. Ormand, Phys. Rev. C **53**, 214 (1996)
- [Pfü02] : M. Pfützner *et al.*, Eur. Phys. Jour. A **14**, 279 (2002)
- [Pou87] : F. Pougheon *et al.*, Z. Phys. A **327**, 17 (1987)
- [Rad95] : D.C. Radford, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **361**, 297 (1995)
- [Sex74] : R. G. Sextro *et al.*, Nucl. Phys. A **234**, 130 (1974)
- [Tac90] : T. Tachibana *et al.*, Prog. Theor. Phys. **84**, 641 (1990)
- [Tak73] : T. Takahashi *et al.*, At. Data Nucl. Data Tab. **12**, 101 (1973)
- [Tri97] : W. Trinder *et al.*, Phys. Lett. B **415**, 211 (1997)
- [Vie76] : D. J. Vieira *et al.*, Phys. Lett. B **60**, 261 (1976)
- [Wig57] : E. P. Wigner *et al.*, Proceedings of the Robert A. Welch Conference on Chemical Research **Vol. 1**, 67 (1957)
- [Zho85] : Z. Y. Zhou *et al.*, Phys. Rev. C **31**, 1941 (1985)

**Résumé :**

La région des noyaux riches en protons tels que  $22 \leq Z \leq 28$  et  $T_z \leq -3/2$  a pu être étudiée de manière très détaillée grâce à trois expériences menées au GANIL entre 1999 et 2002 : cette étude porte sur 23 isotopes allant du  $^{39}\text{Ti}$  au  $^{53}\text{Ni}$ . Nous avons mesuré pour la première fois les durées de vie du  $^{43}\text{V}$ , du  $^{51}\text{Ni}$  et du  $^{51}\text{Co}$ , et considérablement amélioré la précision de celles déjà connues. De nouvelles transitions par émission de protons et de rayonnement  $\gamma$  ont aussi permis d'identifier, au travers de corrélations  $\beta$ -p- $\gamma$  ou  $\beta$ - $\gamma$ , des niveaux excités non encore observés, et de reconstruire partiellement des schémas de décroissance pour différents isotopes de cette région de masse. Enfin, l'ensemble des résultats expérimentaux a été comparé à différentes théories concernant les calculs des durées de vie et les taux d'alimentation  $\beta$  des états isobariques analogues, apportant de nombreuses informations sur la structure nucléaire loin de la stabilité.

**Mots clés :**

Structure nucléaire – Noyaux exotiques – Etude spectroscopique – Désintégration  $\beta$  – Emission de protons retardés

**Abstract :**

The proton-rich nuclei in the region  $22 \leq Z \leq 28$  and  $T_z \leq -3/2$  have been studied in detail between 1999 and 2002 in three experiments performed at GANIL: 23 isotopes were studied from  $^{39}\text{Ti}$  to  $^{53}\text{Ni}$ . For the first time, we have measured the half-life of  $^{43}\text{V}$ ,  $^{51}\text{Ni}$  and  $^{51}\text{Co}$ , and improved the precision for many other nuclei. New excited levels and  $\gamma$ -transitions were identified via  $\beta$ -p- $\gamma$  or  $\beta$ - $\gamma$  correlations in different nuclei in this mass region and allowed us to establish partial decay schemes for different isotopes. The experimental results have been compared to different model predictions for  $\beta$ -decay half-lives and the branching ratios to the isobaric analogue states yielding thus a wealth of new nuclear structure information far from stability.

**Keywords :**

Nuclear structure – Exotic nuclei – Spectroscopic studies –  $\beta$ -decay – Delayed proton emission