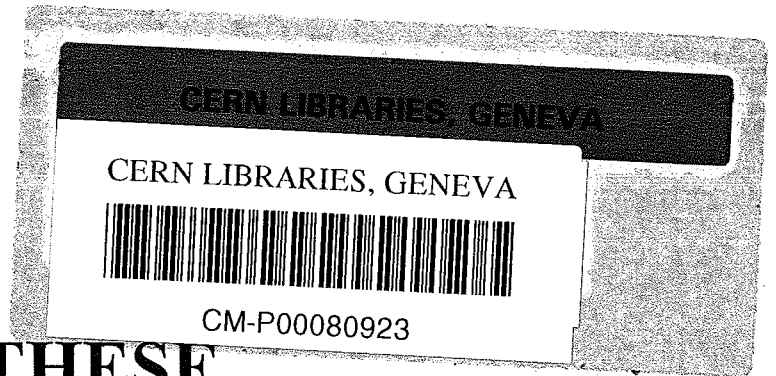


BB

IReS 99-17
N° d'ordre 3227



THESE

présentée par

Christophe LONGOUR

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité : Physique Nucléaire

**Apport de la décroissance radioactive à l'étude
de la structure des noyaux $N = Z$ de masse $A > 70$**

Thesis-1999-Longour

321986

THESE

présentée par

Christophe LONGOUR

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

Spécialité: Physique Nucléaire

**Apport de la décroissance radioactive
à l'étude de la structure des noyaux $N = Z$ de masse $A > 70$**

Soutenue le 21 Avril 1999 devant la commission d'examen

MM.	R. BERAUD	rapporteur externe
	C. CERRUTI	rapporteur interne
	P. VAN DUPPEN	rapporteur externe
	P. VAN ISACKER	
Mme	Ch. MIEHE	directeur de thèse
M.	Ph. DESSAGNE	membre invité

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein du groupe Noyaux Exotiques et Faisceaux Radioactifs de l'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg sous la direction de Christiane Miehé et Philippe Dessagne.

Je tiens donc tout particulièrement à remercier ces deux personnes pour les très riches interactions que j'ai eues avec elles et ayant permis le bon déroulement, l'aboutissement et la mise en valeur de ces travaux. L'ambiance humaine et ouverte qu'ils savent entretenir m'a rendu ce séjour à l'IReS agréable.

Je remercie Robert Béraud, Professeur à l'Université Claude Bernard de Lyon, Christian Cerruti, Professeur à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, Piet Van Duppen, Professeur à l'Université de Leuven (Belgique), et Piet Van Isacker, physicien au GANIL à Caen, de m'avoir fait l'honneur de siéger dans mon jury.

Je suis aussi reconnaissant aux autres membres du groupe NEFR de m'avoir fait partager à l'occasion une partie de leur savoir ou de leur savoir-faire ainsi qu'à notre secrétaire Béatrice Forrlér d'avoir organisé avec efficacité mes nombreux déplacements professionnels.

Une expérience de physique nucléaire est le résultat d'une collaboration entre des personnes d'horizons variés. Je tiens donc à exprimer ma sincère gratitude aux membres de la collaboration E279a pour la bonne marche de l'expérience effectuée au GANIL et plus particulièrement Bertram Blank pour son tournevis, sa guitare et ses compétences sur ce type d'expériences, Marek Lewitowicz pour sa maîtrise du spectromètre LISE et Patrick H. Regan pour son entrain même pendant les longues nuits de shift.

Je remercie également les membres de la collaboration IS352 ayant participé au bon déroulement de l'expérience auprès d'ISOLDE au CERN et plus particulièrement Inmaculada Piqueras pour m'avoir initié à l'analyse de ce type d'expériences.

Pour le développement du télescope silicium-germanium, j'ai une sincère reconnaissance envers Pascal Quirin de la société Eurisys Mesures qui nous a sorti de l'embarras plus d'une fois et a patiemment répondu à nos doutes et angoisses. Je remercie aussi le personnel de la société Eurisys Mesures qui nous a toujours réservé un accueil professionnel. Pour les tests de ce prototype à l'IReS, je remercie Jean Devin pour ses compétences en matière d'électronique (et pour tous les modules que je lui ai empruntés ... en oubliant parfois de les lui rendre) ainsi que Francis Hornecker pour ses connaissances sur les bruits de fond électroniques et sur leur provenance parfois aussi mystérieuse qu'inattendue. Je remercie aussi Alain Michalon pour sa géante connaissance ... du code GEANT.

Ce travail de thèse principalement mené à Strasbourg m'a cependant amené à passer une partie importante de mon temps les pieds hors de mes pantoufles à cause d'expériences, de colloques ou de réunions de travail. Ceci m'a donc fortement sensibilisé à l'hospitalité des personnes que j'ai rencontrées et à la qualité des relations entretenues avec ces dernières.

J'ai eu la possibilité d'effectuer un nombre important d'expériences auprès du GANIL à Caen, lors de séjours parfois très prolongés (mon record personnel étant 34 jours) et j'ai toujours apprécié l'accueil chaleureux de Jean-Michel, Karim, Maria-José, Anne, Alain, Anne-Sophie, Frédéric, Linda, Olivier et Denis. Tous thésards au GANIL, ils ont tous contribué à faire de mes séjours variés à Caen bien plus que des séjours de travail. J'apprécie leur compagnie ainsi que la facilité avec laquelle il m'est possible de m'intégrer dans leur petit groupe.

De l'année du DEA de Physique Nucléaire que j'ai passée à Strasbourg, j'ai gardé des contacts privilégiés avec Florence, Lilian, Laurent et Jérôme malgré l'éloignement et le temps écoulé. Je les remercie pour les bons moments passés que ce soit recroquevillés au fond d'un sac de couchage dans une tente plantée au milieu d'une réserve lapone à une centaine de kilomètres au-dessus du cercle polaire ou que ce soit au chaud dans la région parisienne à se lancer des cotillons pour fêter la nouvelle année. Je n'oublie pas non plus les pauses-café avec Gilles pendant lesquelles nous évoquions les bugs de nos programmes ou la pluie et le beau temps.

Enfin, je remercie les membres de ma famille, notamment mes parents et frères, pour l'hospitalité occasionnelle ou prolongée qu'ils m'ont offerte. Qu'ils ne comprennent pas ce que je faisais alors ne m'a jamais gêné, au contraire cela me donnait la possibilité de m'extraire des profondeurs du monde subatomique pour remonter à la surface du monde macroscopique quotidien.

Et maintenant, en avant donc pour une plongée vers le monde subatomique.

Table des matières

Introduction	13
1 Toile de fond théorique	15
1.1 La décroissance β^+ et la capture électronique	15
1.1.1 Processus de désintégration	16
1.1.2 Processus de désexcitation	16
1.1.3 Transitions de Fermi et de Gamow-Teller	17
1.2 Intérêt de la région de masse	18
1.2.1 Test de l'interaction faible	19
1.2.2 La déformation nucléaire	21
1.2.3 Appariement neutron-proton	25
1.3 Etat des connaissances dans la région de masse	27
2 Techniques instrumentales loin de la stabilité	29
2.1 La séparation isotopique en ligne	29
2.1.1 La fragmentation de la cible	29
2.1.2 La fusion-évaporation	31
2.2 La séparation en vol	33
2.2.1 Description de la fragmentation du faisceau	34
2.2.2 Taux de production	35
2.2.3 Pourquoi le GANIL?	36
2.3 Techniques de détection	37
3 Transitions de Fermi dans ^{78}Y, ^{82}Nb et ^{86}Tc	39
3.1 Description du spectromètre LISE	39
3.1.1 Production des fragments	40
3.1.2 Le premier dipôle magnétique	41
3.1.3 Le dégradeur achromatique	42
3.1.4 Le filtre de vitesse	43
3.2 Le dispositif expérimental	44
3.2.1 Le dispositif ions lourds	45
3.2.2 L'observation des isomères	46
3.2.3 L'observation des décroissances radioactives	47
3.2.4 Le marquage en temps des événements	48
3.2.5 Principe de l'acquisition	49
3.2.6 Mise en place électronique	50
3.3 Analyse de l'expérience	52
3.3.1 Identification des noyaux	53

3.3.2	Observation des décroissances radioactives	56
3.4	Discussion des résultats	62
3.4.1	Position de la limite de stabilité	62
3.4.2	Problème des noyaux $N = Z$ pair-pair	63
3.4.3	Comparaison avec des prédictions théoriques	64
3.4.4	Discussion sur les valeurs de $\log ft$	65
4	Décroissance Gamow-Teller et déformation	71
4.1	Etat des connaissances	72
4.2	Dispositif expérimental	73
4.2.1	Cycles de mesure	74
4.2.2	Dispositif de détection	75
4.3	Résultats	76
4.3.1	Schéma de décroissance de ^{72}Kr	76
4.3.2	Distribution de la force Gamow-Teller	78
4.4	Discussion	80
4.5	Perspectives	83
5	Développement instrumental	85
5.1	Présentation du code GEANT	85
5.2	Détecteurs semi-conducteurs	87
5.3	Interaction des rayonnements γ avec la matière	88
5.3.1	Les mécanismes	88
5.3.2	Illustration	89
5.4	Interaction des particules β avec la matière	90
5.4.1	Les mécanismes	90
5.4.2	Illustration	92
5.5	Prototype de télescope silicium-germanium	95
5.5.1	Illustration du problème	97
5.5.2	Performances du télescope	99
5.6	Développements futurs	105
	Conclusion	109
	Bibliographie	111
	A Calculs d'erreurs	115
	B Résultats concernant la décroissance de ^{72}Kr	117

Liste des figures

1.1	Description des processus de désintégration et de désexcitation intervenant lors de la décroissance radioactive des noyaux déficités en neutrons.	15
1.2	Valeurs de Ft pour les 8 transitions superpermises étudiées par J.C. Hardy [5] et D.H. Wilkinson [6].	21
1.3	Energie des particules individuelles [7] en fonction du paramètre de déformation β_2 pour la masse $A = 80$	22
1.4	Déformation quadrupolaire β_2 calculée par P. Möller <i>et al.</i> [8] et Y. Aboussir <i>et al.</i> [16] en fonction du numéro atomique Z et pour les noyaux $N = Z$	23
1.5	Energie d'excitation des états 2^+ pour les noyaux $N = Z$ pair-pair situés entre l'élément germanium ($Z=32$) et l'élément ruthénium ($Z=44$) [17].	24
1.6	Distributions de la force Gamow-Teller prédite par I. Hamamoto <i>et al.</i> [21] pour les déformations oblate, prolate et sphérique de ^{76}Sr	24
1.7	Energie mesurée des premiers états $T = 0$ et $T = 1$ en fonction du numéro atomique Z pour les noyaux $N = Z$ impair-impair.	26
1.8	Carte de la région de masse $A \simeq 70$ du coté déficité en neutrons.	27
2.1	Vue de l'installation ISOLDE située au CERN.	30
2.2	Principe de production et sélection des noyaux par le séparateur ISOLDE.	30
2.3	Schéma du guide d'ions IGISOL [47] développé au laboratoire de l'université de Jyväskylä.	33
2.4	Vue du GANIL situé à Caen.	37
3.1	Schéma de la Ligne d'Ions Super Epluchés (LISE).	40
3.2	Schéma du dispositif expérimental.	44
3.3	Comparaison de l'horloge HRAD et de la différence de temps Δt entre l'implantation d'un ion et la détection d'une particule chargée.	48
3.4	Schéma de principe de l'acquisition.	49
3.5	Schéma de l'électronique.	51
3.6	Paramètres enregistrés lors de l'expérience et leur localisation dans la séquence écrite sur le support magnétique.	52
3.7	Calibration de la perte d'énergie (E1D6) à travers le premier compteur silicium et du temps de vol (T1HFD6) entre le passage par ce détecteur et la haute fréquence du cyclotron.	54
3.8	Matrice d'identification ($Z, A/Q$) pour le premier réglage du spectromètre.	55
3.9	Matrice d'identification (E1D6, T1HFD6) pour le premier réglage du spectromètre. Ici, les noyaux les plus exotiques sont situés à droite.	55
3.10	Spectres en énergie obtenus dans les détecteurs germanium en coïncidence avec l'implantation des noyaux ^{76}Rb et ^{84}Nb	56

3.11	Spectre en énergie dans la voie ion lourd de la première piste du détecteur silicium à micro-pistes pour le premier réglage du spectromètre LISE.	57
3.12	Profils d'implantation des noyaux $N = Z$ impair-impair et pair-pair pour les trois premiers réglages du spectromètre LISE.	58
3.13	Distributions en temps obtenues pour les noyaux $N = Z$ pair-pair ^{76}Sr , ^{80}Zr et ^{84}Mo	59
3.14	Distributions en temps pour les noyaux $N = Z$ impair-impair ^{74}Rb , ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc	60
3.15	Distributions en énergie des particules émises dans la piste d'implantation pour les noyaux $N = Z$ et pour un temps de faisceau effectif d'environ 90 heures. La flèche pointe l'énergie maximale permise pour les protons.	61
3.16	Distributions en énergie des rayonnements γ vus dans les compteurs germanium pour les noyaux $N = Z$ et pour un temps de faisceau effectif d'environ 90 heures.	61
3.17	Matrice d'identification ($\Delta E, \text{tof}$) constituée pour un temps de faisceau effectif d'environ 18 heures.	62
3.18	Comparaison des périodes que nous avons mesurées, pour les noyaux $N = Z$ impair-impair, avec celles prédites par T. Tachibana [57] et M. Hirsch [58].	64
3.19	Valeurs de ft , sans les corrections des effets de milieu nucléaire en fonction du numéro atomique Z	69
4.1	Distribution de la force de transition Gamow-Teller pour la décroissance de ^{76}Sr	72
4.2	Dispositif de détection relatif à l'observation des décroissances radioactives de ^{72}Kr	74
4.3	Distribution de la force de transition Gamow-Teller obtenue pour la décroissance de ^{72}Kr . Sont aussi pointées les valeurs de l'énergie de liaison d'un proton S_p et la valeur Q_{EC} déduite de la systématique.	78
4.4	Schéma de décroissance de ^{72}Kr	79
4.5	Distributions de la force Gamow-Teller prédites par I. Hamamoto <i>et al.</i> [21] pour les déformations oblate, prolate et sphérique de ^{72}Kr . Les flèches pleines représentent les valeurs de Q_{EC} estimées par la systématique alors que les valeurs déduites par l'auteur sont représentées par les flèches pointillées.	81
4.6	Spins et parités mis en jeu lors de la désintégration $\beta - p$ de ^{72}Kr	83
5.1	Schéma des différents niveaux dans lesquels un utilisateur intervient lors de l'écriture d'un code GEANT.	86
5.2	Perte d'énergie spécifique pour des particules β traversant du silicium en fonction de l'énergie initiale de ces particules.	90
5.3	Intensité du rayonnement Bremsstrahlung par intervalle d'énergie $h\nu$ dans le cas des particules β^- émises par ^{32}P ($E_0 = 1,7$ MeV).	91
5.4	Spectres en énergie obtenus dans un compteur silicium avec une source de ^{90}Sr placée à 3 cm et pour 2 heures d'acquisition. En haut, la source est seule. En bas, une plaque d'aluminium d'épaisseur 0,5 mm est intercalée entre le compteur et la source.	93
5.5	Disposition géométrique adoptée pour les simulations visant à reproduire les expériences utilisant le compteur silicium.	94

5.6	Spectres en énergie simulés dans un compteur silicium avec une source de ^{90}Sr placée à 3 cm seule (en haut) ou avec une plaque d'aluminium d'épaisseur 0,5 mm intercalée entre le compteur et la source (en bas).	95
5.7	Disposition des compteurs dans le télescope silicium-germanium.	96
5.8	Dispositif expérimental mis en place. Les distances sont indiquées en millimètres. La grandeur relative des différents éléments n'est pas ici respectée.	97
5.9	Spectres en énergie obtenus dans le cristal de germanium du télescope et pour 2 heures d'acquisition.	98
5.10	Spectre en énergie simulé dans le cristal de germanium du télescope avec une source de ^{90}Sr placée à 3 cm.	99
5.11	Electronique d'acquisition mise en œuvre pour les tests et permettant d'enregistrer, pour un événement donné, les énergies perdues dans les compteurs germanium et silicium.	100
5.12	Spectres obtenus avec le télescope silicium-germanium pour 2 heures d'acquisition, la source étant située à 3 cm du capot du détecteur.	101
5.13	Taux de réjection expérimental en fonction de l'énergie dans le cristal de germanium.	102
5.14	Distribution expérimentale en énergie obtenue dans le cristal de silicium du télescope silicium-germanium avec une source ^{90}Sr placée à 3 cm pour 2 heures d'acquisition.	103
5.15	Distributions en énergie simulées obtenues dans le cristal de germanium du télescope avec une source ^{90}Sr placée à 3 cm et pour 10^6 particules incidentes.	103
5.16	Taux de réjection simulé sans bruit de fond (à gauche) et avec bruit de fond (à droite) en fonction de l'énergie dans le cristal de germanium.	104
5.17	Distributions en énergie simulées obtenues dans le cristal de germanium du télescope (à gauche) et taux de réjection en fonction de l'énergie (à droite) avec une distribution en énergie s'étendant jusque 8 MeV.	105
5.18	Schéma du dispositif adopté par L. Weissman <i>et al.</i> [76] pour la mise en œuvre de coïncidence $\beta - \gamma$ et l'identification des particules β	106

Liste des tableaux

1.1	Classement des transitions [2] suivant la valeur de $\log ft$, pour $Z < 80$	18
1.2	Comparaison des valeurs de ft obtenues avant correction des effets de milieu nucléaire. Dans les cas de ^{14}O et ^{26m}Al , D.H. Wilkinson distingue deux séries de mesures.	19
2.1	Sections efficaces mesurées pour des réactions de fusion-évaporation ayant permis la production des noyaux $N = Z$	32
2.2	Taux de production estimés avec le code LISE pour les noyaux $N = Z$	36
3.1	Taux moyen de production des noyaux $N = Z, Z + 1, Z + 2$ pour les 3 réglages du spectromètre LISE utilisé pour la détermination de période. L'intensité moyenne du faisceau est de 200 nAe soit $3,4 \times 10^{10}$ ions de $^{92}\text{Mo}^{37+}$ par seconde.	57
3.2	Paramètres de l'ajustement utilisés pour les distributions de la figure 3.14.	59
3.3	Rapports signal sur bruit obtenus pour les noyaux $N = Z$ pair-pair ^{80}Zr et ^{84}Mo	64
3.4	Valeurs de Q_{EC} et ΔQ_{EC} déduites de la systématique [63].	66
3.5	Valeurs de $\log ft$ obtenues pour les décroissances observées dans les noyaux $N = Z$ impair-impair ^{74}Rb , ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc	66
3.6	Valeurs de $\log ft$ en supposant un écart de $\pm 1\text{MeV}$ dans la valeur de Q_{EC} déduite de la systématique.	68
3.7	Contributions de l'incertitude sur Q_{EC} et $T_{1/2}$ à l'erreur sur $\log ft$	68
3.8	Valeurs de $\log ft$ pour les noyaux $N = Z$ impair-impair de masse supérieure à 54.	68
4.1	Valeurs expérimentales et théoriques de $\Sigma B(GT)$ sur les états liés et non liés dans le cas de ^{76}Sr . Les valeurs entre crochets sont les valeurs théoriques réduites du facteur de quenching.	73
4.2	Rapports d'embranchement γ des niveaux excités de ^{72}Br . La première colonne correspond à l'énergie du niveau. La colonne labellée E_γ donne les transitions de désexcitation possibles à partir du niveau E_x . La dernière colonne recense les rapports d'embranchement associés.	77
4.3	Embranchements β , valeurs de $\log ft$ et de $B(GT)$ estimés par la formule 4.1.	80
4.4	Valeurs expérimentales et théoriques de $\Sigma B(GT)$ sur les états liés et non liés de ^{72}Kr . Les valeurs entre crochets sont les valeurs prédites réduites d'un facteur de quenching égal à 2.	81
B.1	Transitions γ attribuées à la décroissance radioactive de ^{72}Kr . Les intensités sont ramenées à 100 désintégrations β	118

Introduction

En 1934, Frédéric et Irène Joliot Curie synthétisent le premier radioélément artificiel, Phosphore 30, en bombardant une feuille d'aluminium par des particules α . Un demi-siècle après cette découverte, le nombre de noyaux instables observés dans les laboratoires est porté à plus de 3200.

Ces édifices modifient leur composition interne afin d'évoluer vers des configurations plus stables. Ainsi, les noyaux instables trop lourds vont émettre un noyau d'hélium ${}^4_2\text{He}$: c'est la radioactivité α . Les noyaux déficitaires en neutrons (respectivement en protons) vont être le siège de la radioactivité β^+ (respectivement β^-) qui consiste à transformer un proton en un neutron (respectivement un neutron en un proton). Il apparaît donc que l'un des champs d'investigation de la physique nucléaire est le degré de liberté d'isospin, grandeur caractérisant la composition relative du noyau en nombre de neutrons et protons. Comme autres pôles d'intérêt, se dégagent aussi le spin, qui recouvre les effets liés à la rotation du noyau, et l'énergie d'excitation. Explorer le degré de liberté d'isospin conduira à s'approcher des limites de stabilité de la matière nucléaire. Il sera alors possible de mettre en évidence des décroissances radioactives suivies de l'émission de un ou plusieurs nucléons voire même de noyaux légers. Les systèmes nucléaires de composition en neutrons très différentes de celles des espèces stables seront un laboratoire pour apprécier une éventuelle altération du caractère magique de certaines couches. De telles espèces exhiberont des distributions de la matière neutronique très étendues et donneront même naissance à un halo de neutron autour du noyau pour les éléments de numéro atomique faible.

Les expériences en décroissance radioactive vont conduire à explorer les effets liés à la composition relative du noyau en nombre de neutrons et protons, et cela à basse énergie d'excitation (quelques MeV) et à bas spin (quelques unités de \hbar).

Une décroissance radioactive est gouvernée par deux aspects : l'interaction donnant naissance à celle-ci et la structure des états initiaux et finaux mis en jeu lors du processus de radioactivité. La force régissant les désintégrations β^+ et β^- est l'interaction faible. Cette dernière est précisément formulée dans le cadre du modèle standard. La description des états impliqués dans la décroissance radioactive est elle du ressort des différentes théories développées en physique nucléaire. La particularité des études de décroissance β est donc cette union qu'elle réalise entre le modèle standard décrivant la structure fine des nucléons et la physique nucléaire, décrivant les propriétés des systèmes complexes que forme l'assemblage de ces mêmes nucléons.

Afin, entre autre, d'observer ces décroissances radioactives pour des systèmes variés, des installations expérimentales ont été mises en place de par le monde. Elles permettent l'étude des systèmes nucléaires situés très loin de la stabilité. L'avantage des mesures en décroissance radioactive est leur faisabilité à des taux de production relativement faibles (1 atome/s) et la possibilité d'extraire des informations spectroscopiques même dans ces conditions.

Dans notre travail de thèse, nous nous sommes efforcés d'illustrer les deux thèmes accessibles par la décroissance radioactive, à savoir l'interaction faible et la structure nucléaire dans un domaine bien défini de la charte nucléaire, c'est-à-dire pour les noyaux $N = Z$ de masse $A \simeq 80$.

Dans un premier temps, nous précisons les processus mis en jeu lors de la décroissance des noyaux déficitaires en neutrons. Nous mettrons en évidence les intérêts de cette région de masse et dresserons le paysage des connaissances expérimentales au début de notre travail.

Les noyaux nous intéressant étant des édifices exotiques, nous exposerons les techniques expérimentales nous ayant donné accès à cette région de masse. Nous décrirons les techniques complémentaires que sont la séparation isotopique en ligne et la séparation en vol.

Pour illustrer l'apport de la décroissance à la compréhension de l'interaction faible dans le milieu nucléaire, nous rapporterons l'observation que nous avons menée des transitions de Fermi dans les noyaux $N = Z$ impair-impair ${}_{39}^{78}\text{Y}$, ${}_{41}^{82}\text{Nb}$ et ${}_{43}^{86}\text{Tc}$. Nous décrirons l'expérience mise en place, la procédure d'analyse et discuterons les résultats obtenus.

Pour illustrer l'apport de la décroissance à l'étude de la structure nucléaire, nous décrirons l'observation des transitions Gamow-Teller de ${}_{36}^{72}\text{Kr}$. Nous exposerons la procédure expérimentale mise en place puis présenterons les résultats et leur interprétation.

Enfin, ces deux expériences nous ayant sensibilisé aux problèmes liés à l'environnement radioactif dans lequel sont utilisés les détecteurs, nous exposerons le travail de recherche et développement que nous avons mené avec la société Eurisys Mesures pour la réalisation d'un détecteur prototype.

Chapitre 1

Toile de fond théorique

1.1 La décroissance β^+ et la capture électronique

Les noyaux déficitaires en neutrons doivent se rapprocher de la stabilité en équilibrant leur nombre de protons vis-à-vis du nombre de neutrons. Pour cela, deux processus entrent en compétition : la décroissance radioactive β^+ et la capture électronique. Le noyau émetteur ainsi produit peut être créé dans un état excité. L'excès d'énergie en résultant est alors dissipé par désexcitation qui peut être soit électromagnétique soit, dans certaines conditions énergétiques, une émission de protons retardés (figure 1.1).

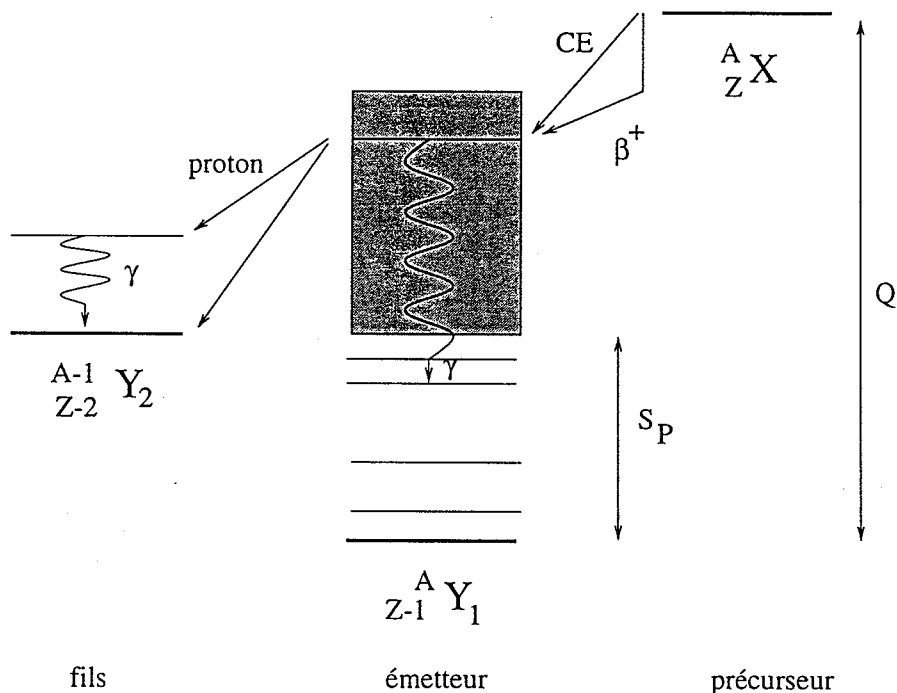
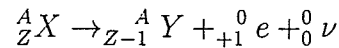


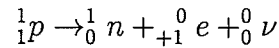
Figure 1.1: Description des processus de désintégration et de désexcitation intervenant lors de la décroissance radioactive des noyaux déficitaires en neutrons.

1.1.1 Processus de désintégration

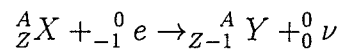
Les deux processus (désintégration β^+ et capture électronique) transforment un proton en neutron afin de remédier à l'excès de protons. Au niveau des noyaux, la désintégration β^+ s'écrit :



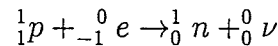
Ce qui donne au niveau des nucléons :



La désintégration β^+ est donc un phénomène purement nucléaire. La capture électronique, elle, met en jeu les électrons des couches atomiques. Les électrons des couches très profondes (principalement de la couche K) ont une probabilité de présence au sein du noyau qui augmente avec le numéro atomique Z de ce dernier. Ils peuvent être capturés par le noyau :



Ce qui donne au niveau des nucléons :



Un réarrangement du cortège électronique permettra de combler la lacune consécutive à la capture de l'électron. Il y aura émission de rayons X suite aux changements d'orbitales des électrons. La désintégration β^+ et la capture électronique peuvent donc s'interpréter de façon élémentaire comme la transformation d'un quark u en un quark d ($p = uud$ et $n = udd$), mettant en jeu l'interaction faible. Ces deux modes de désintégration sont en compétition et les bilans énergétiques nous montrent lequel est favorisé :

$$Q_{\beta^+} = m_X c^2 - m_Y c^2 - m_e c^2$$

$$Q_{CE} = m_X c^2 + m_e c^2 - m_Y c^2$$

On a ainsi $Q_{\beta^+} = Q_{CE} - 2m_e c^2$. Donc entre $Q_{CE} - 2m_e c^2$ et Q_{CE} , les états excités sont peuplés uniquement par la capture électronique. Entre 0 et $Q_{CE} - 2m_e c^2$, les deux modes de désintégration sont en compétition mais en pratique, c'est la désintégration β^+ qui domine dans la région de masse qui intéresse ($A \simeq 80$). Physiquement, Q_{CE} et Q_{β^+} vont représenter les énergies maximales disponibles lors de la désintégration, énergie qui sera partagée entre l'excitation du noyau émetteur et l'énergie du positon et du neutrino créés. Pour des noyaux très éloignés de la stabilité, ces énergies de désintégration peuvent être supérieures ou égales à 10 MeV.

1.1.2 Processus de désexcitation

Quand le noyau émetteur est produit dans un état excité, deux processus peuvent permettre de dissiper cet excès d'énergie : la désexcitation électromagnétique ou l'émission de protons retardés. La désexcitation électromagnétique consiste en l'émission d'un photon qui fait passer le noyau d'un état E_i vers un état E_f .

Le photon emporte une énergie $E_\gamma = E_i - E_f$ et un moment angulaire S_γ tel que $|S_i - S_f| \leq S_\gamma \leq |S_i + S_f|$. La parité π_γ est telle que $\pi_i = \pi_\gamma \times \pi_f$.

Lorsque l'état d'excitation se situe à un très haut niveau dans le noyau émetteur, un deuxième processus entre en compétition avec la désexcitation électromagnétique: c'est l'émission de particules retardées. Si l'énergie d'excitation est supérieure à l'énergie de liaison S_p d'un proton au sein du noyau considéré, l'émission d'un proton devient alors possible. Pour les noyaux $N = Z$ dans la région de masse $A \simeq 80$, cette énergie est de l'ordre de 3 MeV. Après éjection du proton (appelé proton retardé), le noyau fils est le plus souvent produit dans son état fondamental mais il peut aussi être créé dans un état excité.

1.1.3 Transitions de Fermi et de Gamow-Teller

Les états nucléaires initiaux et finaux impliqués dans une décroissance radioactive sont caractérisés par leur moment angulaire total J_i, J_f et par leur parité π_i, π_f . La paire positon-neutrino émise va emporter un moment angulaire orbital L_β et un spin total S_β . Le positon et le neutrino sont tout deux des particules de spin $\frac{1}{2}$. Les valeurs permises pour la composition de 2 spins $\frac{1}{2}$ sont 0 ou 1. Lors de la désintégration, la conservation du moment angulaire et de la parité entre l'état nucléaire initial et final s'écrit :

$$\begin{aligned} J_i &= J_f + L_\beta + S_\beta \\ \pi_i &= \pi_f \times (-1)^{L_\beta} \end{aligned}$$

Les désintégrations où le moment angulaire L_β emporté par la paire $e^+ - \nu$ est nul sont appelées des transitions permises. Celles où L_β est un entier n , sont des transitions interdites à l'ordre n . Pour une transition permise, on a donc: $\Delta J = 0, 1$ et $\Delta\pi = +1$ et pour une transition interdite à l'ordre n : $\Delta J = n, n + 1$ et $\Delta\pi = (-1)^n$.

Dans le cas des transitions permises, si les spins du positon et du neutrino sont opposés alors la désintégration est de type Fermi et le spin emporté par les deux particules est nul. Les noyaux émis dans l'état initial et final de la décroissance ont même moment angulaire, et même parité ($\Delta J = 0, \pi_i = \pi_f$). Dans le cas où l'isospin T ne change pas entre les 2 états impliqués dans la décroissance, on parle d'une transition superpermise.

Si les spins du positon et du neutrino sont parallèles alors la désintégration est de type Gamow-Teller. Le spin emporté par les deux particules est soit nul, soit égal à l'unité. Lors de telles désintégrations, la parité ne change pas mais le moment angulaire peut changer de 0 ou 1 unité ($\Delta J = 0$ ou $1, \pi_i = \pi_f$). Dans la plupart des désintégrations, les interactions Gamow-Teller et Fermi sont toutes deux présentes mais avec des forces différentes.

Les périodes des noyaux précurseurs couvrant un large spectre de valeurs (de la milliseconde à quelques 10^{+7} ans), une classification ne peut être basée sur cette unique quantité. Afin de connaître l'effet des états nucléaires sur la désintégration et de s'affranchir par exemple de l'énergie de désintégration ou des effets coulombiens, il est plus judicieux de définir la quantité ft où f est la fonction de distribution statistique calculée dans le formalisme de N.B. Gove et M.J. Martin [1], t est la période réduite de la transition considérée définie comme $t = \frac{T_{1/2}}{I_{\beta_i}}$, $T_{1/2}$ étant la période et I_{β_i} le pourcentage d'alimentation β de la transition i .

Dans le cas de transitions permises, la quantité ft est reliée aux éléments de matrice de transition Fermi et Gamow–Teller par :

$$ft = \frac{K}{G_V^2 \langle M_F \rangle^2 + G_A^2 \langle M_{GT} \rangle^2} \quad (1.1)$$

avec :

- $K = 2\pi^3 \log 2 \frac{\hbar}{m_p^3 c^4}$
- $\langle M_F \rangle = \sqrt{T(T+1) - T_{Z_i} T_{Z_f}}$, l'élément de matrice Fermi
- $\langle M_{GT} \rangle = \langle \Psi_f | \sum_n \sigma_n \tau_n | \Psi_i \rangle$, l'élément de matrice Gamow–Teller

L'élément $\langle M_F \rangle$ est aisément calculable, T étant l'isospin et $T_{Z_{i,f}}$ la projection de l'isospin pour le noyau initial et final ($T_z = \frac{N-Z}{2}$). Afin de réduire la dispersion dans les valeurs de ft , on utilise la quantité $\log ft$ qui varie de 3,5 à 19. Le tableau 1.1 donne le classement des transitions [2].

type de transitions	$\log ft$
permise	≥ 3
interdite 1 ^{ier} ordre	$\geq 5,9$
interdite 2 ^{ième} ordre	≥ 11
interdite 1 ^{ier} ordre unique	$\geq 8,5$
interdite 2 ^{ième} ordre unique	$\geq 12,8$
interdite d'ordre supérieur à 2	$\geq 17,6$

Tableau 1.1: Classement des transitions [2] suivant la valeur de $\log ft$, pour $Z < 80$.

Des classements similaires des types de transitions ont été entrepris en 1994 [3] et 1998 [4]. Les décroissances de type Fermi, étant rapide et ne mettant pas en jeu de changement dans la structure nucléaire du noyau initial et final, permettent de sonder directement l'interaction faible c'est-à-dire le changement d'un quark u en un quark d . Les décroissances de type Gamow–Teller mettront en jeu des orbitales différentes dans le noyau initial et final et nous donneront accès à des effets de structure au sein du noyau.

1.2 Intérêt de la région de masse

Les noyaux $N = Z$ de masse $A \simeq 80$ sont des noyaux déficitaires en neutrons. Ils peuvent compter jusque 10 neutrons de moins que les espèces stables. Ces noyaux exotiques remplissent les couches situées entre les nombres magiques 40 et 50. Pour les valeurs de N, Z comprises entre 33 et 38, les nucléons remplissent la couche $f_{5/2}$. Pour des valeurs supérieures ou égales à 39 et jusque 40, c'est la couche $p_{1/2}$ qui se remplit. A partir de N, Z égal à 41, les nucléons vont se placer sur la couche $g_{9/2}$. Les noyaux nous intéressant dans ce travail sont ${}^{72}_{36}\text{Kr}$, ${}^{74}_{37}\text{Rb}$, ${}^{76}_{38}\text{Sr}$, ${}^{78}_{39}\text{Y}$, ${}^{80}_{40}\text{Zr}$, ${}^{82}_{41}\text{Nb}$, ${}^{84}_{42}\text{Mo}$ et ${}^{86}_{43}\text{Tc}$. Cette région est un lieu privilégié permettant de tester l'interaction faible, d'étudier la déformation des noyaux et l'appariement neutron–proton.

1.2.1 Test de l'interaction faible

Dans le cas de transitions de type Fermi, la relation 1.1 s'écrit tout simplement :

$$ft = \frac{K}{G_V^2 \langle M_F \rangle^2}$$

où G_V est la constante de couplage vecteur de l'interaction faible. Le terme $\langle M_F \rangle^2$, pour des noyaux $T = 1$ et $T_{zi} = 0$ prend la valeur : $\langle M_F \rangle^2 = 2$. La mesure de ft donne donc un accès direct, pour ce type de transitions, à la constante de couplage G_V . Dans ce but, l'exploitation de mesures très précises de décroissance β (mesure de $T_{1/2}$, Q_{EC} et rapport d'embranchement avec une précision de l'ordre de 0,05 %) entre état $(J^\pi, T) = (0^+, 1)$ ont été entreprises, entre autres, par J.C. Hardy *et al.* [5] et D.H. Wilkinson [6]. Cette investigation a été conduite en utilisant les transitions superpermises déjà observées dans les noyaux $^{14}_8\text{O}$, $^{26m}_{13}\text{Al}$, $^{34}_{17}\text{Cl}$, $^{38m}_{19}\text{K}$, $^{42}_{21}\text{Sc}$, $^{46}_{23}\text{V}$, $^{50}_{25}\text{Mn}$ et $^{54}_{27}\text{Co}$. L'accès à la constante de couplage n'est cependant pas direct. Les transitions observées se déroulent dans le milieu nucléaire et il est donc nécessaire d'effectuer des corrections de type radiatif et coulombien. Les corrections radiatives augmente la valeur ft et la valeur effective de la constante G_V . La correction coulombienne affecte la valeur de l'élément de matrice $\langle M_F \rangle^2$. Le tableau 1.2 montre les valeurs de ft obtenues par J.C. Hardy et D.H. Wilkinson avant application de ces corrections.

noyau	J.C. Hardy [5]	D.H. Wilkinson [6]
^{14}O	$3037,1 \pm 1,6$	$3042,4 \pm 1,3$ $3036,6 \pm 1,0$
^{26m}Al	$3033,9 \pm 1,2$	$3039,1 \pm 1,1$ $3039,0 \pm 1,0$
^{34}Cl	$3049,9 \pm 1,9$	$3050,0 \pm 2,2$
^{38m}K	$3047,7 \pm 2,7$	$3049,0 \pm 2,1$
^{42}Sc	$3041,0 \pm 2,0$	$3044,5 \pm 2,3$
^{46}V	$3043,1 \pm 2,2$	$3045,0 \pm 2,3$
^{50}Mn	$3039,4 \pm 3,9$	$3038,8 \pm 2,3$
^{54}Co	$3044,9 \pm 2,3$	$3049,4 \pm 2,6$

Tableau 1.2: Comparaison des valeurs de ft obtenues avant correction des effets de milieu nucléaire. Dans les cas de ^{14}O et ^{26m}Al , D.H. Wilkinson distingue deux séries de mesures.

Bien que le traitement de D.H. Wilkinson prenne en compte les différentes corrections atomiques à appliquer sur $T_{1/2}$, Q_{EC} et sur le facteur f , les valeurs de ft calculées par les deux approches sont cohérentes dans la limite des incertitudes évaluées sauf dans le cas de ^{26m}Al . Ces incertitudes sont cependant plus réduites avec la méthodologie développée par D.H. Wilkinson. La seconde étape consiste à appliquer les différentes corrections mentionnées plus haut. Dans son étude, J.C. Hardy sépare les corrections radiatives extérieure δ_R et intérieure Δ_β . La correction Δ_β étant due à la modélisation de l'interaction faible, elle n'est pas un effet du milieu nucléaire tandis que le terme δ_R dépend du noyau où se passe la transition. Cette distinction le conduit donc à évaluer dans un premier temps la valeur Ft uniquement corrigée des effets de milieu nucléaire :

$$Ft = ft(1 + \delta_R)(1 - \delta_C)$$

La correction δ_R est obtenue grâce au modèle standard et est de l'ordre de 1,5 %. La correction coulombienne δ_C dépend du modèle nucléaire utilisé, elle peut varier de 0,2 % à 0,6 %.

La constante de couplage G'_V dans le milieu nucléaire peut alors être déduite par $Ft = \frac{K}{2 \times G_V'^2}$. L'élément de matrice $|V_{ud}|$ est déterminé à partir de cette constante de couplage de l'interaction faible G'_V , qui doit être à cette étape corrigée du terme radiatif Δ_β , et de la constante de couplage de la décroissance muonique G'_μ , corrigée elle aussi d'un effet radiatif Δ_μ :

$$\frac{G_V'^2}{G_\mu'^2} = |V_{ud}|^2(1 + \Delta_\beta - \Delta_\mu)$$

avec :

- $G_\mu'^2/(\hbar c)^3 = (1,166387 \pm 0,00001) \times 10^{-5} GeV^{-2}$, la constante de couplage du muon
- $\Delta_\beta - \Delta_\mu = (2,37 \pm 0,18) \times 10^{-2}$
- $|V_{ud}|$ est un élément de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)

Le terme $|V_{ud}|$ représente la probabilité de transition d'un quark u en un quark d . Ce terme est issu de la matrice CKM. Cette dernière est unitaire et dans le cas de trois générations de quarks, les éléments de cette matrice doivent satisfaire :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$$

où u, d, s, b désignent respectivement les quarks up, down, strange et bottom.

Cette procédure développée par J.C. Hardy conduit à la valeur $|V_{ud}| = 0,9740 \pm 0,0019$ et la relation d'unitarité présente une déviation de 2 écarts-type par rapport à l'unité :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0,9968 \pm 0,0014$$

Dans sa procédure, D.H. Wilkinson considère qu'il n'y a pas lieu de séparer les différentes composantes de la correction radiative, celles-ci pouvant être évaluées dans un terme $1 + \Delta$. Les valeurs corrigées de ft ont donc la forme :

$$Ft = ft(1 + \Delta)(1 - \delta_C)$$

La correction Δ intègre donc la composante radiative extérieure et intérieure. La correction coulombienne est elle dépendante du modèle nucléaire utilisé. D.H. Wilkinson combine les différentes valeurs de ces paramètres pour en extraire la valeur de Ft . La figure 1.2 présente les valeurs calculées de Ft chez J.C. Hardy et D.H. Wilkinson.

Les valeurs estimées par D.H. Wilkinson intègrent la composante extérieure et intérieure de la correction radiative et sont donc nettement supérieures aux valeurs de Ft calculées

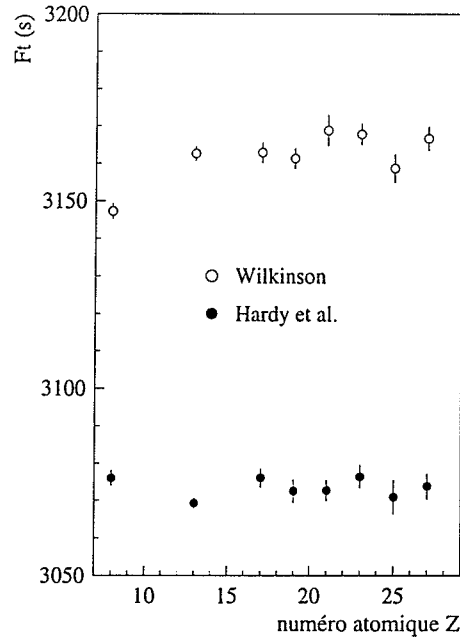


Figure 1.2: Valeurs de Ft pour les 8 transitions superpermises étudiées par J.C. Hardy [5] et D.H. Wilkinson [6].

par J.C. Hardy, ce dernier ne prenant en compte à ce stade que la correction radiative extérieure. Pour D.H. Wilkinson, la constante de couplage G_V déduite étant corrigée du terme radiatif lié à l'interaction faible (Δ_β chez J.C. Hardy), l'élément de matrice V_{ud} peut être directement déduit comme

$$|V_{ud}| = \frac{G_V}{G_\mu}$$

Ce qui conduit à une relation d'unitarité qui est satisfaite :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1,0001 \pm 0,0018$$

Il est donc nécessaire de poursuivre ce genre d'études pour des masses plus lourdes afin d'apprécier une éventuelle dépendance en Z de Ft , de tester les prédictions des modèles concernant les corrections radiatives et coulombiennes. Il faut noter que le nombre de neutrinos (donc le nombre de générations de quarks) est déjà fortement contraint par des mesures en hautes énergies : $N = 2,97 \pm 0,17$. Toute l'étude mentionnée plus haut est donc à considérer comme la détermination de l'amplitude de mélange du quark u en quark d plutôt que le test d'une éventuelle quatrième génération de quark.

1.2.2 La déformation nucléaire

A côté de leur implication dans cette étude à caractère très fondamental qui consiste à tester le comportement de l'interaction faible dans le milieu nucléaire, les noyaux $N = Z$ de masse $A \simeq 80$ sont très intéressants du point de vue de leur structure.

Par exemple, ce sont des édifices déformés. Ceci peut être illustré par la figure 1.3 représentant l'énergie des particules individuelles en fonction du paramètre de déformation

β_2 [7]. Cette approche ne rend compte que du comportement individuel de chaque nucléon. Pour décrire le comportement plus collectif de ces derniers ou pour rendre compte des propriétés plus globales du système que forme ces nucléons, il est préférable d'utiliser en première approximation le modèle de la goutte liquide [8].

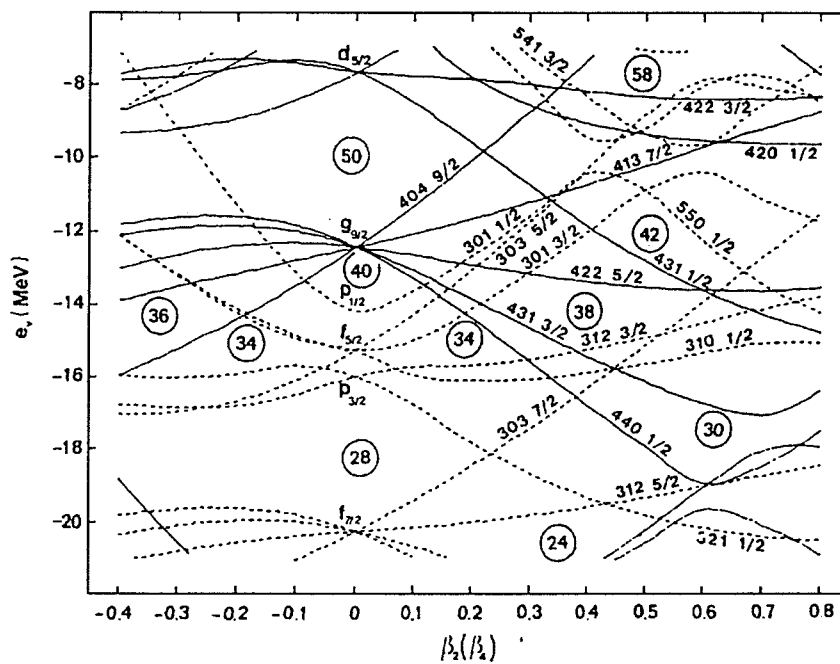


Figure 1.3: *Energie des particules individuelles [7] en fonction du paramètre de déformation β_2 pour la masse $A = 80$.*

Dans la région de masse nous intéressant, pour la forme sphérique ($\beta_2 = 0$), les orbites correspondant aux couches $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ et $g_{9/2}$ sont dégénérées. La déformation lève la dégénérescence des différentes orbitales et peut abaisser les niveaux d'énergie individuelle. On assistera ainsi à un remplissage préférentiel d'orbitales d'énergies plus basses pour des valeurs non nulles du paramètre β_2 . Ce phénomène aura donc tendance à stabiliser le noyau dans une forme déformée et l'état fondamental lui-même sera déformé. Ainsi, pour $N, Z = 38$, l'énergie à une particule est minimisée pour la valeur $\beta_2 = 0,4$, ce qui correspond à une déformation prolata. Pour $N, Z = 42$, le paramètre β_2 est encore plus grand (0,5). Une déformation oblate ($\beta_2 = -0,35$) minimise l'énergie pour $N = Z = 36$. Dans le cas de noyaux où N est strictement égal à Z , l'effet de la déformation sera stabilisé. Dans la région de masse $A \simeq 80$, nous assisterons donc à d'importante variation de la forme des noyaux en faisant varier le nombre de nucléons.

La déformation des noyaux dans cette région de masse a été prédite [7] [9] et observée expérimentalement. Les isotopes ^{74}Kr et ^{76}Kr ont des formes allongés prolata [10]. Des calculs de type Hartree-Fock-Bogoliubov [11] dans les isotopes légers de sélénium, krypton et zirconium montrent des minima locaux dans la courbe de l'énergie potentielle de surface en fonction des paramètres de déformation β et γ . On trouvera des phénomènes de coexistence de forme, si la fonction d'onde radiale du noyau est une combinaison linéaire de différentes formes ou d'isomérisme de forme, si cette fonction d'onde est pure. Ces phénomènes ont été observés expérimentalement. Par exemple, ^{72}Kr présente à bas spin une coexistence entre les formes oblate et prolata [12] [13] tandis qu'à plus haut spin, le

noyau évolue vers une déformation prolata [14]. La dégénérescence des orbitales dans la forme sphérique peut aussi être levée par l'effet de la rotation. En effet, près de la stabilité, la superdéformation a été mise en évidence dans l'isotope ^{83}Sr [15] avec une déformation $\beta_2 = 0,5$ à un spin de $I \simeq 20\hbar$.

Ainsi, le long de la ligne $N = Z$ la déformation va augmenter entre ^{72}Kr et ^{76}Sr puis diminuer en allant vers ^{100}Sn . La figure 1.4 représente la déformation quadrupolaire calculée par P. Möller *et al.* [8] (cercles pleins) et Y. Aboussir *et al.* [16] (cercles ouverts) en fonction du numéro atomique.

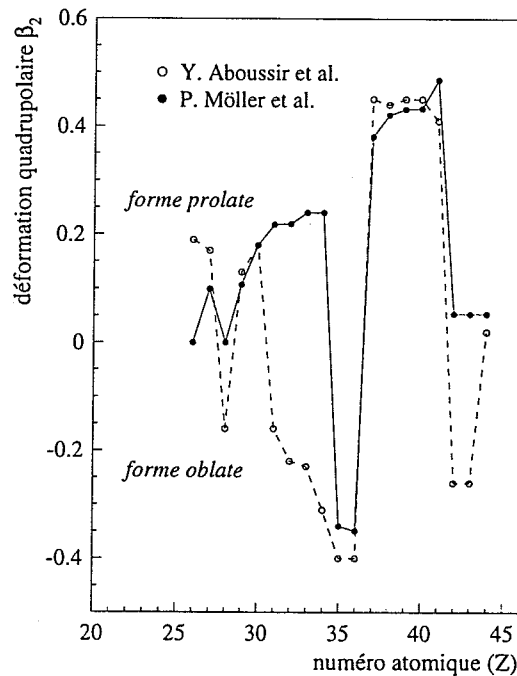


Figure 1.4: Déformation quadrupolaire β_2 calculée par P. Möller *et al.* [8] et Y. Aboussir *et al.* [16] en fonction du numéro atomique Z et pour les noyaux $N = Z$.

Les noyaux $N = Z$ avec $30 \leq Z \leq 43$ présentent des valeurs non nulles de la déformation quadrupolaire. Dans les deux cas, les prédictions montrent un changement dans le signe de la déformation entre $Z = 36$ ($\beta_2 < 0$, forme oblate) et $Z = 38$ ($\beta_2 > 0$, forme prolata). Pour les noyaux $N = Z$ de numéro atomique compris entre $Z = 31$ et 34 , les deux estimations prévoient des déformations de signe opposé.

Ce changement de l'amplitude de la déformation, par simple ajout de nucléons, le long de la ligne $N = Z$ a été mis en évidence par des mesures sous faisceau [17]. Il apparaît (figure 1.5) que les noyaux ^{76}Sr et ^{80}Zr sont les noyaux les plus déformés dans leur état fondamental et avec une valeur absolue du paramètre $|\beta_2| = 0,4$.

Cette courbe a été construite à partir de la mesure des énergies des transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ dans ces noyaux, mesures effectuées pour la plupart auprès du laboratoire de Daresbury. Les noyaux sont produits grâce à des réactions de fusion-évaporation de 2 neutrons en cinématique inverse. Cependant, l'énergie de cette transition ne donne accès qu'à la valeur absolue de la déformation quadrupolaire ϵ_2 ¹ c'est-à-dire que ce type de mesure n'est pas sensible au signe de la déformation oblate ou prolata.

¹les paramètres ϵ_2 et β_2 sont reliés par $\beta_2 = \sqrt{\frac{\pi}{5}} \times (\frac{4}{3}\epsilon_2 + \frac{4}{9}\epsilon_2^2 + \frac{4}{27}\epsilon_2^3 + \frac{4}{81}\epsilon_2^4 + \dots)$

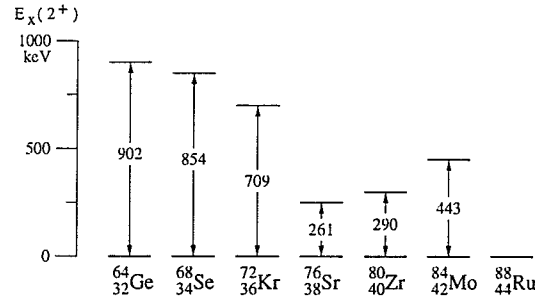


Figure 1.5: Energie d'excitation des états 2^+ pour les noyaux $N = Z$ pair-pair situés entre l'élément germanium ($Z=32$) et l'élément ruthénium ($Z=44$) [17].

De récents calculs ont montré que des mesures en décroissance radioactive seraient capables de signer la déformation. Pour les espèces stables, la résonance Gamow–Teller se situe au dessus de l'état fondamental, vers des énergies d'excitation de 25 MeV, et la distribution de la force Gamow–Teller est atteinte par des réactions d'échange de charge [18] à très grande énergie. Pour les noyaux très légers près de la limite de stabilité en neutrons et pour les noyaux de masse intermédiaire près de la limite de stabilité en protons, cette résonance Gamow–Teller du noyau émetteur est située en dessous de l'état fondamental du noyau précurseur. Les états excités peuvent donc être peuplés par décroissance β^- [19] ou β^+ [20]. Notamment, pour les noyaux ^{72}Kr , ^{76}Sr et ^{80}Zr , des calculs entrepris par I. Hamamoto *et al.* [21] prévoient que plus de la moitié de la force Gamow–Teller se situe sous l'état fondamental du noyau parent.

Des évaluations théoriques de la distribution de la force Gamow–Teller ont été développées par F. Frisk *et al.* [22]. Celles-ci sont effectuées dans le formalisme Hartree–Fock Tamm–Dancoff Approximation avec une interaction de type Skyrme pour entre autres les noyaux $T_z = 0$ ^{72}Kr , ^{76}Sr , ^{80}Zr et ^{84}Mo . La courbe d'énergie potentielle (figure 1.6) en fonction de la déformation présente différents minima associés aux différentes formes oblate et prolate.

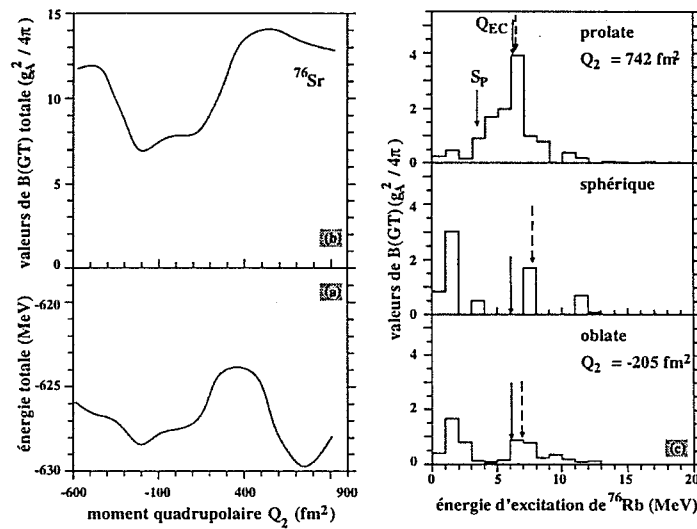


Figure 1.6: Distributions de la force Gamow–Teller prédite par I. Hamamoto *et al.* [21] pour les déformations oblate, prolate et sphérique de ^{76}Sr .

Pour ces minima locaux, la distribution de la force Gamow–Teller est construite. La figure 1.6 montre que cette distribution est sensible au signe de la déformation du noyau parent. Sur la figure, les flèches pleines indiquent les valeurs de S_p et Q_{EC} évaluées par l'auteur alors que la flèche pointillée représente la valeur Q_{EC} estimée par la systématique.

Les mesures en décroissance radioactive devraient donc permettre d'affecter un signe à la déformation. Afin de construire la distribution de la force Gamow–Teller sur la totalité du domaine en énergie d'excitation pouvant être peuplé par la désintégration radioactive, une détection sensible aux rayonnements γ et à l'émission de particules retardées sera nécessaire.

1.2.3 Appariement neutron–proton

Décrire l'état fondamental d'un noyau est essentiel pour déterminer sa masse et sa période. Outre sa déformation, cet état fondamental est caractérisé par des nombres quantiques comme l'isospin T , le spin J et la parité π . Pour les noyaux $N = Z$ pair–pair, les nucléons des couches non remplies vont s'apparier pour donner une contribution nulle au spin. Le noyau sera donc caractérisé dans son état fondamental par $J^\pi = 0^+$. Pour les noyaux $N = Z$ impair–impair, les derniers neutrons et protons célibataires sont situés sur la même couche. C'est l'appariement de ces 2 particules célibataires qui déterminera les caractéristiques de l'état fondamental. Le neutron et le proton font partie tout deux du même doublet d'isospin :

$$\begin{aligned} |n\rangle &= |T = \frac{1}{2}, T_{z,n} = \frac{1}{2}\rangle \\ |p\rangle &= |T = \frac{1}{2}, T_{z,p} = -\frac{1}{2}\rangle \end{aligned}$$

où T est l'isospin et T_z la projection de T , $T_z = \frac{N-Z}{2}$. Lorsqu'on couple un proton et un neutron, on a alors :

$$\begin{aligned} T_z &= T_{z,n} + T_{z,p} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0 \\ \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right| &\leq T \leq \left| \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right| \implies T = 0 \text{ ou } 1 \end{aligned}$$

Dans un noyau $N = Z$ impair–impair, l'état fondamental pourra donc être $T = 0$ ou $T = 1$. Les nucléons étant des fermions, la fonction d'onde du système doit être antisymétrique. Il en résulte $T + J$ impair. Si l'état fondamental est $T = 0$, le spin sera impair. Si l'état fondamental est $T = 1$, le spin sera pair (0 par exemple). Les premiers états excités $T = 0$ et $T = 1$ sont connus expérimentalement jusque ^{74}Rb (figure 1.7) sauf pour ^{70}Br .

Ces résultats montrent une dominance de l'appariement $T = 1$ sur $T = 0$ à partir de la masse $Z = 21$ sauf pour $^{58}_{29}\text{Cu}$. Pour expliquer cette compétition déterminant l'état fondamental, A. Poves *et al.* [23] suggère que les systèmes où les derniers nucléons occupent des orbitales de moment ℓ réduit donneront lieu à un état fondamental $T = 0$ alors que l'occupation d'orbitales de haut moment angulaire donnera lieu à un état fondamental caractérisé par $T = 1$.

Un tel comportement semble confirmé par les observations expérimentales (figure 1.7).

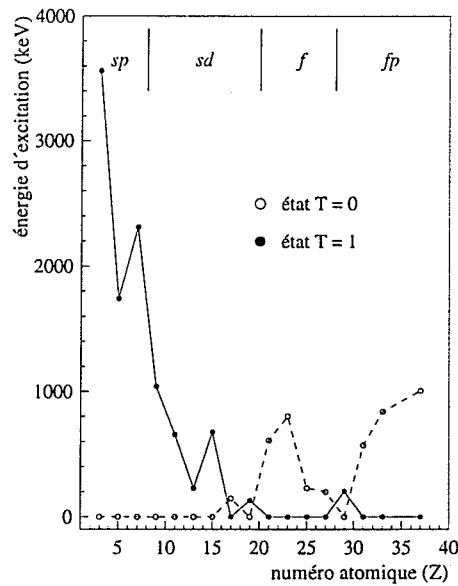


Figure 1.7: *Energie mesurée des premiers états $T = 0$ et $T = 1$ en fonction du numéro atomique Z pour les noyaux $N = Z$ impair-impair.*

De $N, Z = 21$ à 27 , les nucléons se placent sur la couche $f_{7/2}$, de grand moment angulaire ce qui donne lieu à un état fondamental $T = 1$ pour ${}^{42}_{21}\text{Sc}$, ${}^{46}_{23}\text{V}$, ${}^{50}_{25}\text{Mn}$ et ${}^{54}_{27}\text{Co}$. Pour $N, Z = 29$ et 31 , c'est la couche $p_{3/2}$ de bas moment angulaire qui se remplit ce qui peut expliquer l'état fondamental $T = 0$ dans ${}^{58}_{29}\text{Cu}$. Dans le cas de ${}^{62}_{31}\text{Ga}$, l'énergie individuelle des derniers nucléons peut être minimisée dans une configuration déformée ($\beta_2 = 0,6$), ces nucléons occupant alors l'orbitale $g_{9/2}$, donnant lieu à un isospin $T = 1$ dans l'état fondamental.

Pour un nombre de nucléons N, Z compris entre 33 et 38 , les derniers nucléons vont se placer sur la couche $f_{5/2}$, ce qui est cohérent avec l'observation d'état fondamental $T = 1$ dans le cas de ${}^{66}_{33}\text{As}$ et ${}^{74}_{37}\text{Rb}$. Pour des valeurs supérieures de N, Z , les nucléons peuvent remplir la couche $p_{1/2}$ ce qui donnerait lieu à un état fondamental $T = 0$. Il ne faut cependant pas perdre de vue que les noyaux de la région de masse $A \simeq 80$ présentent une grande déformation dans leur état fondamental. Ainsi, il apparaît un saut dans le diagramme en énergie des particules individuelles pour $N, Z = 38$ avec une déformation caractérisée par un paramètre $\beta_2 = 0,4$ (figure 1.3). Il est donc possible que les derniers nucléons occupent une couche de haut moment angulaire provenant de l'abaissement de l'orbitale $g_{9/2}$. A partir de ces considérations simples, il n'est donc pas évident de statuer sur le caractère $T = 0$ ou $T = 1$ de l'état fondamental des noyaux $N = Z$ impair-impair plus lourds. Si de récents calculs effectués dans le cadre du modèle en couches ont permis de reproduire la séquence en énergie d'excitation des niveaux construits à partir des états $T = 0$ et $T = 1$ observés dans ${}^{62}\text{Ga}$ [24], une telle procédure n'est utilisable que près des couches magiques. Il est alors préférable de recourir à des calculs de type IBM [25] en cours de développement pour des masses supérieures à 70 et prenant en compte le couplage entre bosons $T = 0$ et $T = 1$.

1.3 Etat des connaissances dans la région de masse

La figure 1.8 montre la position de la ligne $N = Z$ par rapport aux noyaux stables. Elle indique la limite de stabilité connue au mois de Septembre 1996, avant notre travail, et l'ordre de grandeur des périodes des noyaux dans cette région.

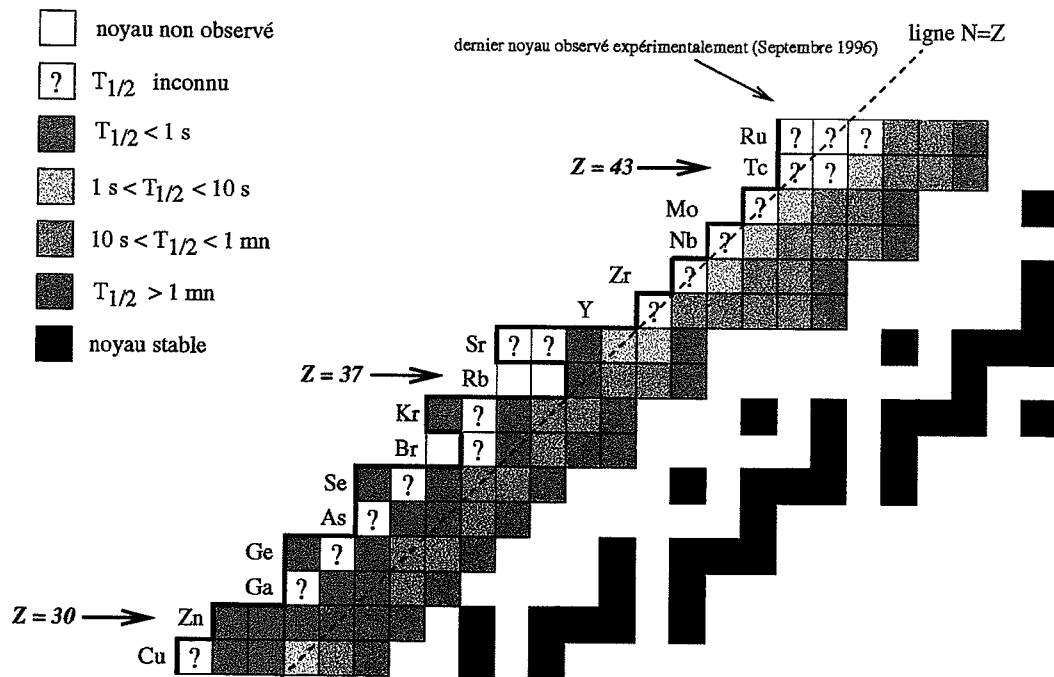


Figure 1.8: Carte de la région de masse $A \simeq 70$ du côté déficient en neutrons.

La fragmentation d'un faisceau de ^{78}Kr au GANIL à Caen [26] a permis l'observation des isotopes $^{69,70}\text{Kr}$ et ^{74}Sr . Par contre, le ^{73}Rb n'a pas pu être mis en évidence aussi bien par des expériences de fragmentation du faisceau [26] [27] que par des expériences de fragmentation de la cible [28] [29]. De telles expériences ont aussi permis une détermination de la période de ^{74}Rb : $64,9 \pm 0,5 \text{ms}$ [28] et $64,836 \pm 0,090 \text{ms}$ [30]. Les noyaux $N = Z$ ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc ont été mis en évidence en 1992 au Michigan State University grâce à la fragmentation d'un faisceau de molybdène [31]. Dans cette région de masse, à partir de $Z = 38$, la limite de stabilité n'est alors pas définie expérimentalement.

Comme le montre la figure 1.8, le long de la ligne $N = Z$, depuis $Z = 30$, il se dégage une très nette alternance entre des périodes longues (supérieures à 9 s) pour les noyaux pair-pair et des périodes très courtes (inférieures à 100 ms) pour les noyaux impair-impair. Un caractère superpermis a été assigné aux transitions observées dans la décroissance de ^{62}Ga [32], ^{66}As , ^{70}Br [33] et ^{74}Rb [28] et les caractéristiques de l'état fondamental ont été confirmées comme étant $T = 1$, $J^\pi = 0^+$ grâce à des mesures sous faisceau pour ^{62}Ga [24] et ^{74}Rb [34].

Des mesures en décroissance radioactive pour ^{73}Kr [35] et ^{71}Kr [36] ont mis en évidence l'alimentation β de niveaux excités émetteurs proton dans les noyaux ^{73}Br et ^{71}Br avec des rapports d'embranchements respectifs de $2,50(3) \times 10^{-3}$ et $2,1(7) \times 10^{-2}$. Pour ^{71}Kr cependant, deux approches expérimentales utilisant l'une la fragmentation de la cible à ISOLDE [36] et l'autre la fragmentation du faisceau [37] au GANIL conduisent à des désaccords sur les valeurs des périodes mesurées. Ceci montre la nécessité d'étude

soigneuse, complémentaire et cohérente sur les différents sites expérimentaux. Le schéma connu de la décroissance de ^{72}Kr est lui moins précis et les caractéristiques se résument à la période $T_{1/2} = 17,2\text{s}$, la valeur de Q_β et l'énergie d'excitation de 5 états 1^+ [38] [39]. Pour les isotopes $^{76,77}\text{Sr}$, l'émission de protons retardés avec des rapports d'embranchement très faible, de l'ordre de 10^{-5} a été mise en évidence par des expériences de décroissances radioactives auprès du séparateur ISOLDE [40]. Les noyaux ^{72}Kr , ^{74}Rb et ^{76}Sr peuvent y être produits avec des taux respectifs de 10^4 , $3,3 \times 10^1$ et 10^3 atomes par seconde. A cause de leur propriétés physico-chimiques particulières, les éléments réfractaires Y, Zr, Nb et Mo de période très courte ne peuvent à l'heure actuelle être extraits des sources utilisées à ISOLDE. Il est donc nécessaire d'utiliser une autre approche instrumentale afin de produire ces noyaux $N = Z$ de masse $A \simeq 80$. La technique de fragmentation du faisceau a montré ses potentialités dans cette région de masse et s'avère un outil capable de prendre le relais de la fragmentation de la cible pour la production de noyaux de durée de vie courte dans cette région très éloignée de la stabilité. Nous verrons qu'il est aussi possible d'utiliser une réaction de fusion-évaporation combinée à un guide d'ions pour extraire rapidement les isotopes et les acheminer vers le site de détection.

Chapitre 2

Techniques instrumentales loin de la stabilité

Les noyaux exotiques sont des noyaux très difficiles à observer car leurs taux de production sont très faibles. De plus, des espèces plus proches de la stabilité sont souvent produites simultanément et à des taux supérieurs, ce qui gêne alors considérablement l'observation des noyaux d'intérêt. Deux étapes importantes lors de l'étude des noyaux exotiques sont donc la production de ces noyaux et leur séparation du faisceau primaire et des autres contaminants. Cette séparation utilise l'une des deux techniques complémentaires que sont la séparation isotopique en ligne (Isotope Separation On Line) et la séparation en vol (In Flight Separation). La réaction de production associée à ces techniques sera une réaction de fragmentation de la cible, du faisceau ou une réaction de fusion-évaporation. Lors d'une expérience, le choix de la réaction à employer est déterminé par le meilleur taux de production et par les propriétés physiques que l'on veut étudier. De plus, il sera nécessaire d'associer aux techniques de production un système de détection très efficace. Dans cette partie, nous illustrerons les deux techniques de séparation, ISOL et IFS, et les réactions de production que nous avons utilisées afin de mener à bien notre projet scientifique. La description des techniques instrumentales ne se veut pas universelle et ne développe pas volontairement certaines réactions de production ou certains sites expérimentaux.

2.1 La séparation isotopique en ligne

Dans la technique ISOL, les produits de réaction sont arrêtés, ionisés, accélérés jusqu'à quelques dizaines de keV puis séparés en masse par rigidité magnétique. Suivant l'épaisseur de la cible, les produits de réaction seront arrêtés dans la cible elle-même (cible épaisse) ou devront être thermalisés dans un gaz par exemple (cible mince). Nous allons présenter dans un premier temps la technique de fragmentation de la cible développée à ISOLDE/CERN. Nous pointerons les limitations actuelles de cette installation et décrirons une technique alternative utilisant elle-aussi la séparation isotopique en ligne et développée au laboratoire de Jyväskylä.

2.1.1 La fragmentation de la cible

Un faisceau de projectile de masse légère envoyé sur une cible produira la fragmentation de cette dernière. La fragmentation de la cible est une technique utilisée depuis plus de 30 ans auprès du séparateur ISOLDE (Isotope Separation On Line) au CERN [41]. Dans

l'installation actuelle (voir figure 2.1), un faisceau de protons de grande énergie (1 GeV) et de grande intensité ($2 \mu A$), injecté par le PS Booster, vient fragmenter une cible épaisse.

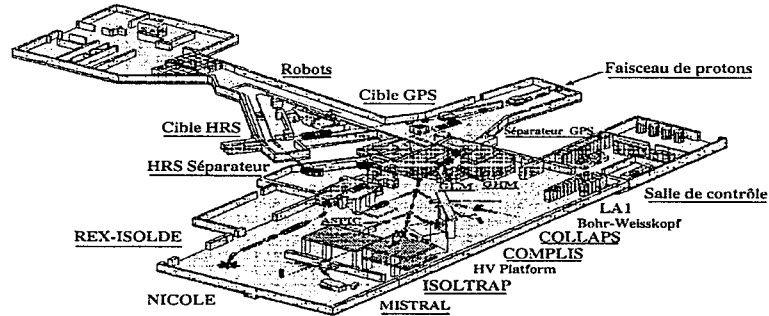


Figure 2.1: Vue de l'installation ISOLDE située au CERN.

Un cycle du PS Booster est constitué de 12 impulsions de $3,2 \times 10^{13}$ protons toutes les 1,2 secondes mais en général, seule la moitié des impulsions est dirigée sur la cible ISOLDE.

Le nombre de noyaux créés par une impulsion de protons est proportionnel au nombre de protons, à la section efficace et à l'épaisseur de la cible. L'augmentation de l'énergie du faisceau de protons de 600 MeV à 1 GeV qui a eu lieu en 1992 permet d'augmenter les sections efficaces. En particulier, ces dernières sont multipliées par un facteur 10 dans le cas des noyaux légers [41]. L'emploi d'une cible épaisse est possible car le faisceau de protons a un grand pouvoir de pénétration et une telle cible augmentera ainsi le nombre de noyaux produits. Cette cible fait partie de l'ensemble cible-source d'ions. Dans la première étape (figure 2.2), les noyaux sont produits par la fragmentation de la cible.

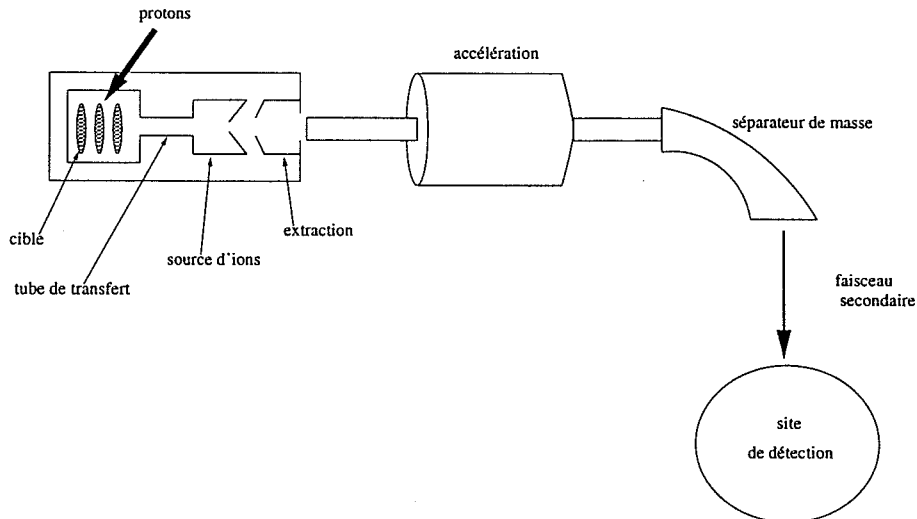


Figure 2.2: Principe de production et sélection des noyaux par le séparateur ISOLDE.

Les produits de fragmentation sont thermalisés dans la cible qui est portée à haute température ($2000^\circ C$) et ainsi diffusent à travers le matériau cible. Ils se dirigent ensuite vers la source d'ions par le tube de transfert. Cette source ionise les fragments dans l'état de charge 1^+ . L'application d'un champ électrique aux ions ainsi produits les extraira de

la source. Ils sont ensuite accélérés sous une différence de potentiel de 60 kV, séparés en masse et dirigés vers les aires expérimentales. L'installation ISOLDE permet de produire une soixantaine d'éléments parmi les espèces existantes. Cette technique est sensible à l'efficacité d'ionisation de la source d'ions. Pour les noyaux de très courte durée de vie (inférieure à 100 ms), les temps d'extraction nécessaires affectent fortement les taux de production. Il est de plus actuellement impossible de produire les éléments réfractaires comme le zirconium, le niobium ou le molybdène. En effet, pour faire diffuser de tels éléments, il est nécessaire de chauffer la cible à de très hautes températures (supérieures à 2000 °C), températures difficilement supportées par les sources d'ions classiques utilisées à ISOLDE. Il faut aussi que la cible ne fonde pas ou ne sublime pas sous l'effet de cette température.

Pour opérer la séparation isotopique, deux séparateurs de masse ont été installés à ISOLDE. Le General Purpose Separator (GPS), de résolution en masse $\frac{M}{\Delta M} = 2400$ est capable de délivrer 3 masses différentes dans une domaine de 15 % pouvant être aiguillées vers des sites expérimentaux différents. Le High Resolution Separator (HRS) ne délivre lui qu'une masse à la fois mais avec une très grande résolution $\frac{M}{\Delta M} = 10000$. Au niveau de l'ensemble cible-source, une première sélection peut déjà être mise en œuvre. Si le noyau d'intérêt développe une affinité chimique particulière avec une espèce donnée, il est possible d'utiliser cette propriété pour obtenir une extraction encore plus sélective. Ainsi, l'élément krypton appartenant à la famille des gaz rares, ne sera produit que sous cette forme dans la cible. Le refroidissement du tube de transfert n'empêchera pas la transmission de ce corps mais les contaminants eux se condenseront sur ce tube et s'y désintégreront. L'extraction des isotopes de krypton de la cible sera donc facile et assez peu contaminé. Par contre, l'élément strontium présente une affinité chimique avec le fluor. Par exemple, l'isotope ^{76}Sr sera extrait de la cible sous la forme SrF^+ , molécule résultant de la combinaison des noyaux ^{76}Sr avec le gaz CF_4 produit par une pression partielle dans la source.

Dans les réactions de fragmentation de la cible utilisées à ISOLDE les taux de production permettent très souvent une étude complète de la décroissance radioactive du noyau considéré. Dans le cas de ^{76}Sr et ^{72}Kr , ces taux sont respectivement de l'ordre de 3×10^3 et 10^4 atomes par seconde. Une telle étude nécessitera une bonne connaissance du bruit de fond ainsi que des contaminants possibles (noyaux isobares) afin d'assigner correctement les transitions appartenant au noyau étudié.

La possibilité d'avoir un faisceau très pur avec un taux de production très élevé pour ^{72}Kr nous a conduit à étudier les décroissances de ce noyau auprès du séparateur ISOLDE au CERN. Cependant, l'observation de la décroissance des éléments réfractaires comme ^{80}Zr , ^{82}Nb , ^{84}Mo ou ^{86}Tc est impossible à ce jour auprès de l'installation ISOLDE, ce qui nous a conduit à nous tourner vers d'autres approches expérimentales.

2.1.2 La fusion-évaporation

La technique de fragmentation d'une cible épaisse souffre de limitations liées à la durée d'extraction et à la nature des éléments à extraire. Un système plus rapide de guide d'ions est développé depuis les années 80 au laboratoire de l'université de Jyväskylä [42]. Avec ce dispositif, il est possible d'obtenir des temps de sortie inférieurs à 100 ms et d'extraire les éléments réfractaires. Les noyaux $N = Z$ déficitaires en neutrons sont produits par une réaction de fusion-évaporation et extraits par le guide d'ions IGISOL (Ion Guide Isotope Separator On-Line).

Dans une réaction de fusion-évaporation, un faisceau de noyaux stables de basse énergie est envoyé sur une cible enrichie. Il y a formation d'un noyau composé qui évapore des particules : neutrons, protons ou particules α . Pour la production de noyaux $N = Z$ dans la région de masse $A \simeq 80$, les sections efficaces sont de l'ordre de 10 à 100 μb (tableau 2.1).

noyau	réaction projectile+cible	énergie incidente (MeV)	section efficace (μb)
^{64}Ge [43]	$^{12}\text{C} + ^{54}\text{Fe}$	165	500 ± 300
^{68}Se [43] [13]	$^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$	175	38 ± 16
	$^{58}\text{Ni} + ^{12}\text{C}$	68	200 ± 50
^{72}Kr [12] [13]	$^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$	170	60 ± 25
	$^{58}\text{Ni} + ^{16}\text{O}$	55	100 ± 30
^{74}Rb [34]	$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	128	-
^{76}Sr [43]	$^{24}\text{Mg} + ^{54}\text{Fe}$	175	10 ± 5
^{78}Y [44]	$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	124	4 ± 1
^{80}Zr [45]	$^{24}\text{Mg} + ^{58}\text{Ni}$	180	10 ± 5
^{84}Mo [17]	$^{28}\text{Si} + ^{58}\text{Ni}$	195	7 ± 3

Tableau 2.1: Sections efficaces mesurées pour des réactions de fusion-évaporation ayant permis la production des noyaux $N = Z$.

Afin de produire des noyaux déficients en neutrons, la fusion des noyaux stables nécessite d'être suivie de l'évaporation de neutrons. Dans le tableau 2.1, la production des noyaux impair-impair se fait après évaporation de 2 neutrons suite à la formation du noyau composé. A cause de la répulsion coulombienne au sein du noyau, l'énergie de séparation d'un proton (de l'ordre de 5 MeV) est très nettement inférieure à celle d'un neutron (de l'ordre de 15 MeV). C'est donc l'évaporation de particules chargées qui sera le processus dominant, réduisant la production des noyaux déficients en neutrons.

Comme les noyaux sont créés par réaction de fusion-évaporation avec une cible mince, les produits ne peuvent être arrêtés dans le matériau cible et il est nécessaire de les thermaliser dans un gaz. Le guide d'ions IGISOL pour les ions lourds a été originellement développé auprès du cyclotron SARA à Grenoble [46]. Il est constitué d'une chambre de dimension $7 \times 6 \times 6 \text{ cm}^3$ [47] (voir figure 2.3).

Les produits quittent la cible dans un état ionisé et pénètrent dans le guide d'ions par une fenêtre de Havar de faible épaisseur (2 mg/cm^2). A l'intérieur de la chambre, circule un gaz d'hélium. Ce fluide a deux fonctions. Tout d'abord, il arrête les produits de fusion-évaporation qui y survivent sous la forme 1^+ . Ensuite, ces produits sont transportés hors de la chambre par le flux de gaz. Ils sont focalisés par une électrode sur laquelle est appliquée une très basse tension (50 V). Le skimmer est une électrode de guidage portée à une tension de 400 V et permet l'écrouissage de l'hélium. Les ions sont ensuite accélérés grâce à une tension d'extraction (10 kV) et dirigés vers le séparateur de masse. Cette technique a donc l'avantage de supprimer le passage par une source d'ions et donne ainsi lieu à une extraction plus rapide. Le dispositif reste toujours dépendant d'une efficacité d'ionisation mais il permet une extraction plus rapide que l'ensemble cible-source développé à ISOLDE.

La technique de guide d'ions souffre cependant de trois problèmes majeurs. Si le faisceau pénètre dans la chambre, ce dernier pourra ioniser toute matière s'y trouvant et créer un plasma d'électrons qui se recombineront avec les ions ce qui conduira à la neu-

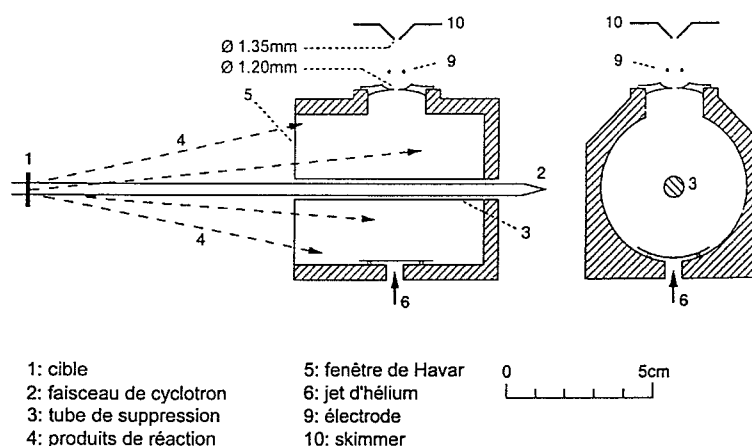


Figure 2.3: Schéma du guide d'ions IGISOL [47] développé au laboratoire de l'université de Jyväskylä.

tralisation des produits de réaction. Afin de s'affranchir de cet effet, le faisceau sortant de la cible traverse le guide d'ion au sein d'un tube de suppression et ainsi ne provoque pas l'ionisation du gaz d'hélium. Le second problème inhérent à l'utilisation de la technique IGISOL est la diffusion des produits de réaction vers les parois de la chambre où ils iront se fixer et décroître. Pour limiter cette diffusion, une solution est d'augmenter la pression du gaz d'hélium circulant. La troisième limitation est liée à l'épaisseur des cibles utilisées avec cette technique. L'emploi d'une cible mince est impératif afin de laisser une énergie suffisante aux ions produits, énergie permettant à l'ion de s'extraire de la cible et de traverser la fenêtre de Havar. La séparation isotopique en ligne est effectuée par un séparateur de masse de résolution $\frac{M}{\Delta M} = 1000$ et les noyaux sont acheminés vers le site de détection où leur décroissance radioactive pourra être observée.

Deux expériences pilotes ont été menées avec le guide d'ions IGISOL installé auprès du cyclotron de Jyväskylä. La première expérience a eu lieu en 1997. Elle utilisait une réaction de fusion-évaporation d'un faisceau ^{32}S d'énergie 165 MeV sur une cible de nickel. Quelques nouvelles désexcitations γ ont pu être observées dans le noyau ^{82}Y d'isospin $T_z = 2$ [48]. Les taux de production mesurés pour les noyaux d'isospin $T_z = 1$ (c'est-à-dire $N = Z+2$) se situent entre 1 et 2 at/s. La deuxième expérience s'est déroulée au mois d'Octobre 1998. Différentes réactions ont été utilisées ($^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ et $^{32}\text{S}+^{54}\text{Fe}$) et une nouvelle chambre a été testée. L'observation d'éléments réfractaires ou de noyaux de très courte durée de vie, bien que possible avec l'utilisation de guide d'ion, est limitée actuellement par des problèmes techniques qui seront résolus dans les mois qui viennent, une nouvelle expérience étant prévue pour l'année 1999.

2.2 La séparation en vol

La séparation isotopique en ligne, utilisée avec des cibles épaisses ou minces, est limitée par l'efficacité d'ionisation et le temps d'extraction de la source des produits de réaction. Cette technique nécessite d'arrêter les noyaux créés pour les ioniser puis les séparer en masse. Une autre méthode consiste à utiliser la cinématique des noyaux produits afin de le séparer.

L'utilisation de faisceau d'ions lourds permet de produire les fragments avec une énergie cinétique de recul. L'énergie des noyaux de recul dépendra de la réaction de production. Avec des réactions de fission induites par les neutrons thermiques, les fragments auront une énergie de l'ordre de 10 MeV. Avec un faisceau dont l'énergie est de l'ordre de la barrière coulombienne, les noyaux projectile et cible fusionneront et les produits seront émis avec la vitesse du faisceau pondérée par le rapport des masses du projectile et de la cible. Aux énergies relativistes, la fragmentation du faisceau dominera et les fragments seront émis avec la vitesse du projectile. C'est cette dernière technique qui est utilisée auprès du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds à Caen (le projectile ayant une énergie voisine de 50 MeV/u) et du GSI à Darmstadt (le projectile ayant une énergie voisine de 500 MeV/u). Les produits constitueront un faisceau secondaire et seront identifiés ou sélectionnés par l'utilisation d'un spectromètre de recul et sa détection associée : c'est la séparation en vol.

2.2.1 Description de la fragmentation du faisceau

Pour une réaction nucléaire, il est d'usage de définir le paramètre d'impact comme étant la distance de la perpendiculaire joignant le noyau cible à l'axe du faisceau. Aux énergies relativistes, suivant la valeur de ce paramètre d'impact, on distinguera la multifragmentation, la fragmentation ou l'excitation coulombienne.

Pour les collisions centrales (paramètre d'impact nul), la multifragmentation produira des systèmes de masse très légère. Dans les collisions périphériques, la fragmentation du faisceau sera le processus dominant. Le noyau projectile est abrasé sur un noyau cible. Il perd ainsi quelques nucléons. Les nucléons appartenant à la cible et au projectile mais qui ne sont pas dans la zone de contact des deux noyaux ne participent pas à la réaction et forment la partie spectatrice. C'est le modèle participant-spectateur. Le quasi-projectile formé est excité et va évaporer des neutrons, il y a ainsi création du fragment. Enfin, quand le paramètre d'impact est supérieur à la somme des rayons des noyaux projectile et cible, il peut y avoir excitation coulombienne du projectile si le numéro atomique de la cible est grand.

Pour produire des noyaux déficients en neutrons, le processus qui nous intéresse est la fragmentation du faisceau. Lors d'une telle réaction, il y aura peu de moment transféré entre le projectile et la cible. Le fragment produit possédera une vitesse très proche de celle du projectile et sera émis dans la direction du faisceau.

En réalité, dans la direction de l'axe du faisceau, le moment des fragments se répartira dans une gaussienne centrée autour de l'impulsion du projectile. Cette répartition donne lieu à une distribution en énergie dans le faisceau. La largeur à mi-hauteur de la distribution de l'impulsion de fragments composés de A_f nucléons produits par fragmentation d'un projectile de nombre de masse A_p est donné par [49] :

$$\sigma^2(A_f) = \sigma_0^2 \times \frac{A_f \times (A_p - A_f)}{A_p - 1}$$

avec $\sigma_0 \simeq 100$ MeV/c provenant du moment de Fermi des nucléons.

Le moment des fragments est distribué autour de 0° . Il y a ainsi une distribution angulaire des fragments autour de la direction de l'axe du faisceau. Le spectromètre de recul utilisé devra donc couvrir cette dispersion en énergie et en angle afin de collecter le

maximum de fragments produits. Ces fragments étant complètement épluchés, ils peuvent être facilement sélectionnés et identifiés grâce à des techniques classiques de détection (mesure de perte d'énergie et de temps de vol). Ceci supprime donc l'étape d'ionisation nécessaire lors de la séparation isotopique en ligne.

Du modèle participant-spectateur décrit plus haut, il ressort que l'isospin du projectile utilisé influencera les taux de production des isotopes les plus exotiques. Plus le rapport N/Z dans le projectile est petit et plus il sera facile de produire les noyaux très déficients en neutrons. Pour augmenter le taux de production des noyaux exotiques, il est aussi possible d'augmenter l'épaisseur de la cible afin d'augmenter le nombre d'interactions projectile-cible. Cependant, plus la cible est épaisse et plus la distribution en impulsion des fragments est grande et donc plus la longueur d'arrêt des mêmes noyaux sera différente.

2.2.2 Taux de production

Pour décrire les sections efficaces dans les réactions de fragmentation sur des domaines variés de masse des projectiles et cibles, une paramétrisation a été développée par K. Sümmerer *et al.* [50] basée sur des données expérimentales provenant de la fragmentation de la cible.

La section efficace de formation d'un fragment de masse A_f et de numéro atomique Z_f est donnée par :

$$\sigma(A_f, Z_f) = N \times Y(A_f) \times \exp(R \times |Z_{prob} - Z_f|^u)$$

avec :

- $Y(A_f)$ le rendement en masse
- Z_{prob} le numéro atomique le plus probable obtenu lors de la fragmentation
- N une constante de normalisation

Le rendement en masse diminuant quand l'écart à la masse de la cible augmente, le terme $Y(A_f)$ est paramétrisé par :

$$Y(A_f) = \sigma_R \times P(A_c) \times \exp(-P(A_c) \times (A_c - A_f))$$

avec :

- σ_R la section efficace totale de la réaction
- $P(A_c)$ la pente $P(A_c) = -7,57 \times 10^{-3} \times A_c - 2,584$

La distribution en charge autour de la charge la plus probable Z_{prob} est contrôlée par les paramètres R et u tels que :

- $\ln R(A_f) = -6,770 \times 10^{-3} \times A_f + 0,778$
- $u = 2$ pour les noyaux déficients en neutrons ($Z > Z_{prob}$)
 $u = 1,5$ pour les noyaux riches en neutrons ($Z \leq Z_{prob}$)

La charge la plus probable est déterminée par :

$$Z_{prob} = Z_{\beta}(A_f) + \Delta + \Delta_m$$

Le terme Z_{β} est un ajustement des valeurs du numéro atomique à la vallée de stabilité. Le terme Δ rend compte du décalage des charges probables vers les noyaux déficitaires en neutrons. Le terme Δ_m rend compte de la déficience ou de l'excès en neutrons de la cible, le fragment produit ayant la mémoire du rapport N/Z de la cible.

Le tableau 2.2 montre les taux de production et les transmissions obtenus grâce au programme LISE utilisé auprès du GANIL à Caen. Ces taux sont calculés pour la fragmentation d'un faisceau de $^{92}\text{Mo}^{37+}$ d'énergie 60 MeV/u, d'intensité 200 nAe sur une cible de nickel d'épaisseur 120 μm . La transmission est obtenue pour un réglage des rigidités magnétiques $B\rho_1 = 1,8393$ Tm et $B\rho_2 = 1,7829$ Tm et avec un dégradeur de béryllium d'épaisseur 50 μm . Le fragment de mise au point étant $^{83}\text{Mo}^{42+}$, cela explique le très faible taux de transmission de ^{78}Y à travers le spectromètre, les paramètres de la ligne n'étant pas optimisés pour cet isotope.

noyau	section efficace (μb)	transmission (%)	taux (coups/s)
^{78}Y	0,96	0,0014	0,00022
^{80}Zr	0,70	0,27	0,03
^{82}Nb	0,29	2,4	0,12
^{84}Mo	0,054	11	0,096
^{86}Tc	0,0034	28	0,015

Tableau 2.2: Taux de production estimés avec le code LISE pour les noyaux $N = Z$.

2.2.3 Pourquoi le GANIL?

Devant les limitations techniques rencontrées par les méthodes de séparation en ligne pour extraire les noyaux de très courte durée de vie, la méthode de séparation en vol combinée à la fragmentation d'un faisceau offre une alternative très riche. Les réactions de fragmentation du faisceau permettront d'explorer les limites de stabilité [26] : tous les noyaux liés et suffisamment produits peuvent être transportés jusqu'au site de détection et y être observés. La limitation sur les périodes mesurables est due au temps de vol à travers le spectromètre utilisé LISE, c'est-à-dire quelques centaines de nanosecondes. De plus, il est possible d'observer les états isomériques dans lesquels les fragments sont produits [51], si ces états isomériques existent et si leur durée de vie est supérieure au temps nécessaire pour parcourir le spectromètre.

Afin d'étudier les propriétés radioactives des noyaux $N = Z$ de masse 80 de très courte durée de vie, nous avons utilisé un faisceau de molybdène (^{92}Mo) délivré par le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (figure 2.4).

C'est la fragmentation du faisceau de molybdène sur une cible de nickel, utilisée au Michigan State University en 1992 [31], qui avait permis de mettre en évidence le caractère lié des noyaux ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc . Une telle expérience est possible au GANIL en utilisant un faisceau de ^{92}Mo de grande énergie (60 MeV/u), de haute intensité (200 nAe), mais cette fois-ci en combinant une sélection assurée par le spectromètre LISE et une détection particule optimisée permettant les premières études spectroscopiques.

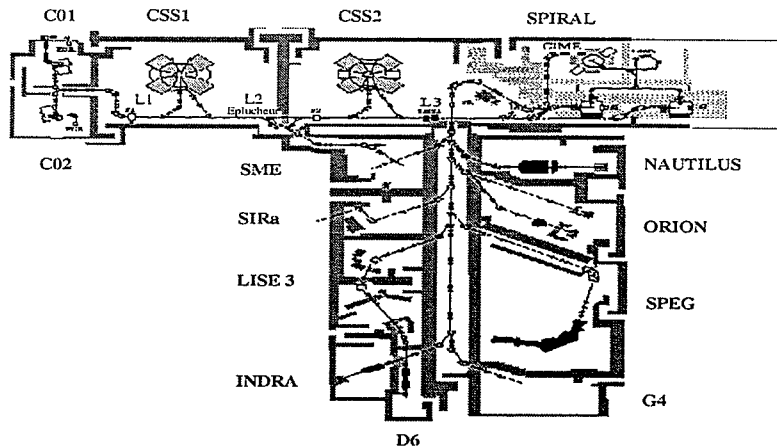


Figure 2.4: Vue du GANIL situé à Caen.

2.3 Techniques de détection

Pour mener une observation correcte de la décroissance d'un noyau particulier, il faut s'assurer que les particules ou rayonnements détectés sont bien issus de la désintégration du noyau d'intérêt.

Dans le cas d'expérience utilisant la séparation isotopique en ligne, il n'est pas possible d'identifier un à un les noyaux implantés dans le site de détection car seule une sélection en A/Q est réalisée et l'énergie des noyaux est trop faible pour identifier le numéro atomique Z . Le faisceau constitué par ces noyaux peut être d'une grande pureté grâce à la combinaison de la sélection chimique et de la sélection par rigidité magnétique. Les éventuels contaminants proviennent de noyaux isobariques chargés 1 fois ou de noyaux de même rapport A/Q transmis par le séparateur de masse. Par ailleurs, on ne peut se contenter de laisser s'accumuler l'activité en un point d'observation. La décroissance des noyaux implantés donnera naissance à tous les descendants de la filiation radioactive et contribuera à générer un bruit de fond. Il est donc nécessaire d'évacuer périodiquement l'activité implantée. Dans l'observation des décroissances de ^{72}Kr , cette évacuation est effectuée par un système que nous décrirons dans le chapitre 4.

Dans le cas d'expérience utilisant la séparation en vol, il est possible d'identifier chaque noyau implanté dans le site de détection. Il n'est alors pas nécessaire d'évacuer l'activité implantée, la détection de particules ou rayonnements pouvant être corrélée à un noyau correctement identifié. Cette corrélation entre le noyau et sa décroissance peut être une corrélation temporelle. Si le noyau a une durée de vie très courte, observer les particules ou rayonnements émis dans un laps de temps très court après l'implantation réduit la probabilité de détecter les désintégrations des produits de la filiation. Il est aussi possible de corréler géométriquement l'implantation d'un noyau et la détection d'une particule. En réduisant la surface de détection, le bruit de fond est réduit. Ces techniques ainsi que leur mise en application ont été utilisées pour l'observation des noyaux de très courte durée de vie et seront exposées en détail dans le chapitre 3.

De façon plus générale, que ce soit auprès d'installations de type ISOL ou IFS, la constitution de schéma de décroissance demande d'identifier des coïncidences entre des transitions γ ou entre une désintégration β et une transition de désexcitation γ . Ceci

nécessite l'emploi d'au moins deux détecteurs. Augmenter le nombre de détecteurs et les placer très près du point d'implantation aura pour conséquence d'augmenter l'efficacité du système de détection.

De plus, notre dispositif devra être sensible aussi bien à des désintégrations qu'à des désexcitations. Les processus de désexcitation seront constitués d'émission de rayonnements électromagnétiques ou de particules chargées. Dans nos expériences, la nature des rayonnements et particules à observer est donc assez variée : positons, protons, rayonnements γ ou X. Ceci requiert l'emploi de détecteurs tout aussi varié, respectivement scintillateurs plastiques, télescope gaz-silicium, détecteur germanium, diode silicium-lithium.

Dans la suite, il sera décrit deux expériences utilisant les techniques complémentaires que sont la séparation en vol (auprès de LISE au GANIL) et la séparation isotopique en ligne (auprès de ISOLDE au CERN). Nous décrirons aussi les dispositifs de détection spécifiques associés à chacune de ces expériences visant à l'observation des décroissances radioactives des noyaux $N = Z$ de masse $A \simeq 80$. Nous finirons cet exposé en présentant un développement instrumental innovant que nous avons mené et ayant pour but de réduire le bruit de fond dû aux particules β dans les compteurs germanium. Le prototype mis au point a tout à fait sa place lors d'expériences se déroulant dans les environnements hautement radioactifs.

Chapitre 3

Transitions de Fermi dans ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc

Afin de produire les éléments réfractaires et d'explorer la limite de stabilité dans la région de masse $A \simeq 80$ du côté déficient en neutrons, nous avons utilisé une réaction de fragmentation du faisceau. Le choix d'une telle réaction nous impose l'usage d'un spectromètre de recul afin d'identifier les noyaux produits et de séparer les noyaux $N = Z$ nous intéressant des noyaux contaminants.

Notre choix du site expérimental s'est porté sur le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds à Caen. Les deux cyclotrons du GANIL sont capables d'accélérer des ions depuis le ^{12}C jusqu'à ^{238}U avec une énergie allant de 5 à 95 MeV/u. Il est donc possible de disposer d'un faisceau d'énergie relativiste intermédiaire qui sera fragmenté sur une cible. Parmi les diverses aires expérimentales vers lesquelles est aiguillé le faisceau, figure le spectromètre de recul LISE (Ligne d'Ions Super Epluchés). C'est ce dernier qui opérera la séparation en vol consécutive à la fragmentation du faisceau. Au bout du spectromètre sera installé le dispositif de détection où les noyaux seront implantés et leur décroissance observée.

De nombreuses expériences de ce type, combinant la fragmentation d'un faisceau, la séparation en vol et la détection radioactive ont été menées ces dernières années pour des noyaux riches et déficients en neutrons. Notre but a donc été d'étendre l'exploration de la charte nucléaire à une région qui présente comme nous l'avons déjà vu des intérêts liés à la structure nucléaire et à l'interaction faible. Dans ce chapitre, nous décrirons le spectromètre de recul LISE et le dispositif expérimental utilisé. Nous présenterons les résultats obtenus et les discuterons.

3.1 Description du spectromètre LISE

La Ligne d'Ions Super Epluchés est un spectromètre achromatique en angle et en position [52]. Cela signifie qu'au point image, l'angle et la position sont indépendants de l'énergie des fragments à l'entrée du spectromètre.

La longueur de parcours au sein du spectromètre est donc identique pour tous les fragments, il est ainsi inutile de reconstruire les trajectoires de chacun d'eux. La dispersion en longueur est $\frac{\Delta l}{l} \leq 10^{-3}$. Le spectromètre est fixé à 0° du faisceau incident et s'étend sur 3 salles (voir figure 3.1). Un ensemble de cages de Faraday permet de mesurer l'intensité du faisceau secondaire en divers points de la ligne. L'extension spatiale du faisceau secondaire peut être également visualisée grâce à différents types de profileurs. Le spectromètre LISE

opère la sélection des fragments grâce à leur rigidité magnétique, leur perte d'énergie et leur vitesse.

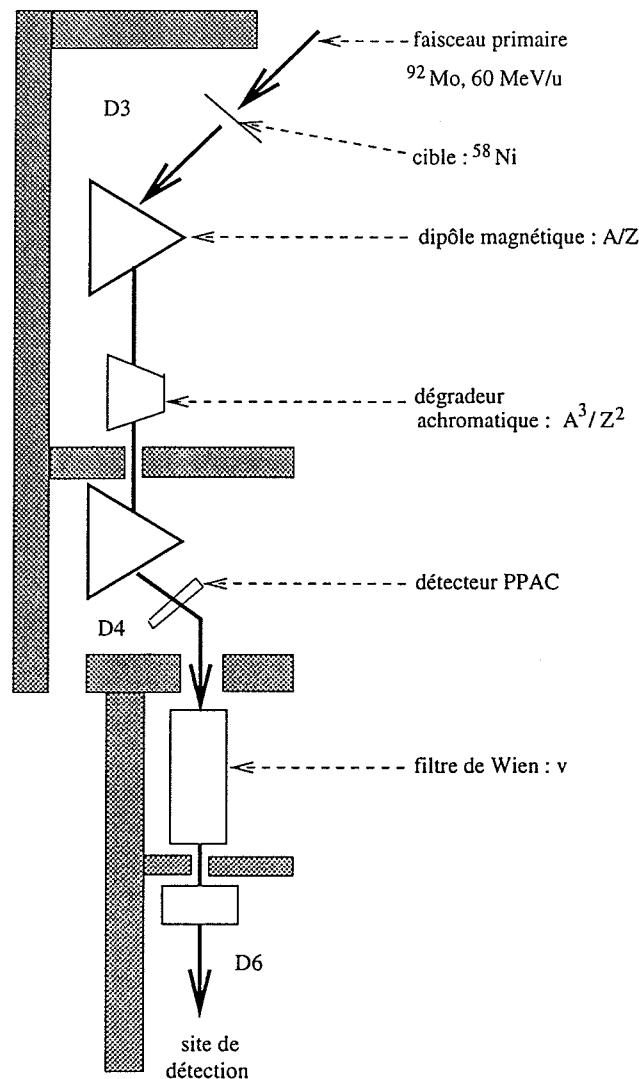


Figure 3.1: Schéma de la Ligne d'Ions Super Epluchés (LISE).

Avant de passer en revue ces différentes étapes de sélection, nous allons préciser les deux sites possibles de production des fragments.

3.1.1 Production des fragments

Pour produire les noyaux $N = Z$ de masse $A \simeq 80$, nous avons utilisé un faisceau primaire de $^{92}\text{Mo}^{37+}$ d'énergie 60 MeV/u et d'intensité 200 nAe (soit $3,4 \times 10^{10}$ noyaux de ^{92}Mo par seconde) fragmenté sur une cible de nickel naturel ^{58}Ni d'épaisseur $120\ \mu\text{m}$. Il existe deux endroits pour produire le faisceau secondaire c'est-à-dire pour faire interagir le faisceau et la cible.

Le premier se situe entre le deuxième cyclotron CSS2 et le spectromètre α : c'est l'ensemble SISSI, Superconducting Intense Source for Secondary Ions [53]. Ce dispositif focalise le faisceau primaire sur la cible avant la réaction. Lors de la fragmentation, les produits sont émis dans un cône de demi-angle 80 à 100 mrad alors que l'acceptance

angulaire à l'entrée du spectromètre n'est que de 5 à 10 mrad. En refocalisant les produits de réaction, SISSI permet de mieux les collecter à l'entrée du spectromètre et il en résulte un gain d'un facteur 5 à 10 dans le nombre de noyaux transmis par le spectromètre.

Le second site possible pour la fragmentation du projectile est l'ensemble cible situé dans la salle D3. Quatre lentilles quadrupolaires focalisent le faisceau sur le point cible. Il est possible de disposer soit de 6 cibles fixes soit d'une cible tournante. Dans notre cas, la cible est constituée de nickel naturel. Afin de débarasser les fragments de tous leurs électrons, une feuille de carbone d'épaisseur $9,5 \text{ mg/cm}^2$ est placée après la cible de nickel. L'intérêt est d'avoir une charge de l'ion égale à son numéro atomique: le rapport A/Q devient alors égal au rapport A/Z . Ceci justifie aussi le nom de Ligne d'Ions Super Epluchés donné au spectromètre. Les cibles sont montées sur un barillet pivotant et contrôlées par ordinateur, autorisant des changements aisés sans entrer dans l'aire expérimentale. Les cibles ont la possibilité d'être inclinées afin de faire varier l'épaisseur vue par le faisceau.

Tous les fragments sont émis avec une vitesse proche du projectile et ceux situés dans l'acceptance angulaire du spectromètre pénètrent dans ce dernier. Dans ce faisceau secondaire, on trouve donc aussi bien les noyaux qui nous intéressent qu'une multitude de contaminants. La cinématique de la fragmentation du faisceau autorise l'utilisation d'un spectromètre de recul dont le rôle va être de sélectionner les noyaux d'intérêt et d'éliminer tous les autres contaminants. Pour ce faire, trois types de sélection sont mises en œuvre lors du passage des noyaux à travers le spectromètre LISE. Ces sélections successives reposent sur la rigidité magnétique, la perte d'énergie et sur la vitesse.

3.1.2 Le premier dipôle magnétique

Le premier dipôle constitue la section d'analyse par rigidité magnétique. Ce dipôle a un rayon de courbure de 2,6 m et supporte un champ magnétique maximal de 1,653 T ce qui fixe la valeur maximale de $B\rho$ à 4,3 Tm. La rigidité magnétique est donnée par la formule relativiste suivante [54]:

$$B \rho = \frac{A_f}{Q_f} \times \beta \gamma \times \frac{u}{c} \quad (3.1)$$

avec:

- B le champ magnétique du dipôle (unité: T)
- ρ la courbure de la trajectoire (unité: m)
- β le terme relativiste égal à $\frac{v}{c}$ (sans dimension)
- γ le terme relativiste égal à $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ (sans dimension)
- A_f le nombre de masse du fragment
- Q_f la charge du fragment ionisé
- c la vitesse de la lumière ($c = 2,9979 \times 10^8 \text{ m/s}$)
- u l'unité de masse atomique ($u = 931,502 \times 10^6 \text{ eV}$)

Les ions étant totalement épluchés, la charge Q_f de l'atome est alors égale à son numéro atomique Z_f . Ce premier dipôle opère donc une sélection des fragments suivant leur rapport A_f/Z_f . Dans le plan focal dispersif (entre les 2 dipôles) est situé un jeu de fentes. Le faisceau dans ce plan n'est pas ponctuel et présente une extension horizontale d'environ 40 mm. Cette dispersion correspond à différentes trajectoires de fragments de même nature (A_f, Z_f) mais d'énergie différente. La fermeture, plus ou moins complète, des fentes horizontales dans le plan dispersif va donc induire une coupure en énergie pour des mêmes fragments.

Le premier aimant a une dispersion de 17,1 mm/ % c'est-à-dire qu'un écart relatif en impulsion de $\frac{\Delta p}{p} = 1\%$ introduit une déviation de 17,1 mm dans le plan dispersif. Comme l'ouverture maximale des fentes est de ± 45 mm, la première section (dipôle, fentes) autorisera au maximum une dispersion en moment de $\frac{\Delta p}{p} = \pm 2,63\%$

3.1.3 Le dégradeur achromatique

Afin d'augmenter la sélectivité du spectromètre LISE, nous avons utilisé un dégradeur achromatique. Ce dispositif est placé entre les deux dipôles magnétiques dans la salle D3 et pour notre expérience nous avons utilisé une épaisseur de 50 μm de béryllium. Le principe est d'utiliser la différence de pouvoir d'arrêt d'un matériau donné pour des fragments de numéro atomique différent [55]. D'après la formule de Bethe, ce pouvoir d'arrêt $\frac{dE_f}{dx}$ est fonction de l'énergie du fragment E_f comme :

$$\frac{dE_f}{dx} \propto \frac{A_f \times Z_f^2}{E_f}$$

La vitesse du fragment est elle proportionnelle à $\frac{Z}{A}$ et l'énergie est proportionnelle à la masse et à la vitesse au carré soit $E_f = A \times \left(\frac{Z}{A}\right)^2 = \frac{Z^2}{A}$.

On a donc :

$$\frac{dE_f}{E_f} \propto A_f \times Z_f^2 \times dx \times \frac{A_f^2}{Z_f^4}$$

Pour un fragment de numéro atomique Z_f et de nombre de masse A_f , le dégradeur introduit donc une perte d'énergie égale à :

$$\frac{dE_f}{E_f} = K \times \frac{A_f^3}{Z_f^2} \times e$$

avec :

- dE_f la perte d'énergie subie par le fragment
- E_f l'énergie du fragment incident
- e l'épaisseur de matière traversée
- K une constante qui dépend du matériau utilisé

Cette perte d'énergie opère donc une sélection supplémentaire sur le rapport A^3/Z^2 des noyaux du faisceau secondaire. Pour deux fragments de même nature (A_f , Z_f) mais d'énergie différente E_1 et E_2 , le rapport entre les énergies E_1 et E_2 doit rester le même après et avant la traversée du dégradeur, soit :

$$\begin{aligned} \frac{E_1 - dE_1}{E_1} &= \frac{E_2 - dE_2}{E_2} \text{ avec } dE = \frac{A_f \times Z_f^2}{E} \times e \\ \Rightarrow 1 - \frac{dE_1}{E_1} &= 1 - \frac{dE_2}{E_2} \\ \Rightarrow \frac{dE_1}{E_1} &= \frac{dE_2}{E_2} \\ \Rightarrow A_f \times Z_f^2 \times \frac{dx_1}{E_1^2} &= A_f \times Z_f^2 \times \frac{dx_2}{E_2^2} \\ \Rightarrow \frac{E_2^2}{E_1^2} &= \frac{dx_2}{dx_1} \end{aligned}$$

En conclusion, plus l'énergie d'un fragment est grande, plus l'épaisseur traversée par ce dernier devra être grande. Le dégradeur devra donc avoir une forme particulière afin d'induire des pertes d'énergie différentes pour des fragments de même nature mais d'énergie différente, fragments entrant donc en des points différents du dégradeur.

Le deuxième dipôle après le dégradeur va refocaliser le faisceau. Il restaure donc l'achromatisme du spectromètre. Ce dipôle a un rayon de courbure de 2,003 m et le champ magnétique maximal applicable est de 1,623 T, ce qui donne un rigidité magnétique maximale de 3,25 Tm.

La rigidité magnétique $B\rho_2$ de ce dipôle est ajustée de façon à correspondre à l'énergie du fragment de référence à la sortie du premier dipôle diminuée de la perte d'énergie due au dégradeur. Dans les conditions expérimentales, la valeur $B\rho_2$ est d'abord ajustée. Il est ensuite possible de changer l'inclinaison de la cible pour optimiser le taux de production. Modifier l'inclinaison de la cible changera l'épaisseur de la cible donc la perte d'énergie des fragments au sein de cette dernière. Le premier dipôle doit ensuite être réglé pour transmettre ces fragments dont l'énergie a changé.

3.1.4 Le filtre de vitesse

La troisième sélection disponible est celle opérée par le filtre de vitesse. Le filtre de vitesse ou filtre de Wien est placé avant l'entrée du faisceau dans la salle D6. Il est constitué d'un champ électrique vertical et d'un champ magnétique horizontal. La haute tension maximale applicable est de ± 350 kV et le champ magnétique de l'ordre de 0,01 T à 0,1 T. Les intensités de ces deux champs sont ajustées de telle façon que la déviation due au champ électrique soit compensée par celle due au champ magnétique, et ceci pour le noyau que nous voulons étudier. Les autres ions subissent une déviation de leur trajectoire et vont taper sur les fentes, ne pénétrant pas dans le site de détection. Ce dispositif permet donc une sélection en vitesse des ions, c'est-à-dire en temps de vol, la longueur parcourue à travers le spectromètre étant constante pour tous les fragments.

A la sortie de ce filtre de vitesse, on trouve un dipôle vertical. Ce dipôle peut induire une déviation verticale entre 0 et 23° . Le faisceau secondaire ayant encore à la sortie du filtre une certaine dispersion en vitesse, le dipôle vertical va différencier les trajectoires suivant leur vitesse et il sera possible d'isoler un noyau particulier à la sortie de LISE dans certaines conditions de combinaison de la cible et du projectile [52].

3.2 Le dispositif expérimental

Afin de produire les noyaux déficitaires en neutrons $N \simeq Z \simeq 40$, un faisceau de ^{92}Mo d'état de charge 37^+ , d'énergie 60 MeV/u et d'intensité moyenne 200 nAe est fragmenté sur une cible de ^{58}Ni d'épaisseur 120 μm . Nous avons utilisé un dégradeur achromatique constitué d'une épaisseur de 50 μm de béryllium. Nous avons procédé à 5 réglages successifs des rigidités magnétiques des 2 dipôles du spectromètre :

- réglage 1 : $B\rho_1 = 1,83932 \text{ Tm}$, $B\rho_2 = 1,7829 \text{ Tm}$, optimisé sur ^{83}Mo
 réglage 2 : $B\rho_1 = 1,84106 \text{ Tm}$, $B\rho_2 = 1,7829 \text{ Tm}$, réglage intermédiaire
 réglage 3 : $B\rho_1 = 1,84054 \text{ Tm}$, $B\rho_2 = 1,7829 \text{ Tm}$, optimisé sur ^{82}Nb - ^{84}Mo
 réglage 4 : $B\rho_1 = 1,83820 \text{ Tm}$, $B\rho_2 = 1,7829 \text{ Tm}$, optimisé sur ^{74}Kr
 réglage 5 : $B\rho_1 = 1,83742 \text{ Tm}$, $B\rho_2 = 1,7829 \text{ Tm}$, optimisé sur ^{78}Zr

Lors d'une expérience de ce type, il est indispensable d'identifier les fragments produits. Ceci est assuré par la mesure du temps mis pour parcourir la longueur du spectromètre (c'est un temps de vol) et de la perte d'énergie dans un compteur situé dans le site de détection. Ce site de détection doit assurer l'observation de la décroissance des états isomériques de fragments produits avec un certain moment angulaire. Il doit aussi permettre l'observation de la décroissance radioactive des noyaux $N \leq Z$. Nous allons présenter ici la disposition adoptée pour les compteurs et la logique d'acquisition mise en œuvre pour l'enregistrement des événements bruts.

L'ensemble des détecteurs utilisés est situé en salle D6, après le spectromètre LISE (voir figure 3.2). Ce dispositif comprend 3 compteurs silicium (appelés E1D6, E4D6 et E3D6) 4 compteurs germanium de grande efficacité et un détecteur LEPS clover. La géométrie est très compacte et entoure le point d'implantation des ions lourds.

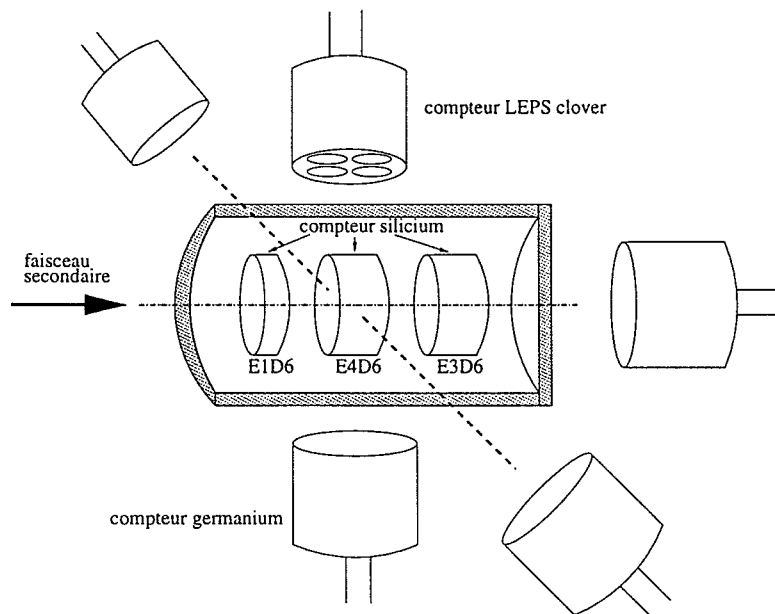


Figure 3.2: Schéma du dispositif expérimental.

Nous allons décrire les trois fonctions que doit assurer ce dispositif : l'identification des ions lourds, l'observation de la décroissance des états isomériques et la mesure de période.

3.2.1 Le dispositif ions lourds

Les épaisseurs de la cible et du dégradeur sont ajustées afin que les fragments constituant le faisceau secondaire traversent le premier compteur silicium et s'implantent dans le second détecteur E4D6. A chaque compteur silicium est dévolu un rôle particulier.

Le premier (E1D6) est d'une épaisseur $300\ \mu\text{m}$ et va permettre d'identifier le numéro atomique des fragments le traversant. En effet, un noyau (A_f, Z_f) traversant une épaisseur de matière va laisser au sein de celle-ci une énergie donnée par la formule de Bethe :

$$\frac{dE_f}{dx} = \frac{K Z}{A} \times \frac{Z_f^2}{\beta^2} \times \left(\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 T_{max} \beta^2 \gamma^2}{I^2} \right) - \beta^2 \right) \quad (3.2)$$

avec :

- dE_f la perte d'énergie subie par le fragment
- dx l'épaisseur de matière traversée
- K une constante
- Z et A sont respectivement le numéro atomique et le nombre de masse des noyaux constituant la matière traversée
- β, γ sont les facteurs relativistes relatifs au fragment
- $m_e c^2$ est l'énergie au repos de l'électron
- I est le potentiel d'ionisation
- T_{max} est l'énergie cinétique maximale qui peut être emportée par un électron lors d'une collision

En tenant compte de $T_{max} = 2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ et en factorisant le terme β^2 , la formule 3.2 devient plus simplement :

$$\frac{dE_f}{dx} = K' \times Z_f^2 \times \left(-1 + \frac{1}{\beta^2} \ln \frac{c'}{\frac{1}{\beta^2} - 1} \right) \quad (3.3)$$

La perte d'énergie au sein de cette épaisseur de $300\ \mu\text{m}$ nous permettra de déterminer Z_f donc d'identifier l'élément qui a traversé ce compteur. Pour cela, il sera aussi nécessaire de déterminer la vitesse des fragments afin d'évaluer le facteur relativiste β . Comme nous l'avons déjà remarqué, la longueur de parcours est la même pour tous les fragments produits, le spectromètre étant doublement achromatique. Il nous suffit donc de mesurer le temps de vol d'un fragment à travers le spectromètre et sa vitesse sera donnée par le rapport de la longueur parcourue sur le temps mis pour parcourir cette distance.

Trois temps de vol ont été construits mais un seul est effectivement utilisé pour l'identification des fragments. Le temps de vol permettant la mesure de vitesse pour les fragments est celui déterminé entre le passage par le premier compteur silicium (signal start) et la haute fréquence du cyclotron (signal stop) : T1HFD6. La haute fréquence du cyclotron est de période 90 ns et signe en quelque sorte l'impact du faisceau de ^{92}Mo sur la cible. Ce temps de vol n'est bien sûr pas un temps de vol physique mais c'est la

calibration qui lui donne un sens. La haute fréquence du cyclotron est utilisée en signal stop et non en signal start afin de ne pas saturer l'électronique d'acquisition. Plutôt que de déclencher l'électronique à chaque alternance de la haute fréquence, il est préférable d'attendre le passage d'un ion en D6. Les deux autres temps de vol sont construits avec :

- le passage d'un ion par le Parallel-Plate Avalanche Counter PPAC (signal stop) et par le premier compteur silicium (signal start) : T1D6PP
- le passage d'un ion par le PPAC (signal start) et la haute fréquence du cyclotron (signal stop) : T1PPHF

Le deuxième compteur silicium (E4D6) est un compteur à micro-pistes d'épaisseur $500\ \mu\text{m}$. Les 12 pistes sont de dimension $24 \times 2 \times 0,5\ \text{mm}^3$. Chaque piste a une chaîne d'amplification dont le gain est réglé de telle sorte que la voie soit saturée lors de l'implantation d'un ion lourd. Ceci nous permet de savoir dans quelle piste cet ion lourd s'est implanté. Utiliser un détecteur à pistes nous permet aussi de reconstruire grossièrement le profil d'implantation pour un type de noyau donné. Etant données les énergies des ions qui nous intéressent, ceux-ci seront arrêtés dans ce deuxième compteur silicium.

Un troisième compteur silicium (E3D6) d'épaisseur $500\ \mu\text{m}$ est mis en place derrière le compteur à micro-pistes dans lequel les ions s'implantent. Sa fonction est d'identifier les fragments traversant les trois détecteurs silicium.

L'implantation d'un fragment correspondra donc à un événement où seuls les deux premiers compteurs silicium donnent une réponse, l'énergie vue par le troisième compteur étant nulle.

3.2.2 L'observation des isomères

De récentes études [56] menées au GANIL et utilisant la fragmentation d'un faisceau de ^{92}Mo sur une cible mince de ^{27}Al ont montré que le taux de production des noyaux dans leur état isomérique dépend du rapport de la vitesse du fragment à celle du projectile ainsi que de l'écart du fragment par rapport au projectile. Si la durée de vie de cet état isomérique (de l'ordre de la μs ou de la ns) est plus grande que le temps nécessaire pour traverser le spectromètre (entre 400 et 500 ns), le fragment est implanté dans le site de détection dans cet état isomérique et va décroître par désexcitation électromagnétique. Cette désexcitation se fait alors en coïncidence avec l'implantation de l'ion lourd.

C'est pourquoi, tout autour de l'empilement de compteurs silicium sont disposés les détecteurs germanium. Cet ensemble comprend 4 compteurs germanium de grande efficacité (70 % d'efficacité par rapport à un cristal de NaI de $3'' \times 3''$ placé à 25 cm) et un détecteur LEPS clover constitué de 4 cristaux indépendants, employé pour la détection des transitions de faible énergie.

De chaque détecteur doit donc sortir l'information énergie : EG_i (avec $i = 1, 2, \dots, 8$). Pour mesurer la durée de vie d'un état isomérique, nous constituons deux distributions en temps pour chaque détecteur germanium. La coïncidence lente (TG i LO, $i=1, 2, \dots, 8$) mesure des temps de l'ordre de la μs et la coïncidence rapide (TG i SH, $i=1, 2, \dots, 8$) des temps de l'ordre de la ns . On dispose ainsi pour chaque germanium de trois paramètres :

- EG_i : énergie recueillie dans le cristal de germanium i
- TG i LO : coïncidence lente (TAC), de l'ordre de $15\ \mu\text{s}$ entre l'implantation de l'ion lourd (signal start) et la détection d'un photon (signal stop)

- TGzSH: coïncidence rapide (TDC), de l'ordre de 400 ns entre l'implantation de l'ion lourd (signal start) et la détection d'un photon (signal stop)

3.2.3 L'observation des décroissances radioactives

L'étude des décroissances radioactives β^+ ou capture électronique nécessite de mettre en place une détection pour les particules chargées: positons ou protons retardés. Cette procédure repose sur une chaîne d'amplification double au niveau des énergies somme des compteurs E3D6 et E4D6 et de chaque piste du détecteur E4D6. Le signal à la sortie du préamplificateur est dupliqué. Une première partie traversera une chaîne d'amplification à gain faible afin que le signal codé soit sensible aux pertes d'énergie consécutives à l'implantation des ions lourds (dipositif ions lourds précédemment décrit). La deuxième partie sera acheminée à travers une chaîne d'amplification à gain fort. Le signal codé mesurera ainsi les pertes d'énergie dues aux particules radioactives chargées. Par contre, le passage des ions lourds saturera cette voie. Chaque piste du deuxième compteur silicium voit ainsi son signal dupliqué afin de générer l'information relative à l'implantation de l'ion lourd et l'information relative à la détection de la particule chargée.

Il faut aussi garder à l'esprit que pour observer une décroissance radioactive, il est impératif de se placer dans des conditions de bruit de fond minimal. Le faisceau primaire est donc coupé pendant la prise de données relatives à la radioactivité afin d'empêcher l'implantation de nouveaux fragments qui déclencherait les compteurs.

Cependant, il est évident que si nous arrêtons le faisceau pour tous les ions passant par le premier compteur silicium, la fréquence de coupure sera trop élevée et sera principalement due aux fragments les mieux produits, c'est-à-dire les moins exotiques, donc ceux qui nous intéressent le moins.

Le faisceau ne sera donc coupé qu'après implantation des noyaux les plus exotiques. La procédure consiste à mettre, de façon électronique, une fenêtre sur la perte d'énergie et le temps de vol utilisés pour l'identification des fragments. Un ion appartenant à cette zone définie par l'expérimentateur sera appelé un bon ion lourd (BIL), il provoquera la coupure du faisceau pendant un temps prédéfini par l'expérimentateur.

Au vu des prédictions de période [57] [58] pour les noyaux $N \simeq Z$ de masse $A \simeq 80$, la durée pendant laquelle le faisceau n'est plus autorisé à pénétrer dans le site de détection a été fixée à 1 seconde. Comme nous le verrons, cette valeur adoptée permet l'observation des décroissances rapides sur plusieurs périodes et est compatible avec le taux d'implantation des noyaux.

La procédure de coupure du faisceau et l'emploi d'un détecteur silicium à micro-pistes ont pour effet de corrélérer temporellement et géométriquement l'ion lourd implanté et la particule de décroissance observée.

Tout d'abord, empêcher le passage d'un nouveau fragment dans le site de détection après implantation d'un noyau d'intérêt associera sans ambiguïté ce noyau à la phase de détection radioactive qui s'ensuit. Le temps nécessaire pour couper le faisceau est de l'ordre du temps de réponse de l'électronique c'est-à-dire de la μs . Il est donc improbable qu'un nouveau fragment vienne s'implanter entre le moment d'implantation de l'ion lourd qui autorise l'acquisition radioactive et le début de celle-ci. Ensuite, grâce au détecteur silicium à micro-pistes il nous est possible de savoir dans quelle piste l'ion lourd s'est implanté.

Afin de diminuer le bruit de fond dans la détection des particules chargées, il suffit de réduire la surface de détection utilisée c'est-à-dire de limiter la détection des particules

chargées à la piste où s'est implanté l'ion lourd.

En conclusion, les détecteurs siliciums $j=1, 3$ et 4 (voir figure 3.2) vont générer les signaux suivants :

- $E_j\text{D6}$: énergie ion lourd (amplification faible)
- $E_j\text{BD6}$: énergie particule chargée (amplification forte)
- $T_j\text{D6}$: temps associé au passage de l'ion lourd (ce signal n'est pas codé mais est utilisé pour des coïncidences)

Pour le compteur à micro-piste, les signaux sont plus nombreux :

- S_i : énergie ion lourd (amplification faible) correspondant à la piste i
- $S_i\text{B}$: énergie particule chargée (amplification forte) correspondant à la piste i
- TS_i : temps associé à la détection d'une particule dans la piste i

3.2.4 Le marquage en temps des événements

Le but principal des mesures pendant l'interruption du faisceau est de détecter la particule de décroissance consécutive à l'implantation d'un bon ion lourd. Deux informations provenant de cette particule émise sont à exploiter : l'énergie avec laquelle elle a été émise et l'instant de son émission par rapport à l'implantation du dernier bon ion lourd. Pour dater les événements radioactifs deux méthodes ont été mises en place.

La première consiste à étiqueter tous les événements d'implantation ou de radioactivité, au moyen d'une horloge dont la précision est de $1 \mu\text{s}$. La durée séparant l'implantation de la détection d'une particule chargée est donc donnée par la différence entre les temps correspondant à ces deux événements.

La seconde méthode consiste à utiliser une horloge qui est remise à zéro dès qu'un bon ion lourd est implanté. Cette horloge a une précision de 1 ms et sa valeur est donnée par le paramètre HRAD.

Les deux méthodes précédemment décrites sont bien sûr équivalentes et la figure 3.3 représente en abscisse le paramètre HRAD et en ordonnée la différence de temps entre le moment d'implantation d'un ion lourd et celui de détection d'une particule chargée.

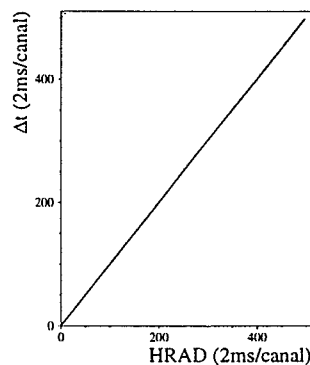


Figure 3.3: Comparaison de l'horloge HRAD et de la différence de temps Δt entre l'implantation d'un ion et la détection d'une particule chargée.

3.2.5 Principe de l'acquisition

Lors de l'acquisition des données, chaque événement mis sur bande est constitué de 103 paramètres: énergie, temps dans les compteurs silicium ou germanium, signaux d'identification comme les pertes d'énergie dans les compteurs silicium ou les temps de vol, signaux logiques, horloges. Il est donc nécessaire d'inscrire ces paramètres uniquement pour des événements physiques nous intéressant. Il en résulte une stratégie d'acquisition.

Notre but étant d'identifier les fragments produits et d'observer la désintégration de certains d'entre eux, nous ne sommes intéressés qu'à l'implantation d'un fragment ou à la détection d'une particule de décroissance dans le compteur silicium à micro-pistes.

Le schéma 3.4 représente l'enchaînement des différentes étapes pouvant conduire à l'acquisition des données.

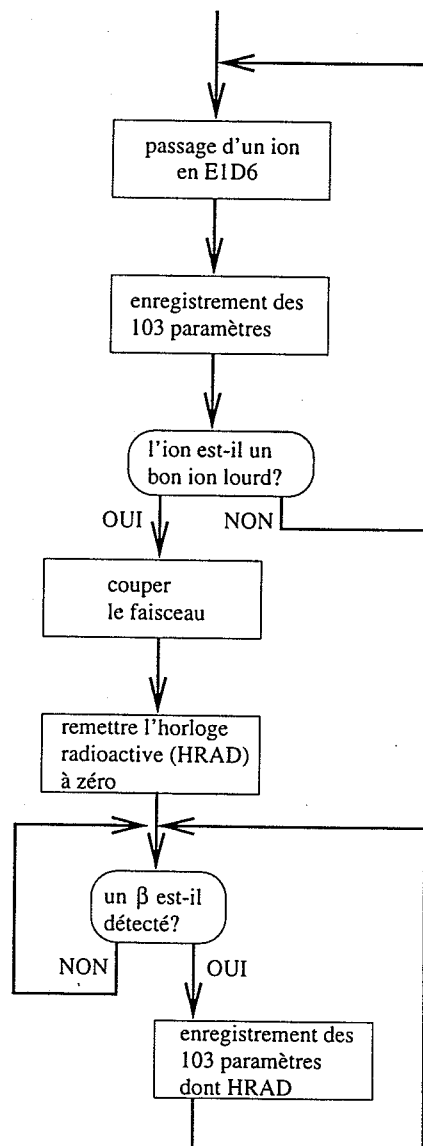


Figure 3.4: Schéma de principe de l'acquisition.

Il apparaît donc clairement que seuls deux types d'événements autoriseront la prise des données :

- le passage d'un ion dans le premier compteur silicium E1D6
- la détection d'une particule dans une des pistes du deuxième compteur silicium E4D6, le faisceau étant coupé. Ceci correspond à la détection d'une particule de radioactivité émise consécutivement à l'implantation d'un bon ion lourd.

Quelque soit le type d'événement, les 103 paramètres sont écrits sur bande magnétique. Parmi ceux-ci, seule une partie est exploitable suivant le type de l'événement ayant eu lieu. Lorsqu'un ion s'implante, nous voulons l'identifier. Les informations nous intéressant sont donc les différents temps de vol du noyau et les différentes pertes d'énergie dans les compteurs silicium. Dans l'éventualité d'un fragment produit dans un état isomérique, nous désirons savoir si des désexcitations γ ont été émises en coïncidence avec l'implantation du fragment. Nous serons alors aussi intéressés par les énergies détectées dans les compteurs germanium. Si une particule est détectée dans la diode silicium à micro-pistes, nous souhaitons connaître quelle énergie elle a perdue dans cette piste et à quel moment, par rapport à l'implantation du fragment auxquelles elle est corrélée, sa détection a eu lieu. Nous pouvons être aussi intéressés par détecter les rayonnements γ émis en coïncidence avec cette particule de décroissance.

3.2.6 Mise en place électronique

Ayant précisé les événements qui nous intéressent, il faut définir quels signaux ils induisent dans les différents détecteurs et préciser comment utiliser ces signaux afin de construire un signal maître qui autorisera la mise sur bandes des 103 paramètres constituant chaque événement. L'électronique mise en place est présentée sur le schéma 3.5.

Une électronique classique d'amplification des signaux en énergie et de mise en forme et en coïncidence des signaux temps a été mise en place. Nous nous attacherons plus particulièrement ici à expliquer les signaux autorisant l'acquisition.

Le passage d'un fragment par le premier détecteur silicium est signé par le paramètre T1D6. Celui-ci sera donc notre premier signal maître (correspondant à la phase d'acquisition ion lourd). L'identification d'un bon ion lourd est faite à partir des signaux E1D6 et T1HFD6.

Cette énergie et ce temps sont envoyés dans un analyseur mono-canal (TSCA) qui ne délivre un signal que si l'impulsion à l'entrée est comprise entre un seuil bas et un seuil haut.

Le deuxième type d'événement nous intéressant est la détection d'une particule dans une piste, le faisceau primaire étant coupé (correspondant à la phase d'acquisition radioactive). Nous avons donc constitué un OU des 12 signaux temps du détecteur à pistes. Ce signal est envoyé dans le module horloge qui délivrera le paramètre HRAD (instant de la détection). Par ailleurs, cette horloge est remise à zéro lors de l'implantation de chaque bon ion lourd. En sortie, le module horloge va aussi délivrer un signal logique (appelé `oubeta_beamoff`). Celui-ci signifie qu'un bon ion lourd a été implanté et ira commander l'arrêt du faisceau. Il constituera ainsi le deuxième signal maître de notre acquisition.

Les signaux maîtres T1D6 et `oubeta_beamoff` sont dirigés respectivement vers l'entrée 1 et 2 du Module de Décision Rapide (MDR). Ce module générera le paramètre MDR qui prend une valeur fonction du numéro de l'entrée active ($2 = 2^1$ pour l'implantation d'un ion lourd et $4 = 2^2$ pour une décroissance radioactive). Ceci caractérise donc la nature de l'événement qui est accepté.

LEGENDE :

- PA : PréAmplificateur
- A : Amplificateur
- TA : Amplificateur en temps
- QUAD : Discriminateur à Fraction Constante
- TAC : module de coïncidence lente
- ADC : Codeur d' Amplitude
- ECL : convertisseur ECL-NIM
- LM222 : Module Lecroy 222
- TSCA : analyseur mono-canal
- MDR : Module de Décision Rapide
- SUG : Séquenceur d'Utilité Générale
- OPA : Ordre de Pré-Analyse

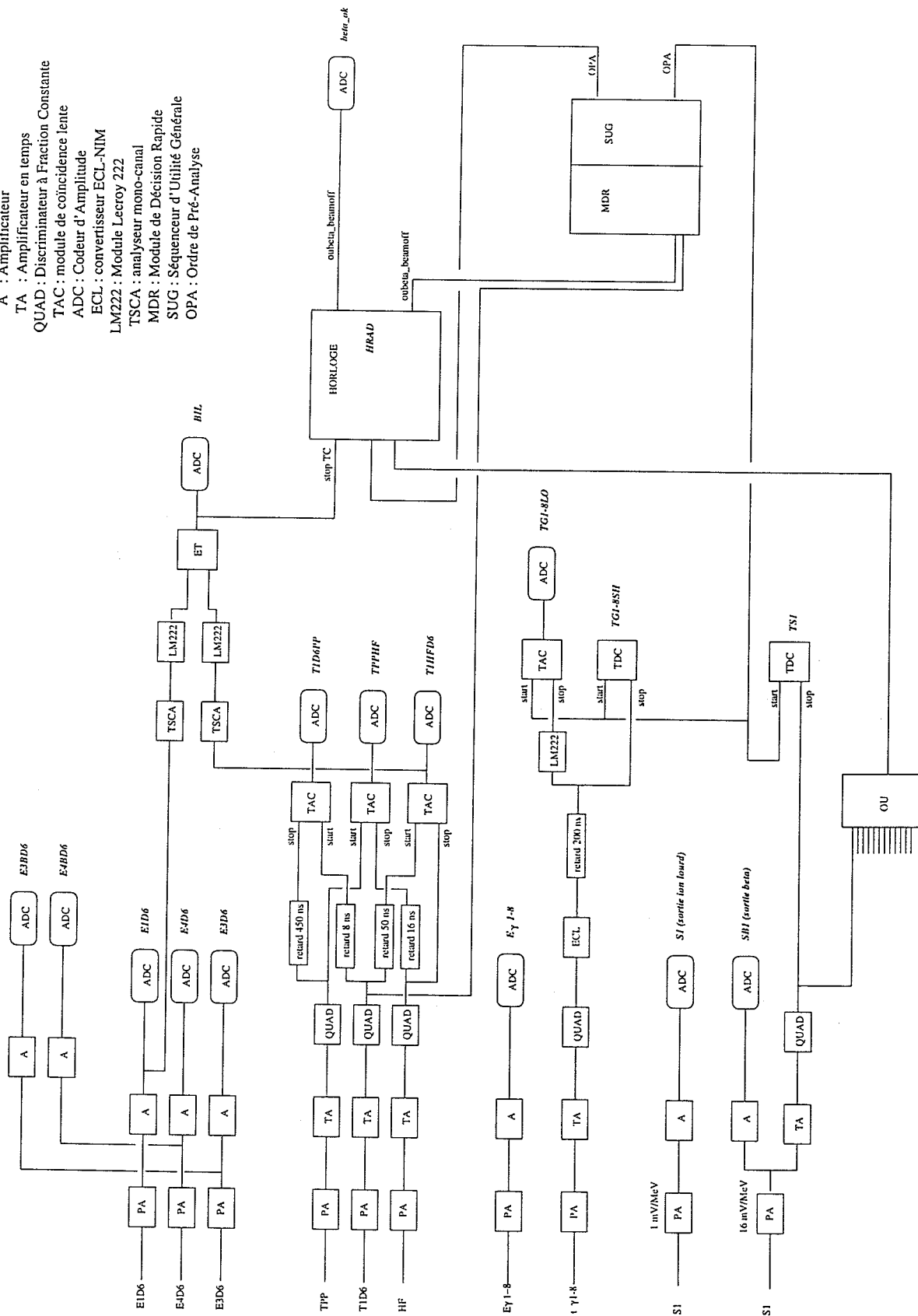


Figure 3.5: Schéma de l'électronique.

Le Séquenceur d'Utilité Générale (SUG) va lui délivrer l'autorisation d'acquisition ou Ordre de Prè-Analyse (OPA). Ce signal est utilisé pour autoriser l'acquisition des données au niveau des codeurs. Il sert aussi comme signal START aux coïncidences en temps construites avec les détecteurs germanium ou silicium. La fenêtre d'autorisation de codage a une largeur de quelques μs , c'est-à-dire que les signaux à coder doivent arriver dans cet intervalle de temps pour être acceptés.

3.3 Analyse de l'expérience

Avant le début du présent travail de thèse, le groupe Noyaux Exotiques et Faisceaux Radioactifs qui m'a accueilli ne possédait pas de traditions ni d'expertises relatives au déroulement et au dépouillement des expériences auprès du GANIL. Dans le cadre de l'expérience ici décrite, et au sein de l'équipe de soutien local de LISE et des membres de la collaboration, je me suis donc investi dans la mise en place des détecteurs sur le site et de leur électronique associée. La participation active à cette expérience m'a initié au fonctionnement de LISE et m'a fait connaître le système d'acquisition utilisé sur le site. La connaissance des particularités de ce genre d'expériences, acquise sur le terrain, m'a été une aide précieuse afin de mettre en place, pour l'analyse hors ligne en laboratoire, les programmes de relecture des supports magnétiques et d'analyse de données.

Pour analyser l'expérience, il est nécessaire de reconstruire les événements ayant eu lieu. Le schéma 3.6 donne une indication de la localisation des différents paramètres enregistrés lors de l'acquisition d'un événement.

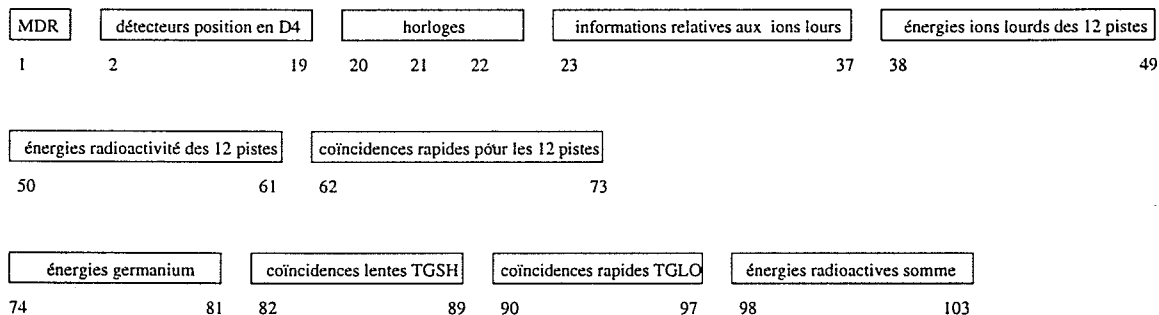


Figure 3.6: Paramètres enregistrés lors de l'expérience et leur localisation dans la séquence écrite sur le support magnétique.

Les événements sont de longueur fixe sur le support magnétique c'est-à-dire que quelque soit la nature de l'événement ayant autorisé l'acquisition, les 103 paramètres sont enregistrés. La nature de l'événement est décrite par le paramètre MDR (Module de Décision Rapide). Si ce paramètre vaut 2, il y a eu implantation d'un ion lourd. Pour un tel événement, si le paramètre bon ion lourd (BIL) est nul alors le fragment implanté n'a pas déclenché la coupure du faisceau. Par contre, si ce paramètre BIL n'est pas nul, le fragment est dans la fenêtre (ΔE , tof) définie par l'expérimentateur.

Si le MDR vaut 4, il y a eu décroissance radioactive. Le moment, par rapport à l'implantation du dernier bon ion lourd, auquel a eu lieu cet événement de radioactivité est alors donné par le paramètre HRAD.

La méthode d'analyse hors expérience que j'ai développée consiste donc à :

- à relire les événements écrits sur bande magnétique

– en fonction de la valeur du paramètre MDR :

- * soit constituer les matrices d'identification (ΔE , tof) et les spectres en énergie γ détectés en coïncidence avec un noyau particulier
- * soit à corrélérer l'événement de radioactivité au dernier bon ion lourd implanté et constituer les distributions en temps et en énergie pour les décroissances des noyaux nous intéressant

Nous allons maintenant présenter les méthodes d'identification des noyaux. Nous exposerons ensuite la mesure de période avec le dispositif expérimental que nous avons utilisé.

3.3.1 Identification des noyaux

Avec la détection associée à un spectromètre de recul du type de LISE, l'identification d'un noyau se fait en déterminant son numéro atomique Z et son rapport A/Q soit A/Z . Nous verrons aussi que de nombreux isomères existent dans la région de masse où nous nous trouvons et que cette particularité nous offre une identification redondante et simple des noyaux.

Détermination des grandeurs Z et A/Q

Nous avons vu grâce aux formules 3.1 et 3.3 que la mesure du temps de vol d'un fragment au sein du spectromètre LISE et sa perte d'énergie dans un compteur silicium conduisent à la détermination du numéro atomique Z et du rapport A/Q . En pratique, pour déterminer ces deux grandeurs, nous écrivons les formules sous la forme suivante :

$$Z = a_z \sqrt{\frac{\Delta E}{-1 + \frac{1}{\beta^2} \ln \frac{5930}{\frac{1}{\beta^2} - 1}}} + b_z$$

$$A/Q = \frac{B \rho_2}{\beta \gamma} \times 3,105$$

Les temps de vol et perte d'énergie physiques sont déduites des paramètres mesurés T1HFD6 et E1D6 par la calibration :

$$\Delta E(\text{MeV}) = a_{E1D6} \times E1D6 + b_{E1D6}$$

$$\text{tof}(ns) = a_{T1HFD6} \times T1HFD6 + b_{T1HFD6}$$

Le facteur relativiste β est lui déterminé par :

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{\text{distance}(m)/\text{tof}(ns)}{10^{-9} \times c(ms^{-1})}$$

Le temps de vol utilisé étant celui entre le passage par le premier compteur silicium et la haute fréquence, la distance parcourue sera donnée par :

$$\text{distance}(m) = 7,580 \frac{B\rho_2}{B\rho_1} + 34,8315$$

Les temps de vol et perte d'énergie physiques sont donnés grâce au programme LISE. Ceci nous permet donc de calibrer E1D6 et T1HFD6 (figure 3.7). Cette calibration est effectuée en projetant la représentation (T1HFD6,E1D6) suivant un même isospin (ici $T_z = 1$ soit $N = Z + 2$) et suivant une même valeur de Z (ici, $Z = 40$).

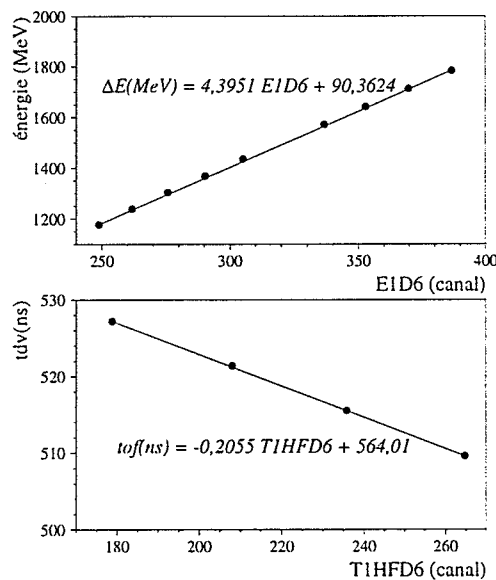


Figure 3.7: Calibration de la perte d'énergie (E1D6) à travers le premier compteur silicium et du temps de vol (T1HFD6) entre le passage par ce détecteur et la haute fréquence du cyclotron.

L'ajustement pour les valeurs de Z conduit à $a_z = 10,2418$ et $b_z = -3,7711$. La figure suivante (figure 3.8) montre ainsi la matrice d'identification ($Z,A/Q$) pour le premier réglage du spectromètre. Dans cette représentation, les noyaux les plus exotiques se situent à gauche. De plus, afin d'éliminer les contaminants, nous avons imposé de mesurer une énergie non nulle dans les deux premiers compteurs silicium et une énergie nulle dans le dernier compteur.

Calibration de la matrice d'identification par les isomères

Une autre possibilité d'identifier les fragments représentés par des îlots dans la représentation (E1D6, T1HFD6) est de calibrer celle-ci grâce à des isomères connus.

Dans la représentation (E1D6, T1HFD6) ci-après (figure 3.9), des îlots situés sur une même verticale correspondent à des fragments ayant le même isospin $T_z = (N-Z)/2$ et des îlots situés sur une même ligne légèrement inclinée par rapport à l'horizontale représentent des fragments appartenant au même élément chimique donc ayant une même valeur de Z .

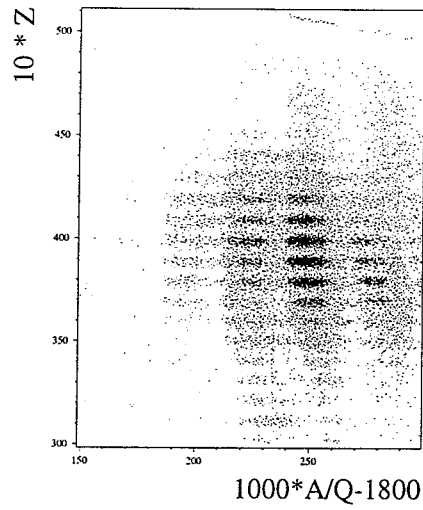


Figure 3.8: Matrice d'identification (Z , A/Q) pour le premier réglage du spectromètre.

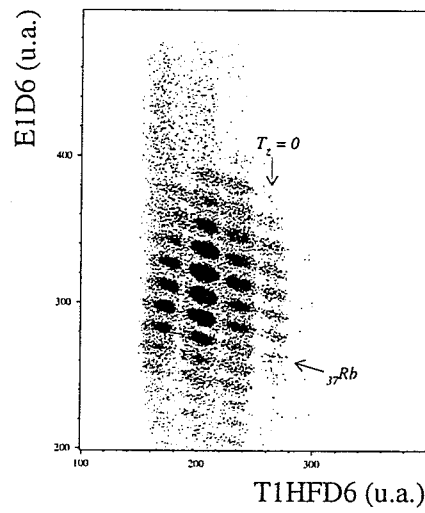


Figure 3.9: Matrice d'identification ($E1D6$, $T1HFD6$) pour le premier réglage du spectromètre. Ici, les noyaux les plus exotiques sont situés à droite.

Les fragments produits dans un état isomérique vont émettre des rayonnements γ lors de leur implantation. Les énergies mesurées par les détecteurs germanium sont alors écrites dans la même séquence que celle relative à l'implantation du fragment. Il est ainsi possible d'assigner un rayonnement de désexcitation détecté au fragment implanté et produit dans un état isomérique.

La figure suivante (figure 3.10) présente les spectres en énergie dans les 4 détecteurs germanium en coïncidence avec l'implantation de fragments produits dans un état isomérique.

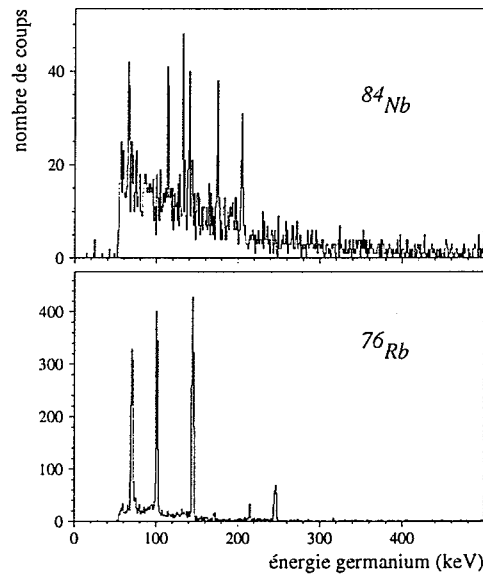


Figure 3.10: Spectres en énergie obtenus dans les détecteurs germanium en coïncidence avec l'implantation des noyaux ^{76}Rb et ^{84}Nb .

Nous observons des transitions à 71, 101, 145 et 247 keV en coïncidence avec l'implantation de noyaux de ^{76}Rb . Ces désexcitations proviennent de l'état isomérique de période $3,2 \mu\text{s}$ observé pour la première fois par S. Hofmann *et al.* [59]. Pour ^{84}Nb , les transitions à 66, 115, 133, 141, 176 et 206 keV correspondent à la désexcitation d'un état isomérique de période 150 ns [60].

Il est ainsi possible d'identifier facilement les lignes correspondant aux numéros atomiques $Z = 37$ et $Z = 41$. Les deux noyaux, ^{76}Rb et ^{84}Nb ont le même isospin $T_z = 1$ et dans notre représentation, l'isospin décroît de $\frac{1}{2}$ en allant vers la droite.

Une identification aisée des fragments est donc ainsi mise en place par la détermination du numéro atomique Z et de l'isospin T_z .

3.3.2 Observation des décroissances radioactives

Dans notre travail, nous avons identifié les îlots par la deuxième méthode c'est-à-dire en constituant la matrice (E1D6, T1HFD6) et en la calibrant par l'intermédiaire des isomères connus. L'étude des états isomériques ou de la décroissance radioactive relatif à un noyau donné se fait tout simplement en plaçant une fenêtre autour de l'îlot correspondant, c'est-à-dire en choisissant une limite inférieure et supérieure à la perte d'énergie E1D6 et au temps de vol T1HFD6.

Taux de production

Les noyaux nous intéressant sont ^{74}Rb , ^{76}Sr , ^{78}Y , ^{80}Zr , ^{82}Nb , ^{84}Mo et ^{86}Tc . Ils sont implantés dans le compteur silicium à micro-pistes et nous devons déterminer dans quelle piste l'implantation a eu lieu, ceci afin de corréliser les particules de décroissance à l'ion implanté. La piste d'implantation de l'ion lourd sera prise comme étant celle où le signal d'énergie Si est le plus grand (voir figure 3.11).

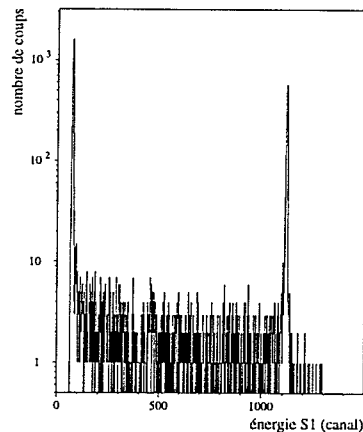


Figure 3.11: Spectre en énergie dans la voie ion lourd de la première piste du détecteur silicium à micro-pistes pour le premier réglage du spectromètre LISE.

Le pic aux alentours du canal 1100 signe la saturation de la piste consécutive à l'implantation d'un ion lourd. Connaissant la piste d'implantation associée à chaque ion lourd, il est donc possible de constituer les profils d'implantation des noyaux $N = Z$ impair-impair et pair-pair (figure 3.12).

Au vu de ces figures, il apparaît donc que le faisceau était légèrement décentré pendant l'expérience. Ceci n'est toutefois pas gênant car aucun ion n'est implanté hors des pistes. Connaissant le temps de faisceau effectif (5320 minutes) nous pouvons en déduire un taux de production en divisant le nombre de noyaux par le temps écoulé (tableau 3.1).

élément	$T_z = 0$		$T_z = 1/2$	$T_z = 1$
	nbre d'ions	ions/mn	ions/mn	ions/mn
^{37}Rb	291	0,05	1,8	7,5
^{38}Sr	856	0,16	5,9	17,1
^{39}Y	1040	0,19	5,8	23,5
^{40}Zr	1574	0,29	9,9	83,2
^{41}Nb	1122	0,21	4,9	14,7
^{42}Mo	569	0,11	3,5	-
^{43}Tc	156	0,03	0,7	-

Tableau 3.1: Taux moyen de production des noyaux $N = Z$, $Z+1$, $Z+2$ pour les 3 réglages du spectromètre LISE utilisé pour la détermination de période. L'intensité moyenne du faisceau est de 200 nAe soit $3,4 \times 10^{10}$ ions de $^{92}\text{Mo}^{37+}$ par seconde.

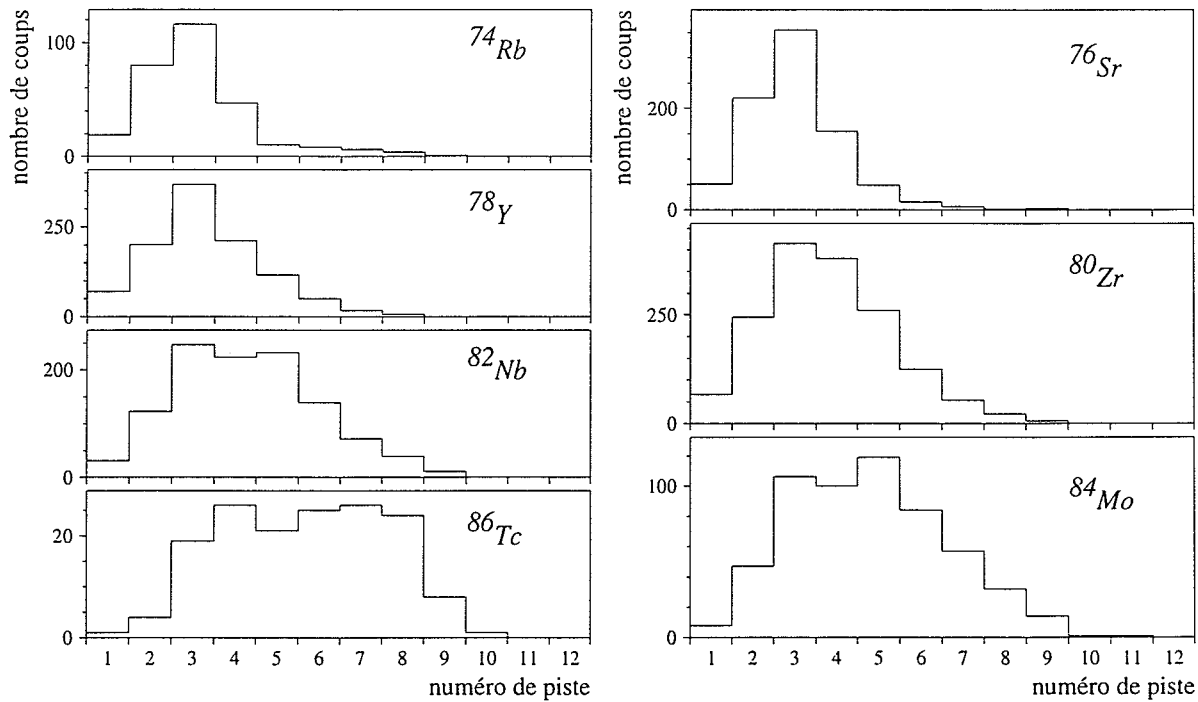


Figure 3.12: Profils d'implantation des noyaux $N = Z$ impair-impair et pair-pair pour les trois premiers réglages du spectromètre LISE.

En tenant compte des quelques noyaux $T_z = 1/2$ qui provoquent aussi la coupure du faisceau, le nombre de bons ions lourds est de l'ordre de l'unité à la minute. L'interruption du faisceau ne durant qu'une seconde, une telle fréquence de coupure du faisceau ne nous fait donc pas perdre de noyaux $N = Z$ qui se seraient implantés pendant l'absence du faisceau.

Distributions en temps obtenues pour les noyaux $N = Z$

Les noyaux implantés étant identifiés, il est possible d'étudier la décroissance radioactive des ions ayant coupé le faisceau. Afin de constituer les distributions en temps et en énergie relatives à un noyau donné, seules seront prises en compte les particules détectées dans la même piste que la piste d'implantation de l'ion lourd. Ainsi, en diminuant la surface de détection utilisée et en corrélant en position l'implantation et la détection particule, nous réduisons le bruit de fond.

Il est possible, à partir de ces taux de production et de notre dispositif expérimental, de mesurer des périodes lorsque celles-ci sont inférieures à la seconde.

Pour ce faire, nous avons utilisé l'horloge radioactive qui labelle chaque événement de radioactivité, l'origine étant prise au moment de l'implantation de l'ion lourd responsable de la coupure du faisceau. Cette horloge a une précision de la milliseconde mais afin d'augmenter la statistique de chaque canal et d'en diminuer l'erreur statistique, les coups sont regroupés par 30 canaux.

Ce facteur de compression a été optimisé après différents essais: il s'agit d'obtenir, une fois comprimé, assez de points dans les 100 premières millisecondes de l'observation, les périodes mesurées étant très courtes, tout en ayant suffisamment de statistique dans chaque canal afin de faire un ajustement correct. Les distributions en temps présentées

sont donc constituées de 33 points, les 10 dernières millisecondes de l'observation étant exclues. La figure suivante (figure 3.13) montre ces distributions en temps pour les noyaux pair-pair ^{76}Sr , ^{80}Zr et ^{84}Mo .

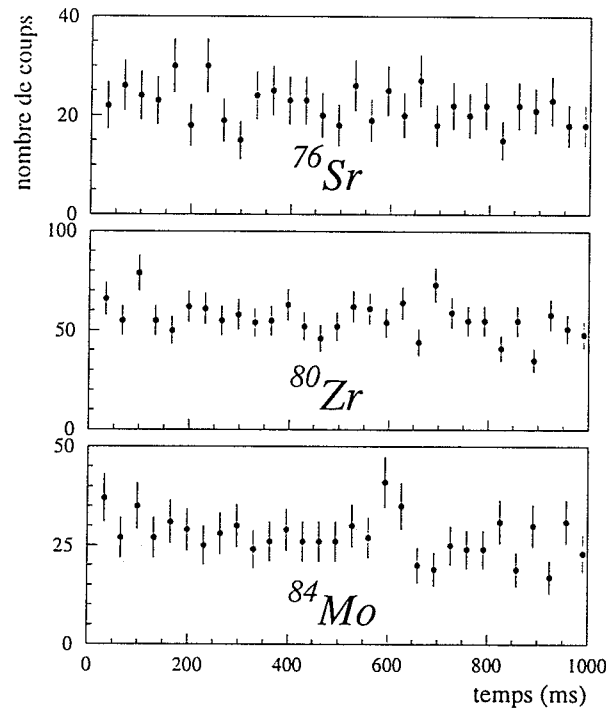


Figure 3.13: Distributions en temps obtenues pour les noyaux $N = Z$ pair-pair ^{76}Sr , ^{80}Zr et ^{84}Mo .

Ces distributions sont plates, indiquant des périodes supérieures à 1 seconde. La période de ^{76}Sr est connue comme étant $T_{1/2} = 8,9 \text{ s}$ [40], ce qui est cohérent avec cette conclusion.

Les distributions suivantes (figure 3.14) sont relatives aux décroissances de ^{74}Rb , ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc .

Les points sont ajustés par une décroissance exponentielle et un bruit de fond constant (voir tableau 3.2) de type $N(t) = N_0 \times e^{-\lambda t} + b$.

noyau	N_0	$\lambda(\text{s}^{-1})$	b
^{74}Rb	$42,37 \pm 7,22$	$11,53 \pm 2,12$	$5,71 \pm 0,59$
^{78}Y	$83,20 \pm 14,62$	$12,66 \pm 2,89$	$26,30 \pm 1,27$
^{82}Nb	$229,04 \pm 18,71$	$13,95 \pm 1,26$	$42,59 \pm 1,49$
^{86}Tc	$35,50 \pm 8,53$	$14,79 \pm 3,86$	$5,55 \pm 0,54$

Tableau 3.2: Paramètres de l'ajustement utilisés pour les distributions de la figure 3.14.

Pour chaque noyau $N = Z$ impair-impair, il est possible d'estimer une efficacité de détection β à partir des paramètres de l'ajustement :

$$\epsilon_\beta = \frac{N_\beta}{N_{HI}}$$

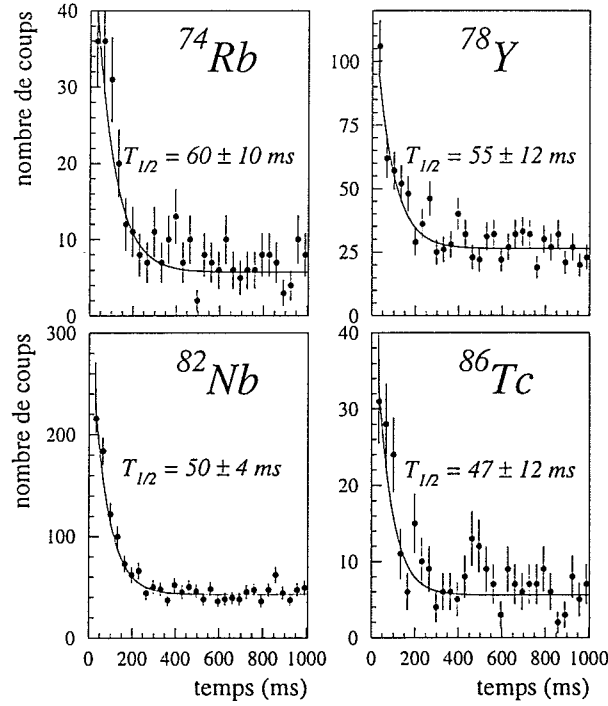


Figure 3.14: Distributions en temps pour les noyaux $N = Z$ impair-impair ^{74}Rb , ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc .

où N_{HI} est le nombre d'ions lourds dénombrés et N_{β} est donné par :

$$N_{\beta} = \frac{1000}{30} \times \frac{N_0}{\lambda} \times (1 - e^{-\lambda}) \text{ et } \Delta N_{\beta} = \frac{1000}{30} \times \sqrt{\frac{\Delta N_0^2}{\lambda^2} + \frac{N_0^2}{\lambda^4} \times \Delta \lambda^2}$$

L'erreur sur l'efficacité est alors donnée par :

$$\Delta_{\beta} = \sqrt{\frac{\Delta N_{\beta}^2}{N_{HI}^2} + \frac{N_{\beta}^2}{N_{HI}^3}}$$

Les efficacités obtenues par cette méthode sont de (41 ± 11) % pour ^{74}Rb , (21 ± 6) % pour ^{78}Y , (49 ± 6) % pour ^{82}Nb , et (51 ± 18) % pour ^{86}Tc .

Spectres en énergie

La figure 3.15 présente les distributions en énergie des particules émises dans la piste d'implantation obtenues pour les 7 noyaux $N = Z$ nous intéressant. Pour les noyaux pair-pair, l'énergie maximale permise pour les protons, soit $Q_{EC} - S_p$ estimé grâce à la systématique des masses, est indiquée par une flèche. Pour les noyaux impair-impair, cette valeur se situe entre 4500 et 6600 keV.

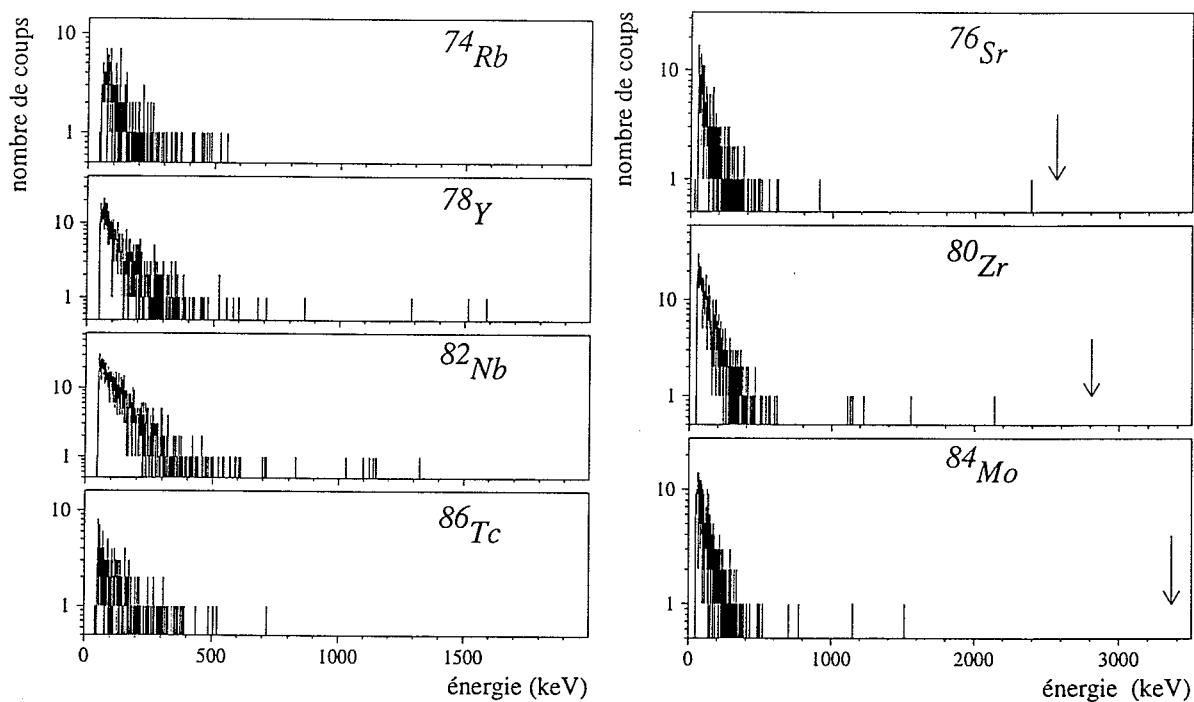


Figure 3.15: Distributions en énergie des particules émises dans la piste d'implantation pour les noyaux $N = Z$ et pour un temps de faisceau effectif d'environ 90 heures. La flèche pointe l'énergie maximale permise pour les protons.

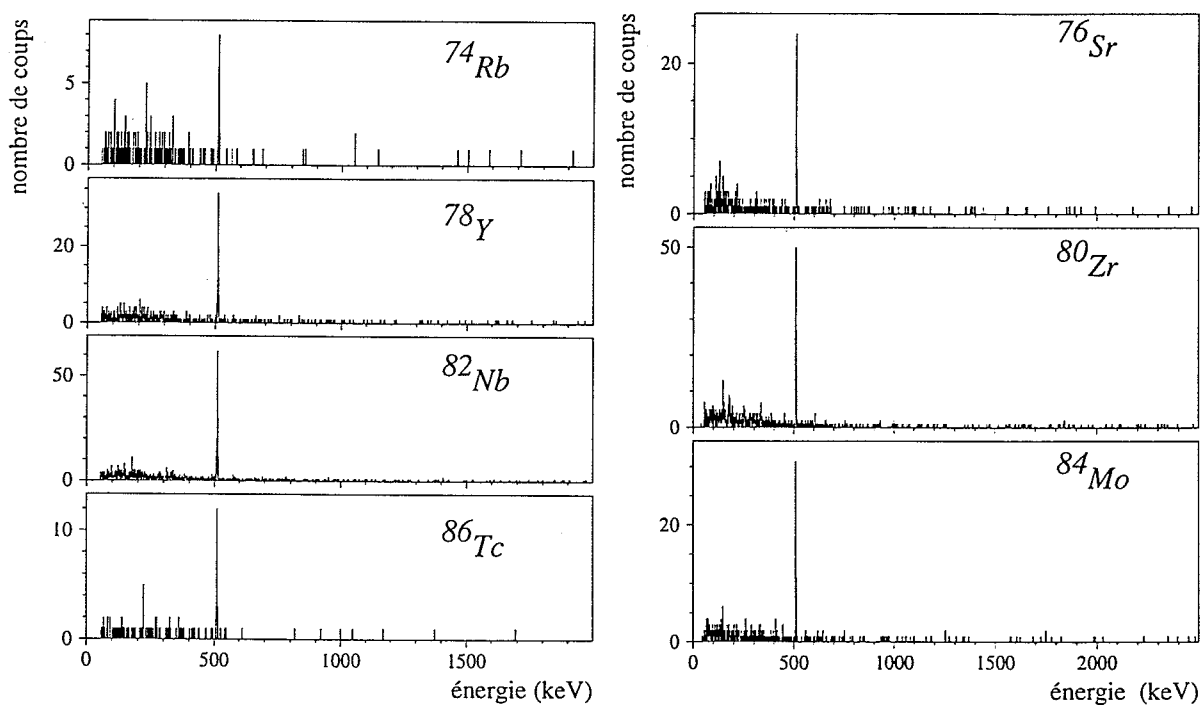


Figure 3.16: Distributions en énergie des rayonnements γ vus dans les compteurs germanium pour les noyaux $N = Z$ et pour un temps de faisceau effectif d'environ 90 heures.

Ces spectres ne montrent pas de façon évidente l'émission de protons retardés. Cela s'explique facilement. Nous avons au maximum 1600 noyaux implantés et si le rapport d'embranchement protons est faible (par exemple, pour ^{76}Sr , il a été déterminé comme étant $3,6 \times 10^{-5}$), le nombre de protons retardés émis est de l'ordre de 0,06. Etant donné le bruit de fond que nous observons dans les spectres en énergie au niveau des pistes, il serait impossible de distinguer correctement un proton.

La figure 3.16 montre les spectres en énergie des rayonnements γ détectés dans les compteurs germanium en coïncidence avec une particule β dans la piste d'implantation. Ces spectres ne permettent pas d'assigner des raies aux noyaux produits, seule la raie d'annihilation des positons à 511 keV étant visible.

3.4 Discussion des résultats

Nous allons nous attarder sur trois points qui nous paraissent importants dans les résultats que nous avons obtenus : la position de la limite de stabilité, les distributions en temps obtenues pour les noyaux pair-pair et le type de transitions que nous avons observées dans la décroissance des noyaux impair-impair.

3.4.1 Position de la limite de stabilité

La fragmentation du faisceau de molybdène donne naissance à tous les noyaux déficitaires en neutrons de masse inférieure à ^{92}Mo et permet de préciser la limite de stabilité dans cette région de masse.

La figure 3.17 montre la matrice d'identification $(\Delta E, \text{tof})$ constituée pour le dernier réglage du spectromètre LISE dont le fragment de référence est ^{78}Zr . Un tel réglage optimise la transmission des noyaux les plus exotiques.

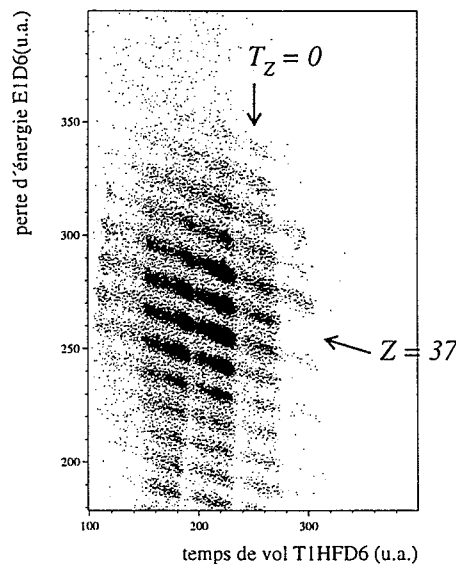


Figure 3.17: Matrice d'identification $(\Delta E, \text{tof})$ constituée pour un temps de faisceau effectif d'environ 18 heures.

Sur cette matrice, on distingue, à droite, les noyaux d'isospin $T_z = -1/2$ $^{77}_{39}\text{Y}$, $^{79}_{40}\text{Zr}$. Par contre, le système $^{81}_{41}\text{Nb}$ ne peut être mis en évidence. Ce résultat confirme ainsi une expérience précédente [61] utilisant elle aussi la fragmentation d'un faisceau de molybdène et ayant permis l'observation de $^{77}_{39}\text{Y}$, $^{79}_{40}\text{Zr}$ et $^{83}_{42}\text{Mo}$, mais n'ayant pas pu mettre en évidence $^{81}_{41}\text{Nb}$ et $^{85}_{43}\text{Tc}$. La limite de stabilité est donc atteinte pour les éléments niobium et technitium, les durées de vie de ces noyaux, si ils existent, étant au maximum de l'ordre de grandeur de leur temps de vol à travers le spectromètre, c'est-à-dire d'une centaine de nanosecondes.

Pour les noyaux de numéro atomique Z pair, l'appariement entre les protons aura tendance à stabiliser les noyaux. Il est ainsi normal que la limite de stabilité s'étende plus loin pour les éléments correspondant à un numéro atomique Z pair, comme pour les éléments strontium, zirconium et molybdène. Pour les noyaux de Z impair, comme ceux appartenant aux éléments rubidium, yttrium, niobium et technitium, le proton célibataire est attendu avec une énergie de liaison plus faible, ce qui fait de tels noyaux des édifices plus instables. L'exception à cette règle est le cas de $^{77}_{39}\text{Y}$ qui a été observé comme lié. Pour $N, Z = 38$, les niveaux d'énergie à une particule sont minimisés dans des configurations déformées. Ainsi, la couche $g_{9/2}$ se retrouve à une énergie inférieure à celle de la couche $p_{1/2}$. Le proton célibataire de $^{77}_{39}\text{Y}_{38}$ ira donc se placer sur la couche $g_{9/2}$. Il aura ainsi un haut moment angulaire ce qui implique une forte contribution du potentiel centrifuge (potentiel en $\ell \times (\ell + 1)$) qui empêchera donc ce proton célibataire de quitter le noyau. Dans le cas de $^{81}_{41}\text{Nb}$ et $^{85}_{43}\text{Tc}$, les protons célibataires iront se placer dans des orbitales de moment angulaire plus petit, réduisant ainsi la barrière centrifuge.

3.4.2 Problème des noyaux $N = Z$ pair-pair

Pour les noyaux $N = Z$ pair-pair ^{76}Sr , ^{80}Zr et ^{84}Mo , nous avons obtenu des distributions en temps. Au premier abord, ces distributions paraissent plates et ne semblent pas exhiber de décroissance sur la durée de 1 seconde pendant laquelle le faisceau ne pénètre plus dans le site de détection. Ceci est une indication de périodes supérieures à 1 seconde. Il nous paraît donc des plus douteux d'essayer de faire ressortir une décroissance de telles distributions en temps.

En effet, le noyau ^{76}Sr est de période très longue, $T_{1/2} = 8,9$ s. La possibilité pour un tel noyau de décroître pendant une durée de 1 seconde est donnée par :

$$1 - e^{-\Delta T \times \frac{\ln 2}{T_{1/2}}} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{8,9}} = 7,5\%$$

Le nombre de noyaux ^{76}Sr implantés étant de 856, seuls 64 noyaux peuvent décroître dans la durée de 1 seconde. Mais notre système de détection des particules β a une efficacité de l'ordre de 40 %, le nombre de particules β effectivement détectées et dûes à la désintégration de noyaux de ^{76}Sr implantés serait donc de $64 \times 40\% = 26$. La distribution en temps compte 700 coups, ce qui donne un rapport signal sur bruit : $\frac{S}{B} = \frac{26}{700-26} = 3,8\%$.

Il nous apparaît donc vraiment difficile d'essayer de mettre en évidence une éventuelle décroissance de 26 coups répartis au sein de 700 coups de bruit de fond, d'autant plus que ce bruit de fond n'est pas constant sur toute la distribution en temps mais présente des fluctuations assez importantes.

Pour ^{80}Zr et ^{84}Mo , il est possible de mener une telle estimation en utilisant les valeurs prédites par T. Tachibana *et al.* [57] et M. Hirsch *et al.* [58], les périodes n'étant pas

connues expérimentalement. Pour ce calcul, nous ne considérons que les valeurs extrêmes des périodes et une efficacité de détection de 40 % (tableau 3.3).

noyau	nombre d'ions	nombre d'événements	$T_{1/2}$ (s) [57]	$S/B(\%)$	$T_{1/2}$ (s) [58]	$S/B(\%)$
^{80}Zr	1574	1834	1,7	13	13,5	1,7
^{84}Mo	569	907	1,05	14	5,11	3,3

Tableau 3.3: *Rapports signal sur bruit obtenus pour les noyaux $N = Z$ pair-pair ^{80}Zr et ^{84}Mo .*

Le rapport signal sur bruit estimé varie donc entre 1 % et 15 % ce qui rend des estimations de périodes très difficiles.

3.4.3 Comparaison avec des prédictions théoriques

La figure 3.18 montre la comparaison des périodes que nous avons mesurées dans le cas des noyaux $N = Z$ impair-impair avec celles prédites par la gross théorie [57] et par des calculs microscopiques [58] utilisant les formules de masse de E.R. Hilf [62].

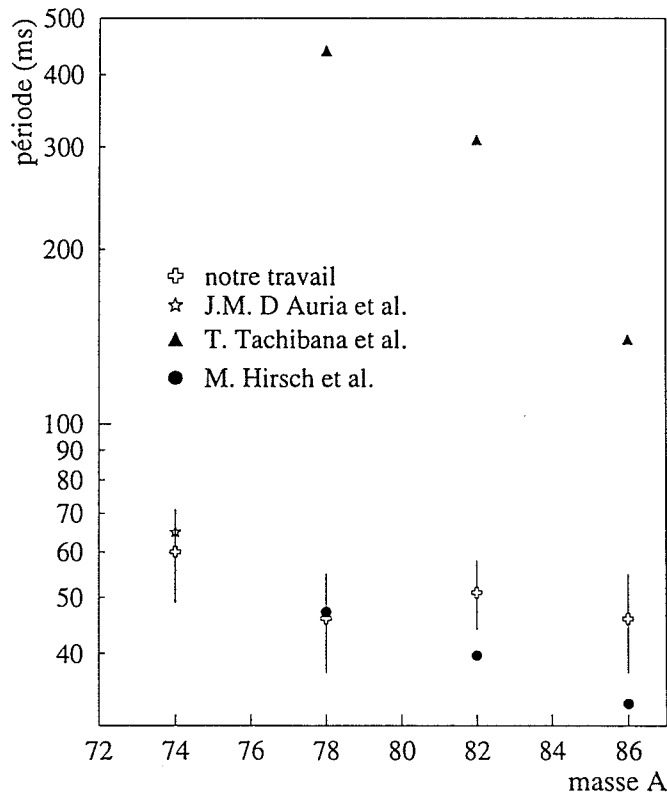


Figure 3.18: *Comparaison des périodes que nous avons mesurées, pour les noyaux $N = Z$ impair-impair, avec celles prédites par T. Tachibana [57] et M. Hirsch [58].*

Pour ^{74}Rb , nous avons reporté la valeur mesurée par J.M. D'Auria *et al.* [28]. La valeur que nous avons mesurée pour ce noyau est cohérente avec celle connue à ce jour,

dans la limite de nos barres d'erreur. Pour ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc , les périodes évaluées par T. Tachibana sont surestimées d'un facteur 10 car ces calculs ne prennent en compte que les transitions Gamow-Teller. D'un autre côté, nos mesures sont relativement en accord avec les calculs QRPA de M. Hirsch.

3.4.4 Discussion sur les valeurs de $\log ft$

Afin de classer les transitions observées dans les noyaux $N = Z$ impair-impair ^{74}Rb , ^{78}Y , ^{82}Nb , et ^{86}Tc , il est nécessaire de calculer les valeurs de $\log ft$. Dans le cas particulier de ^{74}Rb , nous avons adopté comme valeur de période celle que nous avons mesurée, la discussion que nous allons développer étant placée dans le contexte de cette expérience menée au GANIL. Une discussion plus générale de la valeur de $\log ft$ dans le cas de ^{74}Rb utiliserait bien entendu la période mesurée par J.M. D'Auria ou celle en cours d'analyse à l'IReS.

Nous supposons que nous avons observé un embranchement d'intensité 100 % vers l'état fondamental du noyau fils soit $t = \frac{T_{1/2}}{100\%} = T_{1/2}$. Comme à ce jour, les bilans d'énergie ne sont pas connus, nous utilisons les valeurs de Q_{EC} évaluées par la systématique de G. Audi et A.H. Wapstra [63].

Pour une décroissance du type: ${}^A_Z X + {}^0_{-1} e \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + {}^0_0 \nu$, la valeur Q_{EC} s'écrit :

$$Q_{EC} = \Delta({}^A_Z X) - \Delta({}^A_{Z-1} Y)$$

où Δ est l'excès de masse donné par les tables :

$$M = A + \frac{\Delta}{931493,86}$$

avec

- M , la masse de l'atome en unité de masse atomique
- A , le nombre de masse du noyau (ou nombre de nucléons)
- Δ , l'excès de masse en keV

Nous évaluons l'erreur sur Q_{EC} comme :

$$\Delta Q_{EC} = \sqrt{\Delta^2 \Delta({}^A_Z X) + \Delta^2 \Delta({}^A_{Z-1} Y)}$$

Le tableau 3.4 montre les excès de masse donnés par la systématique et les valeurs de Q_{EC} et ΔQ_{EC} que nous en avons déduites.

La valeur de $\log ft$ est calculée en utilisant, pour la fonction f , le formalisme de N.B Gove et M.J. Martin [1] étendu à des valeurs de Q_{EC} supérieures à 10 MeV par Ph. Dessagne et Ch. Miché [64]. Afin d'estimer l'erreur sur $\log ft$, nous calculons cette valeur pour les valeurs minimales et maximales de Q_{EC} et $T_{1/2}$, soit :

noyau	$\Delta(\frac{A}{Z}X)$	$\Delta(\frac{A}{Z-1}Y)$	$Q_{EC} \pm \Delta Q_{EC}$
^{74}Rb	-51730 ± 720	-62170 ± 60	10440 ± 722
^{78}Y	-52360 ± 400	-63175 ± 8	10540 ± 400
^{82}Nb	-52970 ± 300	-64190 ± 510	11220 ± 592
^{86}Tc	-53210 ± 300	-64560 ± 440	11350 ± 532

Tableau 3.4: Valeurs de Q_{EC} et ΔQ_{EC} déduites de la systématique [63].

$$\log f^{+t^+} = \log f(Q_{EC} + \Delta Q_{EC}) + \log(T_{1/2} + \Delta T_{1/2})$$

$$\log f^{-t^-} = \log f(Q_{EC} - \Delta Q_{EC}) + \log(T_{1/2} - \Delta T_{1/2})$$

Les déviations ainsi obtenues étant assez grandes, nous symétrisons les barres d'erreur en adoptant comme déviation la plus grande des valeurs. Le tableau 3.5 donne le détail des calculs nous menant à la valeur finale de $\log ft$ pour les transitions que nous avons observées.

noyau	f	ft	f^+	f^-	$\log(f^{+t^+})$	$\log(f^{-t^-})$	$\log ft$
^{74}Rb	48121	2887	68048	32952	3,7	3,2	$3,5 \pm 0,3$
^{78}Y	49384	2716	60068	40273	3,6	3,2	$3,4 \pm 0,2$
^{82}Nb	66987	3349	87669	50399	3,7	3,4	$3,5 \pm 0,3$
^{86}Tc	69558	3269	88371	54087	3,7	3,3	$3,5 \pm 0,2$

Tableau 3.5: Valeurs de $\log ft$ obtenues pour les décroissances observées dans les noyaux $N = Z$ impair-impair ^{74}Rb , ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc .

Les valeurs de $\log ft$ que nous obtenons sont toutes voisines de 3,5 ce qui d'après la classification que nous avons donnée (tableau 1.1) est révélateur de transitions permises où le moment angulaire orbital emporté par le couple (e^+, ν) est nul.

Les noyaux impair-impair ^{74}Rb , ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc vont décroître respectivement vers les noyaux pair-pair ^{74}Kr , ^{78}Sr , ^{82}Zr et ^{86}Mo . Dans ces isotopes pair-pair les neutrons et protons s'apparient pour conduire à un état fondamental de spin 0 et de parité positive.

La compilation des valeurs de $\log ft$ effectuée par B. Singh *et al.* [4] montre que deux types de transitions permises peuvent mener à un état fondamental 0^+ dans le noyau issu de la désintégration et avec des valeurs de $\log ft$ comprises entre 3,1 et 3,9. Le premier cas de figure est celui des transitions superpermises $0^+ \rightarrow 0^+$, ces transitions s'effectuant sans changement de spin ($\Delta J = 0$), d'isospin ($\Delta T = 0$) et de parité ($\Delta \pi = +1$). La deuxième possibilité est d'avoir une transition permise $1^+ \rightarrow 0^+$ avec changement d'isospin mais sans changement de la parité. Parmi les 714 transitions Gamow-Teller répertoriées par Singh *et al.* [4] et pouvant induire un changement de spin de 1 unité (c'est-à-dire les transitions du type $1^+ \rightarrow 0^+$ ou $0^+ \rightarrow 1^+$), seule la décroissance de ^{18}F ($T, J^\pi = 0, 1^+$) vers ^{18}O ($T, J^\pi = 1, 0^+$) autorise un changement du spin de 1 unité avec un spin 0^+ dans l'état final et une valeur de $\log ft$ inférieure à 3,9. Pour cette transition le rapport d'embranchement est de 100 %, la période de 109,8 ms et le bilan énergétique $Q_{EC} = 1,655\text{MeV}$, ce qui conduit à $\log ft = 3,57$. Par contre, les 25 transitions superpermises recensées sont toutes

caractérisées par des valeurs de $\log ft$ comprises entre 3,1 et 3,6. Il nous apparaît donc vraisemblable d'assigner un caractère superpermis aux décroissances de ^{74}Rb , ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc , ces décroissances se faisant entre état $T, J^\pi = 1, 0^+$. L'autre point sensible est de savoir si cet état $T, J^\pi = 1, 0^+$ à partir duquel s'effectue la décroissance des noyaux impair-impair est l'état fondamental ou un état excité. Pour ^{74}Rb , des mesures sous faisceau [34] ont assigné à l'état fondamental les caractéristiques $T, J^\pi = 1, 0^+$, la séquence des niveaux excités étant identique à celle de ^{74}Kr .

Dans le cas de ^{78}Y , la décroissance Gamow-Teller d'un état $T = 0, J^\pi = 5^+$ a été observée par Uusitalo *et al.* [44] et la période mesurée comme étant $5,8 \pm 0,6\text{s}$. L'auteur estime l'énergie d'excitation de cet état 5^+ aux environs de 500 keV, l'état fondamental étant l'état $T, J^\pi = 1, 0^+$ dont la décroissance n'a pas pu être observée dans cette expérience. Ceci nous donne une indication des caractéristiques de l'état fondamental de ^{78}Y . Pour ^{86}Tc , deux transitions γ issues de la désexcitation d'un état isomérique ont été observées lors d'une précédente expérience de fragmentation d'un faisceau de ^{92}Mo au GANIL.

Dans les noyaux $N = Z$ impair-impair, il existe un nombre de cas assez important où l'état $T, J^\pi = 1, 0^+$ qui décroît très rapidement est en fait un état isomérique et non l'état fondamental. On peut citer l'exemple de $^{26}_{13}\text{Al}$ dans lequel l'état $T = 1$ est un état d'énergie d'excitation 228 keV qui décroît avec une période très courte de 6,3 s alors que l'état fondamental est lui $T = 0, J^\pi = 5^+$ dont la désintégration s'effectue avec une très longue période de $7,4 \times 10^5$ ans. Il n'est donc pas possible de trancher nettement en faveur d'un état fondamental $T, J^\pi = 1, 0^+$ pour les noyaux $N = Z$ impair-impair ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc .

Les valeurs d'efficacité de détection aux particules β que nous avons obtenues ($41 \pm 11\%$ pour ^{74}Rb , $21 \pm 6\%$ pour ^{78}Y , $49 \pm 6\%$ pour ^{82}Nb , et $51 \pm 18\%$ pour ^{86}Tc) peuvent cependant suggérer les caractéristiques de l'état fondamental. Lors de la fragmentation du faisceau, il est possible de produire les noyaux dans des états isomériques de spin ou dans leur état fondamental. Le plus souvent ces états isomériques sont construits sur des états $T = 0$. Leur désexcitation mène donc à un état $T = 0$ qui va décroître par une transition Gamow-Teller de longue période. Si l'état fondamental dans ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc était un état $T = 0$, la période affectée à la décroissance serait grande et notre fenêtre d'observation des décroissances étant réduite à 1 seconde, il en résulterait une faible efficacité de détection des particules β . Or dans notre expérience, les efficacités de détection β que nous mesurons pour ^{74}Rb , ^{82}Nb et ^{86}Tc sont de l'ordre de 40 %, ce qui suggère que tous les fragments implantés se désintègrent par la transition superpermise. Dans le cas de ^{78}Y , l'efficacité mesurée n'est que de 20 %. Cette valeur plus basse s'explique par la présence de l'isomère $T = 0, J^\pi = 5^+$. En effet, un grand nombre de fragments ^{78}Y ont pu être peuplés dans cet état isomérique dont la durée de vie est 5,8 s, la désintégration de cet état échappant ainsi à notre observation.

Afin de conforter ce caractère superpermis, nous pouvons regarder l'influence sur $\log ft$ d'un écart de 1 MeV dans la valeur de Q_{EC} . En effet, les valeurs de Q_{EC} que nous avons utilisées sont déduites d'extrapolations et les valeurs réelles peuvent très bien montrer un écart important par rapport à ces évaluations. Le tableau 3.6 recense les valeurs obtenues de $\log ft$ pour un écart de $\pm 1\text{MeV}$. L'écart par rapport à la valeur de 3,5 reste minime et le caractère superpermis reste conservé.

noyau	$f(Q_{EC} + 1)$	$f(Q_{EC} - 1)$	$\log ft_{+1\text{MeV}}$	$\log ft_{-1\text{MeV}}$
^{74}Rb	77832	28252	3,67	3,23
^{78}Y	79478	29168	3,64	3,20
^{82}Nb	104676	41014	3,72	3,31
^{86}Tc	108094	42871	3,70	3,30

Tableau 3.6: Valeurs de $\log ft$ en supposant un écart de $\pm 1\text{MeV}$ dans la valeur de Q_{EC} déduite de la systématique.

Afin de voir sur quels efforts doivent porter de futures mesures pour préciser la valeur de $\log ft$, nous pouvons évaluer séparément les incertitudes dûes à l'imprécision sur Q_{EC} et $T_{1/2}$ comme :

$$\frac{1}{2}\Delta\log f = \frac{1}{2}(\log f^+ - \log f^-) \text{ et } \frac{1}{2}\Delta\log t = \frac{1}{2}(\log t^+ - \log t^-) \text{ avec } t^\pm = T_{1/2} \pm \Delta T_{1/2}$$

Dans le cas de ^{74}Rb , il est bien évident qu'il serait préférable d'utiliser la période mesurée par J.M. D'Auria ou celle en cours d'analyse à l'IREs. Le tableau 3.7 montre que dans les 4 cas l'effort doit être porté sur la détermination de Q_{EC} et qu'une mesure plus précise de $T_{1/2}$ est nécessaire dans les cas de ^{78}Y et ^{86}Tc .

noyau	$\frac{1}{2}\Delta\log f$	$\frac{1}{2}\Delta\log t$
^{74}Rb	0,159	0,073
^{78}Y	0,087	0,096
^{82}Nb	0,120	0,035
^{86}Tc	0,107	0,113

Tableau 3.7: Contributions de l'incertitude sur Q_{EC} et $T_{1/2}$ à l'erreur sur $\log ft$.

Avec la condition que nous avons supposée (embranchement de 100% vers l'état fondamental du noyau fils), et les valeurs de $\log ft$ que nous avons calculées, les transitions que nous avons observées dans les noyaux $N = Z$ impair-impair ^{74}Rb , ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc ont un caractère superpermis et sont de type Fermi.

Comme nous l'avons mentionné dans le premier chapitre, de telles transitions peuvent être utilisées pour tester le comportement de l'interaction faible dans le milieu nucléaire.

Le tableau 3.8 montre les valeurs de ft pour des transitions de Fermi observées à ce jour dans des noyaux $N = Z$ de masse supérieure à 54.

noyau	$T_{1/2}(ms)$	Q_{EC}	ft
^{62}Ga	$115,95 \pm 0,30$ [65]	9171 ± 28	3032 ± 57
^{66}As	$95,77 \pm 0,28$ [33]	9800 ± 202	3469 ± 407
^{70}Br	$78,54 \pm 0,59$ [33]	10350 ± 425	3701 ± 909

Tableau 3.8: Valeurs de $\log ft$ pour les noyaux $N = Z$ impair-impair de masse supérieure à 54.

Les valeurs de période proviennent de mesures et les Q_{EC} viennent de la systématique pour ^{66}As et ^{70}Br et de mesure dans le cas de ^{62}Ga . Les valeurs de ft et leurs erreurs sont évaluées en utilisant la méthode décrite précédemment.

Sur la figure 3.19 nous avons reporté les valeurs de ft en fonction du numéro atomique. Cette figure regroupe les valeurs données par J.C. Hardy (avant correction des effets de milieu nucléaire), celles que nous avons calculées pour ^{62}Ga , ^{66}As , ^{70}Br et celles que notre travail a permis d'évaluer.

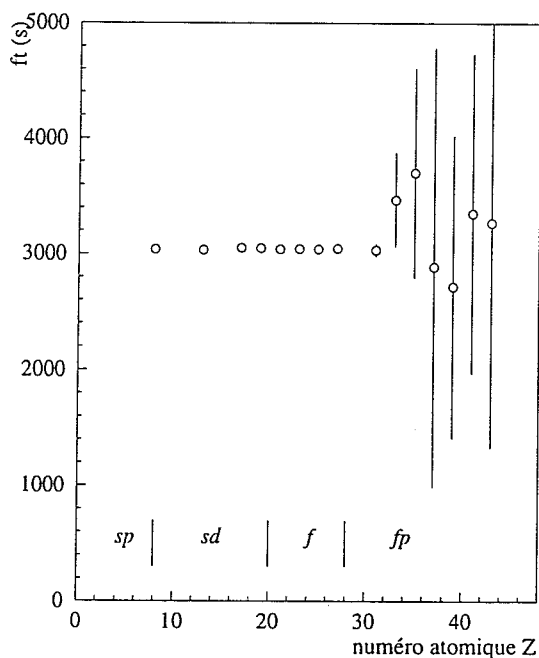


Figure 3.19: Valeurs de ft , sans les corrections des effets de milieu nucléaire en fonction du numéro atomique Z .

Cette figure montre qu'il est intéressant d'étendre les études développées par J.C. Hardy ou D.H. Wilkinson à des masses plus grandes. De telles études conduiraient à une meilleure estimation de la correction coulombienne δ_c et testerait les modèles nucléaires utilisés pour évaluer celle-ci. La première étape de ce travail serait de diminuer les barres d'erreur sur les valeurs de ft en précisant les valeurs de Q_{EC} pour les noyaux ^{66}As , ^{70}Br et aussi les valeurs de périodes dans le cas de ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc .

Chapitre 4

Décroissance Gamow–Teller et déformation

Les transitions de Fermi que nous avons observées dans les noyaux $N = Z$ impair-impair ont illustré l'implication de l'interaction faible dans les processus de décroissance. Les transitions de Gamow–Teller, elles, nous donneront accès à la structure des états mis en jeu lors de la décroissance. Le point qui nous a intéressé dans ce travail est la déformation de l'état fondamental des noyaux pair-pair.

Cette étude a été initiée expérimentalement par le groupe Noyaux Exotiques et Faisceaux Radioactifs dans le cas de ^{76}Sr [40] et a bénéficié de supports théoriques [21] [22]. Dans cette partie, nous aborderons donc cette thématique dans le cas de ^{72}Kr .

Nous pouvons remarquer sur les matrices d'identification obtenues lors de notre expérience au GANIL qu'il est possible de produire les noyaux de ^{72}Kr par la fragmentation d'un faisceau de molybdène. Cependant, les réglages du spectromètre auxquels nous avons procédé n'ont pas été optimisés pour transmettre les noyaux de ^{72}Kr mais pour acheminer jusqu'au site de détection tout un ensemble de fragments de numéro atomique compris entre 36 et 43 et d'isospin compris entre $T_z = -1/2$ et $T_z = 0$. Le taux d'implantation de ^{72}Kr dans le site de détection est donc très faible (moins de l'unité par minute). De plus, l'observation correcte des décroissances de noyaux comme ^{72}Kr c'est-à-dire avec une durée de vie longue ne serait être possible qu'en coupant le faisceau pendant un intervalle de temps très long au minimum égal à la période. Etant donnée l'importance relative du bruit de fond par rapport au taux d'implantation de ^{72}Kr , une particule β ou un rayonnement γ issu de la désintégration de cet isotope serait alors noyé dans le bruit de fond.

Dans le cas de noyaux possédant une période supérieure à 100 ms, une réaction de fragmentation de la cible combinée à une séparation en masse de très bonne résolution peut offrir des taux de production importants et une observation relativement aisée des décroissances radioactives.

Dans ce chapitre, nous allons rappeler l'état des connaissances pour ^{72}Kr . Nous décrivons le dispositif expérimental utilisé pour observer les décroissances radioactives de ce noyau. Nous présenterons les résultats obtenus et les discuterons.

4.1 Etat des connaissances

Les caractéristiques de la décroissance radioactive de ^{72}Kr n'étaient que succinctement connues avant ce travail. Deux expériences ont utilisé la fusion d'un faisceau de ^{16}O sur cible de ^{58}Ni suivie de l'évaporation de 2 neutrons afin de produire ^{72}Kr . La première [38] a conduit à la détermination de la période $T_{1/2} = 16,7 \pm 0,6\text{s}$, du bilan énergétique $Q_{EC} = 5057 \pm 135\text{ keV}$ et à l'identification de 4 états excités dans ^{72}Br à 162,7 keV, 310,0 keV, 414,9 keV et 576,6 keV. La deuxième expérience [39] a donné comme évaluation de la période $T_{1/2} = 17,4 \pm 0,4\text{s}$ et a confirmé les énergies des états excités mis en évidence par l'expérience précédente. Les valeurs de $\log ft$ calculées pour chaque transition β se situant dans le domaine des transitions permises, un spin et une parité 1^+ ont été assignés aux états excités. Un spin $I = 3$ a été proposé pour l'état fondamental de ^{72}Br [66]. Un état isomérique de période $T_{1/2} = 10,3 \pm 0,6\text{s}$ a été localisé à l'énergie d'excitation 101,0 keV avec un spin et une parité 1^- [67].

Des mesures sous faisceau [12] utilisant la réaction de fusion–évaporation précédemment décrite ont conduit à l'identification d'états excités dans ^{72}Kr . La position du premier état excité 2^+ a été évaluée à 709,1 keV, d'où il en découle une valeur absolue du paramètre de déformation $\epsilon_2 = 0,29$ (soit $\beta_2 = 0,34$). D'un autre côté, des mesures par spectroscopie laser [68] de rayons moyens dans les isotopes de krypton et strontium ont mis en évidence une valeur absolue du paramètre de déformation $\beta_2 = 0,4$ pour ^{72}Kr . Cette réelle différence entre les valeurs de déformation obtenues a été interprétée par M. Keim *et al.* [68] comme pouvant résulter d'une coexistence de forme entre l'état fondamental oblate 0_1^+ de ^{72}Kr et un état excité 0_2^+ à basse énergie et de forme sphérique ou légèrement prolata. Le mélange des bandes construites sur ces 2 états conduirait à augmenter artificiellement la position du premier état 2^+ et il en résulterait ainsi une sous-estimation du paramètre ϵ_2 par les mesures sous faisceau.

Enfin, une expérience récente a montré que la forme du noyau ^{72}Kr changeait avec la rotation, le noyau évoluant vers une déformation prolata à plus haut spin [14].

De récents travaux [40] ont montré que la décroissance radioactive est capable d'affecter un signe à la déformation de l'état fondamental. Dans le cas de la décroissance radioactive de ^{76}Sr , la distribution de la force de transition Gamow–Teller a été constituée en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau émetteur ^{76}Rb (figure 4.1).

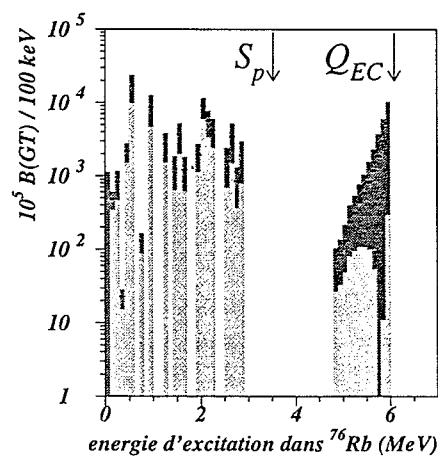


Figure 4.1: Distribution de la force de transition Gamow–Teller pour la décroissance de ^{76}Sr .

La constitution de cette distribution sur la fenêtre en énergie d'excitation comprise entre 0 et Q_{EC} a été rendue possible par l'observation de la désexcitation γ des états liés et par la détection de l'émission des protons retardés pour les états non liés. Le dispositif expérimental combiné au taux de production des isotopes ^{76}Sr ont ainsi permis d'évaluer le rapport d'embranchement proton à $P_p = 3,6(7) \times 10^{-5}$.

Cette distribution expérimentale comparée à celles prédites par I. Hamamoto (figure 1.6) pour les différents minima déformés donne une indication du signe de la déformation. Une déformation prolate de l'état fondamental de ^{76}Sr a été ainsi mise en évidence car la somme de la force de transition Gamow–Teller sur les états liés est proche, au facteur de quenching près, de la somme prédite pour une configuration prolate (tableau 4.1).

$\Sigma B(GT)$	expérience	oblate	prolate
état non liés	0,07 – 0,22	0,4 [0,2]	4,5 [2,25]
état liés	0,6 – 0,8	2,9 [1,45]	1,4 [0,7]

Tableau 4.1: Valeurs expérimentales et théoriques de $\Sigma B(GT)$ sur les états liés et non liés dans le cas de ^{76}Sr . Les valeurs entre crochets sont les valeurs théoriques réduites du facteur de quenching.

De plus, une procédure de simulation, qui sera exposée plus tard, a conduit à estimer la force de transition Gamow–Teller non observée dans les états non liés aux environs de 98 % [69]. La somme réelle de la force de transition sur ces états est évaluée entre 4 et 13, valeurs elles aussi en accord avec une déformation prolate.

Dans la problématique de la déformation, les mesures en décroissance radioactive apportent ainsi une information qu'il n'est pas possible d'extraire par des mesures sous faisceau : le signe de la déformation.

La distribution de la force de transition Gamow–Teller étant fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau émetteur, il est nécessaire d'avoir une détection aussi bien sensible aux désexcitations par émission γ que par protons retardés.

C'est donc une étude de ce type que nous avons voulu mener pour ^{72}Kr , la valeur absolue de la déformation de ce noyau étant connue.

4.2 Dispositif expérimental

L'expérience s'est déroulée au mois de Septembre 1996 auprès du séparateur ISOLDE au CERN, installation déjà présentée dans le deuxième chapitre. Nous avons utilisé un faisceau de protons, délivré par le PS Booster du CERN, d'intensité moyenne $2 \mu\text{A}$ et d'énergie 1 GeV qui fragmente une cible épaisse de Niobium (37 g/cm^2). Les produits de la fragmentation de la cible sont extraits de la source à une énergie de 60 keV sous forme monochargée et sélectionnés par le séparateur de masse GPS dont le pouvoir de résolution est $\frac{m}{\Delta m} = 2400$. Les noyaux d'intérêt sont alors acheminés vers les aires expérimentales.

Il est possible d'obtenir grâce à l'ensemble cible–source utilisé et à la séparation en masse une très grande sélectivité dans les noyaux implantés. La température du tube de transfert de la cible vers la source d'ions est réglée de façon à transmettre les isotopes de krypton produits sous forme gazeuse et à fixer les autres espèces sur les parois du tube, bloquant ainsi leur cheminement. Le faisceau secondaire ainsi obtenu est d'une très grande pureté.

4.2.1 Cycles de mesure

Les noyaux radioactifs sont implantés sur une bande de mylar. Chaque noyau va se désintégrer et donner naissance à tous les descendants appartenant à sa filiation radioactive. Chaque descendant, avant de se désintégrer, peut se désexciter et donc contribuer à générer un bruit de fond au niveau de tous les détecteurs. Pour se débarrasser de ces filiations gênantes, les ions sont collectés pendant une durée suffisante pour observer leur décroissance puis ils sont évacués loin des détecteurs. Ce procédé est réalisé grâce au dérouleur de bande DESDEMONE construit à l'IREs (figure 4.2).

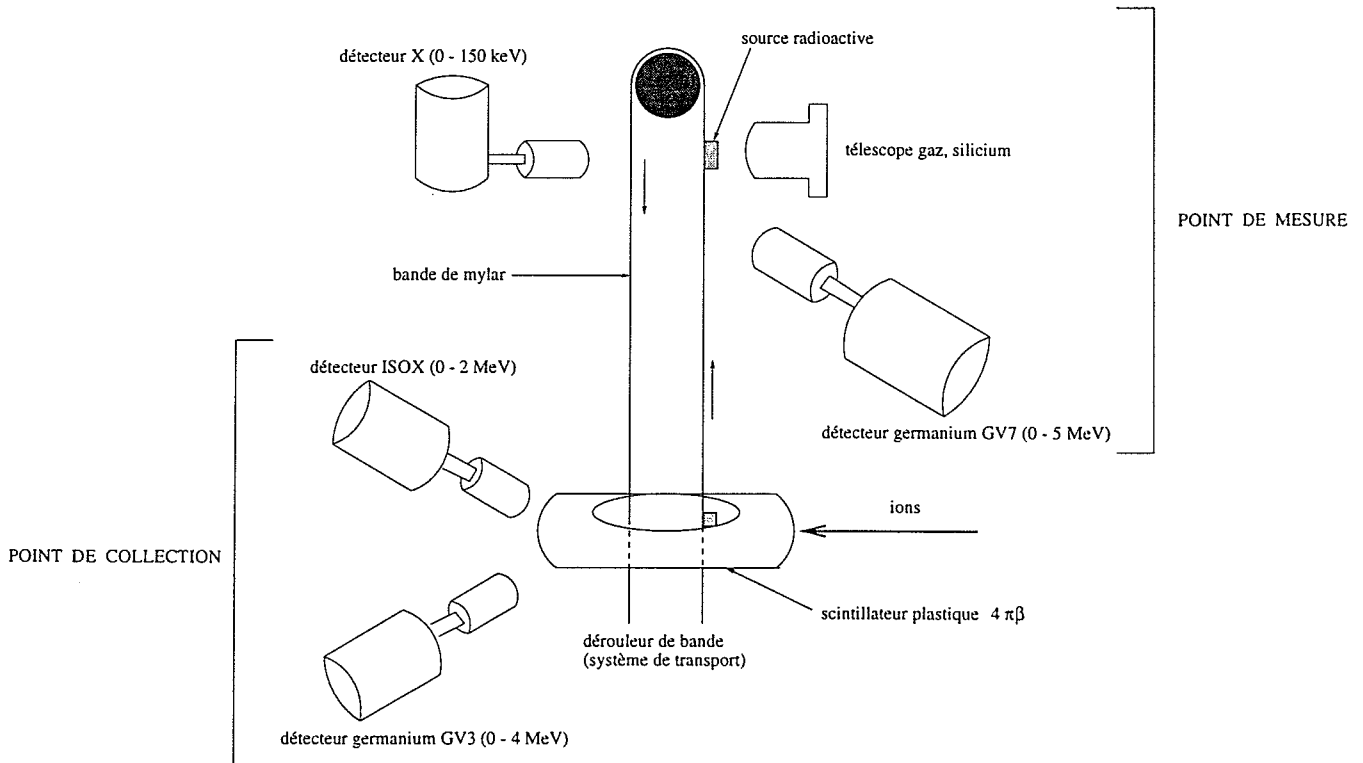


Figure 4.2: Dispositif de détection relatif à l'observation des décroissances radioactives de ^{72}Kr .

Le dispositif comporte deux stations : un point de collection et un point de mesure. Au point de collection, la source radioactive est constituée et la décroissance des noyaux observée. Au bout d'un temps T_c optimisé ($T_c \simeq 1,812 \times T_{1/2}$), la source ainsi constituée est déplacée vers le point de mesure par une avance de la bande. Ce point d'observation est optimisé pour la détection des particules retardées et des désexcitations γ . La source reste au point de mesure pendant un temps $T_m = T_c$ durant lequel une autre source est constituée au point de collection.

L'ensemble de ces opérations se renouvelle de façon périodique et constitue donc les cycles de mesure. Dans le cas de l'observation de la décroissance de ^{72}Kr , nous avons optimisé les cycles de la façon suivante :

		phase 1	phase 2	phase 3
collection	28,3 s		×	
retard	0,02 s	×		
comptage	28,3 s		×	
avance	234 pas			×

La première phase de 0,02 s sert à synchroniser le micro-ordinateur du dérouleur et le système d'acquisition. Dans la deuxième phase, l'acquisition des données est autorisée au point de collection et au point de mesure pendant 28,3 s. Les cases collection et comptage correspondent à deux systèmes d'acquisition différents. La phase 3 correspond à l'avance de la bande de mylar qui permet de transporter la source du point de collection au point de mesure. Pendant cette phase, l'acquisition des données est inhibée.

4.2.2 Dispositif de détection

L'acquisition des données provenant des points de collection et de mesure ne doit être autorisée que pendant la durée correspondant au temps de mesure T_c . Cependant, cette durée doit être au minimum égale à la période du noyau à observer soit une dizaine de seconde. Pendant une telle durée, plusieurs impulsions de protons peuvent arriver sur la cible (ces impulsions étant espacées au minimum de 1,2 s). Pendant le temps de mesure, il peut donc y avoir plusieurs impacts du faisceau de protons sur la cible, chaque impact provoquant alors un bruit de fond important (bouffée de neutrons et de γ) dans le site de détection. L'acquisition des données doit être empêchée pendant ces phases de production des noyaux. Des signaux correspondant aux impulsions des protons sont reçus en fait 6 ms avant l'impact sur la cible. L'acquisition des données est alors inhibée pendant 15 ms à partir de la réception de ce signal avant-coureur de l'impulsion des protons.

Point de collection

Le point de collection est dévolu à l'observation des désintégrations des noyaux ^{72}Kr et des désexcitations γ s'ensuivant. Un scintillateur plastique entoure la bande de mylar où sont implantés les noyaux. Ce compteur est sensible aux positons issus de la décroissance radioactive. Les détecteurs germanium de grande efficacité GV3 et ISOX permettent l'observation des transitions de désexcitation et la mise en place de coïncidence $\gamma - \gamma$. L'efficacité du compteur GV3 varie de 1,4 % à 0,7 % entre 600 et 2800 keV, celle de ISOX est comprise entre 1,2 % à 145 keV et 0,5 % à 600 keV. Les amplifications des signaux électroniques ont été choisies afin de pouvoir observer une gamme d'énergie de 0 à 4 MeV pour GV3 et de 0 à 2 MeV pour ISOX. Afin de diminuer le bruit de fond et de ne corrélérer la détection des rayonnements électromagnétiques qu'à la désintégration d'un noyau de ^{72}Kr et de ses descendants, le passage d'une particule β^+ dans le scintillateur plastique déclenche l'acquisition. L'enregistrement des énergies détectées dans les compteurs germanium est donc conditionné par les coïncidences $\beta - \gamma$. En utilisant 2 compteurs germanium, nous pouvons réaliser des coïncidences $\beta - \gamma$ et $\beta - \gamma - \gamma$, ce qui permet de reconstruire des cascades de désexcitations. De plus, les distributions dans les compteurs ISOX et GV3 sont enregistrées en mode multi-spectre afin de voir l'évolution dans le temps de l'alimentation des transitions.

Point de mesure

Au point de mesure, se trouve un détecteur germanium de grande efficacité GV7, une diode X et un télescope ΔE (gaz), E (silicium). Le compteur germanium et la diode X ont la même fonction que précédemment. Les domaines en énergie auxquels ils donnent accès sont respectivement 0 à 5 MeV et 0 à 150 keV. Le télescope (ΔE , E) est utilisé pour la détection des protons retardés. Réalisé par Volker Rauch à l'IREs, il est constitué d'une enceinte renfermant du gaz isobutane et d'une diode silicium d'épaisseur 300 μm . L'angle solide couvert est de 20 % de 4π et l'efficacité intrinsèque de 1. Les grandeurs ΔE , perte d'énergie dans le gaz, et E , énergie perdue dans le silicium, conduisent à la détermination de la charge ainsi que de l'énergie de la particule émise. L'acquisition des données est ici conditionnée par les signaux directs ou les coïncidences deux à deux de chaque compteur.

4.3 Résultats

Le taux de production obtenu pour ^{72}Kr est de l'ordre de 10^4 at/s. L'objectif de nos mesures en décroissance radioactive est de constituer la distribution de la force de transition Gamow–Teller sur les états liés (ce qui justifie la détection γ , les états liés se désexcitant principalement par émission γ) et sur les états non liés (ce qui justifie la détection γ et proton mise en œuvre). Pour cela il est nécessaire de constituer le schéma de désintégration afin d'obtenir les énergies et les intensités d'alimentation des différents états excités. Le taux de production que nous avons obtenu autorise une constitution très précise du schéma de décroissance.

4.3.1 Schéma de décroissance de ^{72}Kr

Notre expérience n'a pas pu mettre en évidence l'émission de protons retardés dans le noyau ^{72}Kr . Ceci donne donc une limite supérieure pour le rapport d'embranchement proton à 10^{-6} . Nous avons cependant pu identifier 16 nouveaux états excités jusqu'à une énergie d'excitation de 1,8 MeV dans le noyau émetteur ^{72}Br . Le tableau 4.2 montre les rapports d'embranchement γ des niveaux identifiés dans ^{72}Br .

$E_x(\text{keV})$	$E_\gamma(\text{keV})$	$I_{\gamma+IC}(\%)$
124,4±0,5	124,4	100,0
162,9±0,4	38,8	3,8 ± 0,9
	162,7	96,2 ± 0,9
310,0±0,4	147,2	3,9 ± 0,3
	309,9	96,1 ± 0,3
328,7±0,3	166,1	8,1 ± 1,4
	204,4	7,3 ± 1,3
	328,4	84,6 ± 1,8
392,8±0,4	230,1	38,8 ± 2,0
	392,7	61,2 ± 2,0
398,5±0,4	274,2	25,1 ± 1,4
	398,4	74,9 ± 1,4

$E_x(\text{keV})$	$E_\gamma(\text{keV})$	$I_{\gamma+IC}(\%)$
415,2±0,3	105,2	2,5 ± 0,3
	252,4	11,4 ± 0,5
	290,7	0,2 ± 0,0
	415,1	85,8 ± 0,7
575,7±0,3	177,2	7,8 ± 0,9
	265,7	27,3 ± 2,2
	575,8	64,9 ± 2,7
576,8±0,3	183,9	4,3 ± 0,5
	576,9	95,7 ± 0,5
708,0±0,4	545,1	45,6 ± 2,3
	708,0	54,4 ± 2,3
722,1±0,2	146,2	2,4 ± 1,7
	412,1	39,6 ± 1,4
	559,7	50,3 ± 1,6
	721,9	7,7 ± 1,1
796,0±0,2	380,8	27,2 ± 1,0
	485,9	19,8 ± 0,6
	633,8	46,7 ± 1,2
	795,7	6,3 ± 0,5
902,5±0,3	592,8	8,2 ± 11,4
	739,6	21,9 ± 3,2
	902,2	69,9 ± 8,8
939,6±0,3	541,1	7,7 ± 2,2
	547,1	8,2 ± 1,2
	815,2	23,5 ± 1,5
	939,2	60,6 ± 2,1
1028,4±0,3	452,3	76,2 ± 6,8
	1029,2	23,8 ± 6,8
1071,9±0,5	909,0	100,0
1385,9±0,3	810,0	60,7 ± 1,7
	1386,3	39,3 ± 1,7
1605,4±0,4	1441,6	7,4 ± 0,6
	1481,6	44,9 ± 3,4
	1605,7	47,7 ± 3,9
1772,4±0,2	1049,9	42,0 ± 1,9
	1609,9	25,0 ± 1,5
	1648,8	29,3 ± 1,3
	1772,9	3,7 ± 0,3
1798,8±0,2	1223,0	21,4 ± 3,2
	1636,0	27,8 ± 10,2
	1674,5	39,5 ± 5,8
	1798,9	11,3 ± 1,8
1835,7±0,2	1039,8	49,8 ± 2,1
	1671,6	6,3 ± 1,6
	1711,3	40,4 ± 1,8
	1835,8	3,6 ± 0,4

Tableau 4.2: *Rapports d'embranchement γ des niveaux excités de ^{72}Br . La première colonne correspond à l'énergie du niveau. La colonne labellée E_γ donne les transitions de désexcitation possibles à partir du niveau E_x . La dernière colonne recense les rapports d'embranchement associés.*

Les valeurs de $\log ft$ toutes comprises entre 4 et 6 conduisent à assigner un spin 1 et une parité positive pour un grand nombre d'états excités (figure 4.4).

4.3.2 Distribution de la force Gamow–Teller

Dans le cas de transitions permises, nous avons vu que la valeur ft peut être reliée aux éléments de matrice Fermi et Gamow–Teller (équation 1.1). Pour les noyaux $N = Z$ pair–pair, seules les décroissances de type Gamow–Teller sont autorisées. En effet, l'état fondamental de ^{72}Kr est d'isospin $T = 0$ et celui de ^{72}Br est $T = 1$. Les décroissances radioactives du premier vers le deuxième noyau doivent autoriser un changement de l'isospin de une unité, ce qui n'est pas possible avec des transitions de Fermi pour lesquelles $\Delta T = 0$. Dans ce cas, la relation entre ft et la force de transition Gamow–Teller peut s'écrire :

$$ft = f \times \frac{T_{1/2}}{I_\beta} = \frac{K}{G_A^2 \langle M_{GT} \rangle^2}$$

Comme on a : $B(GT) = \frac{G_A^2}{G_V^2} \langle M_{GT} \rangle^2 = \frac{G_A^2}{G_V^2} B'(GT)$, il vient :

$$B(GT) = \frac{K \times I_\beta}{G_V^2 \times f \times T_{1/2}} = \frac{3880 I_\beta}{f \times T_{1/2}} \quad (4.1)$$

Le calcul de la force $B(GT)$ vers un état excité d'énergie E_x donné nécessite donc de connaître la période $T_{1/2}$, l'intensité d'alimentation I_β de cet état excité et de calculer $f(Q_\beta - E_x)$. Ces informations sont toutes synthétisées dans le schéma de décroissance.

La figure 4.3 présente la distribution de la force de transition Gamow–Teller en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau émetteur ^{72}Br et par tranches de 100 keV.

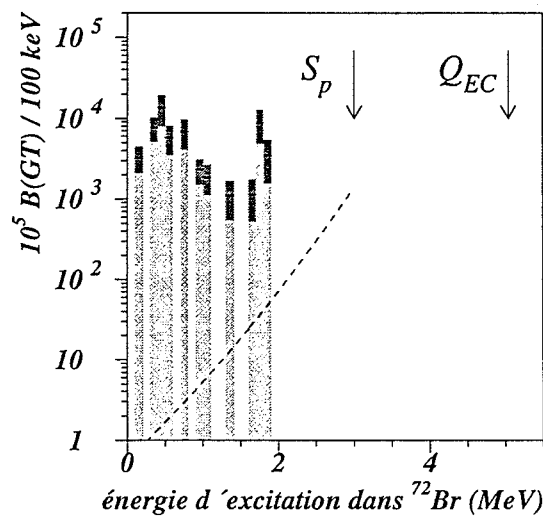


Figure 4.3: Distribution de la force de transition Gamow–Teller obtenue pour la décroissance de ^{72}Kr . Sont aussi pointées les valeurs de l'énergie de liaison d'un proton S_p et la valeur Q_{EC} déduite de la systématique.

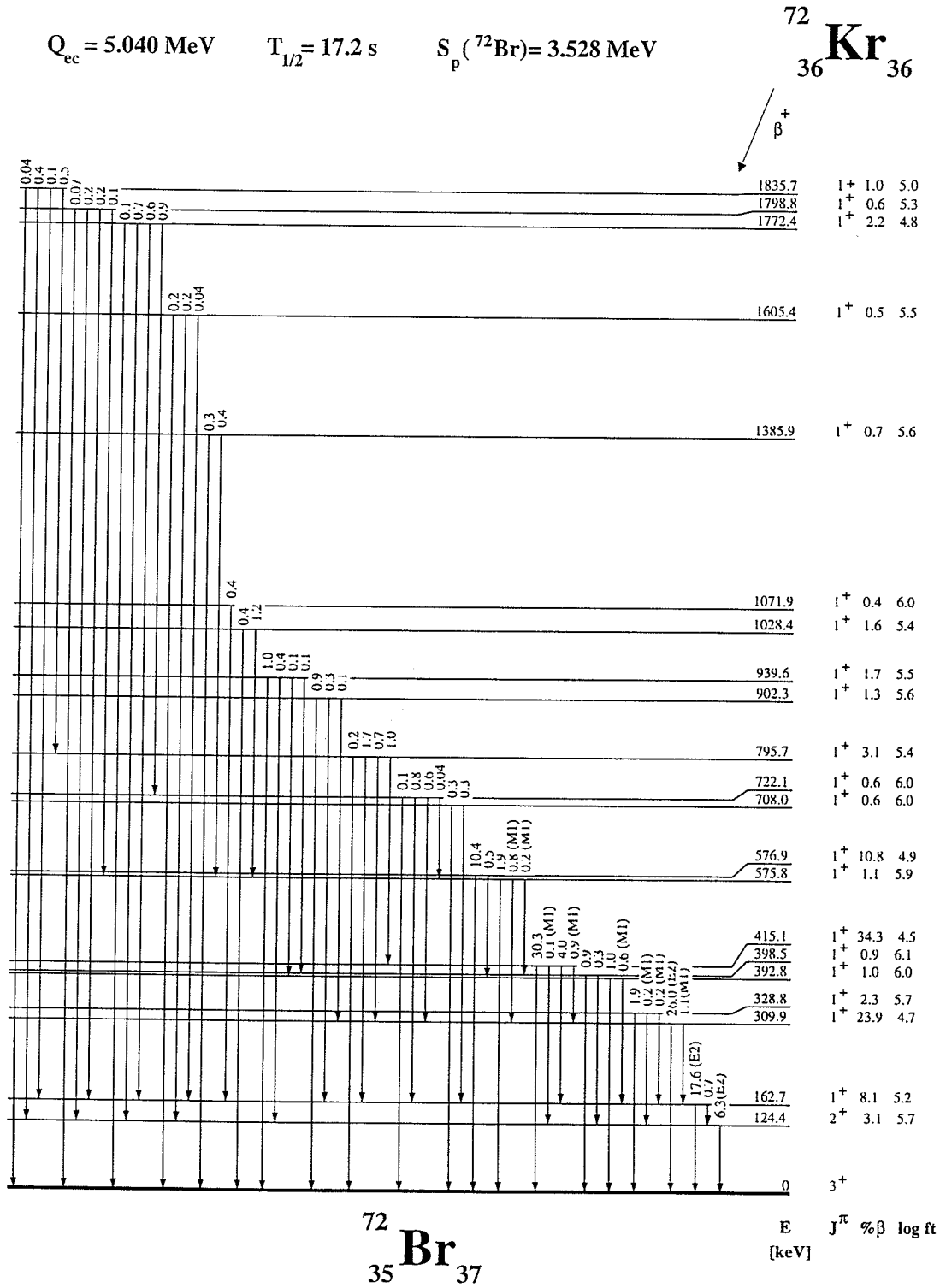


Figure 4.4: Schéma de décroissance de ^{72}Kr .

La ligne pointillée est une estimation de la limite expérimentale d'observation de la force de transition Gamow–Teller par décroissance radiative. En dessous de cette courbe, il n'est pas possible d'estimer cette force à cause de la limite de sensibilité de notre dispositif de détection γ . Celle-ci est évaluée à partir des fluctuations des distributions en énergie dans les compteurs germanium, considérant que l'alimentation β n'est suivie que d'une seule désexcitation γ vers l'état fondamental et avec un paramètre de densité de niveaux couramment utilisé dans cette région de masse. Au-dessus de 3 MeV d'énergie d'excitation, aucune transition γ ne peut être résolue et la sensibilité γ de notre dispositif disparaît donc.

Le tableau 4.3 donne les valeurs de $\log ft$ et $B(GT)$ pour les transitions d'alimentation β .

E_x (keV)	$\% \beta$	$\log ft$	$B(GT) \times 10^{+5}$
124,4	$3,1 \pm 0,0$	5,6 (-0,2 +0,2)	874 ± 351
162,9	$8,1 \pm 1,3$	5,2 (-0,3 +0,3)	2375 ± 1128
310,0	$24,0 \pm 0,8$	4,7 (-0,2 +0,2)	8327 ± 3496
328,7	$2,3 \pm 0,1$	5,7 (-0,2 +0,2)	819 ± 346
392,8	$1,0 \pm 0,1$	6,0 (-0,3 +0,2)	375 ± 168
398,5	$0,9 \pm 0,1$	6,1 (-0,3 +0,2)	334 ± 147
415,2	$34,3 \pm 1,1$	4,5 (-0,2 +0,2)	13561 ± 5789
575,7	$1,1 \pm 0,2$	5,9 (-0,3 +0,3)	545 ± 283
576,8	$10,8 \pm 0,4$	4,9 (-0,3 +0,2)	5260 ± 2318
708,0	$0,6 \pm 0,0$	6,0 (-0,3 +0,2)	356 ± 162
722,1	$0,6 \pm 0,1$	6,0 (-0,3 +0,3)	366 ± 179
796,0	$3,1 \pm 0,1$	5,3 (-0,3 +0,2)	1991 ± 910
902,5	$1,3 \pm 0,2$	5,6 (-0,3 +0,3)	958 ± 484
939,6	$1,7 \pm 0,1$	5,5 (-0,3 +0,3)	1337 ± 631
1028,4	$1,6 \pm 0,1$	5,4 (-0,3 +0,3)	1445 ± 722
1071,9	$0,4 \pm 0,0$	6,0 (-0,3 +0,3)	409 ± 199
1385,9	$0,7 \pm 0,0$	5,5 (-0,3 +0,3)	1097 ± 565
1605,4	$0,5 \pm 0,0$	5,5 (-0,3 +0,3)	1140 ± 619
1772,4	$2,2 \pm 0,1$	4,8 (-0,4 +0,3)	6828 ± 3787
1798,8	$0,6 \pm 0,1$	5,3 (-0,4 +0,3)	1874 ± 1117
1835,7	$1,0 \pm 0,0$	5,0 (-0,4 +0,3)	3472 ± 1949

Tableau 4.3: Embranchements β , valeurs de $\log ft$ et de $B(GT)$ estimés par la formule 4.1.

4.4 Discussion

Le tableau 4.4 compare les valeurs expérimentales de la force de transition Gamow–Teller $\Sigma B(GT)$ sur les états liés et non liés aux estimations faites par I. Hamamoto [21] dans les configurations oblate et prolate. Les colonnes marquées $Q_{EC, syst}$ (resp. $Q_{EC, th}$) correspondent à une valeur de $\Sigma B(GT)$ obtenue sur le domaine en énergie d'excitation dans le noyau émetteur s'étendant jusqu'à la valeur Q_{EC} donnée par la systématique (resp. par I. Hamamoto).

En réduisant d'un facteur 2 les valeurs $\Sigma B(GT)$ théoriques, $\Sigma B(GT)$ sur les états

$\Sigma B(GT)$	expérience	oblate $Q_{EC,syst}$	prolate $Q_{EC,syst}$	oblate $Q_{EC,th}$	prolate $Q_{EC,th}$
état non liés	$< 0,0014$	1,4 [0,7]	0,7 [0,35]	1,8 [0,9]	4,4 [2,2]
état liés	0,6(1)	1,5 [0,75]	1,0 [0,5]	1,5 [0,75]	1,0 [0,5]

Tableau 4.4: Valeurs expérimentales et théoriques de $\Sigma B(GT)$ sur les états liés et non liés de ^{72}Kr . Les valeurs entre crochets sont les valeurs prédites réduites d'un facteur de quenching égal à 2.

liés se situe entre 0,5 et 0,75 ce qui ne permet pas de trancher entre une forme oblate et prolate. En effet, sur l'intervalle en énergie d'excitation $[0, S_p]$, les distributions prédites pour les formes oblate et prolate ne présentent pas de différences significatives (figure 4.5).

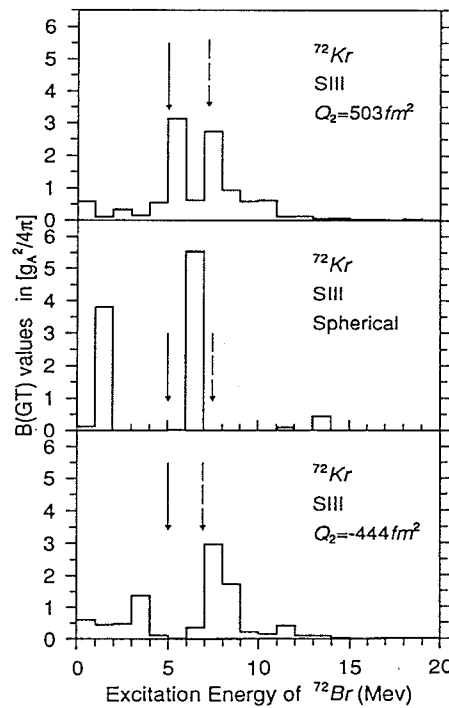


Figure 4.5: Distributions de la force Gamow-Teller prédites par I. Hamamoto et al. [21] pour les déformations oblate, prolate et sphérique de ^{72}Kr . Les flèches pleines représentent les valeurs de Q_{EC} estimées par la systématique alors que les valeurs déduites par l'auteur sont représentées par les flèches pointillées.

Dans le cas de ^{72}Kr , les calculs développés par I. Hamamoto ne donnent pas une estimation correcte la valeur de Q_{EC} . On peut en effet noter un écart de 2 MeV entre cette valeur calculée ($Q_{EC,th}$) et la valeur déduite de la systématique ($Q_{EC,syst}$).

Ainsi, si la distribution de la force Gamow-Teller est limitée à la fenêtre $[0, Q_{EC,syst}]$, les formes des distributions dans les configurations prolate ($Q_2 > 0$) et oblate ($Q_2 < 0$) ne présentent pas de nette différence. Par contre, si on étend la distribution de la force Gamow-Teller jusqu'à la valeur $Q_{EC,th}$ calculée par I. Hamamoto, la fenêtre $[0, Q_{EC,th}]$ étant homothétique à l'intervalle $[0, Q_{EC,syst}]$, on note dans la configuration prolate ($Q_2 >$

0) la présence d'une résonance dans l'intervalle $[S_P, Q_{EC,th}]$ alors que pour la distribution correspondant à la valeur $Q_2 < 0$ (forme oblate), la force de transition Gamow–Teller est réduite. Cette différence dans la forme des distributions sur l'intervalle $[S_P, Q_{EC,th}]$ se traduit dans le tableau 4.4 par une très grande différence des valeurs de $\Sigma B(GT)$ sur les états non liés. Ceci signifie que dans le cas d'une déformation prolate de l'état fondamental de ^{72}Kr , l'émission de protons retardés après la décroissance radioactive est possible. Par contre, dans le cas d'une déformation oblate, les états non liés sont très faiblement alimentés.

La conclusion de notre expérience, à savoir la limite supérieure du rapport d'embranchement pour les protons retardés lors de la décroissance de ^{72}Kr , serait donc en faveur d'une déformation oblate de l'état fondamental de ^{72}Kr ce qui est en accord avec le signe du paramètre de déformation β_2 prédit par P. Möller *et al.* [8] et Y. Aboussir *et al.* [16] (figure 1.4).

Les distributions de la force de transition Gamow–Teller constituées expérimentalement pour ^{76}Sr (figure 4.1) et ^{72}Kr (figure 4.3) montrent très nettement une lacune dans la distribution de la force de transition Gamow–Teller au niveau des énergies d'excitation du noyau émetteur comprises entre 3 et 5 MeV. La non-observation de cette force dans les états non liés est principalement due à la perte d'efficacité pour les grandes énergies γ de notre système de détection, à la distribution de la force β sur un grand nombre de niveaux excités et au grand nombre de voies ouvertes dans la désexcitation. Grâce à des programmes de simulation développés au sein du groupe, il est possible d'évaluer l'importance de cette force manquée.

Dans un premier temps, la séquence des niveaux excités du noyau émetteur est construite à partir des niveaux mis en évidence expérimentalement et d'un modèle de gaz de Fermi, dépendant du paramètre de densité a . L'intensité d'alimentation de chaque niveau excité est estimée par le produit de la fonction de Fermi f et de la force β , S_β .

Pour les niveaux situés au-dessus de l'énergie de séparation S_p , les largeurs proton Γ_p sont évaluées grâce aux coefficients de transmission T_l estimés dans le formalisme de Gamow, corrigés d'un coefficient pour reproduire les valeurs de Perey [70]. Les largeurs Γ_γ sont estimées dans le formalisme de J.C. Hardy [71]. Pour chaque transition d'alimentation β_i , il est alors possible d'estimer la force de transition :

$$B(GT)_i = \frac{3880}{f_i \times T_{1/2}} \times I_{\beta_i}$$

La somme de la force de transition qui passe dans l'émission de protons est alors :

$$B(GT)_{proton,i} = \sum \frac{3880}{f_i \times T_{1/2}} \times I_{\beta_i} \times \frac{\Gamma_{p,i}}{\Gamma_{p,i} + \Gamma_{\gamma,i}}$$

La force estimée vers les états non liés est :

$$\sum_{\text{non liés}} B(GT)_i$$

et la force observable est :

$$\sum_{\text{non liés}} B(GT)_{proton,i}$$

La force Gamow–Teller manquée est donc :

$$\sum_{\text{non liés}} B(GT)_i - \sum B(GT)_{\text{proton},i}$$

Dans le cas de ^{72}Kr , nous avons supposé que toutes les décroissances β se faisaient depuis l'état fondamental 0^+ vers les états 1^+ dans le noyau émetteur (figure 4.6).

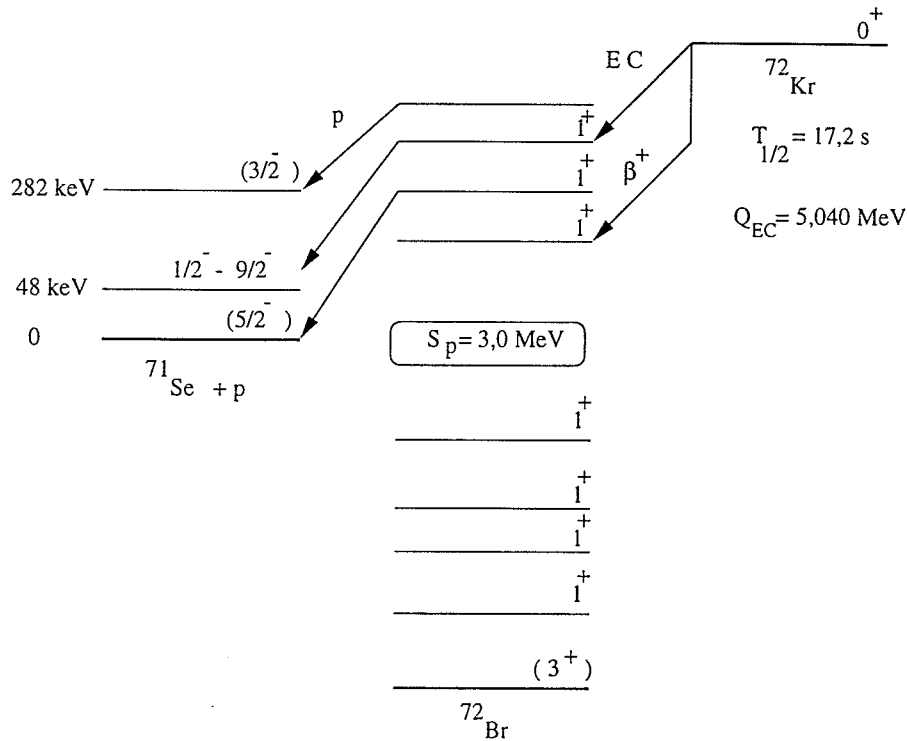


Figure 4.6: Spins et parités mis en jeu lors de la désintégration $\beta - p$ de ^{72}Kr .

Les états excités dans le noyau fils ^{71}Se sont de parité négative. Le proton retardé émis doit donc avoir un moment cinétique orbital ℓ impair afin d'autoriser le changement de parité. Nous n'avons tenu compte que des émissions de proton vers l'état fondamental (avec une valeur de $\ell = 1$ ou 3) ou l'état excité à 282 keV de ^{71}Se (avec une valeur de $\ell = 1$). Le pourcentage de la force de transition manquée sur les états non liés est ainsi estimé à 95 %.

4.5 Perspectives

Le premier point à soulever est que les estimations de la distribution de la force de transition Gamow–Teller entreprises par I. Hamamoto ne tiennent pas compte des coexistences de forme au sein des noyaux impliqués dans la désintégration. Nous avons déjà mentionné qu'une coexistence entre un état fondamental oblate et une forme légèrement prolata était possible à basse énergie d'excitation dans le cas de ^{72}Kr .

Ensuite, afin d'observer plus efficacement la force de transition Gamow–Teller, une technique a été développée au GSI de Darmstadt et s'appuyant sur le spectromètre à absorption totale de Berkeley [72]. Il s'agit de l'utilisation combinée de ce spectromètre à absorption totale et d'un multi-détecteur γ [73].

Les techniques utilisant des détecteurs germanium consistent à mesurer les intensités de désexcitation des états liés du noyau issu de la décroissance radioactive du noyau précurseur. Les bilans d'alimentation et de désexcitation pour un niveau excité donné permettent d'évaluer les intensités d'alimentation β , nécessaires pour constituer la force de transition Gamow-Teller. Cette technique nécessite de reconstituer les cascades de désexcitation et de déterminer l'énergie et l'intensité de chaque transition observée. Un spectromètre à absorption totale ne serait lui sensible qu'à l'énergie somme résultant de la désexcitation mais serait par contre de très grande efficacité. Il constituerait donc un accès à l'intensité d'alimentation β à haute énergie d'excitation.

Un tel instrument (TAGS) est en cours de réalisation au sein du laboratoire. Il sera constitué d'un cristal d'iodure de sodium (NaI) de grand volume et aura une efficacité proche de 90 % sur plusieurs MeV.

Ce détecteur sera dans un premier temps utilisé avec un faisceau radioactif de basse énergie et avec un système de transport de source: le dérouleur de bande DESDEMONE que nous utilisons actuellement pour nos expériences de décroissance radioactive.

En complément d'un tel spectromètre, il est nécessaire d'utiliser un multi-compteur γ afin de fixer la réponse du TAGS dans un domaine couvert aussi par le multi-compteur γ . Ceci permet de valider la méthode d'extraction de la force de transition Gamow-Teller avec le spectromètre et ensuite de constituer cette distribution sur un domaine en énergie plus grand. A l'heure actuelle, le projet TAGS est une collaboration espagnole, française, anglaise et italienne. Du temps de faisceau a été alloué auprès du séparateur ISOLDE afin d'étudier les décroissances radioactives de $^{71-75}\text{Kr}$.

Chapitre 5

Développement instrumental

Les deux parties précédentes ont décrit l'emploi de détecteurs lors d'expériences présentant un bruit de fond ambiant et une difficulté à évacuer l'activité des noyaux descendants : dans le premier cas auprès d'une installation utilisant des faisceaux secondaires radioactifs et dans le deuxième cas auprès d'une sortie basse énergie avec des taux de production élevés de noyaux exotiques. Il apparaît que ces environnements radioactifs génèrent un bruit de fond assez important provenant principalement des noyaux issus de la filiation des espèces nous intéressant.

Pour sonder la structure et donc les différents états excités d'un noyau, l'outil couramment utilisé pour observer les désexcitations γ est le détecteur germanium. Ce type de compteur est bien sûr aussi sensible aux particules β .

Nous avons donc mené en collaboration avec la société Eurisys Mesures un projet de recherche et développement devant permettre la discrimination des particules β des rayonnements γ au sein d'un cristal de germanium. Le principe de base que nous avons retenu est la mesure de la perte d'énergie et de l'énergie résiduelle des particules β grâce à un télescope silicium-germanium. Un tel système doit être utilisable dans des environnements radioactifs sans souffrir de perte d'efficacité dans la détection des transitions γ .

L'originalité de notre travail consiste à avoir mis en œuvre un prototype de détecteur, à l'avoir testé, à avoir défini ses performances sur le plan expérimental et à avoir développé en parallèle des simulations avec le code GEANT afin de reproduire, comprendre et étendre les résultats expérimentaux que nous avons obtenus. Dans ce travail, je me suis investi dans la mise en place de l'électronique utilisée, des procédures de test du prototype ainsi que dans la mise en œuvre des codes de simulation basés sur l'application GEANT.

Dans un premier temps, nous décrirons l'application GEANT. Ensuite, nous présenterons les caractéristiques des détecteurs que nous avons été amenés à utiliser. Nous rappellerons les interactions des rayonnements γ et des particules β avec la matière. Nous poserons le problème que nous avons cherché à résoudre et décrirons la démarche que nous avons menée pour le résoudre. Autant que cela sera possible, nous présenterons en parallèle les résultats expérimentaux et ceux obtenus avec les simulations basées sur le code GEANT.

5.1 Présentation du code GEANT

GEANT est une application développée au sein du CERN [74]. Elle a été initialement conçue pour les expériences de physique des hautes énergies. Les détecteurs développés dans ces expériences étant de plus en plus grands et comportant de plus en plus d'unités

de base, il était devenu nécessaire de mettre en œuvre un outil afin de procéder à la simulation de tels détecteurs et à l'optimisation de leur configuration.

Le code GEANT simule le transport des particules (ou même des noyaux) à travers un environnement expérimental, simule les pertes d'énergie dans les détecteurs définis, et offre la possibilité de visualiser ces derniers ainsi que les trajectoires des particules.

L'utilisation de GEANT s'est étendue à d'autres domaines et notamment à la physique des basses énergies. En physique nucléaire, l'application GEANT a été utilisée pour décrire des détecteurs complexes formés d'un assez grand nombre d'unités de base. L'usage le plus répandu concerne la définition des caractéristiques et le comportement de multi-détecteurs germanium tels EUROGAM ou EXOGAM. Une telle utilisation est un passage obligé avant la réalisation d'un multi-détecteur.

Dans notre travail, nous avons utilisé le code GEANT afin de reproduire les quelques expériences simples que nous avons réalisées. A partir du squelette type des programmes GEANT, j'ai dû compléter toutes les routines dont la définition incombe à l'utilisateur (figure 5.1).

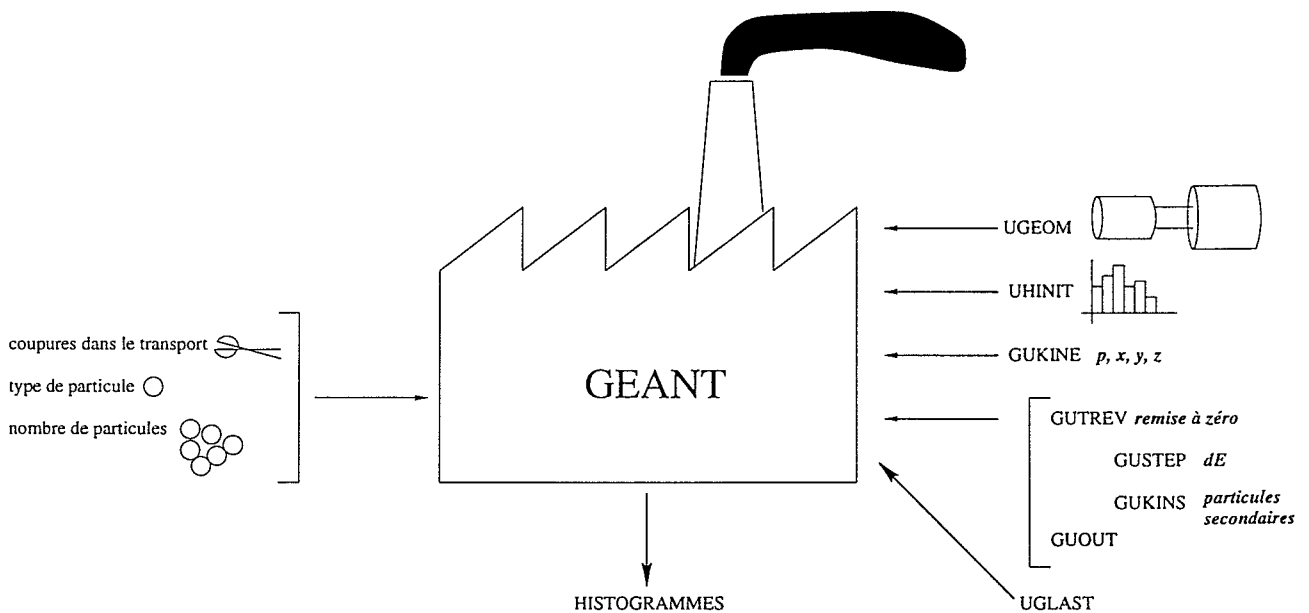


Figure 5.1: Schéma des différents niveaux dans lesquels un utilisateur intervient lors de l'écriture d'un code GEANT.

Bien qu'étant une application impressionnante par ses buts, l'utilisateur n'intervient dans l'écriture d'un code GEANT que lors de trois étapes principales. Il appartient à l'utilisateur de décrire la géométrie du détecteur, de définir la nature des matériaux utilisés, la taille et le positionnement relatif des différents volumes constituant le compteur (sous-programme UGEOM). L'utilisateur doit aussi définir les conditions cinématiques initiales : la nature des particules à transporter, leur distribution en énergie, leur direction initiale et l'endroit de leur émission (sous-programme GUKINE). Enfin, c'est l'utilisateur qui assure la gestion de l'information : constitution (sous-programme UHINIT) et incrémentation d'histogrammes de pertes d'énergie suivant le matériau ou la nature de l'interaction (sous-programme GUOUT).

Dans notre cas, nous cherchons à décrire le comportement des particules β d'énergie comprise entre 0 et 10 MeV. Il faut noter que jusqu'à présent, l'utilisation du code en

physique nucléaire était principalement limitée à l'interaction des rayonnements γ avec la matière. La spécificité des particules β émises après les désintégrations radioactives est leur distribution continue en énergie suivant la fonction de Fermi. Des travaux de Ph. Dessagne et Ch. Miehé [64] permettent de construire ces distributions de Fermi quelque soit le noyau et pour des valeurs de Q_β supérieures à 10 MeV. J'ai donc mis au point une procédure de tirage au hasard de type Monte-Carlo dans ces distributions, procédure que j'ai pu intégrer dans le code GEANT.

Il est nécessaire de savoir dans un premier temps jusqu'à quel point peut aller notre confiance dans l'application GEANT. Celle-ci nous permettra ensuite de comprendre et d'expliquer les phénomènes physiques intervenant puis d'extrapoler à des cas de figures différents ou plus complexes.

5.2 Détecteurs semi-conducteurs

Le principe des détecteurs semi-conducteurs que nous avons utilisés dans notre travail repose sur l'existence d'une zone déserte au sein de la jonction. Tout rayonnement ou particule passant dans cette zone créera des paires électrons-trous dont le nombre sera proportionnel à l'énergie déposée. La collection de ces paires permet donc une mesure de l'énergie déposée mais ne permet pas d'identifier la nature de la particule ayant interagi. Les détecteurs semi-conducteurs les plus couramment utilisés sont à base de germanium ($Z = 32$) ou de silicium ($Z = 14$). Habituellement, deux grandeurs caractérisent les performances d'un détecteur : la résolution (en énergie et en temps) et l'efficacité.

La résolution en énergie quantifie le pouvoir de séparation d'un détecteur pour des énergies très proches. La mesure de résolution se fait en utilisant une source mono-énergétique (donc de dispersion en énergie nulle) et en évaluant la largeur à mi-hauteur du pic résultant au sein du compteur. Pour les détecteurs germanium que nous utilisons couramment, la résolution est de l'ordre de 2 keV à une énergie de 1332 keV et dans les conditions de test du fabricant. Pour les compteurs de type silicium, la résolution pour des particules chargées est d'une dizaine de keV pour une énergie de quelques MeV. La valeur de la résolution peut être affectée par l'environnement expérimental (parasites électriques, masse non correctement bouclée) ou par la mise en forme du signal dans la chaîne électronique d'amplification (retour non uniforme à la ligne de base des signaux).

L'efficacité de détection mesure la proportion de particules ou rayonnements détectés par rapport à une source d'activité connue. Dans le cas d'une source mono-énergétique, le nombre de coups sous le pic correspondant à la détection de toute l'énergie incidente est diminué du bruit de fond puis divisé par le nombre théorique de particules initialement émises. Cette efficacité doit être corrigée du temps mort de l'acquisition et dépend de la distance à la source, et du volume utile du détecteur (de l'ordre de 300 cm³ pour un compteur germanium et de l'ordre de 0,9 cm³ pour un compteur silicium).

Dans nos expériences d'observation des décroissances radioactives, les particules et rayonnements auxquels nous sommes le plus souvent confrontés sont les particules β (électron β^- ou positon β^+) et les rayons γ . Les particules β sont émises après désintégration d'un noyau radioactif et sont distribuées en énergie suivant la fonction de Fermi. Leur énergie varie donc entre 0 et Q_β , énergie maximale disponible lors de la désintégration. Les rayonnements γ sont émis après désexcitation d'un noyau produit dans un état excité. L'énergie du rayonnement émis est ici mono-énergétique et est égale à la différence d'énergie entre les états initiaux et finaux.

Nous limiterons donc la description des interactions avec la matière aux rayonnements γ et particules β .

5.3 Interaction des rayonnements γ avec la matière

Un rayonnement électromagnétique peut interagir avec les électrons du cortège atomique constituant le matériau qu'il traverse ou avec le champ électromagnétique des noyaux de ces mêmes atomes. Cette interaction peut se faire soit par absorption complète du photon soit par sa diffusion inélastique. Il en résulte ainsi trois processus : l'effet photoélectrique, l'effet Compton ou la création de paires.

5.3.1 Les mécanismes

Effet photoélectrique

Dans l'effet photoélectrique, le photon incident est absorbé par un électron. Au sein de matériau de numéro atomique Z élevé et pour des énergies des photons inférieures à 0,1 MeV, cet effet sera dominant. Afin de respecter la conservation du moment angulaire, le photon ne peut être absorbé par un électron libre mais il doit interagir avec un électron lié et donc appartenant au cortège électronique d'un atome constituant le milieu. Toute l'énergie est transférée à cet électron lié qui peut alors s'échapper de l'atome avec une énergie cinétique T_e qui est diminuée de l'énergie de liaison de l'électron dans la couche électronique où il se situe. A 80 %, cet électron provient de la couche la plus profonde, la couche K.

On a donc : $T_e = h\nu - B_K$ où ν est la fréquence du photon incident, B_K est l'énergie de liaison de l'électron sur la couche (K ici considéré) et T_e l'énergie cinétique résultante.

L'effet photoélectrique étant plus important pour des numéros atomiques Z élevés, un cristal de germanium de numéro atomique $Z=32$ sera plus sensible aux rayonnements γ qu'un cristal de silicium ($Z=14$).

Effet Compton

L'effet Compton est la diffusion du photon incident sur un électron appartenant aux couches très périphériques des atomes. Cet électron n'a donc qu'une petite énergie de liaison et peut être considéré comme libre ou très peu lié. Le photon est diffusé avec un angle θ et possède une énergie E'_γ :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos\theta)}$$

avec E_γ l'énergie du photon incident, θ l'angle de diffusion du photon et m la masse de l'électron. C'est l'électron diffusé qui est détecté dans le cristal de germanium. Ces électrons donneront naissance à un fond continu qui s'étend jusqu'à la valeur maximale

$$E'_e = \frac{2E_\gamma^2}{2E_\gamma + mc^2}.$$

Création de paires

La dernière interaction possible entre un rayonnement γ et la matière est la création de paires e^+e^- . Ce phénomène requiert une énergie du photon incident supérieure à deux

fois l'énergie au repos de l'électron soit supérieure à 1022 keV. Cette interaction s'effectue à proximité de champ coulombien très fort c'est-à-dire à proximité du noyau des atomes et sera plus importante pour des matériaux de numéro atomique Z élevé. Le positon créé sera ralenti par des collisions avec les atomes. Une fois au repos, il s'annihilera ensuite avec un électron et deux rayons γ d'énergie 511 keV seront émis dans des directions opposées. Ces quanta pourront être détectés dans le cristal de germanium.

5.3.2 Illustration

Nous avons cherché à voir dans quelle mesure le code de simulation GEANT peut reproduire l'efficacité expérimentale d'un compteur germanium à la détection de la transition de désexcitation d'énergie 1173 keV appartenant au ^{60}Co .

Nous avons utilisé une source de ^{60}Co d'activité $A_0 = 2,1\mu\text{Ci}$ au 11/10/89, activité initiale connue avec une précision de $\Delta A_0 = 10\%$. Nous avons placé cette source à 10 cm d'un compteur germanium.

Le nombre de coups soustrait du bruit de fond sous le pic 1173 keV est :

$$N_{exp} = 62160 - 3036 = 59124$$

La mesure est faite au 09/03/98, pendant 10 mn. Le nombre de coups théoriquement émis dans la totalité de l'espace est

$$N_{th} = 10 \times 60 \times 2,1 \times 10^{-6} \times 3,7 \times 10^{10} \times e^{-\frac{\ln 2}{5,37 \times 12} \times 101} = 15,7308 \times 10^6$$

L'efficacité expérimentale obtenue est donc $\epsilon = \frac{59124}{15,7308 \times 10^6} = 0,37\%$. L'erreur que nous affectons à cette efficacité provient de l'erreur statistique sur le nombre de coups N_{exp} et de l'incertitude que nous avons sur l'activité initiale de la source. Nous calculons l'erreur sur l'efficacité comme :

$$\sigma_\epsilon = \epsilon \times \sqrt{\frac{1}{N_{exp}} + \Delta A_0^2}$$

Comme en pratique, le nombre de coups N_{exp} est très grand, l'incertitude sur l'efficacité ne sera due qu'à l'incertitude sur l'activité initiale de la source, c'est-à-dire :

$$\sigma_\epsilon = \epsilon \times \Delta A_0$$

C'est cette formule que nous adopterons à chaque fois qu'il sera question de calculer l'erreur sur une mesure d'efficacité. L'application numérique nous donne finalement : $\epsilon = 0,38 \pm 0,04 \%$.

Nous avons simulé ce cas assez classique. Considérant 380840 rayons γ émis dans 4π à partir d'un vertex situé à 10 cm du capot du détecteur germanium, nous obtenons une efficacité γ à 1173 keV de $\epsilon_\gamma = 0,49 \pm 0,01\%$ contre 0,38 % avec l'expérience. Cette différence peut être imputée à un mauvais positionnement de la source dans le code de simulation : le boîtier contenant la source utilisée expérimentalement a une épaisseur importante et il en résulte ainsi une incertitude sur la localisation exacte de la source. On peut aussi penser que l'effet de somme des deux énergies γ de ^{60}Co réduit le nombre réel de coups sous le pic correspondant à la transition d'énergie 1173 keV et l'efficacité réelle est alors plus grande. Nous n'avons pas adopté de formulation de la résolution en fonction de l'énergie mais nous avons choisi l'énergie γ incidente dans une gaussienne de largeur à mi-hauteur 3 keV.

Pour finir, il faut préciser que l'effet global de l'interaction des photons avec la matière est une diminution de l'intensité (c'est-à-dire du nombre de particules par unité de temps et de surface).

5.4 Interaction des particules β avec la matière

Contrairement aux photons, les particules β vont voir leur énergie et leur intensité changer lors du passage dans un absorbant. Par exemple, pour une source de Q_β de 2 MeV, seules 30 % des particules incidentes sont transmises à travers une épaisseur de 1 mm d'aluminium. Une particule β peut interagir avec les électrons du cortège atomique ou avec le champ électrique d'un noyau. Elle peut aussi tout simplement s'annihiler au contact de son anti-particule dans le cas du positon. Les modes d'interaction des particules β avec la matière sont donc la diffusion élastique, le rayonnement Bremsstrahlung et l'annihilation.

5.4.1 Les mécanismes

La diffusion élastique

Dans ce mécanisme, la particule β entre en collision élastique avec les électrons du cortège atomique de la matière. Les particules β ayant une masse très légère, il peut résulter de ces diffusions élastiques des pertes d'énergie et surtout des changements de trajectoire très importants. Pour comprendre le comportement des particules β au sein de la matière, il ne faut donc surtout pas perdre de vue que leur trajectoire n'est pas rectiligne mais est généralement une ligne brisée très complexe. Ces diffusions élastiques se faisant avec les électrons du cortège atomique, ces effets seront amplifiés quand le numéro atomique du matériau augmente. Pour un matériau donné, il est cependant possible d'évaluer une perte d'énergie moyenne en fonction de l'énergie de la particule β incidente (figure 5.2).

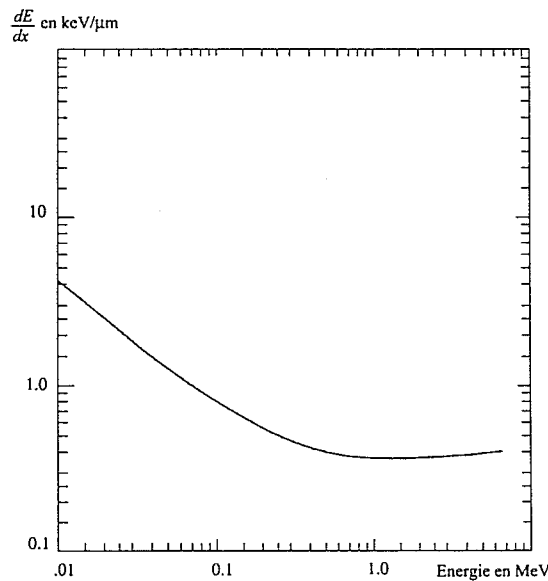


Figure 5.2: Perte d'énergie spécifique pour des particules β traversant du silicium en fonction de l'énergie initiale de ces particules.

Le rayonnement Bremsstrahlung

Une particule β dans le champ électrique d'un noyau est déviée et freinée. Cette perte d'énergie donne lieu à l'émission d'un rayonnement électromagnétique appelé rayonnement Bremsstrahlung ou rayonnement de freinage. Ce rayonnement existe pour toute particule soumise à une décélération et son intensité est proportionnelle au carré du produit des charges de la particule considérée et du matériau traversé, mais inversement proportionnelle à la masse de la particule incidente. Cela explique que le rayonnement Bremsstrahlung soit très important pour les particules très légères comme les électrons et positons. L'énergie initiale de la particule β est partagée entre la particule β ralentie et le photon émis. Le spectre en énergie des photons produits est un spectre continu entre 0 et l'énergie de la particule incidente. L'intensité du rayonnement produit dans la bande d'énergie $h\nu$, pour l'absorption de particules β émises dans une distribution en énergie continue s'étendant jusque E_0 , est donnée par [75]:

$$\frac{dI}{d(h\nu)} = 1,02kZ \frac{\int_{W_1}^{W_0} (W - W_1)N(W)dW}{\int_{W_1}^{W_0} N(W)dW}$$

avec :

- $W = \frac{E}{m_e c^2} + 1$
- W_0, W_1 les valeurs de W correspondant respectivement à $E = E_0$ et $E = h\nu$
- $N(W)dW = cste\sqrt{(W^2 - 1)}(W_0 - W)^2WdW$, la forme de la distribution β
- Z le numéro atomique de l'absorbant
- k constante en MeV^{-1}

La figure 5.3 représente cette intensité en fonction de $h\nu$ dans le cas de la désintégration β^- de ^{32}P ($E_0 = 1,7 \text{ MeV}$).

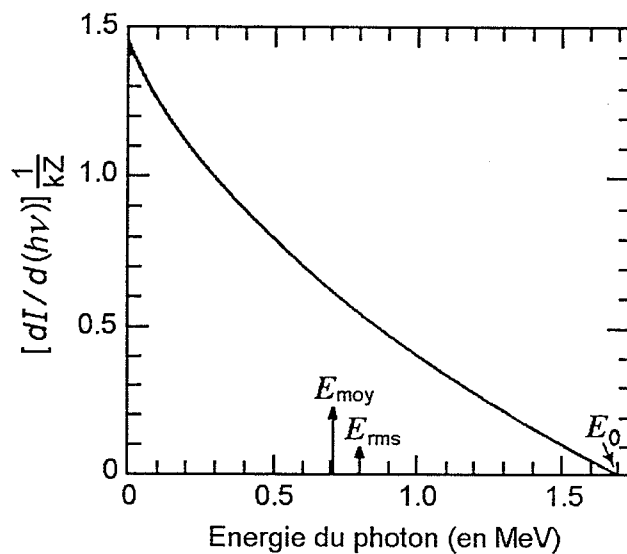


Figure 5.3: Intensité du rayonnement Bremsstrahlung par intervalle d'énergie $h\nu$ dans le cas des particules β^- émises par ^{32}P ($E_0 = 1,7 \text{ MeV}$).

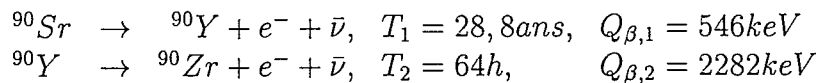
L'intensité est multipliée par le facteur $\frac{1}{kZ}$ afin de s'affranchir de la nature de l'absorbant. Le nombre de coups décroît très vite et les photons de basse énergie sont les plus produits. Dans les conditions expérimentales, toute épaisseur de matériau (capot en aluminium du détecteur germanium, cristal de germanium) traversée par des particules β^+ ou β^- provoquera un ralentissement de ces dernières et donc induira un rayonnement Bremsstrahlung.

L'annihilation

Lorsqu'un positon ou un électron rencontre son anti-particule, les deux vont s'annihiler et donner naissance à deux rayonnements γ de 511 keV. Cette annihilation se fait principalement au repos et les deux photons sont émis à 180° l'un de l'autre.

5.4.2 Illustration

Pour générer les particules β , nous utilisons une source de ^{90}Sr , d'activité $A_0 = 4500\text{Bq}$ au 27/10/77 (donnée avec $\Delta A_0 = 5\%$ d'incertitude), qui se désintègre, par décroissance β^- , suivant la filiation :



A notre échelle de temps, nous sommes surtout sensibles à la deuxième partie de la filiation, de période 64 h.

Au bout de 20 ans, les activités de strontium et yttrium sont à l'équilibre. En effet, pour le strontium :

$$A_1 = A_0 \times e^{-\lambda_1 t} = 4500 \times e^{-20 \times \frac{\ln 2}{28,8}} = 2781 \text{ Bq}$$

et pour l'yttrium :

$$A_2 = A_0 \frac{T_1}{T_1 - T_2} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

soit :

$$A_2 = 4500 \times \frac{28,8 \times 365 \times 24}{28,8 \times 365 \times 24 - 64} \times (e^{-20 \times \frac{\ln 2}{28,8}} - e^{-20 \times 365 \times 24 \times \frac{\ln 2}{64}}) = 2781 \text{ Bq}$$

Dans un premier temps, nous avons placé cette source à 3 cm d'un compteur silicium qui est sensible aux particules émises par cette source. Nous avons ensuite intercalé entre la source et le compteur une plaque d'aluminium d'épaisseur 0,5 mm, ceci afin d'illustrer l'importance de l'absorption des particules β par un matériau (figure 5.4)

Le seuil en énergie du codeur est réglé à 37 keV. Pour nous débarrasser du bruit de fond électronique dans le début du spectre, nous plaçons le seuil physique aux environs de 60 keV. Entre 1 et 2 MeV, les électrons perdent $0,36 \text{ keV}/\mu\text{m}$ de silicium. Les particules β qui ont un parcours à peu près rectiligne dans l'épaisseur du compteur vont perdre une énergie égale à : $300 \times 0,36 = 108\text{keV}$. Le compteur silicium fonctionne alors en mesure de perte d'énergie ce qui donne naissance au pic que l'on observe aux alentours de 115 keV dans les deux spectres. Les spectres présentent ensuite une traînée qui s'étend jusque 800 keV et qui est due à la perte d'énergie de particules qui ont des trajectoires plus complexes dans le compteur et parcourent une distance supérieure aux $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

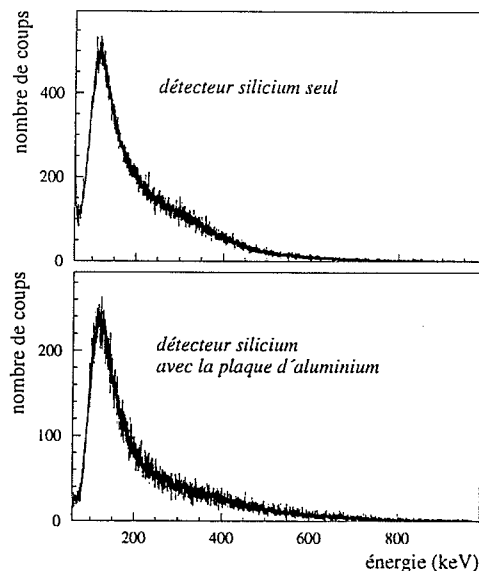


Figure 5.4: Spectres en énergie obtenus dans un compteur silicium avec une source de ^{90}Sr placée à 3 cm et pour 2 heures d'acquisition. En haut, la source est seule. En bas, une plaque d'aluminium d'épaisseur 0,5 mm est intercalée entre le compteur et la source.

Il est possible de calculer pour les deux spectres une efficacité de détection aux particules β . Dans le cas du compteur silicium seul, cette efficacité est estimée à :

$$\epsilon_{\beta} = \frac{298500}{2740 \times 2 \times 3600} = 1,52\%$$

Le calcul des barres d'erreurs étant effectué, la valeur obtenue est : $\epsilon_{\beta} = 1,52 \pm 0,08\%$. L'angle α sous lequel est vu le détecteur est :

$$\tan \alpha = \frac{9,44}{30 + 5} = 0,2697 \Rightarrow \alpha = 15,09^{\circ}$$

L'angle solide sous lequel la source est vue depuis le détecteur est alors :

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \alpha) = 0,217\text{sr} \Rightarrow \Omega = 1,73\% \text{ de } 4\pi$$

L'efficacité de détection que nous obtenons (1,52 %) est cohérente avec l'efficacité géométrique (1,73 %), c'est-à-dire avec celle d'un détecteur parfait où la seule limitation intervenant est la configuration géométrique.

Lorsque nous intercalons l'épaisseur d'aluminium, nous obtenons une efficacité de détection égale à :

$$\epsilon_{\beta} = \frac{133400}{2740 \times 2 \times 3600} = 0,68\%$$

Le calcul des barres d'erreurs étant effectué, la valeur obtenue est : $\epsilon_{\beta} = 0,68 \pm 0,03\%$.

Cela signifie qu'avec 0,5 mm d'aluminium, 45 % des particules sont transmises ou 55 % des particules sont absorbées par le matériau. Cette petite expérience nous montre donc le fonctionnement d'un compteur silicium ainsi que la sensibilité des particules β à l'environnement matériel de la détection.

La simulation que nous avons mise en place vise à reproduire ces deux expériences simples faites avec le compteur silicium. La disposition adoptée est décrite dans la figure 5.5. Sur celle-ci sont aussi représentées deux traces de particules β . La particule numéro 1 est arrêtée dans la plaque d'aluminium et celle numérotée 2 est détectée dans le compteur silicium.

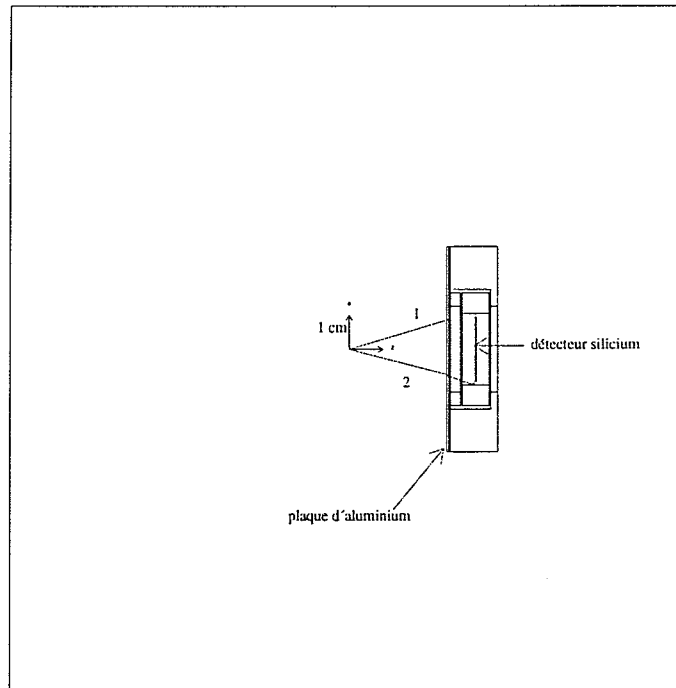


Figure 5.5: Disposition géométrique adoptée pour les simulations visant à reproduire les expériences utilisant le compteur silicium.

Il est très important de noter que nous nous sommes attachés à prendre en compte les différentes épaisseurs de matériaux interposés entre la source et le compteur (scotch, anneaux de laiton). En effet, l'expérience du code GEANT nous a montré que tous les matériaux, pourvu qu'ils soient assez épais, interféreront sur la trajectoire des particules β . Les spectres obtenus sont présentés dans la figure 5.6.

Pour le premier cas de figure, nous obtenons une efficacité de $\epsilon_{\beta} = 1,46 \pm 0,01\%$. L'erreur évaluée sur l'efficacité est ici purement statistique soit :

$$\sigma_{\epsilon} = \frac{N_{det}}{N_{th}} \times \sqrt{\frac{1}{N_{det}} + \frac{1}{N_{th}}} \quad (5.1)$$

ce qui montre que nous reproduisons assez bien l'environnement dans lequel est placé le compteur silicium. La seconde configuration nous donne une efficacité $\epsilon_{\beta} = 0,83 \pm 0,01\%$. Ceci prouve que les effets de l'absorbant d'aluminium sont correctement pris en compte par le code GEANT. Nous avons choisi une plaque d'aluminium afin de reproduire grossièrement la face avant du nez d'aluminium d'un compteur germanium.

Dans les deux cas, les valeurs d'efficacité obtenues par simulation 1,46 % et 0,83 % sont en assez bon accord avec l'expérience soit 1,51 % et 0,68 %. Dans le premier cas, la simulation effectuée sous-estime de 4 % la réalité et dans le deuxième cas, elle la surestime de 18 %.

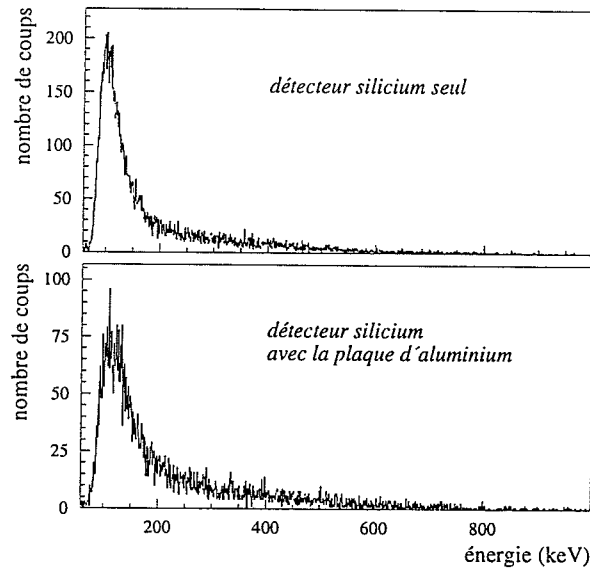


Figure 5.6: Spectres en énergie simulés dans un compteur silicium avec une source de ^{90}Sr placée à 3 cm seule (en haut) ou avec une plaque d'aluminium d'épaisseur 0,5 mm intercalée entre le compteur et la source (en bas).

5.5 Prototypage de télescope silicium–germanium

Nous avons donc demandé à la société Eurisys Mesures d'implanter, au sein d'un même cryostat, un détecteur silicium près d'un cristal de germanium de grande efficacité existant. Ce prototype sera appelé par la suite télescope silicium–germanium. La figure 5.7 montre la disposition des 2 détecteurs au sein du même cryostat.

Le cristal de germanium est un cristal de 73 mm de diamètre et de 72 mm de longueur et celui de silicium a une épaisseur de $300\ \mu\text{m}$ et un diamètre de 60 mm. Le cristal de germanium est enchâssé dans un cylindre d'aluminium, il reste situé à 1 cm du capot (qui était la distance avant modification du détecteur). Le compteur silicium est maintenu sur une rondelle d'époxy qui est fixée sur le cylindre d'aluminium ceinturant le cristal de germanium et est située à 5,1 mm de la face avant du cristal de germanium.

La tension de fonctionnement du détecteur germanium est de + 4000 V et celle du silicium de + 36 V. Les signaux délivrés sont donc de polarité positive. Cette configuration n'est pas due au hasard. Dans une première version du télescope, nous avons eu une tension de fonctionnement positive sur le germanium et négative sur le silicium. Les connexions qui permettent de sortir les signaux électriques du cryostat sont très proches. Le signal issu du germanium a une amplitude très grande comparé à celui issu du silicium. Cette impulsion de très grande amplitude va générer un signal par effet capacitif, de polarité opposée donc négative, sur la voie relative au silicium. Sur cette voie, les deux signaux négatifs pourront se superposer : l'un physique provenant du passage d'une particule β et l'autre parasite résultant de l'influence capacitive induite par un signal de germanium. Le signal capacitif étant plus grand que le signal physique, il est alors impossible d'extraire une information correcte. L'équipe technique de Eurisys Mesures a donc finalement proposé comme solution de mettre les signaux germanium et silicium dans la même polarité.

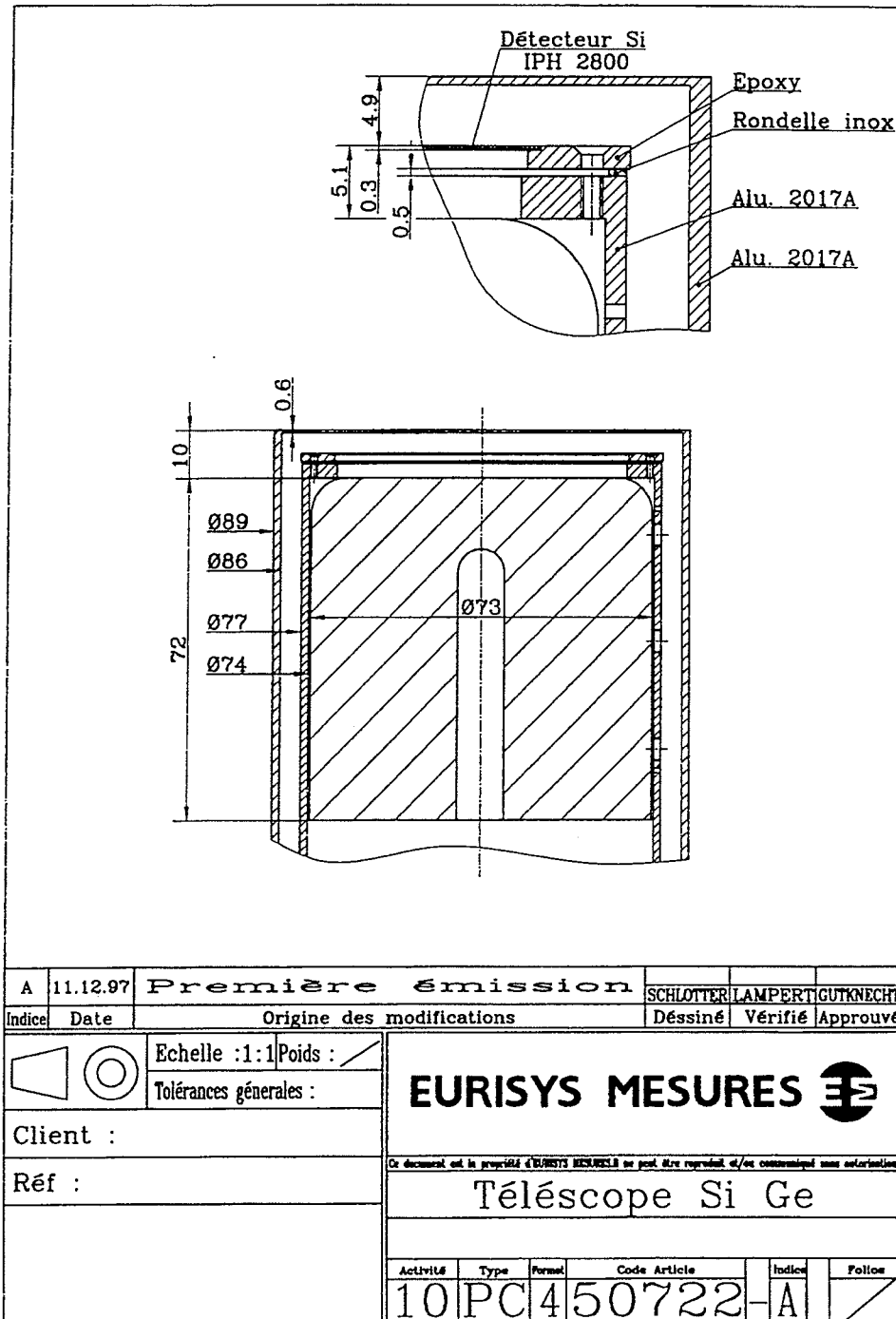


Figure 5.7: Disposition des compteurs dans le télescope silicium-germanium.

Ainsi, sur la voie silicium, l'influence capacitive due au germanium se retrouve dans une polarité négative alors que le signal physique est dans une polarité positive. Le signal capacitif n'est produit qu'après l'amplification par le transistor de la partie relative au germanium et passage par la contre-réaction. Cette impulsion arrive donc en retard par rapport au signal physique et la probabilité que la combinaison des deux signaux soit nulle est réduite.

Ensuite, avec un amplificateur spectroscopique classique, il est possible de choisir la polarité à accepter pour le signal d'entrée. Accepter une polarité positive nous coupera donc les signaux dus à l'influence du détecteur germanium.

5.5.1 Illustration du problème

Afin d'illustrer le problème auquel nous avons choisi de nous confronter, nous avons placé la source de ^{90}Sr à 3 cm du télescope précédemment décrit. Le dispositif expérimental que nous avons mis en place dans cette série de tests est illustré sur la figure 5.8.

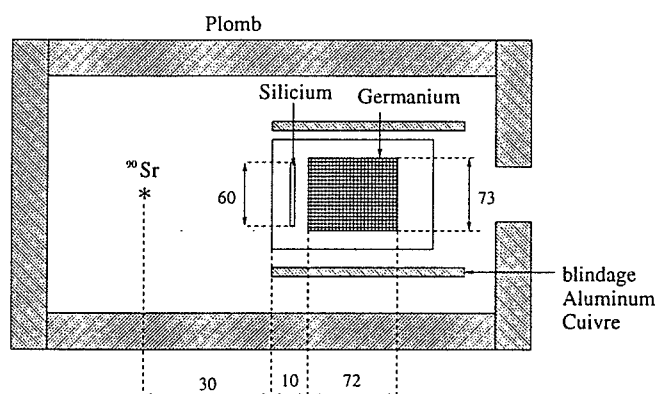


Figure 5.8: Dispositif expérimental mis en place. Les distances sont indiquées en millimètres. La grandeur relative des différents éléments n'est pas ici respectée.

Nous nous sommes placés dans une enceinte de plomb afin de diminuer le bruit de fond ambiant. Un cylindre d'aluminium et de cuivre entoure le télescope afin de réduire le nombre de rayons X vus par le détecteur et émis par les enceintes de plomb.

Dans la figure 5.9 sont représentés un spectre en énergie obtenu avec la source de ^{90}Sr , un spectre de bruit de fond et la soustraction de ces deux derniers.

Il est possible d'évaluer une efficacité du compteur germanium aux particules β en tenant compte des particules β dénombrées dans un spectre expérimental où le bruit de fond a été soustrait. Le nombre de coups détectés avec la source de ^{90}Sr dans le spectre direct est $0,5277 \times 10^6$. Le nombre de coups dans le spectre de bruit de fond est $0,1325 \times 10^6$. L'efficacité du cristal aux particules β est donc :

$$\epsilon_{\beta} = \frac{0,5277 \times 10^6 - 0,1325 \times 10^6}{2602,7 \times 2 \times 3600} = 2,11\%$$

Ce qui donne avec l'incertitude sur l'activité initiale de la source : $2,1 \pm 0,1\%$. Cette valeur est plus grande que l'efficacité γ que nous avons obtenue précédemment. Il ne faut cependant pas oublier que la source γ de ^{60}Co était située à 10 cm ($\Omega = 3,0\%$ de 4π) alors que la source β de ^{90}Sr ($\Omega = 36,8\%$ de 4π) est située à 3 cm du détecteur germanium. Les efficacités ne sont donc pas directement comparables.

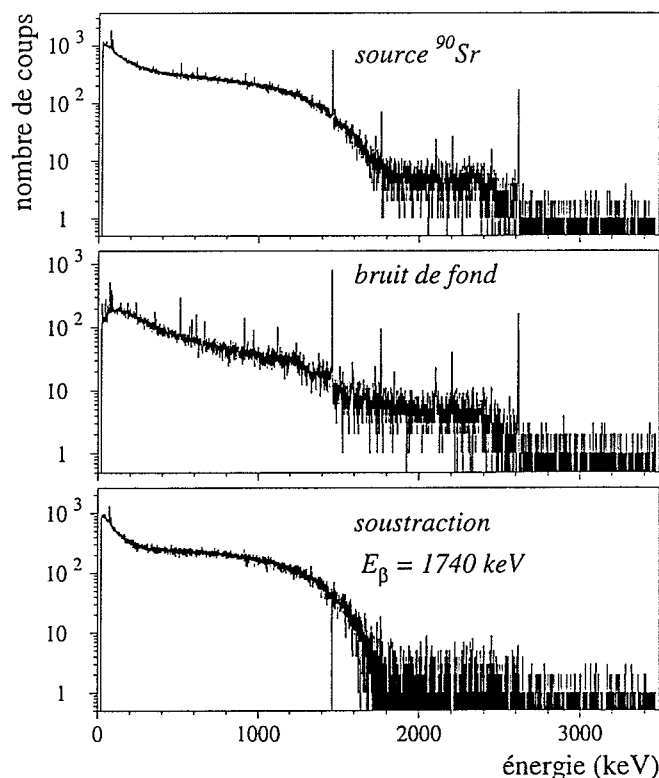


Figure 5.9: Spectres en énergie obtenus dans le cristal de germanium du télescope et pour 2 heures d'acquisition.

A partir du spectre présenté dans la figure précédente, il est aussi possible de tirer un ordre de grandeur de l'énergie de désintégration Q_β pour ^{90}Sr . Le spectre chute de façon logarithmique et croise l'axe des énergies aux environs de 1740 keV. La fenêtre du capot a une épaisseur d'environ 1 mm et entraîne donc une perte d'énergie voisine de 360 keV. A cette épaisseur, il faut encore ajouter celle du compteur silicium qui induit une perte d'une centaine de keV. La valeur Q_β expérimentale déduite est donc grossièrement : $Q_{\beta,exp} = 1740 + 360 + 100 = 2200 \text{ keV}$, ce qui est en accord satisfaisant avec la valeur connue 2282 keV.

Nous avons aussi développé des calculs de simulations afin de reproduire cette expérience très simple. La figure 5.10 nous montre la perte d'énergie dans le cristal de germanium due à 10^6 particules β émises à partir d'un point source situé à 3 cm du détecteur. On remarque le doublet 72,8 et 74,8 keV, doublet de rayons X caractéristique de l'élément plomb et provenant dans notre cas de l'enceinte de plomb environnant le télescope.

L'efficacité de détection β que nous estimons alors pour cette distribution provenant de la simulation est $\epsilon_\beta = \frac{0,2533 \times 10^5}{10^6} = 2,5\%$. La valeur en tenant compte des barres d'erreur est $\epsilon_\beta = 2,53 \pm 0,02\%$. Pour évaluer les efficacités expérimentales et simulées, nous avons bien pris soin d'intégrer les spectres sur des domaines en énergie semblables c'est-à-dire sur un intervalle en énergie compris entre 23 et 2300 keV.

Nous considérons que les programmes de simulation que nous avons développés reproduisent de manière satisfaisante la forme des spectres β observés au niveau d'un cristal de germanium et l'efficacité de détection dans ce même cristal, les calculs basés sur le code GEANT ne surestimant la réalité que de 15 %.

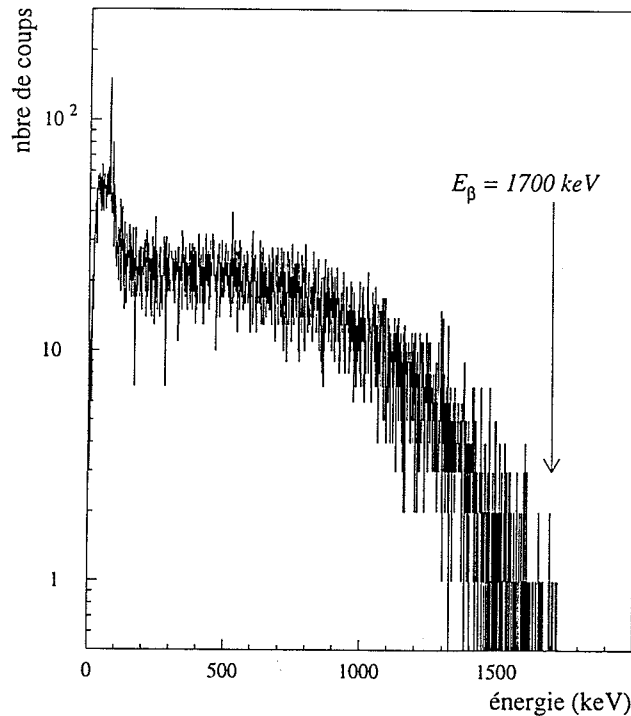


Figure 5.10: Spectre en énergie simulé dans le cristal de germanium du télescope avec une source de ^{90}Sr placée à 3 cm.

Cette expérience simple que nous avons réalisée met aussi en évidence le bruit de fond généré par les particules β au sein d'un cristal de germanium. L'observation de transitions γ se faisant dans des milieux hautement radioactifs et donc fortement contaminés par l'émission de particules β , nous nous sommes attachés à développer une technique permettant de discriminer les particules β des rayons γ au sein des détecteurs germanium.

5.5.2 Performances du télescope

Afin de garder les informations énergie pour les deux détecteurs silicium et germanium, nous avons mis en place l'électronique d'acquisition suivante (Figure 5.11).

Seuls les signaux d'énergie pour le germanium et le silicium sont codés. L'autorisation de codage est donnée par le signal temps du germanium et a une durée de $6\mu\text{s}$. Chaque événement comporte donc deux paramètres: une énergie germanium E_{Ge} (non nulle) et une énergie silicium E_{Si} (qui peut être nulle). Si E_{Si} est nulle, la particule détectée dans le compteur germanium sera étiquetée comme un γ pur, n'ayant laissé aucun signal dans le compteur silicium. Si E_{Si} n'est pas nulle, la particule détectée dans le compteur germanium sera étiquetée comme un β , ayant laissé un signal dans le compteur silicium. Le principe de la discrimination β repose donc sur l'action de ce détecteur véto placé devant le compteur effectivement utile à la détection des rayonnements d'intérêt.

Dans l'électronique mise en œuvre, le détecteur germanium est maître de l'acquisition. L'autorisation de codage étant construite à partir de la voie temps du compteur germanium, le spectre en énergie recueilli dans ce compteur est un spectre direct, aux coupures

près induites par le seuil du discriminateur à fraction constante (module QUAD).

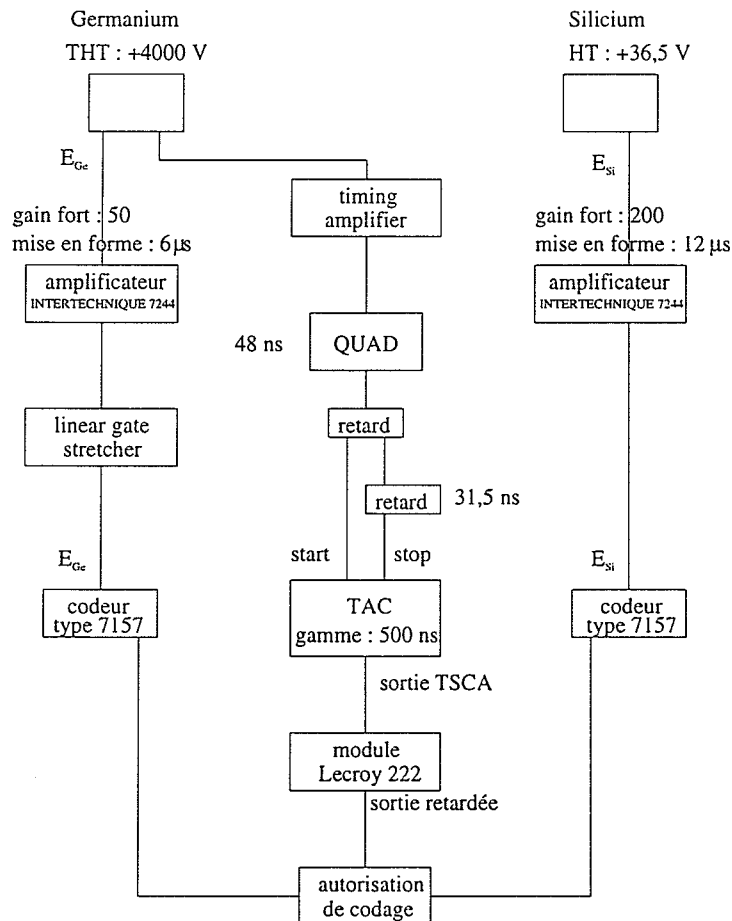


Figure 5.11: *Electronique d'acquisition mise en œuvre pour les tests et permettant d'enregistrer, pour un événement donné, les énergies perdues dans les compteurs germanium et silicium.*

L'électronique de mise en forme du signal temps du germanium et de constitution du signal d'autorisation de codage peut paraître un peu lourde. Elle a pour but de montrer qu'il est possible d'ajouter un troisième paramètre au dispositif mis en place: une coïncidence rapide entre le germanium et le silicium (quelques centaines de nanosecondes). Le déclenchement de l'acquisition serait toujours laissé au signal temps du compteur germanium mais un troisième codeur serait utilisé pour recueillir cette coïncidence rapide. Celle-ci serait ainsi complémentaire de la coïncidence lente (quelque μ seconde) induite par l'autorisation d'acquisition.

L'autre commentaire que l'on peut soulever sur cette électronique est la différence des constantes de temps de mise en forme utilisées au niveau de l'amplificateur germanium et silicium soit respectivement 6 et 12 μ s. Cette constante de temps très élevée dans le cas de l'amplification du signal silicium a été choisie afin de minimiser l'importance du bruit de fond électronique et permet d'extraire correctement de ce bruit de fond le signal correspondant à la perte d'énergie des particules β .

Afin de synchroniser les deux signaux linéaires par rapport à l'autorisation de codage, le signal linéaire issu du compteur germanium est retardé grâce au module linear gate stretcher. Habituellement, l'emploi de ce type de module affecte la résolution du signal.

Avec la chaîne d'amplification mise en place, la résolution du compteur germanium a été estimée à 2,7 keV ce qui reste une valeur acceptable. Le bruit de fond gênant sur la voie silicium, peut certainement être résolu par un développement technique de l'électronique, le pré-amplificateur étant situé actuellement à l'extérieur du cryostat et la qualité des connexions n'étant pas optimisée.

La figure 5.12 illustre la réjection des particules β que nous avons obtenue avec le télescope, la source β étant placée à 3 cm du détecteur.

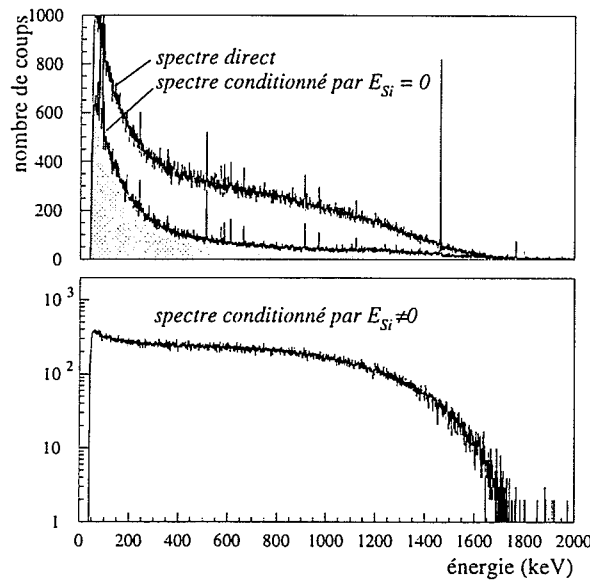


Figure 5.12: Spectres obtenus avec le télescope silicium-germanium pour 2 heures d'acquisition, la source étant située à 3 cm du capot du détecteur.

Le spectre conditionné par $E_{Si} \neq 0$ a une allure caractéristique de spectre β dans un cristal de germanium et montre que le dispositif peut être utilisé en mesure grossière de Q_β . Nous pouvons définir le taux de réjection global τ comme le rapport du nombre de particules β identifiées en mode télescope $N(E_{Ge}, E_{Si} \neq 0)$ au nombre d'événements dans le spectre germanium direct N_{direct} , dont le bruit de fond ambiant a été soustrait (N_{fond}) :

$$\tau = \frac{N(E_{Ge}, E_{Si} \neq 0)}{N_{direct} - N_{fond}}$$

et l'erreur est ici évaluée comme :

$$\Delta\tau = \sqrt{\frac{N(E_{Ge}, E_{Si} \neq 0)^2 \times (N_{direct} + N_{fond} + \frac{(N_{direct} - N_{fond})^2}{N(E_{Ge}, E_{Si} \neq 0)})}{(N_{direct} - N_{fond})^4}}$$

Pour l'ensemble de la distribution, nous obtenons ainsi un taux de réjection des particules β de $83,2 \pm 0,2$ %. Le taux de réjection n'atteint pas 100 % car la partie de basse énergie dans le spectre germanium est dominé par les rayonnements de freinage Bremsstrahlung. L'efficacité de détection du compteur silicium aux rayonnements γ étant limitée, ce rayonnement Bremsstrahlung ne sera que partiellement détecté dans le cristal de silicium. Un tel rayonnement de freinage pourra traverser le compteur silicium et être détecté au niveau du germanium. Ceci abaissera la valeur de notre taux de réjection. La

figure 5.13 illustre ce constat. Elle montre le taux de réjection en fonction de l'énergie dans le cristal de germanium et pour des tranches en énergie de 45 keV.

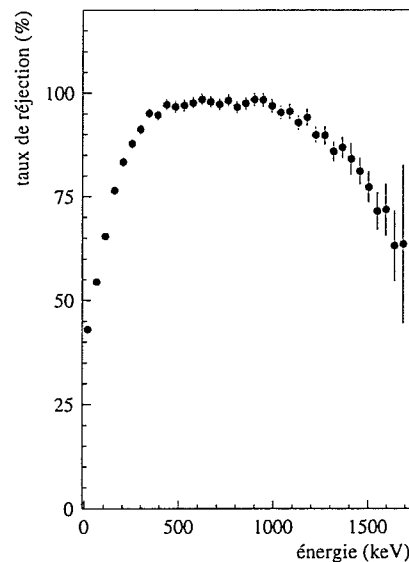


Figure 5.13: Taux de réjection expérimental en fonction de l'énergie dans le cristal de germanium.

Ces taux et leurs incertitudes sont calculés de la même façon que le taux global défini précédemment mais sur des intervalles de 50 canaux ce qui correspond à une énergie d'environ 45 keV. Sur cette courbe, nous pouvons distinguer trois parties.

Tout d'abord, de 0 à 400 keV d'énergie perdue dans le germanium, le taux de réjection augmente rapidement de 40 à 95 %. Dans ce domaine en énergie, le cristal de germanium détecte principalement les rayonnements de Bremsstrahlung et une composante assez mineure due à des particules β de faible énergie après leur traversée du capot d'aluminium.

Pour les pertes d'énergie très grandes dans le cristal de germanium (supérieures à 1100 keV), la courbe présente une chute de 90 à 65 %, les erreurs associées au taux de réjection augmentant. Si on regarde le spectre conditionné par $E_{Si} \neq 0$ de la figure 5.12, la zone en énergie dans le germanium comprise entre 1100 et 1800 keV correspond à la chute logarithmique. Si le bruit de fond est mal estimé (par exemple sous-évalué), alors il est possible de diminuer artificiellement la valeur du taux de réjection. Les barres d'erreur estimées, ne prenant en compte que l'erreur statistique, ne peuvent rendre compte de cet effet. L'expérience que nous avons présentée n'a qu'une durée de 2 heures et le bruit de fond donne lieu à moins d'une centaine de coups par canal. Pour remédier à ce défaut, il faudrait accumuler les données sur une échelle de temps plus grande. Il resterait cependant toujours une zone où le taux de réjection chute, la fin logarithmique donc brutale des spectres β étant toujours assez délicate à apprécier. Cette partie décroissante dans le comportement du taux de réjection n'est certainement pas imputable à l'efficacité de notre dispositif.

Enfin, la partie la plus convaincante sur les performances de notre prototype est la zone située entre 400 et 1100 keV où le taux de réjection fluctue entre 95 et 100 %. Des chiffres aussi élevés se passent de commentaires.

La figure 5.14 montre la perte d'énergie dans le silicium acquise en coïncidence avec l'énergie perdue dans le cristal de germanium.

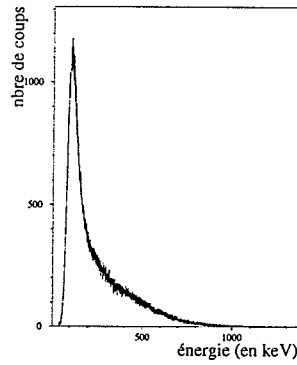


Figure 5.14: Distribution expérimentale en énergie obtenue dans le cristal de silicium du télescope silicium-germanium avec une source ^{90}Sr placée à 3 cm pour 2 heures d'acquisition.

La distribution en énergie a une allure identique à celles que nous avons obtenues pour un détecteur silicium seul avec et sans absorbant (figure 5.4). La jonction silicium au sein du télescope fonctionne donc en mesure de perte d'énergie des particules β la traversant, perte d'énergie proportionnelle à son épaisseur (soit $300 \times 0,36 = 108$ keV). Ceci est donc une raison supplémentaire pour écarter définitivement l'hypothèse d'une perte d'efficacité de notre système aux grandes énergies perdues dans le cristal de germanium. A priori, les particules laissant de telles énergies dans le cristal de germanium ont été produites dans la source avec une énergie très grande et leur trajectoire sera moins perturbée lors de la traversée du compteur silicium. Pour de telles particules, on peut s'attendre à une correspondance de un à un dans les compteurs silicium et germanium.

Nous avons cherché à reproduire le fonctionnement de notre prototype. Nous avons simplifié au maximum le support du détecteur silicium par commodité. Dans la figure 5.15 sont présentés les spectres relatifs à l'utilisation en mode télescope.

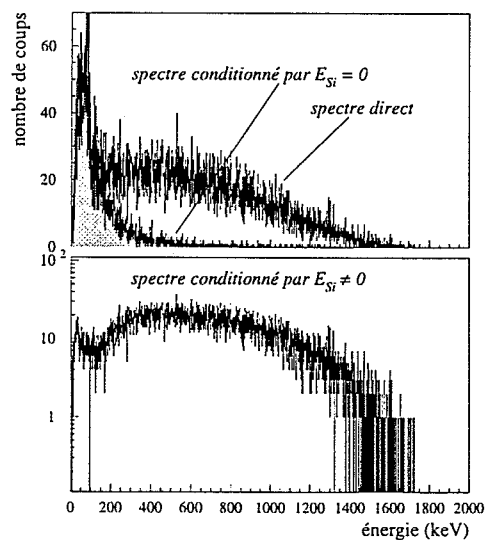


Figure 5.15: Distributions en énergie simulées obtenues dans le cristal de germanium du télescope avec une source ^{90}Sr placée à 3 cm et pour 10^6 particules incidentes.

Le taux de réjection que nous avons estimé est : $75,4 \pm 0,7\%$. Pour le calcul de ce taux, nous ne prenons pas en compte le bruit de fond, le monde dans lequel se déroule notre expérience virtuelle étant un monde parfait, sans perturbations aucunes. Il apparaît clairement sur les spectres que la différence par rapport à l'expérience est due à une baisse de la réjection par le compteur silicium des basses énergies dans le cristal germanium. La partie gauche de la figure 5.16 présente le taux de réjection déduit des spectres générés par les calculs de simulation.

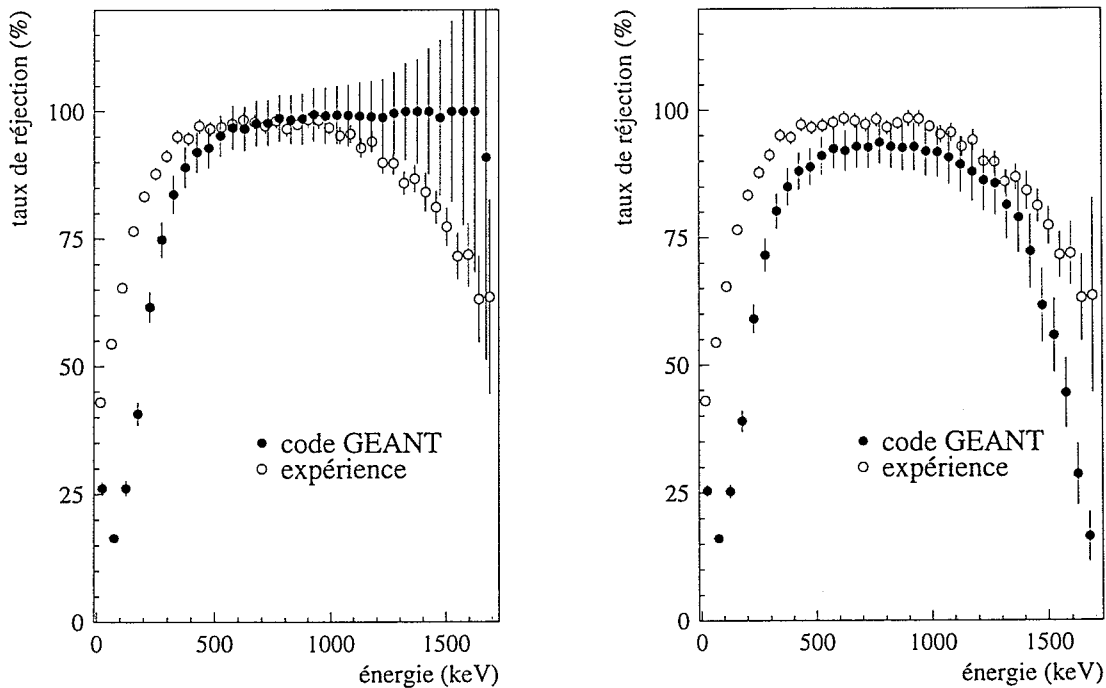


Figure 5.16: Taux de réjection simulé sans bruit de fond (à gauche) et avec bruit de fond (à droite) en fonction de l'énergie dans le cristal de germanium.

Dans l'intervalle en énergie compris entre 0 et 400 keV, l'augmentation du taux de réjection est de 15 à 95 % alors qu'expérimentalement cette valeur passe de 40 à 95 %. Cette différence est due à un manque d'efficacité de notre compteur silicium aux photons de basses énergies provenant du rayonnement Bremsstrahlung. Pour les énergies supérieures à 1100 keV, le taux de réjection a un comportement assez constant contrairement à la courbe que nous avons obtenue expérimentalement. Le taux de réjection fluctue alors entre 90 et 100 % sur l'intervalle en énergie 400 keV, 1800 keV. Pour essayer de nous rapprocher du comportement expérimental, nous avons introduit un bruit de fond constant et égal à -1 coup par keV sur toute l'étendue du spectre.

Le comportement de notre taux de réjection est alors décrit par la partie droite de la figure 5.16 (cercles pleins) et exhibe comme le taux de réjection expérimental (cercles ouverts) une chute à partir de 1100 keV. Ceci montre une fois de plus que notre dispositif ne souffre pas d'une perte d'efficacité aux particules β de grande énergie.

En conclusion, nous sommes très satisfaits de notre prototype et estimons avoir un système capable de discriminer les particules β des rayonnements γ au sein d'un cristal de germanium.

5.6 Développements futurs

Un point important est d'estimer la réponse de notre prototype à des énergies de désintégration plus grandes. Nous avons pour cela artificiellement mis l'énergie Q_{β^-} de la source de ^{90}Sr utilisée à 8 MeV. La partie gauche de la figure 5.17 présente la réponse simulée du télescope à une distribution en énergie s'étendant jusque 8 MeV.

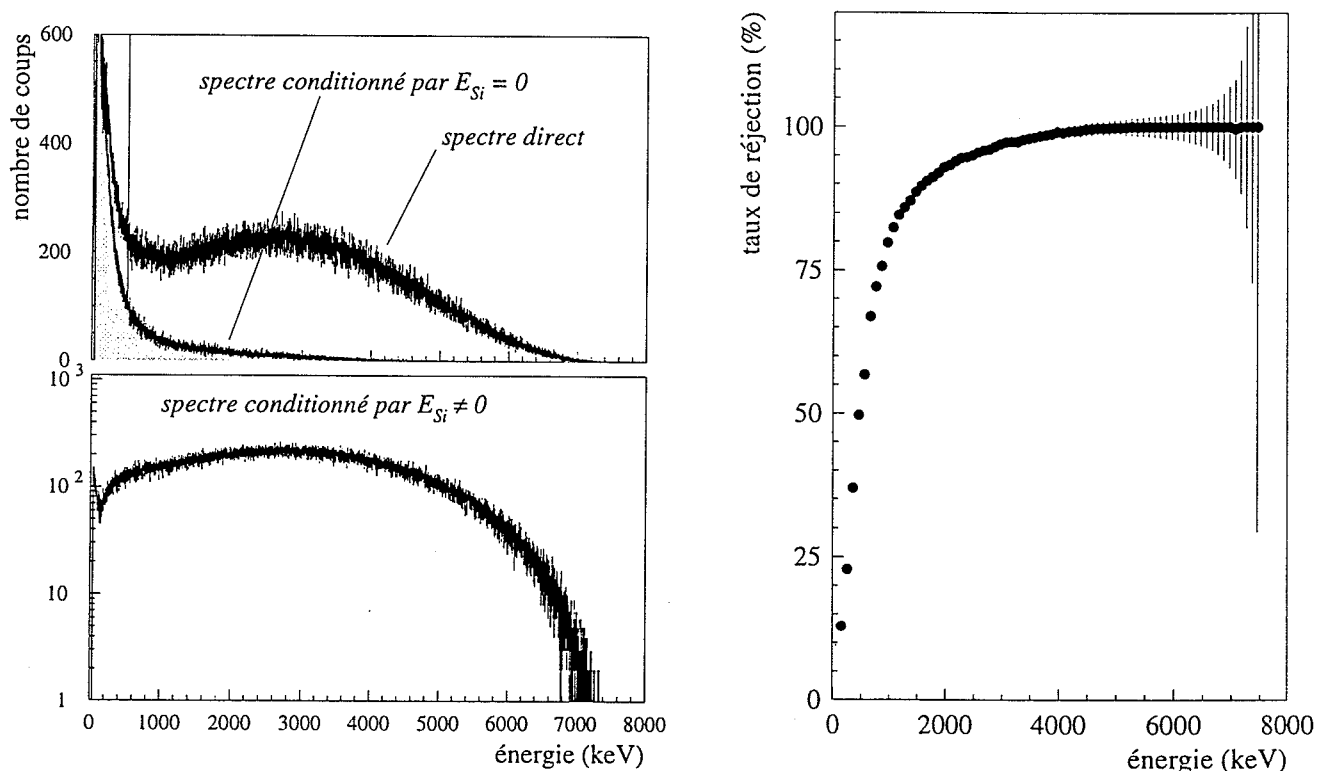


Figure 5.17: Distributions en énergie simulées obtenues dans le cristal de germanium du télescope (à gauche) et taux de réjection en fonction de l'énergie (à droite) avec une distribution en énergie s'étendant jusque 8 MeV.

L'efficacité du cristal de germanium à la détection de telles particules β est estimée à $\epsilon_{\beta} = 11,61 \pm 0,06\%$. Ceci illustre donc l'importance que va prendre ce bruit de fond quand la distribution en énergie des particules β va s'étendre. En effet, pour une source de $Q_{\beta} \simeq 2$ MeV, l'efficacité de détection aux particules β de notre télescope n'est que de 2 % alors qu'elle passe à environ 10 % pour $Q_{\beta} = 8$ MeV.

Nous obtenons un taux de réjection global $\tau = 80,08 \pm 0,11\%$ sur l'intervalle en énergie 23 keV, 8000 keV. La partie droite de la figure 5.17 donne le taux de réjection en fonction de l'énergie dans le germanium pour des intervalles en énergie de 50 keV.

Le comportement du taux de réjection pour une distribution en énergie très étendue est donc similaire à celui obtenu avec une source s'étendant jusque 2,282 MeV. La partie ascendante du spectre atteint ici la valeur 90 % pour une énergie perdue dans le cristal égale à 1000 keV car le rayonnement Bremsstrahlung a la possibilité de s'étendre jusque 8 MeV.

On remarque encore une chute dans le taux de réjection mais cette fois-ci à partir de 5 MeV. Le point important est de noter que le taux de réjection global estimé par le calcul

de simulation est de l'ordre de 80 %. Tenant compte des remarques faites précédemment, ce taux devrait certainement être légèrement supérieur dans les conditions expérimentales.

Un dernier point à préciser serait le comportement du télescope dans un environnement multi-détecteur, c'est-à-dire dans une configuration très fermée où sont présents beaucoup de matériaux pouvant introduire des diffusions complexes et aboutir à la détection de particules β dans le cristal de germanium sans que celles-ci soient passées par la jonction silicium. Un premier élément de réponse peut déjà être apporté. Les simulations et expériences que nous avons mises en œuvre se déroulent dans une enceinte de plomb afin de minimiser le bruit de fond ambiant. Les enceintes étant très rapprochées du compteur et le plomb possédant un numéro atomique très élevé, notre dispositif maximise donc en fait les diffusions multiples mais nous obtenons toujours un taux de réjection très satisfaisant.

Nous pouvons aussi comparer notre solution à une autre approche expérimentale mise en œuvre par L. Weissman *et al.* [76]. Le dispositif adopté a un double objectif: tout d'abord mettre en place des coïncidences $\beta - \gamma$ et aussi rejeter le bruit de fond généré par les particules β dans un cristal de germanium. Cette solution repose sur l'emploi de scintillateurs plastiques placés devant deux compteurs germanium et opérant en coïncidence ou en anti-coïncidence (figure 5.18).

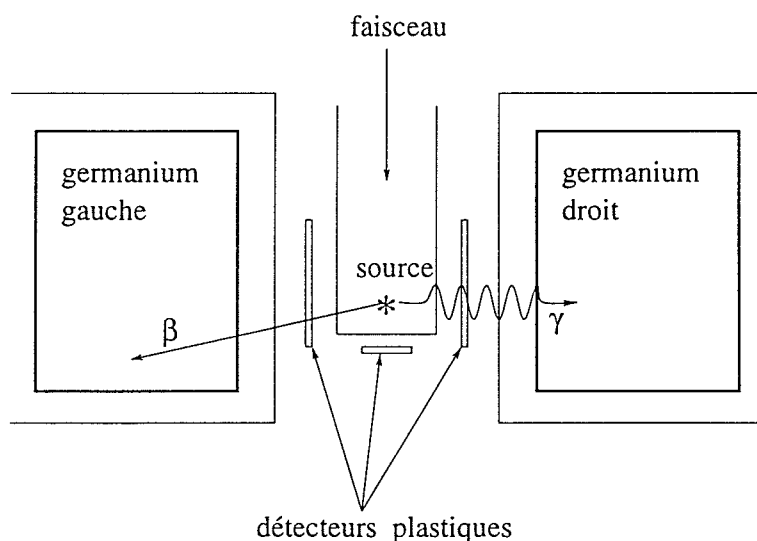


Figure 5.18: Schéma du dispositif adopté par L. Weissman *et al.* [76] pour la mise en œuvre de coïncidence $\beta - \gamma$ et l'identification des particules β .

Cette solution nous apparaît comme lourde à mettre en place. L'usage d'un scintillateur requiert l'utilisation de 2 photomultiplicateurs afin de diminuer le bruit de fond dans celui-ci. De plus, la surface de chaque scintillateur doit être choisie afin d'assurer la même couverture angulaire que celle du cristal de germanium auquel il est corrélé. Pour l'acquisition, 5 signaux de déclenchements sont possibles. Une désexcitation γ précédée d'une décroissance β est ainsi identifiée par un signal dans le détecteur germanium, droit par exemple (signant la détection d'un rayonnement γ dans une direction) et un signal dans le scintillateur plastique situé à l'opposé du compteur germanium, à gauche dans notre exemple ou dans le scintillateur arrière (signant l'émission d'une particule β dans une direction différente de celle du γ). L'identification d'une particule β au sein d'un cristal de germanium est un événement caractérisé par un signal dans le compteur germanium, gauche par exemple, et un signal dans le scintillateur plastique situé juste devant, c'est-

à-dire à gauche dans notre exemple.

Bien que l'efficacité intrinsèque des scintillateurs plastiques soit proche de 100 %, dans un tel dispositif les scintillateurs gauche et droit ne couvrent chacun que 16 % de l'angle solide et celui situé à l'arrière 20 %. L'efficacité globale de détection des scintillateurs aux particules β n'est que d'environ 50 %. C'est-à-dire que ce dispositif n'identifie qu'une désintégration β sur deux, ce qui réduit d'autant la détection des coïncidences $\beta - \gamma$. Pour augmenter la détection de ces coïncidences, il faudrait augmenter la couverture angulaire des scintillateurs plastiques. Il serait possible d'utiliser plus de détecteurs et cela entraînerait une multiplication des chaînes électroniques nécessaires.

La deuxième limitation dont souffre ce dispositif est liée à l'identification des particules β laissant un signal dans le cristal de germanium. A 8 MeV, 40 % des particules β sont identifiées et à 13 MeV, ce taux atteint 60 %. Le passage du taux d'identification de 40 % à 60 % sur une échelle de 5 MeV peut être attribué à des trajectoires plus rectilignes pour les particules β les plus énergétiques, les diffusions complexes étant certainement plus nombreuses à 8 MeV qu'à 15 MeV.

Ceci met donc le doigt sur le point sensible du dispositif de Weissman : une corrélation incomplète entre les événements dans le cristal de germanium et le scintillateur plastique. Cette lacune s'explique très facilement par la localisation externe du détecteur veto. L'épaisseur d'aluminium du capot interposée entre le scintillateur plastique et le cristal de germanium va favoriser des diffusions complexes et entraîner des mauvaises corrélations entre les événements dans les deux détecteurs.

Pour remédier à ce problème, il faudrait placer le détecteur veto le plus proche possible du cristal de germanium, ce que nous avons fait en positionnant un compteur silicium au sein du cryostat du détecteur germanium. Cette solution que nous avons développée n'empêche en aucun cas la mise en place de coïncidence $\beta - \gamma$ comme dans le dispositif de Weissman. Au contraire, avec notre prototype il est possible d'utiliser un scintillateur plastique 4π , tel celui mis en œuvre pour l'observation des décroissances de ^{72}Kr . L'identification des particules β est ainsi indépendante du détecteur qui est sensible à la désintégration β . L'utilisation d'un scintillateur 4π est impossible avec le dispositif de Weissman, celui-ci ayant besoin d'une certaine granularité des détecteurs plastiques utilisés afin d'assurer l'identification des particules β qui iront perdre leur énergie dans le cristal de germanium.

Les résultats obtenus par ce dispositif à base de scintillateurs plastiques sont cependant très encourageants. Ils conduisent à une considérable diminution du bruit de fond dans les détecteurs germanium ainsi qu'à une mise en évidence d'une transition de faible intensité dans la décroissance de ^{67}Co . Cela nous laisse donc espérer de très bons résultats avec notre prototype lors d'utilisation sur les sites expérimentaux.

En conclusion, afin d'évaluer le taux de réjection de notre prototype dans des conditions plus variées, une première étape à franchir est de l'emmener sur des sites expérimentaux. Cela est tout à fait possible, notre équipe étant couramment impliquée dans des expériences auprès du GANIL et de ISOLDE. Cela nous donnerait ainsi l'opportunité de confronter notre détecteur à de vraies décroissances $\beta - \gamma$ contrairement aux désintégrations β pures que nous avons utilisées jusqu'à présent.

La deuxième étape à franchir est d'intégrer l'électronique relative à la préamplification du signal silicium au même niveau que celle du germanium afin de disposer d'un deuxième télescope débarrassé des problèmes d'influence des signaux, des masses flottantes et d'utilisation encore plus conviviale.

Conclusion

Dans notre travail, nous avons exploré la région de masse $A \simeq 80$ du côté déficient en neutrons par l'intermédiaire des décroissances radioactives.

L'expérience utilisant la fragmentation du faisceau au GANIL a permis de fixer partiellement la limite de stabilité dans cette région. Nous avons mis en évidence pour la première fois, la présence de transitions superpermises de type Fermi dans les noyaux ^{78}Y , ^{82}Nb et ^{86}Tc . Ce résultat étend jusqu'à la couche $g_{9/2}$ le domaine de masse potentiel pour comprendre le mécanisme de l'interaction faible dans le milieu nucléaire. Il pose aussi le problème de l'appariement entre neutron et proton pour les noyaux $N = Z$ impair-impair, phénomène qui détermine les caractéristiques de l'état fondamental. Auprès de l'installation ISOLDE au CERN, dans le cas de ^{72}Kr , nous avons illustré l'apport des mesures de décroissance radioactive à l'étude de la déformation de l'état fondamental des noyaux précurseurs. Ces deux expériences se sont déroulées auprès d'installations complémentaires. Nous avons ainsi pu apprécier les spécificités de chacune d'elles ainsi que les problèmes liés à l'utilisation des détecteurs dans de tels environnements. Ce dernier point nous a conduit à apporter notre contribution sur le plan de l'instrumentation. Afin de réduire le bruit de fond dû aux particules β dans les cristaux de germanium, nous avons développé en collaboration avec la société Eurisys Mesures un prototype de télescope silicium-germanium dont le principe repose sur la mesure de la perte d'énergie et de l'énergie résiduelle dans deux compteurs distincts. Les performances de ce prototype, établies par des mesures en source, se sont révélées très satisfaisantes et le dispositif peut maintenant être emmené sur les sites expérimentaux.

Les limitations que nous avons rencontrées lors de nos expériences au GANIL et à ISOLDE concernent la production des noyaux et la détection de leur décroissance. Il convient de rappeler que les taux de production ayant permis l'observation des transitions superpermises au GANIL sont assez faibles. De plus, ces noyaux appartiennent à la famille des éléments réfractaires et ne peuvent actuellement pas être extraits des sources utilisées auprès d'ISOLDE. Pour pallier cette carence, on peut envisager le développement de nouvelles sources d'ions à ISOLDE. Auprès du GANIL, l'éventuelle sortie basse énergie de SPIRAL peut aussi être une alternative. Ces deux solutions se placent dans une perspective à moyen terme. A plus court terme, il est possible de miser sur les techniques de guide d'ions ne souffrant pas de limitations liées à la nature des éléments à extraire. Ces techniques de guide d'ions peuvent être combinées à une bonne séparation en masse.

Pour la détermination de la force de transition Gamow-Teller, nous avons été confronté à la perte d'efficacité de détection des rayonnements γ à haute énergie d'excitation. La décroissance des espèces exotiques peut peupler des états excités jusqu'à des énergies d'une dizaine de MeV. Détecter les désexcitations γ de tels états nous donnerait un accès plus complet à la structure nucléaire. Cette carence provient en partie de la simplicité du

ystème de détection que nous avons mis en place. L'emploi de multi-compteurs γ comme EXOGAM présentant une efficacité de 20 % à 1,3 MeV conduirait à une observation plus complète des processus de désexcitation. A plus court terme, le groupe s'est investi dans le projet TAGS (en collaboration avec les universités de Surrey, Valence et Madrid). L'emploi de ce détecteur constituerait un apport significatif à la détermination plus complète de la force de transition Gamow-Teller.

Notre travail, bien qu'ayant résolu certains points, appelle à d'autres mesures. Dans le cadre des transitions de Fermi, il est d'intérêt de mesurer les masses des noyaux $N = Z$ impair-impair ainsi que les pourcentages d'alimentation des transitions β que nous avons observées. De telles mesures sont en relation avec la modélisation de l'interaction faible dans le milieu nucléaire. Dans les noyaux ^{78}Y , ^{82}Nb , ^{86}Tc , il faudrait envisager des mesures permettant de positionner les états $T = 0$ et $T = 1$ l'un par rapport à l'autre. Enfin, l'investigation du signe de la déformation par la décroissance radioactive peut se poursuivre pour les noyaux $N = Z$ pair-pair $^{80}_{40}\text{Zr}$ et $^{84}_{42}\text{Mo}$.

Bibliographie

- [1] N.B. Gove et M.J. Martin, Nucl. Data Tables 10 (1971) 205
- [2] S. Raman et N.B. Gove, Phys. Rev. C7 (1973) 1995
- [3] F. Didierjean et G. Walter, rapport interne CRN, 94-01 (1994)
- [4] B. Singh *et al.*, Nuclear Data Sheets 84 (1998) 487
- [5] J.C. Hardy *et al.*, Nucl. Phys. A509 (1990) 429
- [6] D.H. Wilkinson, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A335 (1993) 172
- [7] W. Nazarewicz *et al.*, Nucl. Phys. A435 (1985) 397
- [8] P. Möller *et al.*, Nucl. Data Tables 59 (1995) 185
- [9] P. Bonche *et al.*, Nucl. Phys. A443 (1985) 39
- [10] D. Rudolph *et al.*, Phys. Rev. C56 (1997) 98
- [11] M. Girod *et al.*, Shape coexistence and shape isomerism in light even-even Se, Kr, Zr isotopes, Nuclear Structure in the Nineties, 23-27 Avril 1990, Oak Ridge
- [12] B.J. Varley *et al.*, Phys. Lett. B194 (1987) 463
- [13] S. Skoda *et al.*, Phys. Rev. C58 (1998) R5
- [14] G. de Angelis *et al.*, Phys. Lett. B415 (1997) 217
- [15] C. Baktash *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 1946
- [16] Y. Aboussir *et al.*, Nucl. Data Tables 61 (1995) 127
- [17] W. Gelletly *et al.*, Phys. Lett. B253 (1991) 287
- [18] C. Gaarde *et al.*, Nucl. Phys. A396 (1983) 127c
- [19] H. Sagawa *et al.*, Phys. Lett. B303 (1993) 215
- [20] I. Hamamoto *et al.*, Phys. Rev. C48 (1993) R960
- [21] I. Hamamoto *et al.*, Z Phys. A353 (1995) 145
- [22] F. Frisk *et al.*, Phys. Rev. C52 (1995) 2468
- [23] A. Poves et G. Martinez-Pinedo, Phys. Lett. B430 (1998) 203

- [24] S.M. Vincent *et al.*, Phys. Lett. B437 (1998) 264
- [25] P. Van Isacker et D.D. Warner, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 3266
- [26] B. Blank *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 4611
- [27] M.F. Mohar *et al.*, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 1571
- [28] J.M. D'Auria *et al.*, Phys. Lett. B66 (1977) 233
- [29] A. Jokinen *et al.*, Z Phys A355 (1996) 227
- [30] G. Walter *et al.*, rapport d'activité IReS 1997-1998, p. 261
- [31] J. Uusitalo *et al.*, Phys. Rev. C46 (1992) R2620
- [32] C.N. Davids *et al.*, Phys. Rev. C19 (1979) 1463
- [33] R.H. Burch *et al.*, Phys. Rev. C38 (1988) 1365
- [34] D. Rudolph *et al.*, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 376
- [35] Ch. Miehé *et al.*, Eur. Phys. Jour. A 5/2 (1999) 143
- [36] M. Oinonen *et al.*, Phys. Rev. C56 (1997) 745
- [37] B. Blank *et al.*, Phys. Lett. B364 (1995) 8
- [38] H. Schmeing *et al.*, Phys. Lett. B44 (1973) 449
- [39] C.N. Davids et D.R. Goosman, Phys. Rev. C8 (1973) 1029
- [40] J. Giovinazzo, thèse ULP (1997)
- [41] B. Jonson *et al.*, Nuclear Physics News 3 (1993) 5
- [42] P. Dendooven, Nucl. Instr. Meth. B126 (1997) 182
- [43] C.J. Lister *et al.*, Phys. Rev. C42 (1990) R1191
- [44] J. Uusitalo *et al.*, Phys. Rev. C57 (1998) 2259
- [45] C.J. Lister *et al.*, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 1270
- [46] R. Béraud *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A346 (1994) 196
- [47] P. Dendooven *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A408 (1998) 530
- [48] M. Oinonen *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A416 (1998) 485
- [49] A.S. Goldhaber, Phys. Lett. B53 (1974) 306
- [50] K. Sümmerer *et al.*, Phys. Rev. C42 (1990) 2546
- [51] R. Grzywacz *et al.*, Phys. Lett. B355 (1995) 439
- [52] A.C. Mueller et R. Anne, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B56/57 (1991) 559

- [53] R. Anne, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B126 (1997) 279
- [54] R. Anne *et al.*, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A257 (1987) 215
- [55] J.P. Dufour *et al.*, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A248 (1986) 267
- [56] J.M. Daugas *et al.*, Proceedings "ENAM'98 Exotic Nuclei and Atomic Masses", éditeurs B.M. Sherril, D.J. Morrissey, C.N. Davids, p. 494
- [57] T. Tachibana *et al.*, Prog. Theor. Phys. 84 (1990) 641
- [58] M. Hirsch *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables 53 (1993) 165
- [59] S. Hofmann *et al.*, Z. Phys. A325 (1986) 37
- [60] P.H. Regan *et al.*, Acta Phys. Pol. B28 (1997) 431
- [61] Z. Janas *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 295
- [62] E.R. Hilf *et al.*, Proc. 3rd Int. Conf on Nuclei far from Stability, Cargèse, Corsica (France), CERN REPORT 76-13 (1976), p. 142
- [63] G. Audi et A.H. Wapstra, Nucl. Phys. A595 (1995) 409
- [64] Ph. Dessagne et Ch. Miehé, rapport interne CRN, PN 87-08 (1987)
- [65] D.E. Alburger, Phys. Rev. C18 (1978) 1875
- [66] W.E. Collins *et al.*, Phys. Rev. C9 (1974) 1457
- [67] G. Garcia Bermudez *et al.*, Phys. Rev. C25 (1982) 1396
- [68] M. Keim *et al.*, rapport interne CERN-PPE/94-182 (1994)
- [69] Ch. Miehé *et al.*, Proceedings "ENAM'98 Exotic Nuclei and Atomic Masses", éditeurs B.M. Sherril, D.J. Morrissey, C.N. Davids, p. 789
- [70] C.M. Perey et F.G. Perey, Atom. Dat. and Nucl. Dat. Tables 17 (1976) 1
- [71] J.C. Hardy, Phys. Lett. B109 (1982) 242
- [72] M. Karny *et al.*, Nucl. Instr. Meth. B126 (1997) 411
- [73] Z. Janas *et al.*, Proceedings "ENAM'98 Exotic Nuclei and Atomic Masses", éditeurs B.M. Sherril, D.J. Morrissey, C.N. Davids, p. 725
- [74] http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant_html3/geantall.html
- [75] R.D. Evans, The Atomic Nucleus, ed. McGraw-Hill, p. 620
- [76] L. Weissman *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A423 (1999) 328

Annexe A

Calculs d'erreurs

Nous développons ici le calcul de l'erreur liée aux mesures d'efficacité ϵ ou du taux de réjection τ . Ces deux grandeurs sont des fonctions assez simples de 2 ou 3 variables, $f(x_1, x_2, x_3)$, chaque variable x_i étant entâchée d'une erreur statistique $\sigma_{x_i} = \sqrt{x_i}$.

Pour des variables x_i indépendantes, le théorème de propagation des erreurs donne comme variance de la fonction f :

$$\sigma_f^2 = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot \sigma_{x_i}^2$$

Dans notre cas, la fonction f a la forme : $f(x_1, x_2, x_3) = \frac{x_1}{x_2 - x_3}$ et les différentes dérivées partielles sont alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial x_1} &= \frac{1}{x_2 - x_3} \\ \frac{\partial f}{\partial x_2} &= \frac{-x_1}{(x_2 - x_3)^2} \\ \frac{\partial f}{\partial x_3} &= \frac{x_1}{(x_2 - x_3)^2} \end{aligned}$$

Les erreurs sur chaque variable étant uniquement statistique, on a $\sigma_{x_i} = \sqrt{x_i}$ soit pour l'erreur sur f :

$$\sigma_f^2 = \frac{x_1}{(x_2 - x_3)^2} + \frac{x_1^2}{(x_2 - x_3)^4} \cdot x_2 + \frac{x_1^2}{(x_2 - x_3)^4} \cdot x_3$$

Soit finalement :

$$\sigma_f = \frac{x_1}{(x_2 - x_3)^2} \cdot \sqrt{x_2 + x_3 + \frac{(x_2 - x_3)^2}{x_1}}$$

Dans le cas du calcul d'erreur sur une efficacité définie par $\epsilon = \frac{N_{det}}{N_{th}}$, on obtient alors en considérant $x_3 = 0$ et après factorisation :

$$\sigma_\epsilon = \frac{N_{det}}{N_{th}} \times \sqrt{\frac{1}{N_{det}} + \frac{1}{N_{th}}}$$

Pour un taux de réjection défini par $\tau = \frac{N(E_{Ge}, E_{Si} \neq 0)}{N_{direct} - N_{fond}}$, l'erreur est donnée par :

$$\sigma_\tau = \sqrt{\frac{N(E_{Ge}, E_{Si} \neq 0)^2 \times (N_{direct} + N_{fond} + \frac{(N_{direct} - N_{fond})^2}{N(E_{Ge}, E_{Si} \neq 0)})}{(N_{direct} - N_{fond})^4}}$$

Annexe B

Résultats concernant la décroissance de ^{72}Kr

Le tableau B.1 répertorie par énergie croissante les transitions γ mises en évidence dans la décroissance de ^{72}Kr . Les intensités sont ici ramenées à 100 désintégrations β et tiennent compte de la conversion interne. Sont aussi précisés l'état initial et final de la désexcitation ainsi que les coefficients de conversion interne utilisés.

E(keV)	I_γ	$E_i(\text{keV})$	$E_f(\text{keV})$	α
38,8±0,5	0,00691	162,9	124,4	1,4±0,1
105,2±0,5	0,00883	415,2	310,0	0,1±0,05
124,4±0,5	0,06298	124,4	0,0	0,08±0,01
146,2±0,5	0,00037	722,1	575,7	0,04±0,005
147,2±0,5	0,01067	310,0	162,9	0,04±0,005
162,7±0,5	0,17614	162,9	0,0	0,13±0,01
166,1±0,5	0,00187	328,7	162,9	0,04±0,005
177,2±0,5	0,00230	575,7	398,5	0,03±0,003
183,9±0,5	0,00464	576,8	392,8	0,02±0,002
204,4±0,5	0,00169	328,7	124,4	0,18±0,002
230,1±0,5	0,00612	392,8	162,9	0,014±0,002
252,4±0,5	0,04034	415,2	162,9	0,009±0,001
265,7±0,5	0,00800	575,7	310,0	0,0085±0,001
274,2±0,5	0,00307	398,5	124,4	0,008±0,001
290,7±0,5	0,00081	415,2	124,4	0,007±0,002
309,9±0,5	0,26012	310,0	0,0	0,003±0,001
328,4±0,5	0,01949	328,7	0,0	
380,8±0,5	0,00971	796,0	415,2	
392,7±0,5	0,00965	392,8	0,0	
398,4±0,5	0,00914	398,5	0,0	
412,1±0,5	0,00619	722,1	310,0	
415,1±0,5	0,30286	415,2	0,0	
452,3±0,5	0,01221	1028,4	575,7	
485,9±0,5	0,00707	796,0	310,0	
541,1±0,5	0,00129	939,6	398,5	

E(keV)	I_γ	$E_i(\text{keV})$	$E_f(\text{keV})$
545,1±0,5	0,00281	708,0	162,9
547,1±0,5	0,00139	939,6	392,8
559,7±0,5	0,00787	722,1	162,9
575,8±0,5	0,01904	575,7	0,0
576,9±0,5	0,10383	576,8	0,0
592,8±0,5	0,00104	902,5	310,0
633,8±0,5	0,01669	796,0	162,9
708,0±0,5	0,00336	708,0	0,0
721,9±0,5	0,00120	722,1	0,0
739,6±0,5	0,00279	902,5	162,9
795,7±0,5	0,00224	796,0	0,0
810,0±0,5	0,00426	1385,9	575,7
815,2±0,5	0,00397	939,6	124,4
902,2±0,5	0,00890	902,5	0,0
909,0±0,5	0,00426	1071,9	162,9
939,2±0,5	0,01020	939,6	0,0
1029,2±0,5	0,00381	1028,4	0,0
1039,8±0,5	0,00503	1835,7	796,0
1049,9±0,5	0,00939	1772,4	722,1
1223,0±0,5	0,00125	1798,8	575,7
1386,3±0,5	0,00276	1385,9	0,0
1441,6±0,5	0,00037	1605,4	162,9
1481,6±0,5	0,00226	1605,4	124,4
1605,7±0,5	0,00240	1605,4	0,0
1609,9±0,5	0,00559	1772,4	162,9
1636,0±0,5	0,00163	1798,8	162,9
1648,8±0,5	0,00656	1772,4	124,4
1671,6±0,5	0,00063	1835,7	162,9
1674,5±0,5	0,00231	1798,8	124,4
1711,3±0,5	0,00409	1835,7	124,4
1772,9±0,5	0,00083	1772,4	0,0
1798,9±0,5	0,00066	1798,8	0,0
1835,8±0,5	0,00036	1835,7	0,0

Tableau B.1: Transitions γ attribuées à la décroissance radioactive de ^{72}Kr . Les intensités sont ramenées à 100 désintégrations β .



*Imprimé à l'Institut de Recherches Subatomiques
23, Rue du Loess
BP 28 - 67037 Strasbourg Cedex 2*