



HAL
open science

Etude de la structure et du mécanisme de production des états isomères aux énergies intermédiaires

J.M. Daugas

► **To cite this version:**

J.M. Daugas. Etude de la structure et du mécanisme de production des états isomères aux énergies intermédiaires. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1999. Français. NNT: . tel-00610391

HAL Id: tel-00610391

<https://theses.hal.science/tel-00610391v1>

Submitted on 21 Jul 2011

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

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

UNIVERSITE de CAEN / BASSE-NORMANDIE

U.F.R. : Sciences
Ecole Doctorale SIMEM

THESE

présentée par

Mr Jean-Michel DAUGAS

et soutenue

le 26 novembre 1999

en vue de l'obtention du

DOCTORAT EUROPEEN de L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires

(Arrêté du 30 mars 1992)

Titre :

**Etude de la structure et du mécanisme de production
des états isomères aux énergies intermédiaires**

JURY :

Monsieur
Monsieur
Madame
Monsieur
Monsieur
Madame

**J.F. BERGER
W.GELLETLY
D. GUILLEMAUD-MUELLER
M. LEWITOWICZ
O. NAVILLAT-CUNCIC
G. NEYENS**

Rapporteur
Rapporteur
Directeur de Thèse
Président

Table des matières

1	Introduction	5
2	Outils de spectroscopie nucléaire et mécanismes de réaction	9
2.1	Introduction	10
2.2	Notions de structure nucléaire	10
2.3	Les transitions électromagnétiques	12
2.3.1	Probabilités de transitions γ	12
2.3.2	Conversion interne	14
2.4	Les isomères	15
2.4.1	Définition	15
2.4.2	Classification	15
2.5	Peuplement des états excités lors de la réaction	16
2.5.1	Transfert de moment angulaire	17
2.5.2	Calcul du taux de production d'isomères F	19
2.6	Motivations	20
3	Dispositif expérimental	21
3.1	Introduction	22
3.2	Le spectromètre LISE3	22
3.3	Description des détecteurs utilisés	28
3.3.1	Les détecteurs silicium	28
3.3.2	Electronique associée aux détecteurs silicium	30
3.3.3	Les détecteurs germanium	30
3.3.4	Electronique associée aux détecteurs germanium	34
3.4	Montage expérimental	37
3.4.1	Mécanique et géométrie du montage	37
3.4.2	Acquisition des données	37

3.5	Etalonnage des détecteurs	41
3.5.1	Etalonnage en énergie	41
3.5.2	Etalonnage en temps	42
3.6	Efficacité photopic des détecteurs germanium	43
3.6.1	Principe de la mesure	43
3.6.2	Efficacité sur toute la gamme en énergie	43
4	Étude des états isomères dans les noyaux riches en neutrons	45
4.1	Introduction	46
4.2	Procédure expérimentale	46
4.2.1	Production des noyaux d'intérêt	46
4.2.2	Implantation du faisceau secondaire	47
4.2.3	Optimisation du système de détection	49
4.3	Description de l'expérience	51
4.3.1	Etalonnage des détecteurs silicium	53
4.3.2	Etalonnage des détecteurs germanium	53
4.3.3	Efficacité de détection des rayonnements γ	56
4.3.4	Réglages du spectromètre	59
4.4	Analyse des données	60
4.4.1	Taux de production	60
4.4.2	Identification des noyaux dans leur état isomère	61
4.4.3	Etude des nouveaux états isomères	64
4.5	Interprétations	65
4.5.1	Le $^{50}_{19}\text{K}_{31}$	65
4.5.2	Le $^{60}_{23}\text{V}_{37}$	68
4.5.3	Le $^{62}_{25}\text{Mn}_{37}$	72
4.5.4	Le $^{68}_{27}\text{Co}_{41}$	74
4.5.5	Le $^{70}_{27}\text{Co}_{43}$	76
4.5.6	Le $^{75}_{29}\text{Cu}_{46}$	81
4.5.7	Le $^{78}_{30}\text{Zn}_{48}$	83
4.5.8	Le $^{78}_{31}\text{Ga}_{47}$	90
4.6	Conclusion	94
5	Peuplement des états isomères	97
5.1	Introduction	98

5.2	Procédure expérimentale	98
5.2.1	Choix et production des noyaux étudiés	98
5.2.2	Réglages du spectromètre	101
5.2.3	Montage du dispositif expérimental	101
5.3	Description de l'expérience	105
5.3.1	Etalonnage des détecteurs silicium	105
5.3.2	Etalonnage des détecteurs germanium	107
5.3.3	Efficacité de détection des rayonnements γ	107
5.4	Analyse des données	107
5.4.1	Noyaux isomères produits	107
5.5	Résultats	110
5.6	Interprétation	120
5.7	Conclusion	121
6	Conclusion	123
A	Comparaison des résultats avec le modèle de de Jong	127
	BIBLIOGRAPHIE	133

Chapitre 1

Introduction

La production et l'étude des noyaux exotiques représentent un axe de recherche important en physique nucléaire. Ces noyaux ont la particularité d'avoir un rapport entre le nombre de neutrons et de protons N/Z très différent de celui des noyaux stables. Sonder un tel système en lui transférant une énergie d'excitation importante et/ou un grand moment angulaire est important afin de mieux comprendre la structure nucléaire dans ces conditions extrêmes.

Le développement des accélérateurs d'ions lourds, comme l'accroissement de l'énergie et de l'intensité des projectiles, nous offre la possibilité de continuer les études déjà entreprises vers des noyaux de plus en plus exotiques. Ces études sont tout d'abord portées sur l'existence de ces noyaux ainsi que sur leur taux de production. Ensuite, sont étudiées leurs propriétés, telles que l'énergie de séparation d'une particule, la durée de vie, le mode de décroissance et, ce qui sera expliqué plus en détails dans ce rapport, la spectroscopie. Les études spectroscopiques ont pour but de déterminer les caractéristiques des niveaux fondamental et excités d'un noyau considéré, leur énergie, leur spin et leur temps de vie, et d'en donner une interprétation théorique.

Les noyaux exotiques sont caractérisés par leur énergie de liaison, qui s'amenuise en fonction de leur éloignement de la vallée de la stabilité jusqu'à devenir négative. Dans ce dernier cas, les noyaux produits ne sont plus liés. Cette limite de la stabilité nucléaire est appelé la "drip line".

Les noyaux exotiques n'étant pas disponibles à l'état naturel, il est donc nécessaire de les créer artificiellement afin de pouvoir les étudier. Le seul moyen de fabriquer ce type de noyaux aujourd'hui passe par une collision de deux noyaux stables.

Différents types de mécanismes de réaction peuvent être utilisés pour conduire à la production de noyaux exotiques.

Parmi les plus fréquemment utilisés, on peut trouver la réaction de fusion-évaporation. Cette réaction permet essentiellement de produire des noyaux riches en protons, il suffit en effet de regarder où se trouve la vallée de la stabilité sur la carte des noyaux pour se rendre compte que si on fait fusionner deux noyaux stables, un noyau exotique riche en protons sera préférentiellement produit. De plus, ce type de réaction se faisant sous la barrière coulombienne, le noyau composé évaporerait préférentiellement des neutrons.

En utilisant un projectile et/ou une cible de masse plus importante, le noyau composé produit par fusion fissionnera en deux noyaux de masse A et de numéro atomique Z proches pour la fission symétrique, ou de A et de Z très différents pour les deux fragments produits pour la fission asymétrique. Il est alors possible d'étudier les noyaux exotiques produits lors de la fission du noyau composé. Les fragments de fission émis lors de ce type de réaction sont des noyaux riches en

neutrons. Ils possèdent généralement un numéro atomique Z compris entre 20 et 60.

Il est aussi possible de produire des noyaux exotiques en utilisant la fragmentation du projectile. L'avantage de ce type de mécanisme est que les fragments produits lors de cette réaction peuvent être aussi bien des noyaux riches en protons que des noyaux riches en neutrons.

D'autres mécanismes permettent de produire des noyaux loin de la vallée de la stabilité, tels que les réactions de transfert quasi-élastique ou très inélastique et les réactions de spallation.

Le mode de production des noyaux exotiques utilisé lors des expériences décrites dans les chapitres suivants sera essentiellement la fragmentation du projectile.

Dans ce travail nous étudions les noyaux exotiques dans leurs états isomères. Cette étude nous apporte des informations sur la structure de ces noyaux éloignés de la vallée de stabilité β , et nous aide aussi à mieux comprendre le mécanisme de réaction conduisant à la production de tels états.

Deux expériences différentes sont présentées dans la suite :

La première expérience, décrite dans le chapitre 4, concerne l'observation et l'étude des états isomères dans la région des noyaux riches en neutrons produits par fragmentation d'un faisceau de ^{86}Kr . Lors de cette expérience, dix nouveaux états isomères ont été étudiés pour la première fois. Notamment, les premières informations spectroscopiques dans la région du noyau doublement magique de ^{78}Ni ont été déduites.

La deuxième expérience (cf chapitre 5) concerne l'étude du peuplement des états isomères. Lors de cette expérience, nous avons étudié le rôle du mécanisme de réaction sur le peuplement des niveaux excités des noyaux produits par fragmentation d'un faisceau de ^{92}Mo à 60 MeV/u. Une forte dépendance du taux de production des états isomères en fonction de la structure des noyaux produits et du mécanisme de réaction a été observée pour la première fois aux énergies intermédiaires.

Chapitre 2

Outils de spectroscopie nucléaire et mécanismes de réaction

2.1 Introduction

Dans ce chapitre sont expliqués succinctement le schéma général de la structure en couches du noyau, le mode de désexcitation par émission de rayonnement γ , ainsi que le mécanisme de transfert de moment angulaire mis en jeu lors de la réaction.

2.2 Notions de structure nucléaire

Les noyaux atomiques sont composés de Z protons et de N neutrons. Notre compréhension de la structure du noyau atomique est basée sur le modèle en couches [HEY90] en considérant que les nucléons sont plongés dans un champ moyen créé par l'ensemble des nucléons. Ce système est décrit par l'équation de Schrödinger à N -corps en considérant que les nucléons interagissent entre eux via une interaction à deux corps.

$$\hat{H} |\Psi\rangle = E |\Psi\rangle \quad (II - 1)$$

où H est l'hamiltonien du système. Cet hamiltonien est la somme des termes cinétiques T , champ moyen V et d'interaction résiduelle W .

$$\hat{H} = \sum_i \hat{t}_i + \sum_i \hat{v}_i + \sum_{i<j} \hat{w}_{ij} \quad (II - 2)$$

L'interaction résiduelle du modèle en couches sphérique provient de l'interaction nucléon-nucléon V_{NN} . Le potentiel du champ moyen est composée essentiellement d'un potentiel central et d'un potentiel spin-orbite :

$$\hat{V}(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 + D\hat{l}^2 + C\hat{l}\cdot\hat{s} \quad (II - 3)$$

où $D\hat{l}^2$ est un terme phénoménologique représentant l'effet de bord qui a pour conséquence de baisser les niveaux d'énergie des particules individuelles occupant les orbites de grand \vec{j} , et $C\hat{l}\cdot\hat{s}$ est le terme de couplage spin-orbite. L'interaction résiduelle peut être obtenue à partir d'une force à deux corps, par exemple de type Yukawa, qui sera très répulsive à courte portée et s'annulera à l'infini. Ce terme trouve son origine dans la nature de l'interaction nucléon-nucléon qui dépend de la distance entre les nucléons, de leur état de spin et de leur vitesse relative.

Dans le cadre du potentiel harmonique, les valeurs propres $E_{n,l,j}$ de l'hamiltonien $\hat{H} = \hat{T} + \hat{V}$ sont :

$$E_{n,l,j} = \hbar\omega_0\left(N + \frac{3}{2}\right) - D\hbar^2 l(l+1) - \frac{C\hbar^2}{2}(j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)) \quad (II - 4)$$

où $N = 2(n - 1) + l$ est le nombre quantique principal, n le nombre quantique radial, \vec{l} le moment orbital, \vec{s} le spin et $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ le moment angulaire.

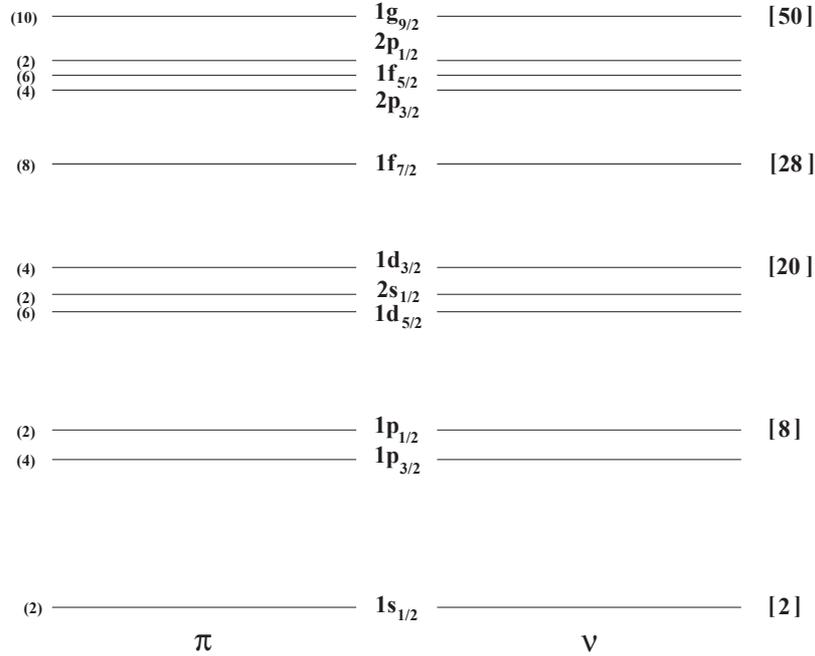


Figure 2.1: Séquence des orbitales obtenues à partir des valeurs propres de l'hamiltonien $\hat{H} = \hat{T} + \hat{V}$. Sont représentés entre parenthèses le nombre de nucléons occupant l'orbite, et entre crochets, les nombres magiques.

Dans la figure 2.1 sont représentées les séquences des couches obtenues pour les protons π et les neutrons ν jusqu'à $Z=N=50$. Cette séquence fait clairement apparaître les fermetures de couches donnant les nombres magiques. Ces couches ont la particularité d'être énergétiquement séparées de la couche suivante par un écart important. Cette propriété va permettre, lors des calculs de modèle en couches, de considérer un cœur inerte, et, au-dessus de ce cœur seront placés les nucléons actifs, dit nucléons de valence. Dès lors, il est possible de choisir plusieurs espaces de valence, comme par exemple :

- la couche p [$1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$]. Les calculs dans cet espace de valence peuvent décrire les états de parité naturelle, avec $2 < N, Z < 8$. Un exemple d'interaction standard est donné par Cohen-Kurath [COH67].
- la couche sd [$1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$]. Les calculs dans cet espace de valence peuvent décrire les états de parité positive dans les noyaux avec $8 < N, Z < 20$. L'interaction utilisée pour cette couche étant la USD [BRO88].

- la couche fp [$1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$]. Bien que cet espace de valence traite les noyaux avec $20 < N, Z < 40$, l'importance du terme spin-orbite dû au champ moyen sphérique implique d'inclure l'orbitale $1g_{9/2}$ dans les calculs à partir de $N, Z = 32$.

En ce qui concerne l'espace de valence regroupant la couche fp et la $g_{9/2}$, plusieurs cœurs sont possibles. Il est en effet possible de prendre un cœur inerte de ${}^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$ ou de ${}^{56}_{28}\text{Ni}_{28}$. Les interactions comprenant la couche fp [Kuo68] et la couche [$2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$] [SIN92] existant, ces types de calculs sont donc réalisables.

Il a été vu dans ce paragraphe comment il était possible de décrire la structure d'un noyau. Lors de sa formation par réaction nucléaire, le noyau n'est pas produit directement dans son état fondamental. En effet, l'occupation des couches lors de la formation d'un noyau n'est pas dans la même configuration que sa configuration de base. Nous allons maintenant nous intéresser à la désexcitation d'un tel noyau.

2.3 Les transitions électromagnétiques

Les transitions électromagnétiques, traduisant l'émission d'un rayonnement γ , apparaissent généralement à la fin du processus de refroidissement du noyau créé. Ces transitions permettent au noyau de revenir vers un niveau de plus basse énergie jusqu'à son état fondamental.

2.3.1 Probabilités de transitions γ

Pour un rayonnement γ provenant de la décroissance d'un état initial de spin J_i^π vers un état final de spin J_f^π , les règles de sélection imposent que cette décroissance se fasse via un photon de multipolarité d'ordre L , où :

$$|J_i - J_f| \leq L \leq |J_i + J_f| \quad (II - 5)$$

Les transitions γ peuvent être de nature électrique E ou magnétique M. La parité d'une transition magnétique d'ordre L est donnée par $\pi = (-1)^{L+1}$, alors que celle d'une transition électrique d'ordre L est donnée par $\pi = (-1)^L$. Il est à noter que comme le spin du photon est de 1, les transitions γ d'un état 0^+ vers un état 0^+ sont interdites. Ces transitions se font par conversion interne et/ou par création de paire (e^-e^+) si l'énergie de la transition est supérieure à l'énergie nécessaire pour créer une telle paire, soit 1022 keV.

La probabilité de transition d'un état J_i vers un état J_f , séparés par une énergie E_γ , par une transition électromagnétique de multipolarité L peut être déterminée à partir de la règle d'or de Fermi. Cette probabilité s'écrit [BW52] :

$$T_{if}(\lambda L) = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L((2L+1)!!)^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(\lambda L : J_i \rightarrow J_f) \quad (II - 6)$$

où $B(\lambda L : J_i \rightarrow J_f)$ est la probabilité de transition réduite.

La mesure d'un temps de décroissance τ et de l'énergie de transition E_γ d'un état excité permet la détermination de la probabilité de transition réduite $B(\lambda L : J_i \rightarrow J_f)$. Pour un temps de vie τ , en seconde, et une énergie E_γ en MeV, la relation entre la probabilité de transition réduite, le temps de vie et l'énergie de la transition électromagnétique est :

$$B(E1) = 6.3012 \times 10^{-16} E_\gamma^{-3} \tau^{-1} \quad (II - 7)$$

$$B(E2) = 8.1766 \times 10^{-10} E_\gamma^{-5} \tau^{-1} \quad (II - 8)$$

$$B(E3) = 1.755 \times 10^{-3} E_\gamma^{-7} \tau^{-1} \quad (II - 9)$$

$$B(M1) = 5.6211 \times 10^{-14} E_\gamma^{-3} \tau^{-1} \quad (II - 10)$$

$$B(M2) = 7.2939 \times 10^{-8} E_\gamma^{-5} \tau^{-1} \quad (II - 11)$$

$$B(M3) = 1.5657 \times 10^{-1} E_\gamma^{-7} \tau^{-1} \quad (II - 12)$$

Les probabilités de transition réduites $B(EL)$ sont exprimées en $e^2 \text{fm}^{2L}$ et les $B(ML)$ sont en $(e\hbar/2Mc)^2 \text{fm}^{2L-2}$.

Ces probabilités de transition réduites sont en général exprimées en fonction d'éléments matriciels à une particule (unité Weisskopf W.u.). Cette unité est obtenue en faisant le rapport entre la valeur expérimentale et la valeur calculée par l'estimation Weisskopf :

$$B(\lambda L)(W.u.) = \frac{B_{exp}(\lambda L)}{B_w(\lambda L)} \quad (II - 13)$$

où

$$B_w(EL) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{3+L}\right)^2 (1.2 * A^{1/3})^{2L} \quad (II - 14)$$

et

$$B_w(ML) = \frac{10}{\pi} \left(\frac{3}{3+L}\right)^2 (1.2 * A^{1/3})^{2L-2} \quad (II - 15)$$

où A représente la masse du noyau en unité de masse atomique (u.m.a.).

Le rapport entre la valeur expérimentale et la valeur calculée par l'estimation Weisskopf peut être utilisé afin de déduire la multipolarité de la transition. Dans le tableau 2.1 sont représentées les valeurs limites supérieures de ce rapport qui ont été extraites pour les noyaux dont les masses sont comprises entre 45 et 90 u.m.a. [END79].

Multipolarité	B(λ L) maximum (W.u.)
E1	0.01
E2	300
E3	100
M1	3
M2	1
M3	10

Tableau 2.1: Tableau représentant les valeurs limites supérieures de la probabilité de transition réduite exprimée en unité Weisskopf (W.u.)

2.3.2 Conversion interne

Un processus en compétition avec l'émission d'un rayonnement γ lors de la décroissance des états liés est la conversion interne où un électron est expulsé du cortège électronique. Le champ électromagnétique du noyau interagit avec un électron et l'énergie libérée par la décroissance nucléaire est transférée à l'électron qui est éjecté de l'atome. Cet électron s'échappe avec une énergie cinétique égale à la différence d'énergie des deux états nucléaires moins l'énergie de liaison de l'électron. En négligeant l'énergie de recul de l'atome, l'énergie cinétique de l'électron de conversion est :

$$E_{e^-} = E_\gamma - B_i \quad (II - 16)$$

où B_i est l'énergie de liaison de l'électron dans la couche i ($i = K, L_I, \dots, M_V, \dots$).

Il est possible, dans certain cas, que la conversion interne ne soit pas énergétiquement possible.

Le coefficient de conversion interne est défini comme suit :

$$\alpha_{tot} = \frac{N_e}{N_\gamma} \quad (II - 17)$$

où N_e est le nombre total d'électrons éjectés et N_γ le nombre de photon γ émis. Dans le cas qui nous intéresse, on veut connaître le nombre total N_{tot} de décroissances du niveau initial à partir du nombre de γ émis N_γ . Connaissant le coefficient de conversion interne α_{tot} , il est alors possible de remonter au nombre total de décroissance grâce à la formule suivante :

$$N_{tot} = N_e + N_\gamma = N_\gamma(1 + \alpha_{tot}) \quad (II - 18)$$

Il est important de noter que les temps de transitions utilisés dans le paragraphe précédent doivent être corrigés par le coefficient de conversion interne. En effet, les probabilités de transition réduites étant uniquement relatives aux transitions γ , il est donc nécessaire de diviser le temps de vie expérimental par $(1+\alpha_{tot})$ afin d'avoir le temps de vie réduit du niveau initial.

Dans la suite, les coefficients de conversion interne α_{tot} et α_K seront calculés par deux programmes différents [KAN95a] et [NNDC93].

2.4 Les isomères

Dans le paragraphe précédent, on a vu qu'il était possible de relier le temps de décroissance d'un état excité avec l'énergie séparant l'état initial de l'état final et la multipolarité de la transition. Partant des formules (II-7) à (II-12), il est clair qu'en combinant une faible énergie de transition avec une transition de multipolarité élevée, ceci conduit à un long temps de vie. Les états excités de long temps de vie sont appelés des états isomères, ou métastables. Dans la suite, le terme isomère sera utilisé.

2.4.1 Définition

L'isomérisme nucléaire a été découvert par Otto Hahn en 1921. Généralement, un état excité du noyau a un temps de vie très court, typiquement quelques 10^{-12} seconde. Or, dans le cas des isomères, ce temps de vie peut aller jusqu'à plusieurs années. Ce qui nous amène à définir un état isomère comme un état dont le temps de vie est beaucoup plus important que les temps de vie de ces niveaux voisins.

La suite de ce rapport portera sur l'étude des états isomères dont la durée de vie est supérieure à quelques dizaines de nanosecondes et inférieure à quelques centaines de microsecondes.

2.4.2 Classification

Il existe plusieurs types d'isomères. Les isomères de spin, de forme et de rotation.

- L’isomérisme de spin est dû à la différence de spin et d’énergie entre l’état isomère et l’état vers lequel il décroît. Ces différences peuvent conduire à une faible probabilité de transition, ce qui implique un long temps de vie.
- L’isomérisme de forme se trouve plus particulièrement dans les noyaux lourds, tels que les transuraniens. Il est dû à la déformation du noyau où un minimum secondaire de la surface d’énergie potentielle existe. Donc, pour se désexciter, ces noyaux déformés ont deux voies de sortie, soit ils fissionnent, soit ils vont vers un puits dont le minimum est plus bas, par décroissance γ . D’ailleurs, ces isomères sont aussi appelés isomères de fission. Il existe aussi des isomères de forme pour des noyaux plus légers comme par exemple le ^{68}Ni .
- Les isomères de rotation, appelés aussi isomères K, se caractérisent par passage d’un mouvement individuel des nucléons de valence à un mouvement collectif du noyau par rapport à un axe de symétrie. Le nombre quantique K représente la projection des moments angulaires des nucléons de valence suivant l’axe de symétrie. Les règles de sélection imposent que, pour une transition électromagnétique, on doit avoir $\Delta L \geq \Delta K$, où ΔL est la multipolarité de la transition. Plus ΔK est grand, plus la décroissance γ doit avoir une multipolarité importante, ce qui peut engendrer un état de longue durée de vie.

Il est possible qu’un isomère cumule les caractéristiques de plusieurs types d’isomérisme. Par exemple, le ^{178}Hf est connu pour être à la fois un isomère de spin ($J_i=16^+$, $E_i=2445.6$ keV ; $J_f=13^-$, $E_f=2433.2$ keV) et un isomère K ($K_i=16$, $K_f=8$). La combinaison de ces deux caractéristiques nous donne un temps de vie de 31 ans, alors que l’isomère de spin seul dans les mêmes conditions aurait eu un temps de vie de 0.1 s.

2.5 Peuplement des états excités lors de la réaction

Le peuplement d’un état isomère est fortement dépendant de son spin et de son énergie d’excitation. Afin de déterminer le taux de peuplement de l’état isomère lors d’une réaction nucléaire, il est important de connaître le moment angulaire ainsi que l’énergie transférés lors de la réaction. Pour les réactions de fragmentation du projectile, le taux de production d’isomère peut varier de quelques pourcents à presque 100%. Il a en effet été observé pour des noyaux produits par fragmentation d’un projectile de ^{112}Sn [GRZ95] que le taux de production d’isomère F est de l’ordre de 3% pour le ^{92}Tc alors qu’il est d’environ 50% pour le ^{90}Mo . Cette différence peut s’expliquer en regardant le spin et l’énergie des états appartenant à ces deux noyaux. Les spectres de la figure 2.2 montrent en effet que

l'état isomère du ^{90}Mo se trouve sur la ligne yrast, alors que l'état isomère du ^{92}Tc ne s'y trouve pas, ce qui implique un taux de peuplement beaucoup plus faible. Ceci prouve que le taux de production d'isomères F est fortement dépendant de la structure du noyau. Une meilleure connaissance du transfert de moment angulaire lors de la réaction nous permettrait de pouvoir faire le lien entre la structure et le mécanisme de réaction afin d'avoir une bonne compréhension du taux de production d'isomères F et d'avoir un pouvoir prédictif.

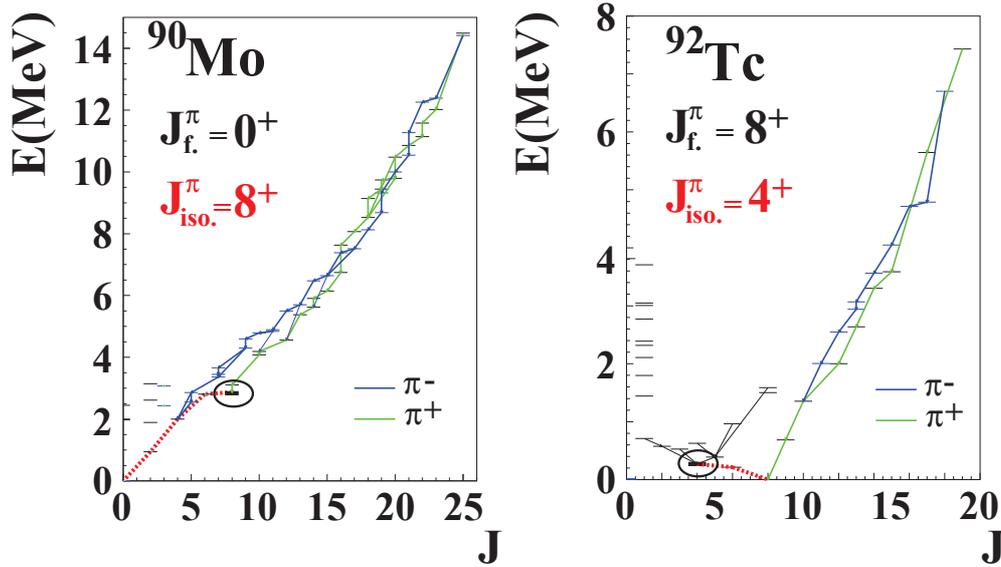


Figure 2.2: Représentation des spectres énergie d'excitation en fonction du spin des états des noyaux de ^{90}Mo (à gauche) et ^{92}Tc (à droite).

2.5.1 Transfert de moment angulaire

Un modèle permettant de simuler le transfert de moment angulaire lors d'une réaction de fragmentation a été élaboré par de Jong et al. [JON97]. Ce modèle est basé sur le modèle statistique de fragmentation de Goldhaber [GOL74] qui nous donne une distribution en moment proportionnelle à $\exp(-\frac{p_z^2}{2\sigma^2})$ avec :

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{A_f(A_p - A_f)}{A_p - 1} \quad (II - 19)$$

où $\sigma_0^2 = \langle p_z^2 \rangle$, A_f étant la masse du fragment produit et A_p la masse du projectile.

Par analogie avec ce modèle, on peut décrire la distribution en énergie U et en moment angulaire J, en considérant un modèle statistique des excitations à n-trous du fragment produit. Cette distribution s'écrit :

$$\rho_n(U, J) = \frac{2J+1}{2\sigma_n^2} \exp\left(-\frac{J(J+1)}{2\sigma_n^2}\right) \rho_n(U) \quad (II-20)$$

où $\rho_n(U)$ représente la densité totale des excitations à n-trous et U l'énergie d'excitation des n-trous.

La dépendance de σ_n sur le nombre de trous excités et sur l'énergie d'excitation peut être obtenue pour les petites valeurs de n en considérant les excitations à n-trous comme un gaz de Boltzmann. D'où :

$$\sigma_0^2 = \langle j_z^2 \rangle = 0.234 \left(1 - \frac{U_1}{2\epsilon_f}\right) A_p^{2/3} \quad (II-21)$$

Donc :

$$\sigma_n^2 = 0.234 \left(1 - \frac{U_n}{2n\epsilon_f}\right) \frac{A_f(A_p - A_f)}{A_p - 1} \quad (II-22)$$

où U_1 correspond à l'énergie d'excitation d'un trou et ϵ_f étant l'énergie de Fermi, cette énergie étant égale à 33MeV.

Les réactions de fragmentation du projectile peuvent être traitées en deux parties. Une première partie qui concerne l'abrasion des nucléons du projectile, et une deuxième partie concernant l'évaporation des nucléons du noyau chaud créer. En considérant que l'on a ν nucléons évaporés par nucléon abrasé, on a $A_f = A_p - n(\nu + 1)$ d'où :

$$\sigma_n^2 = 0.234 \left(1 - \frac{U}{\epsilon_f}\right) \frac{(A_p - A_f)(\nu A_p + A_f)}{(\nu + 1)^2(A_p - 1)} \quad (II-23)$$

U étant la moitié de l'énergie d'excitation transférée au noyau pour un nucléon abrasé.

Aux énergies relativistes, il a été montré que l'énergie transférée par nucléon abrasé lors de la réaction était de 27MeV [SCH93], ce qui correspond à 2 nucléons évaporés par nucléon abrasé. Aux énergies intermédiaires, comme celle utilisée au GANIL, l'énergie transférée lors de la réaction est moins importante et, par conséquent, le nombre de nucléons évaporés par nucléon abrasé est plus petit. Dans la suite, l'énergie déposée dans le fragment sera prise égale à 12 MeV, ce qui implique une évaporation de 0.5 nucléon par nucléon abrasé.

Des comparaisons entre le calcul de peuplement des états de spin supérieur ou égal à celui de l'état isomère sont faites pour les deux expériences présentées dans ce rapport. Les mêmes comparaisons sont présentés en annexe A pour d'autres expériences où le taux de production d'isomères F a été calculé.

2.5.2 Calcul du taux de production d'isomères F

Le taux de production d'isomères F est le nombre d'isomères produits divisé par le nombre de noyaux implantés pour un noyau donné. Afin de pouvoir comparer les résultats de différents états isomères et d'avoir une information précise sur le mécanisme de réaction, il est important que F soit calculé à la sortie de la cible. Pour cela, il faut tenir compte des décroissances en vol et aussi, pour les isomères dont le temps de vie est long, des décroissances qui se passent après la fermeture de l'acquisition du système de détection. La formule donnant F s'écrit donc :

$$F = \frac{N_{isom} \left[\exp\left(\ln 2 \frac{T}{\gamma T_{1/2}^Q}\right) + \exp\left(-\ln 2 \frac{T+T_{TAC}}{T_{1/2}^{Q=0}}\right) \right]}{N_{ions}} \quad (II - 24)$$

où N_{isom} est le nombre d'isomères détectés, N_{ions} le nombre de noyaux implantés, T le temps de vol, $T_{1/2}^Q$ le temps de vie de l'état isomère pour l'état de charge Q, T_{TAC} le temps d'ouverture du module TAC correspondant à la détection des rayonnements γ après implantation d'un ion lourd et γ étant le facteur de correction relativiste.

La détermination du nombre d'isomères détectés est faite en prenant en compte l'efficacité à l'énergie du γ émis $\epsilon(E_\gamma)$, le peuplement P_i qui correspond au rapport d'embranchement de l'état depuis lequel est émis le rayonnement γ considéré par rapport à l'état isomère, et les éventuels coefficients de conversions internes α_{tot} qui ne sont pas négligeables pour les transitions de faible énergie. N_{isom} est donc obtenu à partir de N_γ par la formule suivante :

$$N_{isom} = \frac{N_\gamma}{\epsilon(E_\gamma) P_i \alpha_{tot}} \quad (II - 25)$$

Le temps de vie de l'état isomère varie en fonction du nombre d'électrons se trouvant dans le cortège électronique de l'ion produit. En effet, les temps de vie des états isomères sont donnés pour les noyaux avec un état Q=0. Afin d'obtenir le temps de vie pour l'état de charge considéré, il faut prendre en compte les coefficients de conversion interne. Les états de charge des noyaux étudiés dans la suite étant au minimum de Q=Z-2, on se limitera au coefficient de conversion interne total α_{tot} et au coefficient relatif à la couche K α_K . Les temps de vie pour différents états de charge s'écrivent :

$$T_{1/2}^{Q=Z} = T_{1/2}^{Q=0} (1 + \alpha_{tot}) \quad (II - 26)$$

$$T_{1/2}^{Q=Z-1} = T_{1/2}^{Q=0} \frac{1 + \alpha_{tot}}{1 + \frac{1}{2}\alpha_K} \quad (II - 27)$$

$$T_{1/2}^{Q=Z-2} = T_{1/2}^{Q=0} \frac{1 + \alpha_{tot}}{1 + \alpha_K} \quad (II - 28)$$

2.6 Motivations

L'étude des états isomères est importante, en particulier parce que ceux-ci peuvent être utilisés afin de recueillir des informations sur la structure des noyaux proches comme éloignés de la vallée de la stabilité.

La présence d'un état isomère dans un noyau permet en général de déterminer les spins et les énergies des états excités, ainsi que le spin de l'état fondamental. Cette connaissance nous apporte, en particulier, des informations sur la déformation du noyau, sur l'occupation des couches des nucléons de valence et sur la persistance des couches magiques. En ce qui concerne les noyaux très exotiques, cette étude offre souvent l'unique opportunité d'obtenir de telles informations.

Cette étude peut être aussi menée afin de comprendre le rôle des différents types de mécanisme de réaction dans le peuplement des états excités. Cette compréhension permet de faire le lien entre la structure nucléaire et le mécanisme de réaction sur le peuplement des états. Toutes ces informations sont aussi importantes afin d'obtenir un pouvoir prédictif en ce qui concerne le taux de peuplement des états excités.

L'intérêt d'une telle étude étant, par exemple, de réaliser des faisceaux isomères d'une grande pureté afin de pouvoir étudier les différences de comportement de l'état isomère par rapport à l'état fondamental pour un même noyau.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

3.1 Introduction

Il a été vu dans le chapitre 1 qu'il était possible de produire des noyaux exotiques par réaction de fragmentation du projectile en utilisant un faisceau d'ions stables comme ceux accélérés au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, GANIL dont l'installation est représentée sur la figure 3.1. Le GANIL fournit des faisceaux d'ions lourds aux énergies intermédiaires (20 à 100 MeV par nucléon) allant du carbone à l'uranium. Cet accélérateur dessert plusieurs salles où sont réalisées les expériences. Deux de ces aires sont équipées avec les spectromètres magnétiques SPEG (Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL) [BIA89] et LISE3 (Ligne d'Ions Super Epluchés) [ANN87]. Les deux expériences présentées dans ce travail ont été effectuées à l'aide du spectromètre LISE3.

Il est décrit dans ce chapitre le système de détection et l'électronique utilisés afin de pouvoir mener à bien les expériences décrites dans les chapitres 4 et 5.

3.2 Le spectromètre LISE3

La Ligne d'Ions Super Epluchés LISE3 représentée schématiquement dans la figure 3.2, a pour objectif principal de produire et de sélectionner des noyaux exotiques très épluchés. Ce spectromètre est doublement achromatique en angle et en position, ce qui signifie que ces deux paramètres sont indépendants de l'énergie des fragments au point focal image. Ces ions sont produits par fragmentation du faisceau primaire sur une cible située à l'entrée du spectromètre. Cette cible est fixe ou en rotation, afin d'éviter un échauffement trop important de celle-ci lorsque l'intensité du faisceau est importante. Ce type de réaction ayant un caractère très périphérique, les noyaux produits sont fortement émis à l'avant. L'acceptance angulaire du spectromètre est, en θ et en ϕ , de ± 17.4 mrad.

Les noyaux produits, une fois focalisés, suivent la ligne jusqu'au premier dipôle (D1). Ce dipôle permet de faire une première sélection magnétique sur la masse, le numéro atomique, l'état de charge et l'énergie cinétique des fragments produits. De cette manière, nous procédons à une sélection en moment des noyaux transmis. L'angle de déflexion de (D1) est de 45° et son rayon de courbure est de $\rho=2.6$ m. La rigidité magnétique maximum de (D1) est de $B\rho_1=4.3$ Tm.

A la sortie de ce premier dipôle, lui sont associées les fentes FH31, situées dans le plan dispersif, afin de permettre une acceptation sur la sélection en moment produite par le dipôle (D1). La dispersion en moment est de 17.3 mm par pourcent de $\Delta p/p$ et l'ouverture maximale de ces fentes est de ± 45 mm, ce qui nous donne une acceptation en moment maximum de $\Delta p/p$ de $\pm 2.63\%$. Un dégradeur en énergie, dont la forme a été définie pour que l'achromatisme du spectromètre soit conservé [DUF86], peut être placé dans la ligne afin d'obtenir une purification du faisceau secondaire. Les particules qui traversent le dégradeur perdent une

GANIL

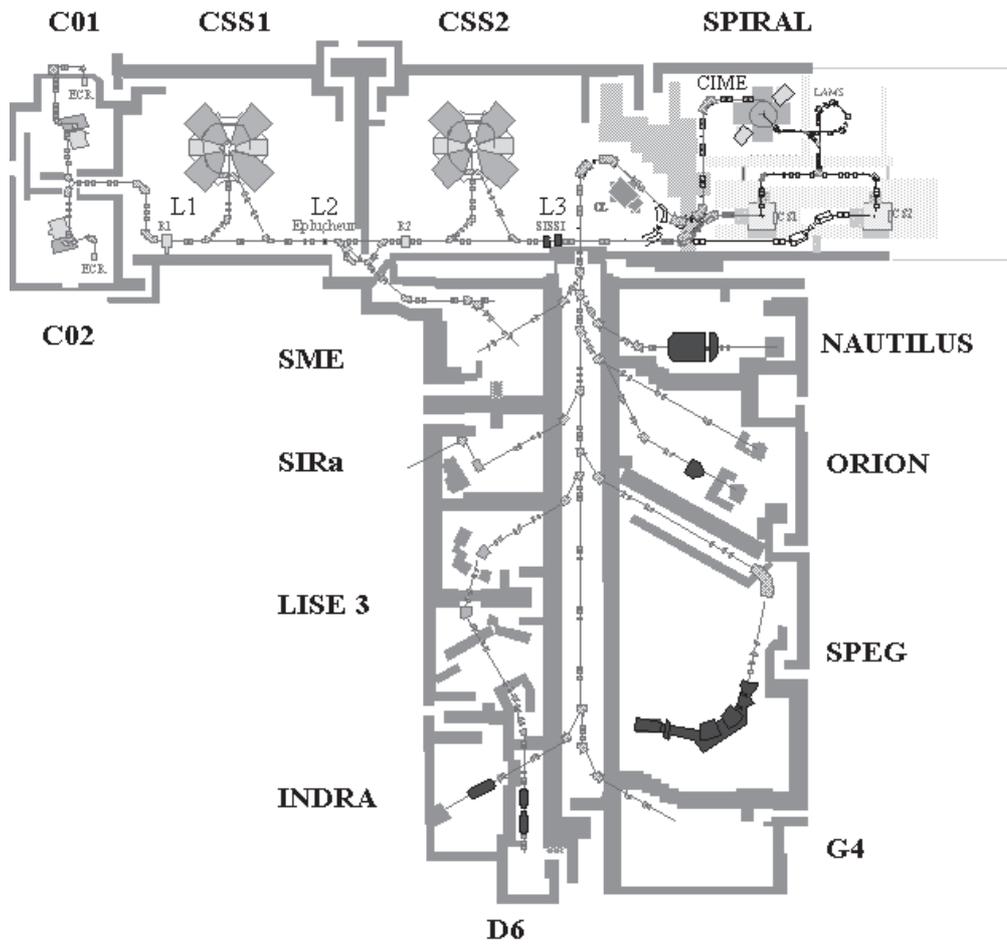


Figure 3.1: le GANIL : Accélérateurs et aires expérimentales

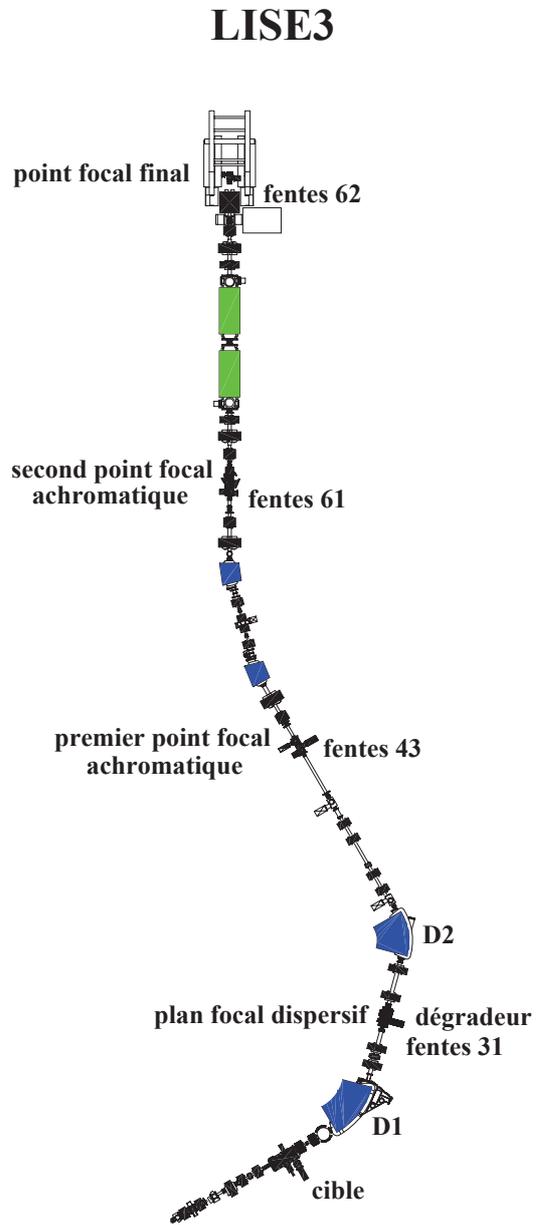


Figure 3.2: Spectromètre LISE3

partie de leur énergie cinétique. Cette perte d'énergie est fonction de l'épaisseur et du numéro atomique du dégradeur utilisé et de la nature (numéro atomique et vitesse) de la particule qui le traverse. Le ralentissement subi par les ions n'est donc pas le même lorsque ceux-ci sont de nature différente. En utilisant la formule de Bethe, qui nous donne le pouvoir d'arrêt dE/dx des ions dans la matière, comme indiqué dans la formule III-1 :

$$\frac{dE}{dx} = K \frac{Z^2 A^{\gamma-1}}{E^{\gamma-2}} \quad (III - 1)$$

où K et γ représentent des coefficients dépendant du matériau ralentisseur, on obtient une relation entre E , A et Z , qui sont respectivement l'énergie, en MeV, la masse et le numéro atomique de l'ion. L'énergie des ions déviés par le champ magnétique du premier dipôle est proportionnelle à Z^2/A , ce qui impose une sélection en énergie selon la formule :

$$\frac{dE}{E} \simeq \frac{A^{2\gamma-1}}{Z^{2\gamma-2}} dx \quad (III - 2)$$

où dx est l'épaisseur du dégradeur. Quelque soit le matériau utilisé, on a $\gamma \simeq 2$ ce qui nous donne donc une sélection en A^3/Z^2 . Il est à noter que les dégradeurs en béryllium sont les mieux adaptés au cas des faisceaux secondaires d'ions lourds. Ils sont en effet plus performants que les dégradeurs en aluminium utilisés auparavant car ayant un numéro atomique plus faible, le stragglng en énergie et en angle est plus faible, ce qui permet une meilleure transmission. De plus, l'épluchage des ions est meilleur.

En combinant l'effet du dégradeur avec le second dipôle (D2), qui restitue l'achromatisme du spectromètre, on obtient une sélection de compensation qui permet d'éliminer la dispersion en moment causée par le premier dipôle sur les trajectoires des noyaux. Connaissant l'épaisseur du dégradeur, on peut alors remonter à la perte d'énergie des ions intéressants, et fixer la valeur du champ magnétique du second dipôle afin d'avoir les noyaux désirés. Pour les expériences qui sont décrites dans ce travail, l'utilisation du dégradeur a pour but d'éliminer la contribution des particules légères produites lors de la réaction, ainsi que les différents états de charge des fragments plus lourds. Lorsque le dégradeur n'est pas utilisé, il suffit de mettre la même rigidité magnétique pour les deux dipôles. A la sortie de (D2), on obtient donc un faisceau secondaire doublement achromatique. L'angle de déflexion de (D2) est de 45° et son rayon de courbure est de $\rho=2.003$ m. La rigidité magnétique maximum de (D2) est de $B\rho_2=3.2$ Tm.

Le faisceau secondaire est alors conduit jusqu'au premier point focal achromatique où se trouve un jeu de fentes horizontales et verticales (FH43 et FV43). Ces fentes sélectionnent une image qui est ensuite transportée jusqu'au point objet du filtre de vitesse. Au point focal, ces fentes permettent de faire une sélection

après le dégradeur. Elles permettent par conséquent l'élimination des noyaux contaminants.

Afin d'avoir une bonne efficacité pour la transmission du faisceau secondaire le long de la ligne LISE3, plusieurs quadripôles sont utilisés pour refocaliser ce faisceau. Ces quadripôles peuvent être assimilés à des lentilles magnétiques. Il faut noter aussi, que le long de la ligne, se trouvent des profileurs qui permettent une visualisation rapide et efficace de la position du faisceau pour un meilleur réglage de l'optique des lignes de transport du faisceau. Les différents types de profileurs utilisés sont à émission secondaire, à gaz et à galette à micro-canaux. Des cages de Faraday sont aussi placées le long de la ligne. Elles ont pour but de mesurer l'intensité du faisceau, et de le stopper afin de permettre de faire des réglages en aval de la cage en toute sécurité.

Les paramètres utiles à la détermination de la nature de l'ion implanté sont les rigidités magnétiques $B\rho$ des dipôles, le temps de vol TOF, sachant que la distance parcourue L de la cible au point focal final, où les ions sont implantés est indépendante du noyau transmis, et l'énergie cinétique totale du fragment produit. Ces trois valeurs vont nous permettre de remonter à la masse A , le numéro atomique Z et la charge Q de l'ion incident. En effet, les particules chargées soumises à un champ magnétique B sont déviées. Cette déviation se produit suivant un rayon ρ dépendant de l'impulsion P et de la charge Qe de la particule comme le montre la formule III-3 :

$$B\rho = \frac{P}{Qe} \quad (III - 3)$$

En cinématique relativiste, l'impulsion est donnée par la formule III-4 :

$$P = \gamma Mv = M\beta\gamma c \quad (III - 4)$$

où M est la masse au repos de la particule en MeV/c^2 , c étant la célérité de la lumière dans le vide, et

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (III - 5)$$

v étant la vitesse de l'ion, qui est donnée par

$$v = \frac{L}{TOF} \quad (III - 6)$$

et

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (III - 7)$$

En combinant (III-3) et (III-4), on obtient

$$B\rho = \frac{M\beta\gamma c}{Qe} \quad (III - 8)$$

Ce qui conduit, en mettant les unités voulues, à la formule suivante

$$B\rho = 3.105 \frac{A\beta\gamma}{Q} \quad (III - 9)$$

où A est la masse du fragment exprimée en unité de masse atomique (u.m.a) et Bρ est en Tesla-mètre (Tm).

Lorsque le fragment est implanté, nous mesurons son énergie cinétique. Elle s'exprime comme suit :

$$E = Mc^2(\gamma - 1) \quad (III - 10)$$

Il est donc possible à présent d'avoir la masse en u.m.a. du fragment détecté.

$$A = \frac{E}{931.5(\gamma - 1)} \quad (III - 11)$$

E étant en MeV. L'état de charge est directement déduit à partir des relations (III-3) et (III-11).

$$Q = \frac{3.105\beta\gamma E}{931.5(\gamma - 1)B\rho} \quad (III - 12)$$

Le numéro atomique Z est calculé en utilisant la perte d'énergie ΔE dans une épaisseur fixée de matériau. La formule de Bethe-Bloch [SCH87] où il est nécessaire d'introduire des corrections d'ordre supérieur [AHL80, AHL82, JAC72] à la formule (III-1)

$$\frac{dE}{dx} = a_1 \frac{Z^2}{\beta^2} * [\ln(a_2\beta^2\gamma^2) + a_3\beta^2 + a_4] + a_5 \quad (III - 13)$$

où a_n sont des constantes, nous permet d'obtenir le numéro atomique Z. Après simplification, l'équation (III-13) devient :

$$Z = c_1 \sqrt{\frac{\Delta E}{Y}} + c_2 + c_3 \frac{\Delta E}{Y} + c_4 \beta \quad (III - 14)$$

où

$$Y = \frac{\ln(5930\beta^2\gamma^2)}{\beta^2} - 1 \quad (III - 15)$$

et où c_1 , c_2 , c_3 et c_4 sont des constantes. L'ajustement de ces constantes pour Z compris entre 15 et 50 faites lors de l'expérience de fragmentation d'un faisceau de ^{112}Sn [LEW94] donne les valeurs suivantes :

$$c_1 = 7.864949 \quad c_2 = 0.597445 \quad c_3 = 0.285827 \quad c_4 = 4.903622$$

Il a donc été montré que la connaissance des paramètres tels que la vitesse v , la perte d'énergie ΔE et l'énergie cinétique totale du fragment E , pouvait nous conduire à la connaissance de la masse A , de la charge Q et du numéro atomique Z de ce fragment sans ambiguïté. La résolution en Z et en A typique est au maximum de l'ordre du pourcent.

A partir d'un spectre bidimensionnel où la perte d'énergie des particules incidentes est tracée en fonction du temps de vol (cf figure 3.3a), on peut reconstruire un spectre représentant les paramètres calculés $\frac{A}{Q}$ sur l'axe X et le numéro atomique Z sur l'axe Y (cf figure 3.3b). Lorsqu'un seul état de charge est présent, l'identification des noyaux est faite sans ambiguïté. Dans le cas contraire, il est possible de séparer les différents états de charge en représentant, pour un numéro atomique Z donné, la matrice masse A en fonction de la masse sur la charge ($\frac{A}{Q}$).

3.3 Description des détecteurs utilisés

3.3.1 Les détecteurs silicium

Il a été montré dans le paragraphe précédent que la connaissance de l'énergie de l'ion incident ainsi que son temps de vol le long du spectromètre depuis la cible de production jusqu'à son implantation étaient nécessaires afin d'obtenir les informations concernant la masse A , la charge Q et le numéro atomique Z de cet ion. Pour ce faire, les fragments sélectionnés sont transportés jusqu'au point focal final du spectromètre où ils sont implantés dans un télescope constitué de plusieurs jonctions silicium.

Ces détecteurs sont des jonctions de type p-n. Lorsqu'une particule traverse la partie active du détecteur, elle transmet son énergie cinétique aux électrons se trouvant dans la bande de valence du silicium. Ces derniers sont alors déplacés vers la bande de conduction. Un courant électrique est donc produit, et il est proportionnel au nombre de paires électron/trou créées. L'énergie nécessaire pour créer une telle paire est de 3.6 eV.

La surface active des détecteurs silicium est de 600 mm², ce qui convient parfaitement pour avoir la totalité du faisceau secondaire détectée sur la jonction. En effet, au point focal du spectromètre, la largeur de la tache du faisceau secondaire est d'environ 15 mm maximum.

Pour le détecteur silicium simple, on peut récupérer un signal nous donnant deux informations en sortie. Le signal est directement proportionnel à l'énergie déposée par le fragment, et la bonne résolution temporelle de ces détecteurs nous

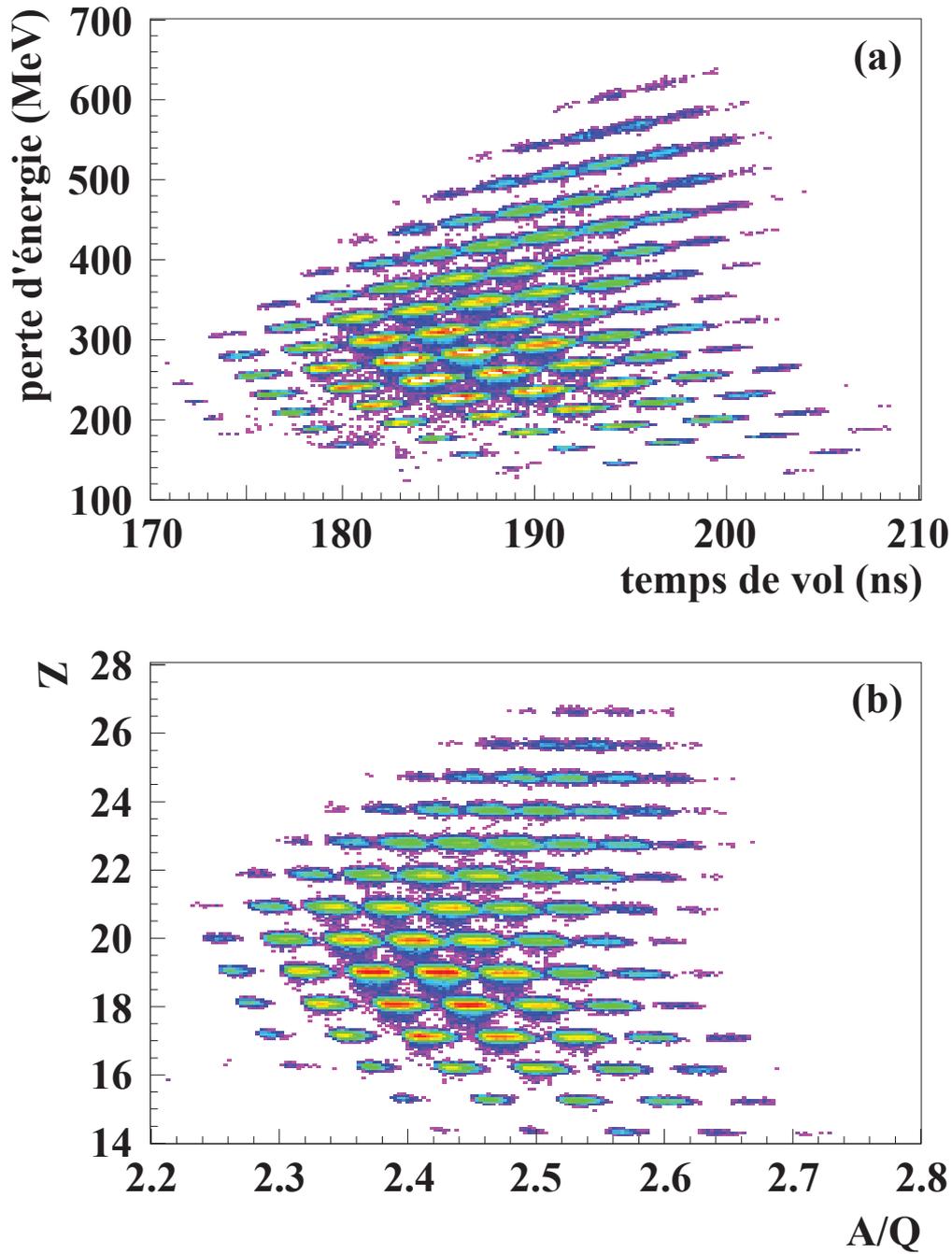


Figure 3.3: Matrice d'identification des noyaux par la méthode ΔE -temps de vol (a), et reconstruction, à l'aide des paramètres calculés, de la même matrice en traçant sur les axes le numéro atomique Z en fonction de la masse sur la charge $\frac{A}{Q}$. Ces spectres sont issus de la fragmentation d'un faisceau de ^{86}Kr sur une cible de Ni (cf chapitre 4).

permet aussi de faire un déclenchement servant de *start* pour une base de temps de vol. Le *stop* étant donné par la radiofréquence HF du cyclotron.

La résolution en énergie des détecteurs utilisés dans ce travail, est de l'ordre de 30-40 keV pour un rayonnement α de 5.5 MeV. La combinaison de plusieurs jonctions silicium en série permet de réaliser un télescope qui doit être d'une épaisseur suffisante pour que les ions s'implantent. L'intérêt d'un tel assemblage est de pouvoir récolter l'énergie cinétique totale des fragments implantés en sommant l'énergie déposée par ces fragments dans chaque jonction silicium constituant le télescope.

Cette méthode utilisant un télescope nous apporte toutes les informations souhaitées qui vont nous permettre d'identifier les ions implantés. Nous avons en effet accès à toutes les grandeurs physiques, perte d'énergie ΔE , énergie cinétique totale E et temps de vol TOF, qui vont nous permettre de calculer la masse A , la charge Q et le numéro atomique Z des fragments détectés.

3.3.2 Electronique associée aux détecteurs silicium

L'électronique typique permettant de traiter les signaux donnés par les détecteurs silicium formant le télescope est représenté sur la figure 3.4.

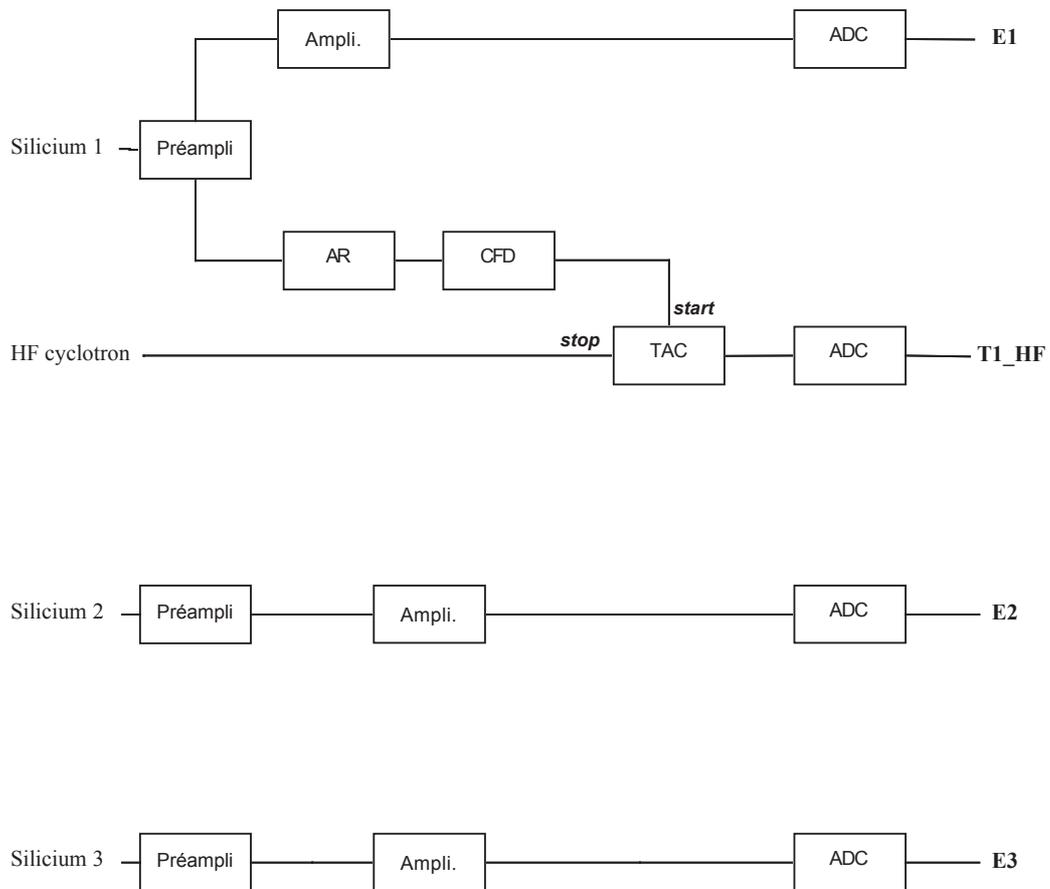
Les signaux en sortie du détecteur passent par un préamplificateur (PA) qui délivre une sortie temps et une sortie énergie.

Le signal temps de la première jonction est amplifié par un amplificateur rapide (AR) puis envoyé dans un discriminateur à fraction constante (CFD). Il constitue le signal *start* mis en entrée d'un convertisseur temps-amplitude (TAC). Le signal représentant le *stop* provient de la HF du cyclotron. Cette différence de temps est alors dirigée vers un codeur en amplitude CAMAC (ADC). Ce module code l'information sur 4096 canaux.

Le signal de la sortie énergie est quant à lui traité de la manière suivante. Il passe par un amplificateur et est ensuite dirigé vers un ADC pour être codé sur 4096 canaux.

3.3.3 Les détecteurs germanium

Des détecteurs germanium de haute efficacité intrinsèque sont utilisés afin de détecter les rayonnements γ produits par la décroissance des noyaux ayant des états isomères. Lorsqu'un noyau implanté dans le télescope formé de détecteurs silicium possède un niveau isomère, ses γ de désexcitation peuvent alors être observés grâce aux détecteurs germanium. Ces derniers sont formés de cristaux de germanium, qui sont des cristaux semi-conducteur de type n. Le rayonnement γ interagit avec la matière soit par effet photoélectrique, par diffusion Compton ou par création de paires électron-positron. Le but étant de détecter le pic de

Electronique relative aux détecteurs silicium*Figure 3.4: Schéma d'électronique relatif aux détecteurs silicium*

pleine énergie appelé photopic. Il peut arriver que le rayonnement γ soit diffusé et qu'une partie son énergie soit perdue. Ce type d'évènements ne pourra pas être récupéré et contribuera donc au bruit de fond. La résolution en énergie des détecteurs formés de cristaux de germanium est légèrement supérieure à 2 keV pour la raie de 1.3 MeV du ^{60}Co .

Trois différents types de détecteurs germanium ont été utilisés dans les deux expériences réalisées pour ce travail.

Les deux premiers types sont des détecteurs coaxiaux de géométrie conique comme représenté sur la figure 3.5. Cette forme permet de concilier un grand angle solide d'ouverture et une bonne efficacité de détection. Ces détecteurs coaxiaux existent sous deux formes.

La première, dont le capot qui entoure le cristal est en aluminium, permet de détecter les rayonnements γ sur une plage allant de 50 à 4000 keV, avec une efficacité de détection maximum aux alentours de 150 keV. Ces détecteurs sont des monocristaux de grand volume qui permettent d'atteindre une efficacité relative supérieure à 70%. Cette efficacité relative est prise par rapport à un détecteur NaI de 7.6×7.6 cm placé à la même distance de la source (25 cm) pour la transition γ de 1.33 MeV du ^{60}Co .

Le deuxième type de détecteur, appelé LEPS pour Low Energy Photon Spectrometer, est plus spécifiquement destiné à la détection des rayonnements γ de plus basse énergie (de 10 à 500 keV). Son principe de fonctionnement est identique au précédent type de détecteur germanium. Les caractéristiques essentielles sont que la fenêtre d'entrée est une fine feuille de béryllium qui permet une meilleure acceptation des rayonnements de plus basse énergie, la réduction de la taille des cristaux de germanium favorisant une meilleure fonction de réponse pour ces rayonnements de faible énergie. La taille du cristal limite par conséquent la détection des rayonnements γ plus énergétiques pour lesquels le signal correspondant au pic de pleine énergie n'est pas totalement détecté.

Le troisième type de détecteur germanium utilisé est un détecteur segmenté comme représenté sur la figure 3.6. Il est composé de quatre cristaux placés dans un même cryostat et découplés électroniquement ; chaque cristal ayant une efficacité relative de 20%. Il est alors possible de reconstruire un pic de pleine énergie en sommant les énergies des cristaux touchés par évènement. Les résultats obtenus avec une source de ^{152}Eu sont montrés dans la figure 3.7. La figure 3.7(a) représente la somme des énergies des cristaux touchés évènement par évènement. Ceci revient à regarder ce détecteur comme si il était constitué de quatre cristaux indépendants d'efficacité relative égale à la somme des efficacités relatives de chaque cristal. La figure 3.7(b) représente la somme des énergies des cristaux touchés par évènement. C'est-à-dire lorsque deux cristaux sont touchés dans le même évènement, on prend comme énergie la somme des énergies des deux cristaux. Cette somme contribue à augmenter le taux de détection. L'efficacité rela-

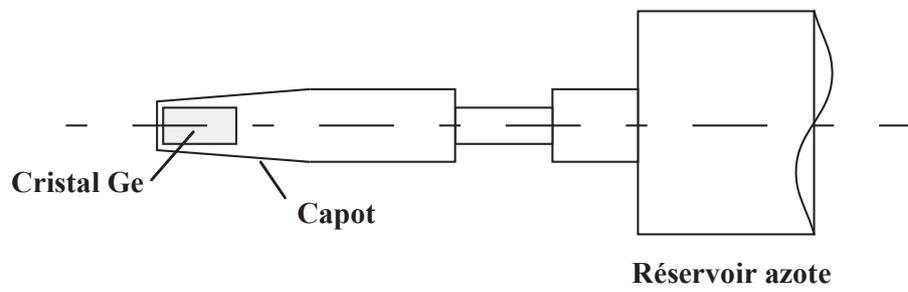


Figure 3.5: détecteur germanium coaxial

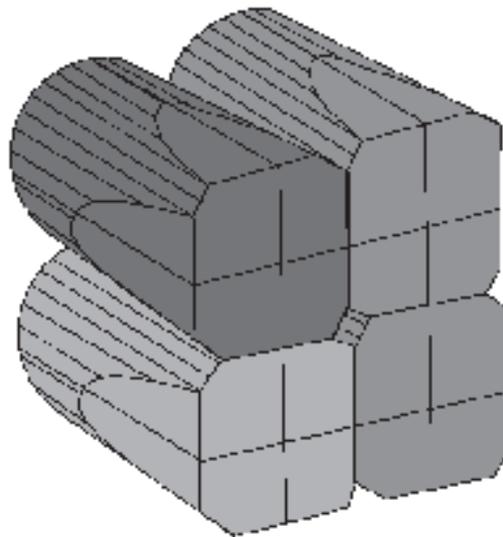


Figure 3.6: détecteur germanium segmenté

tive totale est alors augmentée, de 50% pour des γ d'énergie 1.3 MeV, par rapport à la somme des efficacités relatives de chaque cristal. La résolution en énergie est typiquement du même ordre de grandeur que pour un détecteur germanium coaxial, c'est-à-dire 2 keV.

3.3.4 Electronique associée aux détecteurs germanium

L'électronique associée aux détecteurs germanium (cf figure 3.8) est assez similaire à celle utilisée pour les détecteurs silicium. En effet, les deux paramètres qui sont pris en compte à la sortie du préamplificateur sont l'énergie et le temps.

Le signal énergie passe par un amplificateur avant d'être envoyé dans un ADC où il sera codé sur 4096 canaux. Le codage des ADC en énergie est typiquement compris entre 50 keV et 4 MeV pour les détecteurs germanium, et entre 20 keV et 800 keV pour les détecteurs LEPS.

La sortie temps du préamplificateur est quant à elle dirigée vers un AR dont la sortie est reliée à un CFD. Le CFD utilisé est un module FCC8 qui permet de programmer via le bus CAMAC le seuil de déclenchement. Le signal produit est translaté du standard ECL à NIM et est ensuite distribué par un module FAN IN-FAN OUT (FI/FO) générant deux signaux identiques. Un de ces signaux sera dirigé vers un TAC pour les temps longs ($t < 100 \mu\text{s}$) et le deuxième vers un codeur en temps CAMAC (TDC) pour les temps courts ($t < 500 \text{ ns}$). A l'entrée de ces deux modules le signal servira de *stop*. Le signal correspondant au *start* étant donné par le signal temps de la première jonction silicium. Le signal provenant du TAC est ensuite envoyé sur un ADC pour être codé. Il sera ainsi possible d'avoir l'information sur le temps d'émission des rayonnements γ provenant d'un noyau implanté qui se trouve dans un état isomère. Cette distribution en temps correspond à la décroissance exponentielle de l'état isomère, ce qui nous conduit directement au temps de vie de cet état.

Le problème en utilisant ce type d'électronique, c'est qu'il y a une perte des événements γ de basse énergie car il n'y a pas de réponse en temps lorsque le signal ne dépasse pas le seuil. En effet, le seuil des modules CFD étant défini au-dessus du bruit de fond qui n'a pas une forme linéaire, il est alors possible qu'un signal basse énergie ne dépasse pas le seuil si le bruit de fond se trouve dans un minimum. Cet effet commence à être observé pour des énergies inférieures à 200 keV et il peut dépasser les 50% pour des énergies inférieures à 100 keV.

Tout au long de ce paragraphe a été développée l'électronique nécessaire à la détection des ions lourds et des rayonnements γ . Le paragraphe suivant sera consacré à la disposition des détecteurs afin d'avoir une détection optimale.

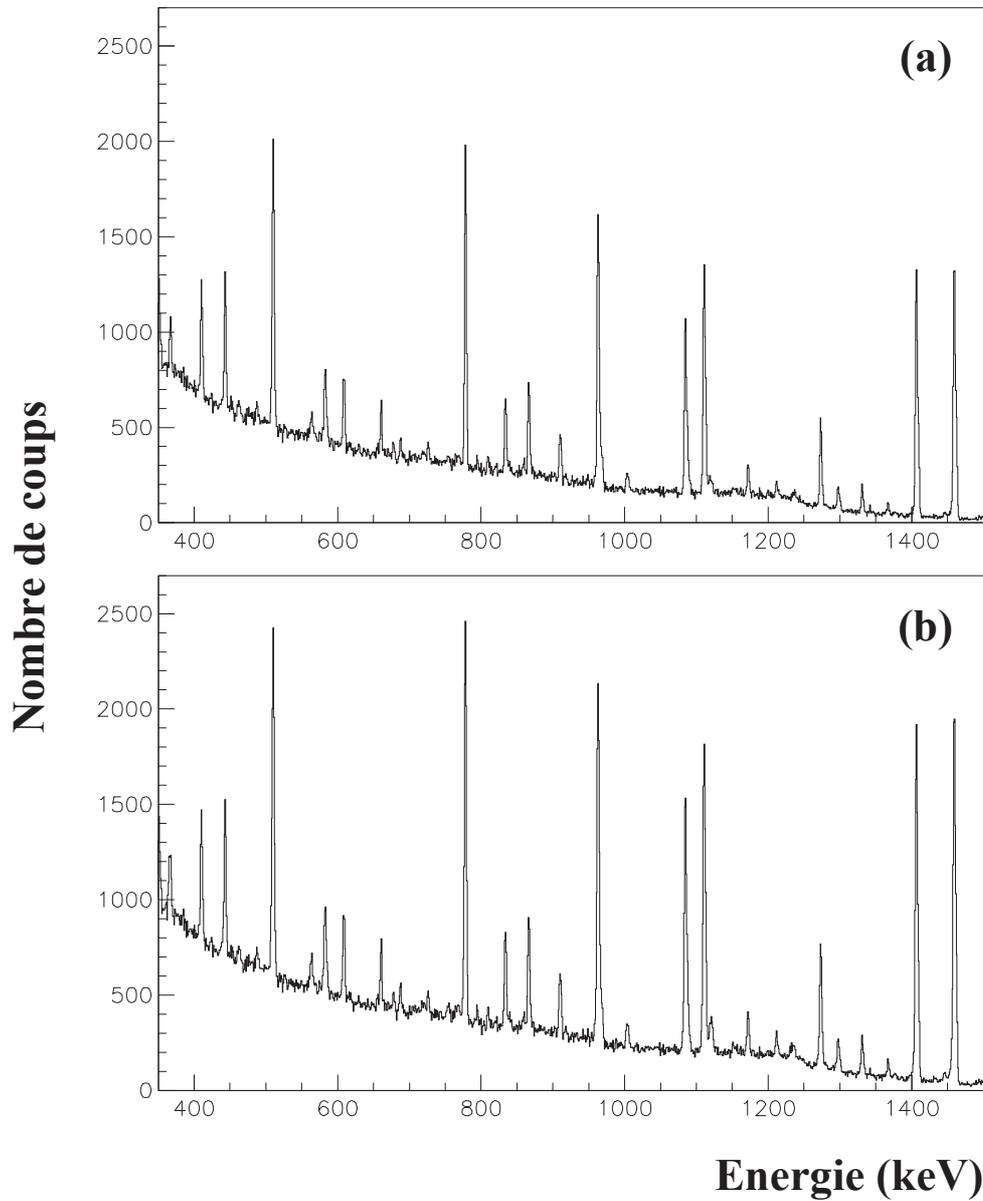


Figure 3.7: Spectre énergie γ du détecteur germanium segmenté obtenu avec une source de ^{152}Eu . La figure (a) représente la somme des cristaux touchés événement par événement, comme si le détecteur possédait quatre cristaux indépendants. La figure (b) représente quant à elle la somme des énergies des cristaux touchés pour un même événement. Cette somme contribue à augmenter l'efficacité de détection de 50% à 1.3 MeV.

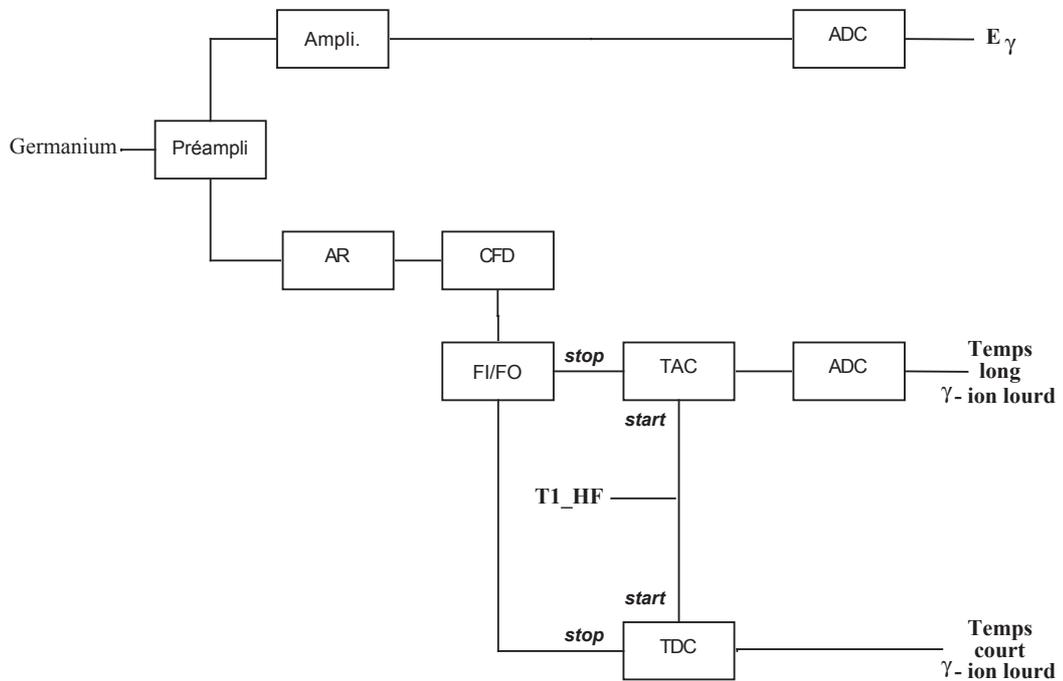
Electronique relative aux détecteurs germanium

Figure 3.8: Schéma d'électronique relative aux détecteurs germanium

3.4 Montage expérimental

3.4.1 Mécanique et géométrie du montage

Afin de détecter le faisceau secondaire dans son intégralité et étant donné qu'il est important de placer les détecteurs germanium le plus proche possible du lieu d'implantation des fragments produits afin d'avoir une efficacité de détection la plus grande possible, il est nécessaire de placer le télescope à l'endroit où la tache de ce faisceau est la plus compact. Il est donc nécessaire de placer le système de détection sur un point focal du spectromètre LISE3.

Par exemple, pour l'expérience décrite dans le chapitre 5 ce système est situé au point focal final, et, pour des raisons expliquées dans le chapitre 4 la deuxième expérience a eu lieu au premier point focal achromatique du spectromètre. La mécanique et la géométrie du montage expérimental sont similaires pour les deux expériences développées dans les chapitres 4 et 5. Le système de détection utilisé pour mener à bien ces expériences est représenté sur la figure 3.9.

Le télescope, composé de trois détecteurs silicium, est donc inséré dans la ligne où sont conduits les fragments, au point focal considéré. Les détecteurs germanium sont quant à eux placés à l'extérieur de la ligne du faisceau. Un montage mécanique permet de placer ces détecteurs de façon symétrique autour du point d'implantation des fragments produits. Il est important de pouvoir mettre ces détecteurs dans une géométrie réduisant au minimum la distance entre le noyau implanté et le cristal de germanium afin d'accroître au maximum l'efficacité de détection des détecteurs germanium.

3.4.2 Acquisition des données

Le principe de détection des rayonnements γ par les détecteurs germanium après implantation d'un ion lourd dans le télescope est décrit dans la figure 3.10.

Lorsqu'un ion lourd est implanté dans le télescope, le signal produit déclenche l'ouverture de l'acquisition relative au détecteur germanium. Cette ouverture se fait selon une fenêtre en temps de typiquement $100 \mu s$. Les modules TAC acceptent le signal reçu à l'aide de l'ADC sur une échelle de temps similaire, alors que les modules TDC acceptent les signaux dont le temps d'arrivée est inférieur à $500 ns$. L'utilisation de ces deux modules nous permet aussi bien d'avoir des informations sur des isomères ayant des temps de vie de quelques dizaines de nanosecondes jusqu'à des temps de vie de plusieurs dizaines de microsecondes. En effet, le codage se faisant sur 4096 canaux, l'utilisation d'un seul module codant sur $100 \mu s$ nous conduirait à avoir un spectre avec des canaux de $25 ns$, ce qui poserait problème pour extraire un temps dont la décroissance se fait sur quelques dizaines de nanosecondes. Ces modules sont donc performants pour des temps de vie typiquement supérieurs à $500 ns$.

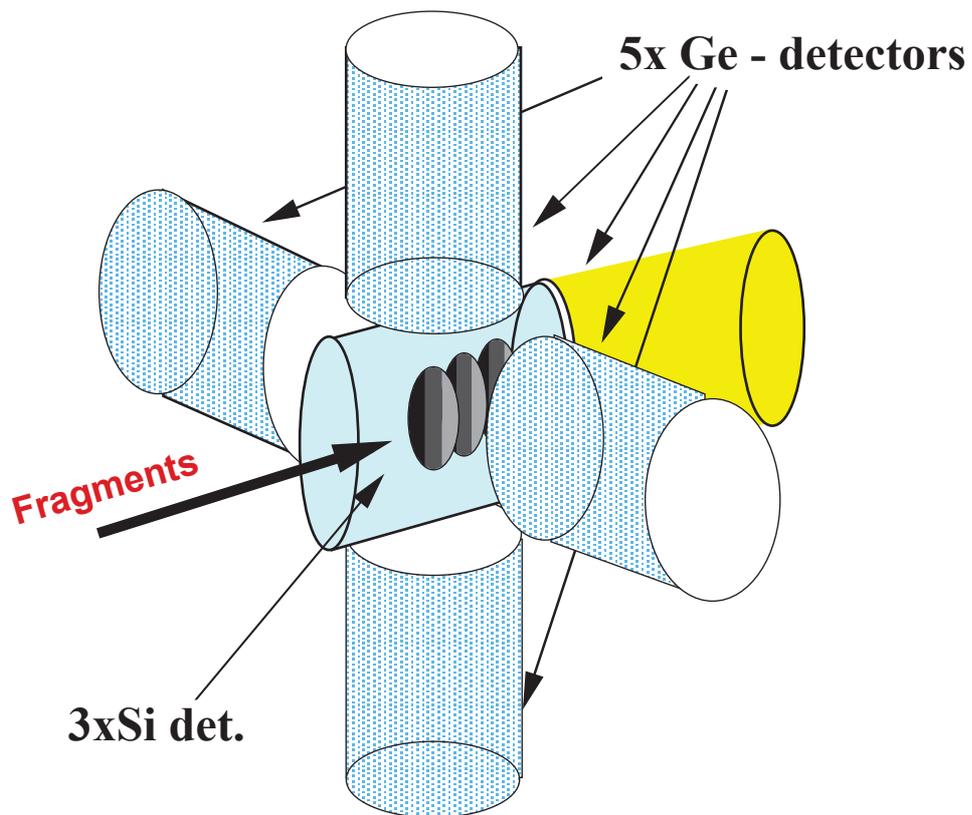


Figure 3.9: Dispositif expérimental placé dans le plan focal du spectromètre LISE.

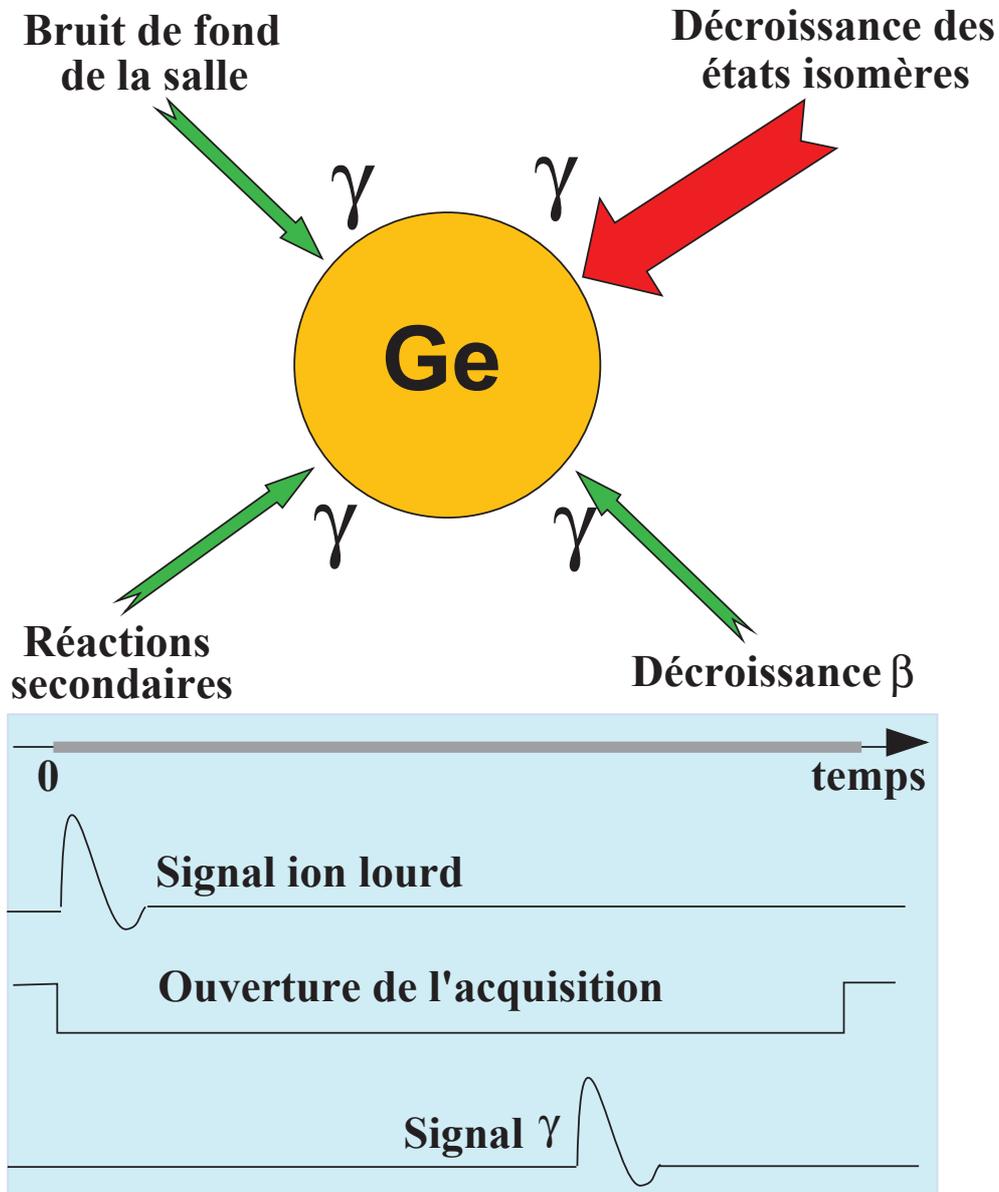


Figure 3.10: Description de l'acquisition des données pour le détecteur germanium après implantation d'un fragment dans le télescope. En haut, sont représentés les différents types de rayonnements γ observés par ces détecteurs.

Comme le montre le schéma 3.10, lorsque l'acquisition est ouverte, les détecteurs germanium peuvent être déclenchés par un rayonnement γ . Ce type de rayonnement peut provenir de plusieurs sources.

La plus importante étant les décroissances des états isomères des noyaux implantés dans le télescope. Ces événements sont ceux qui nous intéressent pour l'analyse des données. Cependant, d'autres rayonnements γ , incrémentant le bruit de fond appelés événements fortuits, sont détectés par les détecteurs germanium :

- Ces événements proviennent du bruit de fond de la salle d'expérience qui sont des rayonnements γ naturels provenant essentiellement du ^{40}K et du ^{208}Bi ($E_\gamma=1461$ keV et $E_\gamma=2610$ keV respectivement), ainsi que la raie à 511 keV qui provient des décroissances β^+ et des captures électroniques de ces noyaux. Le taux de comptage relatif à ces événements est de 4 à 5 coups par seconde selon l'intensité relative du détecteur germanium.
- Ces événements proviennent aussi des réactions secondaires produites lorsqu'un noyau traverse le détecteur silicium. Le rayonnement produit à cet instant est appelé "prompt" car il correspond à l'implantation des fragments dans le télescope. Ces événements nous signalent le temps zéro vis à vis des rayonnements γ retardés provenant de la décroissance des isomères. Il est alors facile d'éliminer ces événements en faisant une coupure sur le temps. Pour $Z=40$, le taux de réactions dans le silicium est de l'ordre du pourcent, et il décroît avec le numéro atomique.
- Un troisième type d'évènement fortuit provient de la décroissance β suivie généralement d'une cascade de γ des noyaux exotiques implantés plusieurs événements avant. Le temps de vie des noyaux exotiques implantés vont de quelques millisecondes à plusieurs secondes, les décroissances relatives à ces noyaux sont donc observées comme faisant partie du bruit de fond car elles ne sont pas en coïncidence avec l'implantation de ces noyaux, c'est-à-dire que, contrairement aux décroissances des états isomères, l'implantation et la détection du rayonnement γ émis ne sont pas dans le même évènement. Le bruit produit par ces événements est distribué sur toute la gamme en énergie et contribue à 90% du bruit de fond total. Ces coïncidences fortuites représentent environ 3% du spectre total en énergie.
- Le quatrième et dernier type d'évènement fortuit provient des réactions (n,γ) produites dans les cristaux de germanium. Les énergies des raies caractéristiques de cette réactions sont $E_\gamma=596$ et 1205.2 keV pour le ^{74}Ge et $E_\gamma=693.4$, 834.5 et 1465 keV pour le ^{72}Ge . Ces événements sont cependant quasi-inexistants.

Le nombre d'implantations des noyaux exotiques produits étant inférieur à 1000 par seconde, tous les rayonnements γ fortuits vus précédemment sont de très faible intensité par rapport aux événements provenant de la décroissance des niveaux isomères qui nous intéressent. La pollution des spectres γ en énergie et

en temps est donc assez faible, typiquement de l'ordre de 3 à 4%. De plus, il est possible d'éliminer la contribution en énergie en soustrayant de ce spectre le bruit de fond obtenu à l'aide d'un spectre conditionné par des noyaux n'ayant pas d'état isomère. Le nettoyage des spectres γ sera expliqué plus en détail dans le chapitre suivant.

3.5 Etalonnage des détecteurs

Le signal codé par les ADC étant linéairement proportionnel à la valeur de l'énergie et du temps détectés, il est donc possible de relier directement ce signal à la valeur désirée en utilisant une fonction affine.

3.5.1 Etalonnage en énergie

L'étalonnage des détecteurs en énergie se fait de la manière suivante. Pour les détecteurs silicium, il suffit de connaître l'énergie du fragment implanté et l'énergie déposée dans chaque jonction constituant le télescope. En utilisant le programme LISE [BST], il est possible de calculer les informations précédentes dans les conditions expérimentales désirées, comme le choix, l'énergie et l'intensité du projectile, le choix et l'épaisseur de la cible ainsi que les rigidités magnétiques et l'acceptance du spectromètre. On a donc par le calcul l'énergie des fragments produits et l'énergie déposée par ces fragments dans chaque jonction silicium. Il suffit ensuite de tracer l'énergie en fonction du canal et de lier une fonction affine reliant ces deux paramètres. Cet ajustement nous donne donc la relation entre l'énergie en MeV et l'énergie en canal.

Pour étalonner en énergie les détecteurs germanium on utilise une source dont les énergies des γ émis sont connues. Les spectres de la figure 3.7 représentent les énergies d'une source de ^{152}Eu dont les raies γ les plus intenses sont représentées dans le tableau 3.1. Comme précédemment, il suffit de tracer le spectre énergie en fonction du canal et d'ajuster à l'aide d'une fonction affine. Ce qui nous donne une relation entre l'énergie en keV et l'énergie en canal.

La relation entre le canal et l'énergie étant pour les deux cas :

$$\text{Energie} = a * \text{canal} + b \quad (III - 16)$$

En utilisant les paramètres a et b trouvés lors de ces étalonnages, il est possible de construire un spectre représentant les énergies calculées.

E_γ (en keV)	Intensité relative (en %)
121.78	28.60
244.7	7.58
344.28	26.50
411.3	2.23
444.0	3.15
778.9	12.90
867.38	4.25
964.0	14.74
1112.0	13.62
1408.03	21.00

Tableau 3.1: Energie des raies γ ainsi que leur intensité relative d'une source de ^{152}Eu

3.5.2 Etalonnage en temps

L'étalonnage des détecteurs en temps se fait grâce à un module qui génère des impulsions dans un intervalle de temps régulier. On peut alors relier le temps en nanoseconde ou microseconde en fonction du canal. Cette méthode nous donne simplement un temps relatif.

Pour avoir le temps absolu relatif à la première jonction, qui correspond au temps de vol des fragments le long du spectromètre, on utilise le programme LISE. En effet, comme le montre les équations (III-9) et (III-6), connaissant la distance L parcourue par ces fragments, la rigidité magnétique $B\rho$ des dipôles ainsi que la masse A et la charge Q de l'ion considéré, il est possible de remonter au temps de vol TOF. Il suffit ensuite d'ajuster la constante de l'équation de la droite reliant le temps en nanoseconde aux canaux, pour avoir le temps en absolu.

Pour les détecteurs germanium, la référence en temps est donnée par le pic "prompt" qui correspond à l'implantation des fragments dans le télescope. Ce temps est donc défini comme étant le temps $t=0$. Le télescope étant constitué de trois jonctions silicium, il y a donc trois pics prompts différents. Le temps séparant ces pics est proportionnel à la distance séparant les différentes jonctions. Généralement, les distances séparant la première et la dernière jonction n'excèdent pas 20 cm, ce qui correspond à un temps de vol de l'ordre de 3 ns. Ceci implique une mauvaise résolution du pic prompt due aux réactions successives des ions lourds dans les différentes jonctions silicium. Cependant, cet effet est négligeable car l'efficacité relative des détecteurs germanium est très faible par rapport à la distance les séparant de la jonction et du blindage se trouvant

entre les deux types de détecteurs.

Les figures montrant la relation entre les paramètres physiques et les canaux sont montrées dans les chapitres 4 et 5.

3.6 Efficacité photopic des détecteurs germanium

Les détecteurs germanium ont une efficacité photopic de détection qui est fonction de l'énergie des rayonnements γ émis. Il est donc important de connaître cette efficacité de détection pour pouvoir ensuite remonter au nombre réel de γ émis pour une énergie donnée.

3.6.1 Principe de la mesure

La détermination de cette efficacité se fait en plaçant une source à l'endroit où sont implantés les fragments produits. De cette manière, ainsi qu'en conservant la géométrie des détecteurs, on obtient l'efficacité de détection des rayonnements γ pour l'expérience considérée. Les mesures sont effectuées à l'aide d'une source de ^{152}Eu dont les énergies et les intensités relatives des raies γ les plus intenses sont données dans le tableau 3.1. Connaissant l'activité de la source utilisée, il est donc possible de savoir le nombre de rayonnement γ émis pour une énergie donnée. Ainsi, on a l'efficacité ϵ du détecteur germanium sur lequel a été faite la mesure, connaissant le temps de cette mesure. Il suffit de faire le rapport entre le nombre de γ détectés et le nombre de γ émis pour une énergie donnée comme le montre la formule suivante :

$$\epsilon = \frac{N_{\gamma \text{ détectés}}}{N_{\gamma \text{ émis}}} \quad \text{pour une énergie donnée} \quad (\text{III} - 17)$$

3.6.2 Efficacité sur toute la gamme en énergie

Une fois la mesure de l'efficacité du détecteur germanium effectuée pour différentes énergies, il est important de pouvoir déterminer avec précision l'efficacité d'un rayonnement γ ayant une énergie différente. Pour ce faire, l'efficacité obtenue doit être lissée en utilisant l'équation empirique (III-18) [JAC87] qui représente la relation entre l'efficacité d'un détecteur germanium et l'énergie du rayonnement γ considéré.

$$\ln \epsilon(E_{\gamma}) = y * 2/\pi * \arctan[\exp(p_4 + p_5 * \ln E_{\gamma} + p_6 * (\ln E_{\gamma})^3)] - 25 \quad (\text{III} - 18)$$

avec

$$y = p_1 + p_2 * \ln E_\gamma + p_3 * (\ln E_\gamma)^2 \quad (III - 19)$$

où ϵ représente l'efficacité, E_γ l'énergie du rayonnement γ considéré et p_1 à p_3 les paramètres libres de la fonction à ajuster sur les mesures. L'équation (III-19) représente la fonction qui permet d'ajuster l'efficacité photopic de ≈ 200 keV à ≈ 2500 keV. Pour avoir un bon ajustement de l'efficacité pour les énergies plus basses, il est nécessaire d'utiliser la fonction (III-18).

L'estimation de l'efficacité pour la gamme d'énergie comprise entre 100 et 200 keV est délicate. Il est donc important d'avoir plusieurs mesures d'efficacité dans cette zone d'énergie, et la source de ^{152}Eu ne suffit pas. Il est donc nécessaire de combiner cette source avec d'autres sources tels que le ^{133}Ba ($E_\gamma=81, 79.6, 160.6$ et 223.2 keV) et le ^{57}Co ($E_\gamma=122.1, 136.5$ et 230.4 keV). Il est alors possible d'extraire avec précision l'efficacité pour des γ ayant une énergie comprise entre 80 et 250 keV.

N'ayant pas de source de ^{133}Ba et de ^{57}Co , il est aussi possible d'utiliser les γ émis par les décroissances isomères. En effet, connaissant la cascade γ (énergies, rapports d'embranchement) provenant de la décroissance d'un état isomère, il est alors possible de remonter au nombre total de γ émis pour une énergie donnée en tenant compte du coefficient de conversion interne [ROS78] qui n'est pas négligeable dans cette gamme d'énergie.

Chapitre 4

Étude des états isomères dans les noyaux riches en neutrons

4.1 Introduction

L'expérience décrite dans ce chapitre s'inscrit dans le programme d'étude systématique des niveaux isomères au GANIL. Elle constitue la continuité d'une expérience réalisée en mai 1996 [PRO94]. Cette dernière avait pour but d'observer et d'étudier de nouveaux isomères de durée de vie courte (typiquement de l'ordre de la microseconde) dans les noyaux riches en neutrons produits par fragmentation d'un faisceau de ^{86}Kr . L'étude était focalisée sur les fragments riches en neutrons allant du calcium ($Z=20$) à l'arsenic ($Z=33$). Lors de cette expérience, 13 états isomères ont été observés et étudiés pour la première fois [GRZ98].

S'inspirant de ces résultats prometteurs, une deuxième expérience a été proposée afin de continuer et d'améliorer l'étude déjà commencée. Les buts principaux de cette deuxième expérience sont : l'observation de nouveaux états isomères pour des noyaux encore plus riches en neutrons et la possibilité de pouvoir recueillir des informations sur les états isomères de durée de vie plus courte, typiquement de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes.

Pour mener à bien cette étude, il faut optimiser la production de noyaux exotiques riches en neutrons, réduire au maximum le temps de vol des fragments de la cible de production au système de détection et avoir la plus grande efficacité de détection des rayonnements γ .

4.2 Procédure expérimentale

4.2.1 Production des noyaux d'intérêt

Les expériences précédemment réalisées ont prouvé que la fragmentation d'un noyau stable ayant un rapport N/Z relativement grand tel que le ^{86}Kr conduit à une bonne production de noyaux exotiques très riches en neutrons. C'est pour cette raison que le choix du projectile de ^{86}Kr a été renouvelé.

Le choix de la cible a pour but d'optimiser la production des noyaux d'intérêt. Une étude faite avec plusieurs cibles et un même projectile [GUI90] a montré que la production de noyaux exotiques riches en neutrons était favorisée en prenant une cible lourde de tantale. Cependant, cette étude a été faite pour la production de noyaux légers, avec un projectile léger $^{32,34,36}\text{S}$ [TAR98] et ^{50}Ti [SAK96]. En prenant un projectile plus lourd, comme le ^{86}Kr , et en utilisant une cible lourde, on favorise la production des noyaux dans plusieurs états de charge. Il a en effet été montré [BAZ87] que les proportions des noyaux produits dans différents états de charge variaient sensiblement suivant le nombre d'électrons des noyaux cibles.

Une cible de nickel a donc été choisie dans le but de produire des fragments exotiques épluchés riches en neutrons sensiblement loin du projectile. Une feuille de béryllium de $500\ \mu\text{m}$ servant d'éplucheur a été ajoutée derrière la cible afin de

réduire la contribution des noyaux produits avec un état de charge différent de $Q=Z$ dans la cible de nickel. Pour les noyaux que l'on désire produire, l'épaisseur optimale de la cible de nickel, calculée par le programme LISE, est de $100\ \mu\text{m}$.

Un dégradeur en béryllium d'épaisseur $50\ \mu\text{m}$ est placé entre les deux dipôles afin d'éliminer les fragments légers produits et de réduire la proportion des noyaux produits avec un état de charge différent de $Q=Z$.

4.2.2 Implantation du faisceau secondaire

Dans le paragraphe 3.4, il a été vu que le système de détection devait être placé à un point focal du spectromètre. Le schéma représentant le spectromètre LISE3 (figure 3.2) montre qu'il existe trois points focaux le long de la ligne. Le choix de placer le système de détection au premier point focal achromatique nous permet d'avoir le temps de vol depuis la cible de production le plus petit possible. Cette position permet au système de détection d'être placé à une distance de 17 mètres de la cible, ce qui correspond à un temps de vol de l'ordre de 200 ns. Avec le temps de vol des fragments aussi faible, il est possible d'avoir des informations sur des états isomères d'une durée de vie de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes. A titre de comparaison, lors de l'expérience précédente, où les fragments étaient produits en utilisant SISSI [JOU91], le temps de vol était de l'ordre de $1.2\ \mu\text{s}$. Il a donc été possible de diminuer d'un facteur 6 le temps de vol des fragments, dans le but d'avoir des informations sur les états isomères de durée de vie plus courte. Par exemple, pour le noyau de ^{70}Ni , dont la durée de vie de l'état isomère est de 230 ns, le nombre d'isomère implanté est 20 fois plus important.

Afin d'identifier les noyaux exotiques produits en charge Q , en masse A et en numéro atomique Z par les méthodes perte d'énergie-temps de vol et perte d'énergie-énergie cinétique totale, on les implante dans la dernière jonction d'un télescope composé de plusieurs détecteurs silicium. Le choix de l'épaisseur des jonctions est alors primordial. Pour cela, on estime le parcours des ions produits à partir de leur énergie et de leur masse.

Une simulation utilisant le programme LISE a donc été menée pour avoir une idée du parcours dans un matériau silicium des fragments produits avec un projectile de ^{86}Kr à une énergie de 60 MeV/A fragmentant dans une cible de Ni et de Be d'épaisseurs $100\ \mu\text{m}$ et $500\ \mu\text{m}$ respectivement. Un dégradeur en Be d'épaisseur $50\ \mu\text{m}$ était placé entre les deux dipôles. Cette simulation a été faite pour deux réglages de la ligne, le premier réglage étant optimisé sur le $^{72}\text{Ni}^{28+}$ et le second sur le $^{84}\text{Ge}^{32+}$. Ces réglages correspondent à ceux choisis dans l'expérience. Le premier étant destiné à produire des noyaux déjà étudiés afin de tester en ligne notre système de détection, et le second étant dans le but d'observer et d'étudier les fragments beaucoup plus exotiques. Dans le tableau 4.1 sont représentés le parcours d'un fragment lourd, qui est en l'occurrence le projectile, d'un fragment

léger, le $^{52}\text{Ca}^{20+}$ ainsi qu'un fragment intermédiaire le ^{72}Ni avec deux états de charge différents 28^+ et 26^+ .

Optimisation sur	Fragment produit	Energie du fragment (MeV/u)	Parcours dans la jonction μm
$^{72}\text{Ni}^{28+}$	$^{86}\text{Kr}^{36+}$	45.89	853.6
$^{72}\text{Ni}^{28+}$	$^{72}\text{Ni}^{28+}$	39.74	879.4
$^{72}\text{Ni}^{28+}$	$^{72}\text{Ni}^{26+}$	34.36	699.0
$^{72}\text{Ni}^{28+}$	$^{52}\text{Ca}^{20+}$	38.89	1118.5
$^{84}\text{Ge}^{32+}$	$^{86}\text{Kr}^{36+}$	45.59	844.7
$^{84}\text{Ge}^{32+}$	$^{72}\text{Ni}^{28+}$	39.47	870.1
$^{84}\text{Ge}^{32+}$	$^{72}\text{Ni}^{26+}$	34.13	691.8
$^{84}\text{Ge}^{32+}$	$^{52}\text{Ca}^{20+}$	38.63	1106.2

Tableau 4.1: Résultats de la simulation du programme LISE en utilisant un faisceau de $^{86}\text{Kr}^{36+}$ à 60 MeV/A sur une cible de Ni de 100 μm + 500 μm de Be et avec un dégradeur en Be d'une épaisseur de 50 μm .

Pour tous les fragments, les parcours sont compris entre 600 μm et 1200 μm . Il est donc envisagé de prendre un télescope comprenant trois jonctions silicium, les deux premières jonctions ayant une épaisseur de 300 μm chacune, ce qui nous donne une épaisseur totale de 600 μm , et la troisième devant être supérieure à 600 μm .

L'obtention d'une géométrie très proche, qui sera discutée dans le paragraphe suivant, est possible en inclinant la dernière jonction silicium du télescope. C'est pourquoi une jonction silicium carrée 24×24 mm sensible en position d'épaisseur 500 μm a été choisie. Sachant que la largeur du faisceau secondaire au premier point focal achromatique est au maximum 15 mm et que les cotés du détecteur silicium où ce faisceau est implanté ont une longueur de 24 mm, il est donc possible d'incliner ce dernier d'un angle maximum de 50°. Donc, en choisissant une jonction d'épaisseur 500 μm , cela nous permet de pouvoir incliner cette dernière d'un angle de 40° afin d'obtenir une épaisseur de 650 μm .

Le télescope est donc constitué de trois jonctions silicium d'épaisseurs respectives 300 μm , 300 μm et 650 μm . Les deux premières étant des jonctions simples et la troisième étant une jonction carrée sensible en position.

4.2.3 Optimisation du système de détection

Le problème à résoudre concerne l'optimisation de l'efficacité des détecteurs germanium. Il est en effet important d'avoir la plus grande efficacité possible pour avoir une bonne statistique sur les rayonnements γ émis par la décroissance des états isomères, ainsi que pour pouvoir mettre en évidence des états isomères pour des noyaux très exotiques dont la production est faible. Pour ce faire, il est nécessaire de placer les détecteurs germanium le plus proche possible du lieu d'implantation des fragments.

Pour la détection des rayonnements γ , un détecteur germanium segmenté d'efficacité relative de 120%, deux détecteurs coaxiaux d'efficacité relative de 90% et 80% ainsi qu'un détecteur LEPS sont utilisés dans cette expérience. La liste des détecteurs germanium utilisés (sauf LEPS) ainsi que leurs caractéristiques respectives sont représentées dans le tableau 4.2. Afin de d'optimiser l'efficacité de détection des rayonnements γ , il est judicieux de placer les détecteurs germanium ayant la plus grande efficacité relative le plus proche possible de l'endroit où sont implantés les fragments.

Détecteur	Efficacité relative en %	Diamètre du cristal en mm	Longueur du cristal en mm
Ge1	23.6	50	80.1
Ge2	24.2	50	80.1
Ge3	22.3	50	80.0
Ge4	22.2	50	77.9
Ge5	91.0	77.2	83.1
Ge6	80.0	70.9	81.8

Tableau 4.2: Liste des détecteurs germanium (sauf LEPS) utilisés avec leurs caractéristiques.

Nous avons étudié le rôle de la distance séparant la source émettrice de rayonnements γ du cristal de germanium. Pour cela, une simulation utilisant le code GEANT [WEB] a été effectuée. 10^6 évènements de 4 photons γ d'énergie différente, 183, 448, 970 et 1259 keV (soit 250000 évènements pour une énergie donnée), ont été envoyés sur un cristal de germanium de longueur 83.1 mm, de diamètre 77.2 mm et d'efficacité relative de 90%. Les énergies des γ choisies sont celles correspondant à la décroissance du ^{70m}Ni et le cristal choisi correspond aux caractéristiques du détecteur germanium utilisé pour l'expérience.

Les résultats de cette simulation sont représentés sur la figure 4.1. On observe

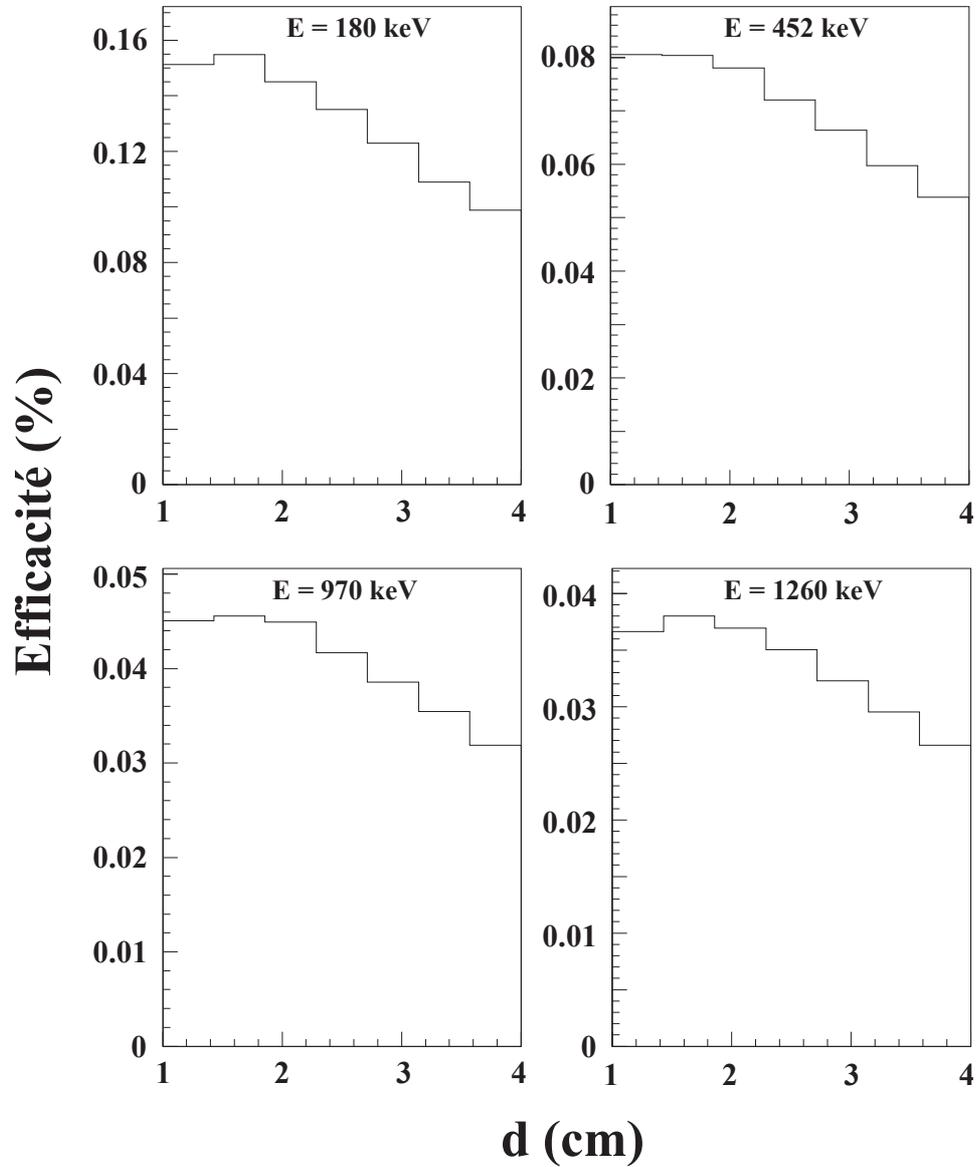


Figure 4.1: Simulation GEANT représentant l'efficacité absolue d'un détecteur germanium d'efficacité relative de 90% en fonction de la distance séparant le cristal de la source émettrice de rayonnement γ pour des γ d'énergie 183, 448 970 et 1259 keV, ce qui correspond aux γ émis lors de la décroissance du ^{70m}Ni .

un maximum de l'efficacité de détection des rayonnements γ , quelque soit l'énergie considérée, lorsque la distance séparant la source et le cristal est comprise entre 1.5 et 2 cm. Pour des distances inférieures à 1.5 cm, cette efficacité décroît car l'importante acceptation angulaire du cristal augmente fortement la probabilité de détecter plusieurs raies γ provenant du même évènement. Il sera alors observé une énergie représentant la somme des énergies des γ détectés. En plaçant les deux détecteurs germanium ayant l'efficacité relative la plus importante à une distance comprise entre 1.5 et 2 cm du lieu d'implantation, on augmente l'efficacité absolue de détection d'une manière non négligeable.

L'implantation des ions se faisant sur la ligne de faisceau qui est située dans le vide, il faut donc mettre en place une mécanique adéquate qui va permettre au dernier détecteur silicium d'être placé avec un certain angle par rapport à l'axe du faisceau, et aux détecteurs germanium d'être le plus près possible du lieu d'implantation. Il a donc fallu procéder, comme le montre la figure 4.2, à la fabrication d'une pièce en aluminium d'une dimension de 78×32 mm, d'une profondeur de 70 mm et d'une épaisseur de 0.5 mm à l'intérieur de laquelle est insérée la jonction silicium. Cette jonction est maintenue par deux tiges fixées sur la bride servant de support à la pièce dans laquelle se trouve la jonction. La distance séparant les deux premières jonctions est de 110 mm, et les deux dernières jonctions sont quant à elles distantes de 87 mm. La première jonction silicium étant placée à 16841.2 mm de la cible de production.

Autour de cette pièce, les détecteurs germanium sont disposés de la façon suivante (figure 4.3) :

- les cristaux du détecteur germanium segmenté sont placés à 27 mm du centre du détecteur silicium ;
- le cristal du détecteur germanium d'efficacité relative de 90% est placé à 23 mm du centre du détecteur silicium ;
- le cristal du détecteur germanium d'efficacité relative de 80% est placé à 63 mm du centre du détecteur silicium ;
- le détecteur germanium LEPS est placé à 49 mm du centre du détecteur silicium ;

L'erreur sur les distances précédemment citées est de 1 mm.

Dans cette expérience, nous avons optimisé la géométrie du positionnement des détecteurs germanium afin d'améliorer l'efficacité totale de détection des rayonnements γ émis par les noyaux implantés dans leur état isomère. Cette efficacité est mentionnée dans le paragraphe suivant.

4.3 Description de l'expérience

Un faisceau de $^{86}\text{Kr}^{34+}$ d'énergie 60.3 MeV/A et d'intensité moyenne 1.6 μAe (soit 3×10^{11} particules par seconde) est délivré par le GANIL.

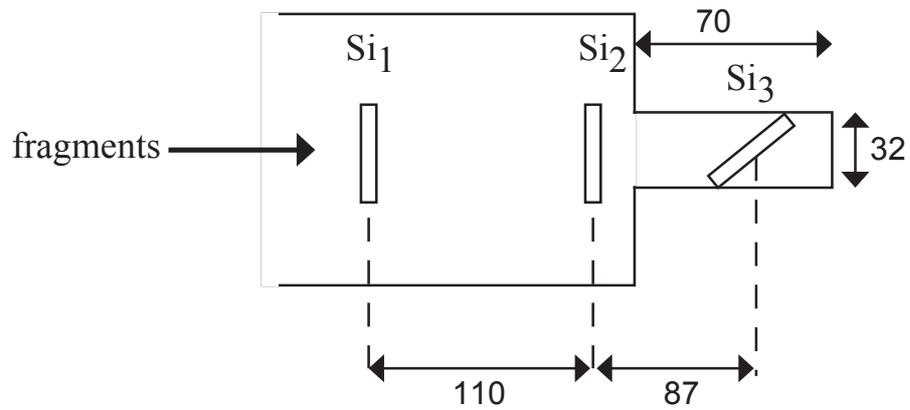


Figure 4.2: Assemblage des jonctions silicium constituant le télescope où sont détectés et implantés les fragments.

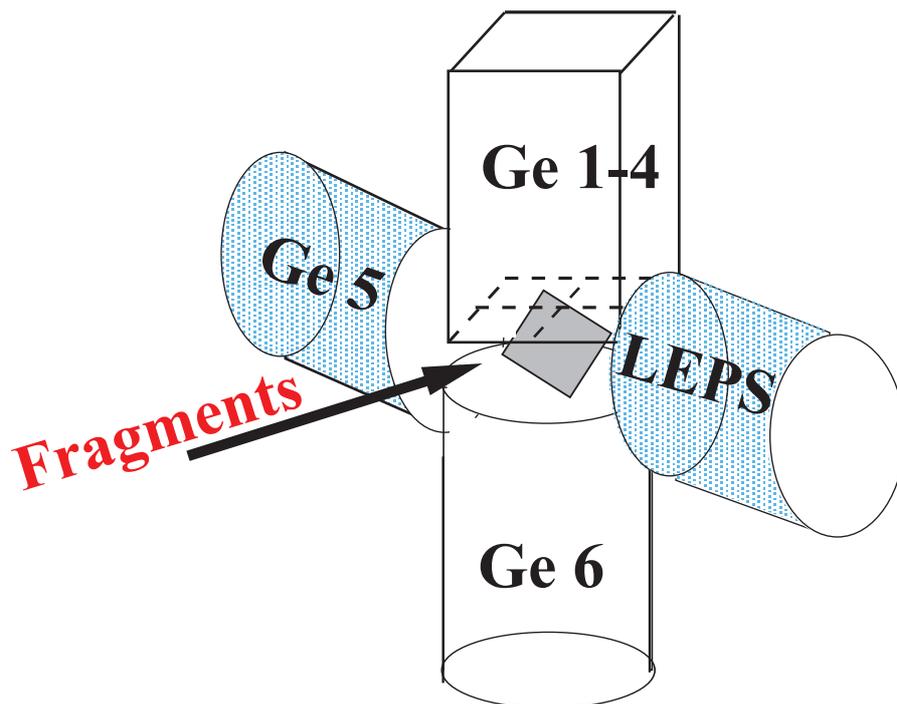


Figure 4.3: Position des détecteurs germanium par rapport à la dernière jonction silicium où sont implantés les fragments produits.

Une première opération consiste à déterminer avec précision l'épaisseur de la cible de production (respectivement dégradeur). Cette détermination se fait à partir de la perte d'énergie du projectile dans la cible (du dégradeur). La connaissance de l'énergie du faisceau avant et après la cible (le dégradeur) nous permet d'en déduire cette quantité. L'énergie du projectile est donnée en ajustant la rigidité magnétique du premier dipôle (respectivement deuxième dipôle). L'épaisseur exacte de la cible de Ni trouvée est de $100.7 \mu\text{m}$, l'épaisseur de la feuille de Be étant connue auparavant. Celle du dégradeur Be est de $49.9 \mu\text{m}$.

4.3.1 Etalonnage des détecteurs silicium

Afin de pouvoir étalonner les jonctions silicium, il est important d'identifier les fragments implantés dans le télescope, puis connaissant l'énergie de ces fragments, il sera possible de calculer leur perte d'énergie dans chaque jonction silicium.

Pour identifier les fragments produits, plusieurs méthodes existent.

Il est tout d'abord possible d'identifier les lignes de Z sur le spectre perte d'énergie vs temps de vol (voir figure 3.3a) en sélectionnant un état de charge du faisceau primaire après la cible de production ayant une intensité très réduite de façon à pouvoir implanter ce faisceau ainsi que les fragments produits dans les jonctions silicium. L'identification étant faite en Z , il faut à présent déterminer la masse A et la charge Q des noyaux produits. Pour ce faire, on cherche les lignes correspondant à une valeur constante de $\frac{A}{Q}$, par exemple, lors de cette expérience la masse des fragments produits a été déterminée en prenant la ligne $\frac{A}{Q}=2.5$ sur laquelle se situe le $^{70}\text{Ni}^{28+}$. Ainsi, en conditionnant sur plusieurs noyaux, on obtient la relation reliant le canal à l'énergie et le canal au temps comme représenté sur la figure 4.4.

Ce type d'expérience offre aussi la possibilité d'identifier les fragments produits grâce aux états isomères connus de certains d'entre eux. Il suffit en effet de conditionner le spectre d'identification perte d'énergie vs temps de vol par le rayonnement γ retardé (voir figure 4.8) pour obtenir une identification des isomères qui nous conduit directement à une identification des noyaux implantés. Il est de plus possible de vérifier la bonne identification en regardant les γ caractéristiques de la transition isomère. Il est alors possible d'étalonner les jonctions silicium de la même manière que précédemment. Pour cette expérience, cette dernière méthode a été utilisée comme vérification de la première.

4.3.2 Etalonnage des détecteurs germanium

Pour l'étalonnage en énergie des détecteurs germanium, une source de ^{152}Eu (voir tableau 3.1) et de ^{137}Cs ($E_\gamma=661.7 \text{ keV}$) ont été utilisées ; les résultats pour tous les détecteurs germanium sont montrés dans la figure 4.5.

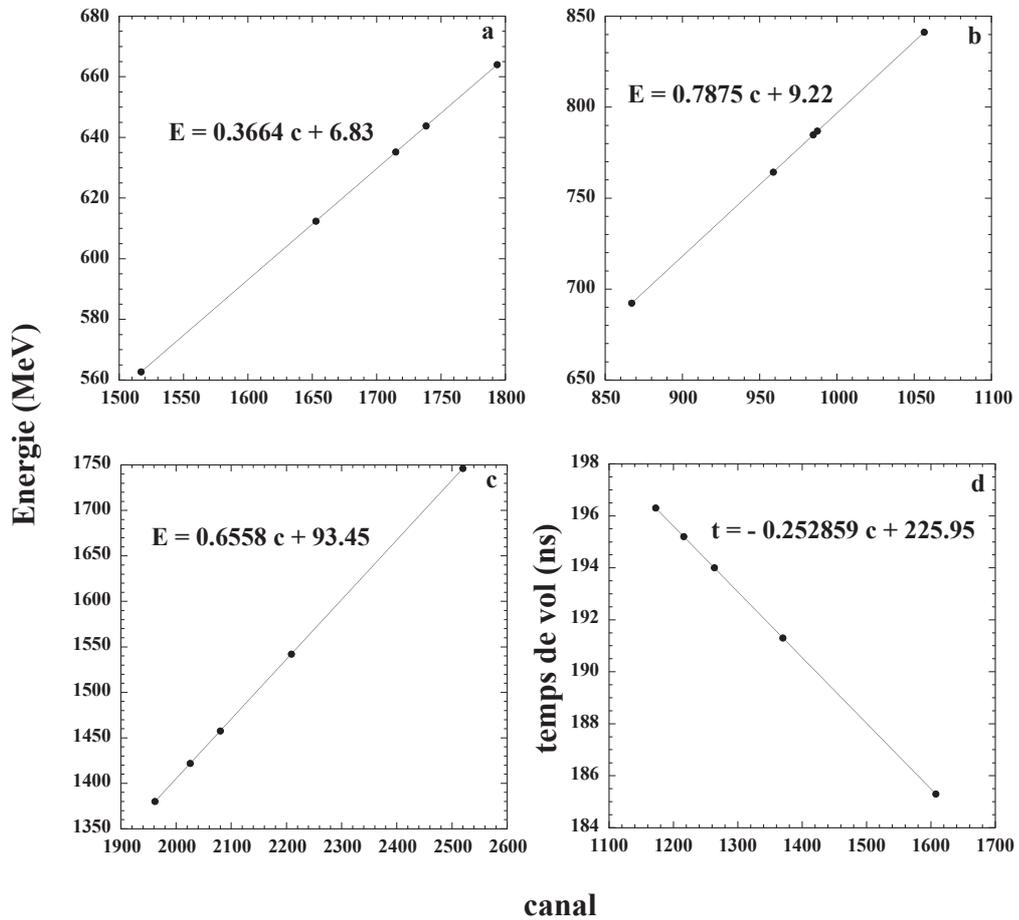


Figure 4.4: Etalonnage des jonctions silicium constituant le télescope. Les droites représentant l'étalonnage en énergie des jonctions E_1 ($300 \mu\text{m}$), E_2 ($300 \mu\text{m}$) et E_3 ($650 \mu\text{m}$) sont données sur les figures a, b et c respectivement. L'étalonnage en temps de la première jonction est donné sur la figure d. Ces étalonnages ont été fait en utilisant la perte d'énergie dans les jonctions silicium et le temps de vol de la cible de production à l'implantation pour plusieurs fragments produits.

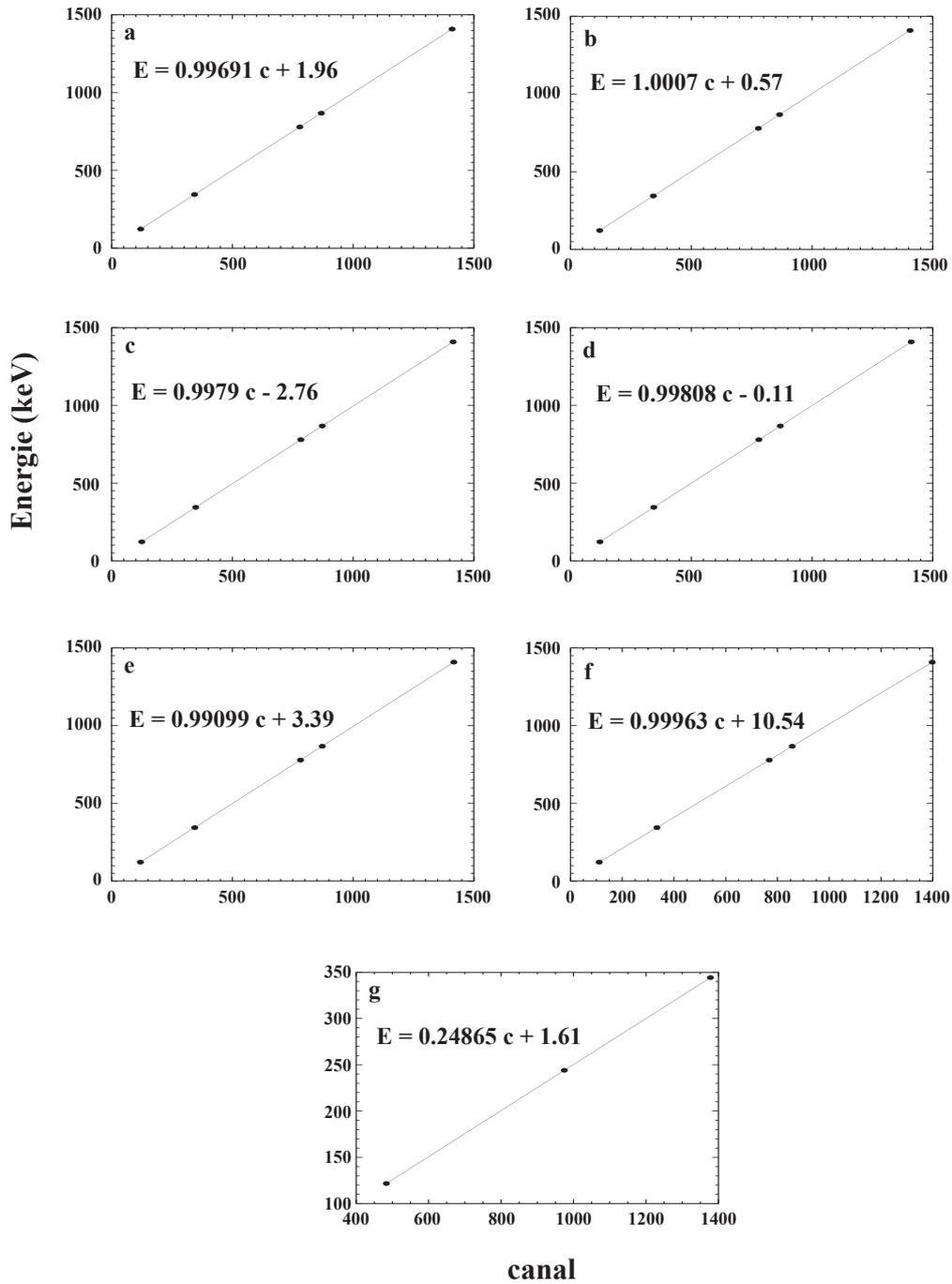


Figure 4.5: Etalonnage des détecteurs germanium avec une source de ^{152}Eu . Les droites représentant l'étalonnage en énergie des cristaux de germanium utilisés lors de cette expérience sont données sur les figures a à g.

Quant à l'étalonnage en temps, il a été fait de manière à ajuster sur le même canal le temps correspondant à $t=0$ (c'est-à-dire à l'implantation du fragment) pour tous les détecteurs. Il a été fait pour les deux temps relatifs aux détecteurs germanium, c'est-à-dire un temps long traité par un module TAC et un temps court traité quant à lui par un module TDC (voir le paragraphe 3.3). Le pulseur utilisé pour l'étalonnage génère des impulsions de période $T=5.12 \mu\text{s}$ pour le temps long, et de période $T=80 \text{ ns}$ pour le temps court. Les résultats de tous les détecteurs sont dans la figure 4.6

4.3.3 Efficacité de détection des rayonnements γ

L'efficacité photopique de détection des rayonnements γ trouvée en fonction de leur énergie est représentée sur la figure 4.7 pour chaque détecteur germanium (a à c) et pour la somme des détecteurs utilisés (LEPS non compris) (figure d). Cette efficacité, obtenue en prenant une source de ^{152}Eu , a été vérifiée avec une source de ^{137}Cs dont l'énergie du γ émis est égale à 661.7 keV. L'utilisation de ces sources a permis de déterminer l'efficacité des détecteurs germanium pour une énergie supérieure à 300 keV.

Comme décrit dans le paragraphe 3.6.2, l'efficacité dans la région d'énergie 100-200 keV a été obtenue en utilisant les efficacités de la raie à 121.8 keV provenant du ^{152}Eu et de deux photons γ d'énergie 182.7 keV et 133.0 keV provenant des décroissances des noyaux de ^{70m}Ni et de ^{71m}Cu respectivement. Pour ce faire, il a d'abord fallu estimer le nombre de γ émis pour chaque noyau en observant les autres γ émis lors de la même décroissance. Sont représentées dans le tableau 4.3 les énergies et les intensités relatives des γ provenant de la décroissance des ^{70m}Ni et ^{71m}Cu [ISH98]. Pour les figures 4.7a et 4.7b, il est intéressant de comparer les courbes d'efficacité réalisées sans (trait plein) et avec (trait pointillés) la somme des énergies des cristaux touchés par événement en additionnant les déclenchements simultanés (add-back).

L'efficacité totale des détecteurs germanium (LEPS non compris) est au maximum de 26% pour des photons γ d'énergie 130 keV, et elle est de 6.5% pour des photons de 1 MeV. A titre de comparaison, lors de l'expérience précédente, cette efficacité totale de détection était de l'ordre de 12% et 5% pour des photons γ de même énergie. En prenant en compte l'efficacité du détecteur LEPS, il faut ajouter 2% pour les photons γ d'énergie 130 keV.

Nous avons donc réussi à augmenter d'une manière non négligeable l'efficacité totale de détection des rayonnements γ . Il est à noter que l'efficacité ayant été ajustée pour des énergies comprises entre 120 keV et 1500 keV, il ne sera fait aucun calcul dans la suite de l'exposé pour des γ d'énergie inférieure à 120 keV, et pour la partie plus haute énergie, les calculs effectués seront mis entre parenthèses.

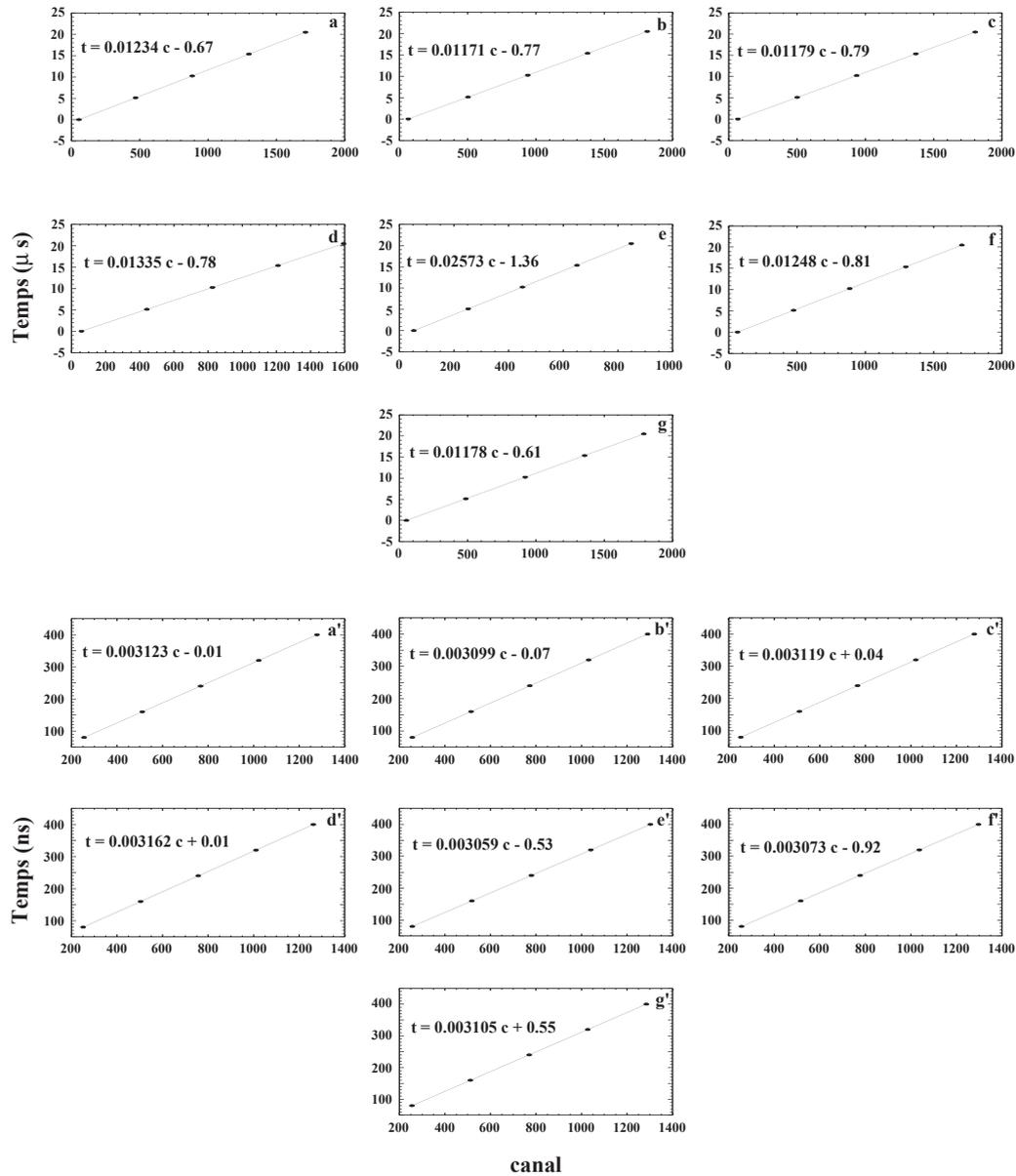


Figure 4.6: Etalonnage en temps des détecteurs germanium. Cet étalonnage est fait pour les deux types de temps. L'étalonnage pour les temps longs (relatif au TAC) est donné sur les figures a à g, et l'étalonnage pour les temps courts (relatif au TDC) est donné sur les figures a' à g'.

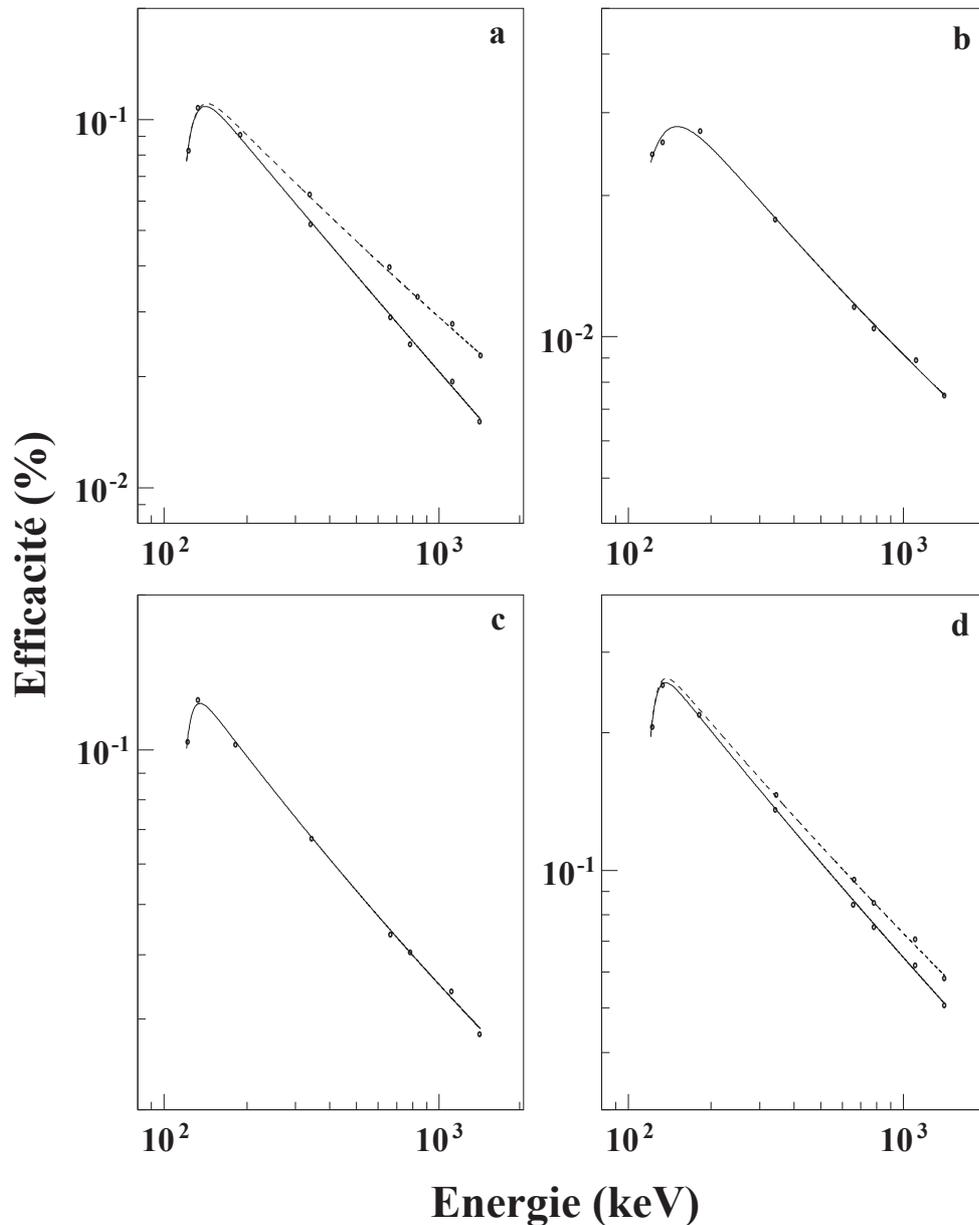


Figure 4.7: Efficacité photopie de détection des rayonnements γ émis par une source de ^{152}Eu et une source de ^{137}Cs ($E_\gamma=661.7$ keV). Sont représentés sur la courbe a) les efficacités du détecteur germanium segmenté sans add-back (trait plein) et avec add-back (trait pointillés). Les courbes b) et c) représentent les efficacités des détecteurs Ge5 et Ge6 respectivement. La figure d) est la somme des détecteurs germanium (LEPS non compris) sans add-back (trait plein) et avec add-back (trait pointillés).

Noyau	E_γ en keV	α_{tot}	Intensité relative en %
^{70}Ni	182.7	5.945E-2	94
^{70}Ni	447.9	2.416E-3	100
^{70}Ni	968.8	2.661E-4	100
^{70}Ni	1258.2	1.456E-4	100
^{71}Cu	133.0	2.134E-1	78(9)
^{71}Cu	494.2	1.927E-3	100(8)
^{71}Cu	939.0	3.180E-4	81(8)
^{71}Cu	1189.4	1.828E-4	75(7)

Tableau 4.3: Energie, coefficient de conversion interne α_{tot} et intensité relative des rayonnement γ provenant de la décroissance des noyaux de ^{70m}Ni et ^{71m}Cu .

4.3.4 Réglages du spectromètre

Lors de cette expérience, plusieurs réglages de la ligne ont été faits. Les différents réglages ainsi que les caractéristiques de la ligne, le temps de la mesure et l'intensité moyenne du faisceau sur la cible sont donnés dans le tableau 4.4.

- Le premier réglage de la ligne s'est fait afin d'optimiser l'implantation du $^{72}\text{Ni}^{28+}$. Les rigidités magnétiques des deux dipôles, calculées par le programme LISE, sont respectivement $B\rho_1=2.4018$ Tm et $B\rho_2=2.367$ Tm ;
- le deuxième réglage un peu plus exotique est optimisé sur le $^{73}\text{Ni}^{28+}$. Afin de ne pas modifier le réglage du deuxième dipôle, la cible a été inclinée avec un angle de 15° par rapport au faisceau primaire incident. Son épaisseur est maintenant de $104.3 \mu\text{m}$ de Ni plus $517.6 \mu\text{m}$ de Be, et la rigidité magnétique du premier dipôle est $B\rho_1=2.4023$ Tm ;
- pour le troisième réglage, on revient à l'épaisseur de cible initialement choisie. Ce réglage s'est fait sur l'optimisation du $^{84}\text{Ge}^{32+}$ afin de favoriser la transmission des noyaux de numéros atomiques plus élevés et dans le but de transmettre des fragments très riches en neutrons. Comme précédemment on ne touche pas à la rigidité magnétique du deuxième dipôle et on prend $B\rho_1=2.4114$ Tm ;
- un quatrième réglage a été effectué dans le but d'optimiser la transmission du $^{76}\text{Ni}^{28+}$. Les rigidités magnétiques des deux dipôles n'ont pas été changées, seule la cible a été inclinée avec un angle de 30° , ce qui lui fait une épaisseur de $116.3 \mu\text{m}$ de Ni plus $577.4 \mu\text{m}$ de Be ;
- à la fin de cette expérience, un dernier réglage fut choisi afin de déterminer

Optimisation sur $^{72}\text{Ni}^{28+}$	sur $^{73}\text{Ni}^{28+}$	sur $^{84}\text{Ge}^{32+}$	sur $^{76}\text{Ni}^{28+}$	sur $^{50}\text{Ca}^{20+}$	
$B\rho_1$ (en T.m.)	2.4018	2.4023	2.4114	2.4114	2.3982
$B\rho_2$ (en T.m.)	2.367	2.367	2.367	2.367	2.367
FH31 (en mm)	± 2	± 4	± 4	± 4	± 10
FH43 (en mm)	± 7.5	± 7.5	± 7.5	± 7.5	± 7.5
FV43 (en mm)	15	15	15	15	15
Temps de mesure (heure)	38.87	19.80	27.06	28.10	4.11
Intensité sur la cible (μAe)	1.6	1.4	1.4	1.75	1.95

Tableau 4.4: Liste des différents réglages opérés sur la ligne LISE. Les paramètres utilisés pour ces réglages sont expliqués dans le paragraphe 3.2. Sont aussi représentés sur ce tableau le temps pendant lequel la mesure a été effectuée et l'intensité moyenne du faisceau sur la cible de production.

le taux de production des noyaux plus légers. Le choix de l'optimisation s'est porté sur le $^{53}\text{Ca}^{20+}$. La cible est inclinée à 50° et $B\rho_1=2.3982$ Tm.

Les taux de production des fragments pour les différents réglages ainsi que les nouveaux états isomères trouvés lors de cette expérience sont respectivement discutés dans les deux paragraphes suivants.

4.4 Analyse des données

4.4.1 Taux de production

Les taux de transmission des fragments les plus exotiques produits sont notés dans le tableau 4.5. On peut remarquer qu'il est possible d'accéder à des noyaux se trouvant très loin de la vallée de la stabilité par réaction de fragmentation.

Ces résultats nous montre la possibilité d'étudier les noyaux très riches en neutrons proches du noyau doublement magique de ^{78}Ni par fragmentation d'un

Optimisation sur $^{84}\text{Ge}^{32+}$		sur $^{76}\text{Ni}^{28+}$		sur $^{53}\text{Ca}^{20+}$		sur $^{72}\text{Ni}^{28+}$	
Noyaux produits	Coups	Noyaux produits	Coups	Noyaux produits	Coups	Noyaux produits	Coups
^{82}Ge	13948	^{79}Zn	2170	^{58}Ti	201	^{71}Cu	120555
^{83}Ge	807	^{80}Zn	201	^{59}Ti	31	^{72}Cu	288780
^{84}Ge	38	^{81}Zn	3	^{60}Ti	3	^{73}Cu	325880
^{81}Ga	15034	^{77}Cu	894	^{55}Sc	337	^{74}Cu	131094
^{82}Ga	391	^{78}Cu	52	^{56}Sc	31	^{75}Cu	28614
^{83}Ga	11	^{79}Cu	2	^{57}Sc	4	^{76}Cu	2089
^{79}Zn	3199	^{74}Ni	1258	^{52}Ca	377	^{68}Ni	136775
^{80}Zn	197	^{75}Ni	128	^{53}Ca	19	^{69}Ni	292210
^{81}Zn	6	^{76}Ni	3	^{54}Ca	3	^{70}Ni	276983
^{76}Cu	6042	^{71}Co	2789	^{49}K	2639	^{71}Ni	140426
^{77}Cu	548	^{72}Co	249	^{50}K	280	^{72}Ni	37831
^{78}Cu	20	^{73}Co	37	^{51}K	29	^{73}Ni	4603
^{74}Ni	801	^{69}Fe	372	^{47}Ar	594	^{74}Ni	272
^{75}Ni	51	^{70}Fe	41	^{48}Ar	66	^{66}Co	356860
^{76}Ni	2	^{71}Fe	3	^{49}Ar	4	^{67}Co	412660
^{71}Co	1659	^{66}Mn	439			^{68}Co	195708
^{72}Co	116	^{67}Mn	74			^{69}Co	72855
^{73}Co	11	^{68}Mn	8			^{70}Co	9926
		^{63}Cr	265			^{71}Co	1148
		^{64}Cr	79			^{72}Co	61
		^{65}Cr	5				
		^{61}V	59				
		^{62}V	6				
		^{63}V	2				

Tableau 4.5: Taux de production des fragments les plus exotiques produits dans l'état de charge $Q=Z$, pour plusieurs réglages du spectromètre LISE3.

projectile de ^{86}Kr . Un résultat récent montre que cette étude est aussi faisable en utilisant les fragments de fission d'un faisceau de ^{238}U [BER97].

4.4.2 Identification des noyaux dans leur état isomère

L'identification des états isomères se fait en conditionnant la matrice numéro atomique Z en fonction de la masse sur la charge $\frac{A}{Q}$ par les radiations γ retardés [GRZ95].

Sur la figure 4.8a) est représentée la matrice d'identification des noyaux produits durant cette expérience dont la charge Q est égale au numéro atomique Z . Sur cette matrice sont représentés les fragments produits pour tous les réglages des isotopes de vanadium ($Z=22$) à ceux de germanium ($Z=32$).

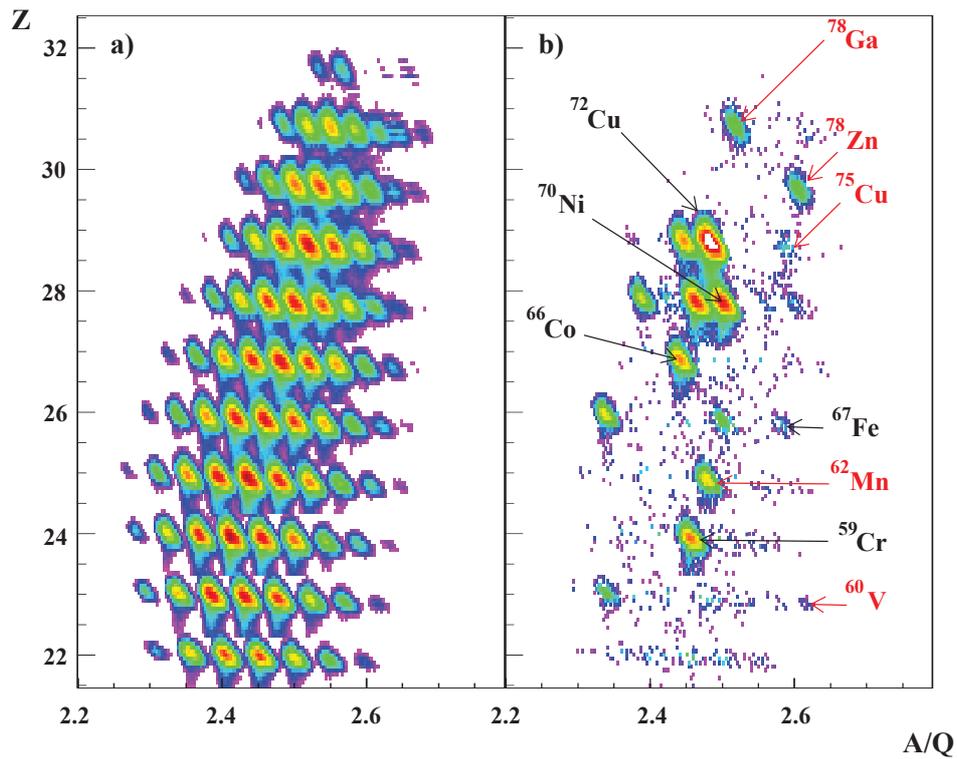


Figure 4.8: Matrice d'identification des noyaux produits. La figure a) représente la matrice d'identification des noyaux produits par fragmentation d'un faisceau de $^{86}\text{Kr}^{34+}$ d'énergie 60.3 MeV/u sur une cible de Ni. La figure b) représente la même matrice conditionnée par les rayonnements γ retardés.

La figure 4.8b) représente quant à elle la même matrice d'identification conditionnée par les rayonnements γ retardés. Cette condition est prise pour les γ détectés entre le temps $t=10$ ns, dans le but d'éliminer les γ "prompts" émis lors de l'implantation des fragments, et $t=50 \mu\text{s}$, qui correspond au temps d'ouverture des modules TAC. La contribution du bruit de fond γ sera ensuite soustraite de la matrice obtenue par cette condition. Ce bruit de fond est quantifié en prenant les rayonnements γ émis en coïncidence avec plusieurs noyaux connus pour ne pas avoir d'états isomères. Cette contribution est trouvée de l'ordre de 3%. Sur cette figure sont cités quelques noyaux ayant un ou plusieurs états isomères. Certains ont déjà été observés lors de l'expérience précédente avec une statistique beaucoup moins élevée, comme le ^{72m}Cu , ^{70m}Ni , ^{66m}Co , ^{67m}Fe et le ^{69m}Cr . A titre d'exemple, pour le ^{70m}Ni le nombre de γ dans les pics de plines énergies, photopics, observé est 400 fois plus important que dans l'expérience précédente. Les autres noyaux cités font partis des nouveaux isomères observés et étudiés durant cette expérience.

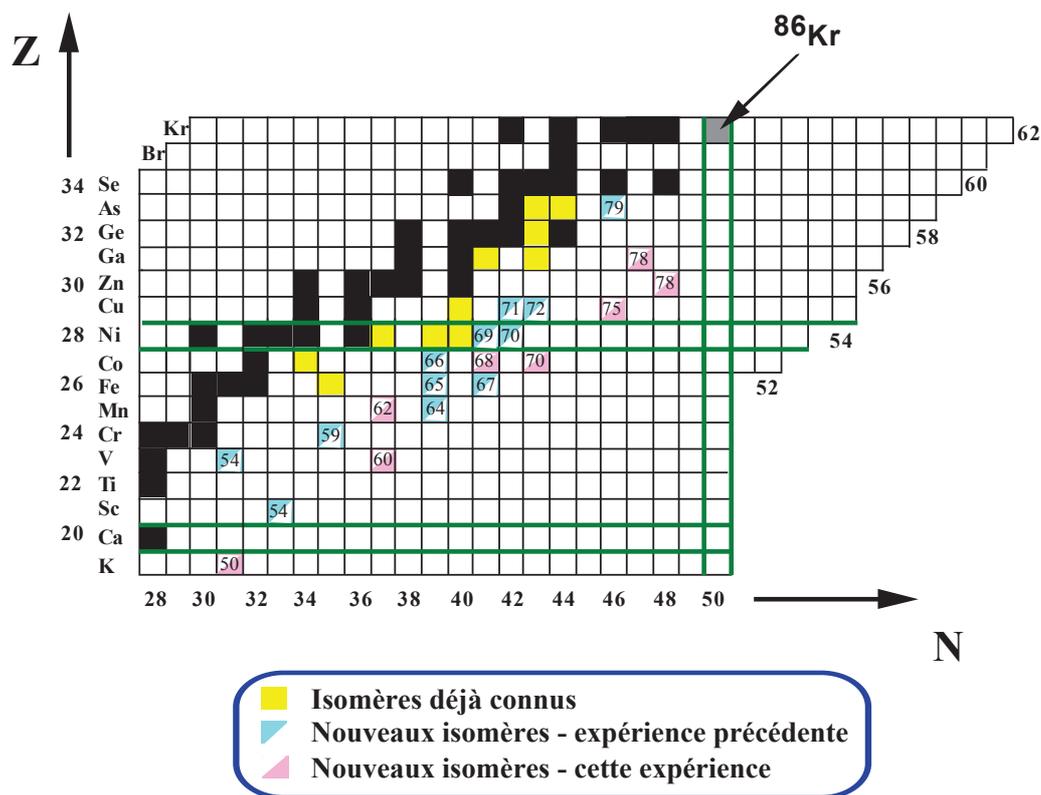


Figure 4.9: Carte des noyaux ayant un état isomère dans la région des riches en neutrons allant du potassium à l'arsenic. Sont représentés sur cette carte les isomères connus auparavant ainsi que les isomères observés et étudiés pour la première fois grâce à la fragmentation d'un faisceau de ^{86}Kr .

Sur la figure 4.9 est représentée la carte des noyaux ayant un ou plusieurs états isomères dans la région étudiée. Sur cette carte, on peut différencier les isomères observés lors de cette expérience des isomères déjà connus auparavant.

Dans le tableau 4.6 sont représentés les noyaux observés pour la première fois dans cette expérience ayant un état isomère ainsi que leur taux de production pour les différents réglages du spectromètre LISE3.

Nous avons donc mis en évidence les états isomères produits lors de cette expérience. Dans la suite de ce chapitre, les états isomères observés pour la première fois seront étudiés.

Noyaux produit	Optimisation sur $^{72}\text{Ni}^{28+}$	Optimisation sur $^{73}\text{Ni}^{28+}$	Optimisation sur $^{84}\text{Ge}^{32+}$	Optimisation sur $^{76}\text{Ni}^{28+}$	Optimisation sur $^{53}\text{Ca}^{20+}$
$^{50}\text{K}^{19+}$	139	178	0	0	287
$^{60}\text{V}^{23+}$	1298	1247	56	94	728
$^{62}\text{Mn}^{25+}$	287959	188050	919	465	4347
$^{68}\text{Co}^{27+}$	195708	124790	60594	28457	648
$^{70}\text{Co}^{27+}$	9926	9497	9646	10339	214
$^{75}\text{Cu}^{29+}$	28614	23513	47263	24060	0
$^{78}\text{Zn}^{30+}$	8300	6609	28877	10810	0
$^{78}\text{Ga}^{31+}$	76235	11763	60516	2122	0
$^{78}\text{Ga}^{30+}$	4684	3070	44079	8075	0

Tableau 4.6: Taux de production pour plusieurs réglages du spectromètre LISE3 des fragments dont les états isomères ont été identifiés pour la première fois dans cette expérience.

4.4.3 Étude des nouveaux états isomères

L'étude des noyaux dont les états isomères ont été mis en évidence pour la première fois lors de cette expérience se fait en identifiant les énergies des γ émis lors de la décroissance, et en extrayant le temps de vie de l'état isomère.

Pour ce faire, les spectres en énergie des détecteurs germanium sont conditionnés par le noyau dans lequel un état isomère a été observé. En soustrayant de ce spectre la contribution du bruit de fond prise dans les mêmes conditions de temps relatif aux détecteurs germanium, on obtient un spectre en énergie γ provenant de la décroissance du noyau considéré de son état isomère vers son état fondamental ou vers un deuxième état isomère.

Le temps relatif à cette décroissance est obtenu en conditionnant les spectres temps des détecteurs germanium par l'énergie γ trouvée et par le noyau. Il est important de regarder le temps d'émission de tous les photons γ séparément afin de

vérifier qu'ils appartiennent à la décroissance du même état isomère. Les spectres temps sont représentés en prenant en compte le pic prompt correspondant au temps $t=0$. Le temps a été déduit en lissant les points obtenus par une fonction gaussienne (représentant le pic prompt) couplée avec une fonction exponentielle (représentant la décroissance). Cette méthode nous permet de déterminer avec plus de précision la position du temps $t=0$.

Lors de cette expérience, 10 nouveaux états isomères ont donc été observés appartenant à 8 noyaux différents. Un état isomère est observé dans les noyaux suivants : ^{50}K , ^{62}Mn , ^{68}Co , ^{70}Co , ^{78}Zn et ^{78}Ga , alors que deux états isomères sont observés dans le ^{60}V et le ^{75}Cu .

4.5 Interprétations

Dans ce paragraphe sont donnés les résultats ainsi que les interprétations obtenues pour chaque noyau où un état isomère a été observé pour la première fois.

4.5.1 Le $^{50}_{19}\text{K}_{31}$

Les spectres en énergie et en temps correspondant aux rayonnements γ provenant de la décroissance de l'état isomère observé dans le noyau de ^{50}K sont représentés sur la figure 4.10.

Le temps de vie de l'état isomère est de 125(40) ns. Trois transitions γ d'énergies 101(1), 127.4(5) et 171.4(5) keV sont observées, et deux autres pics, peu intenses, d'énergie 44(1) et 70(1) keV. On s'aperçoit qu'en additionnant les γ d'énergie 70 keV et 101 keV, ainsi que ceux d'énergie 44 keV et 127 keV, on obtient une énergie de 171.4 keV, ce qui correspond au γ le plus intense observé. Dans le tableau 4.7 sont représentés pour chaque énergie le nombre de γ détectés dans le pic de pleine énergie, les intensités relatives des γ émis et les estimations Weisskopf [KAN95b] sur les temps de transition pour les multipolarités M1 et E2 corrigés par le coefficient de conversion interne α_{tot} .

Comme il a été vu qu'en additionnant les γ d'énergie 70 keV et 101 keV, ainsi que ceux d'énergie 44 keV et 127 keV, on obtenait l'énergie de 171.4 keV, il est alors possible de considérer que cette raie correspond à l'énergie d'excitation de l'état isomère. Trois γ sont émis de cet état, celui d'énergie 171.4 keV décroît directement vers l'état fondamental et les deux autres décroissent via deux états excités. Le ^{50}K a pour configuration de base $(\pi d_{3/2})^{-1} \otimes (\nu p_{3/2})^{-1}$, ce qui donne pour l'état fondamental la possibilité d'avoir un spin 0^- , 1^- , 2^- ou 3^- . On peut tenter de déduire le spin du niveau fondamental en découplant les deux fluides et en regardant le spin et la parité de ces deux états indépendamment. Expérimentalement, les configurations pures en neutrons dans le $^{51}_{20}\text{Ca}_{31}$, la couche

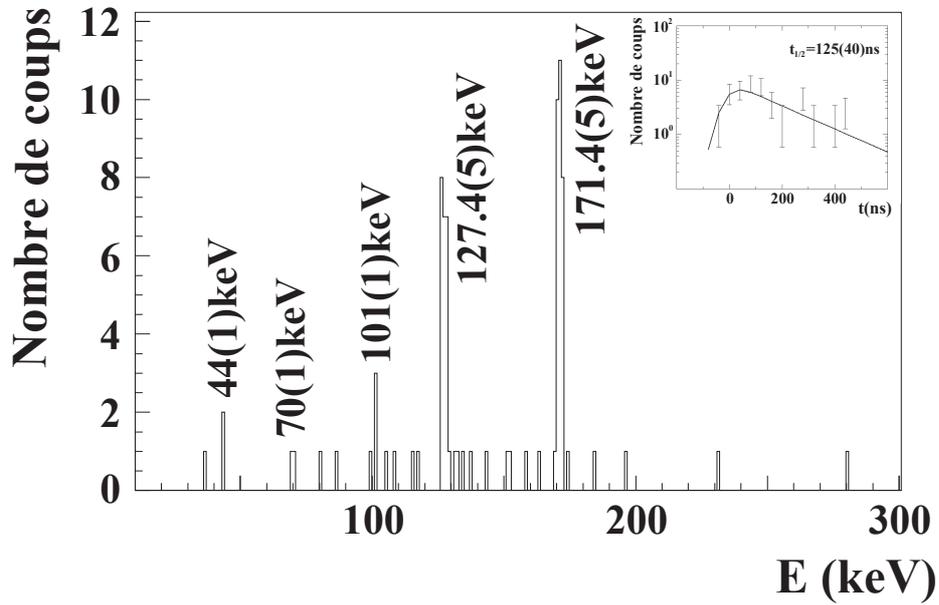


Figure 4.10: Energies γ correspondant à la décroissance du ^{50m}K . Sur cette figure est aussi représentée la demi-période relative à cette décroissance.

Energie γ (en keV)	Nombre de coups dans le pic	Intensité relative	$T_{1/2}$ M1 (en s)	$T_{1/2}$ E2 (en s)
44(1)	2		1.05×10^{-11}	4.12×10^{-5}
70(1)	2		4.44×10^{-12}	1.49×10^{-5}
101(1)	6		2.18×10^{-12}	3.89×10^{-6}
127.4(5)	23	82(22)	1.37×10^{-12}	1.42×10^{-6}
171.4(5)	30	100(25)	7.60×10^{-13}	3.34×10^{-7}

Tableau 4.7: Energies des transitions γ relatives à la décroissance du ^{50m}K . Pour chaque énergie sont représentés le nombre de coups observé dans le photopic, les intensités relatives d'émission et les estimations Weisskopf relatives au temps de décroissance pour les transitions de multipolarité M1 et E2. Pour le calcul des temps, les coefficients de conversion interne sont pris en compte.

$Z=20$ étant fermée, donne un spin $3/2^-$, et en protons dans le ${}^{47}_{19}\text{K}_{28}$, la couche $N=28$ étant fermée, donne un spin $1/2^+$. En supposant que le couplage entre les deux fluides ne soit pas perturbé, on obtient, en première approximation, la possibilité d'avoir un spin 1^- ou 2^- pour l'état fondamental du ${}^{50}\text{K}$. Les états excités seront quant à eux de même parité, étant donné que la configuration sera $\pi(d_{3/2})^{-1} \otimes \nu(1f,2p)^3$ pour des spins pouvant aller jusqu'à 5^- , en supposant qu'il faut une énergie plus importante pour exciter un proton dans la couche fp. Les multipolarités relatives à ces transitions seront donc de types M1, E2 ou M3. D'après les calculs de probabilité de transition du γ d'énergie 171.4 keV :

$$B(M1)=3.5(12)\times 10^{-5} \text{ W.u.},$$

$$B(E2)=2.7(9) \text{ W.u.}$$

$$\text{et } B(M3)=5.9(20)\times 10^8 \text{ W.u.},$$

la multipolarité de la transition de l'état isomère vers l'état fondamental est probablement de type E2 ou E2+M1. La valeur du $B(M3)$ étant trop importante et la valeur du $B(M1)$ étant trop faible pour que la transition soit une M1 pure.

Afin de déterminer les énergies d'excitation du ${}^{50}\text{K}$, plusieurs cas ont été étudiés :

- première proposition, les γ d'énergie 44 et 70 keV sont émis à partir de l'état isomère. Les énergies d'excitation seraient alors 101, 127 et 171 keV. Dans ce cas, les γ relatifs à la décroissance de l'état isomère seraient très retardés par rapport au γ d'énergie 171.4 keV pour une même multipolarité E2, ou ils seraient beaucoup plus rapidement émis si ces deux transitions d'énergie 44 et 70 keV étaient de multipolarité M1. Dans le deuxième cas, l'état isomère n'existerait pas, et dans le premier cas, le taux d'émission de la raie γ d'énergie 127.4 keV n'aurait pas une intensité comparable à celle d'énergie 171.4 keV. Ce qui nous laisse supposer que le γ d'énergie 127.4 keV est émis de l'état isomère avec une multipolarité de type E2. Ce cas est donc exclu,
- deuxième proposition, les γ d'énergies 70 et 127 keV sont émis à partir de l'état isomère. Les énergies d'excitation seraient alors 44, 101 et 171 keV. Les multipolarités des γ d'énergie 127.4 et 171.4 keV étant E2, ceci implique que la multipolarité de la troisième transition provenant de l'état isomère est une E2, une transition M1 étant beaucoup plus rapide et une transition M3 étant beaucoup plus lente ($\times 10^8$). Cette hypothèse implique que l'état fondamental et les deux premiers états excités soient de même spin, différents de 0 car on observe des transitions entre ces états. En effet, un γ d'énergie 44 keV et un autre d'énergie 101 keV sont observés. Or, si tel était le cas, un γ d'énergie 57 keV provenant de la décroissance de l'état d'énergie 101 keV vers celui d'énergie 44 keV devrait être observé. Donc, comme il n'en est rien, cela prouve qu'il n'y a pas d'état d'énergie d'excitation 101 keV.

- troisième proposition, les énergies d’excitation du ^{50}K sont : 44, 70 et 171.4 keV et les transitions sont de multipolarité respective 171.4(E2), 127.4(E2), 101(E2), 70(M1) et 44(M1). Cette proposition est la plus probable des trois.

Ayant déduit le schéma de niveaux le plus probable pour le ^{50}K , de son état fondamental à son état isomère, il est maintenant nécessaire d’essayer d’assigner les spins relatifs à ces états. Un calcul de Warburton [WAR91] donne pour l’état de base un spin 0^- . Or, il a été vu précédemment que les trois premiers états devaient être du même spin, différent de 0, et de plus, il a été vu que la configuration du ^{50}K nous donne que la possibilité d’avoir un spin 1^- ou 2^- pour l’état fondamental.

Le taux de production du ^{50}K dans son état isomère est $F=100(26)\%$ en prenant une intensité relative de 46% pour la transition d’énergie 127.4 keV et 54% pour celle à 171.4 keV. L’important taux de production d’isomères nous amène à favoriser la première hypothèse, c’est à dire un état isomère de spin 3^- et un état fondamental de spin 1^- , pour les raisons expliquées plus en détails dans le paragraphe 5.6.

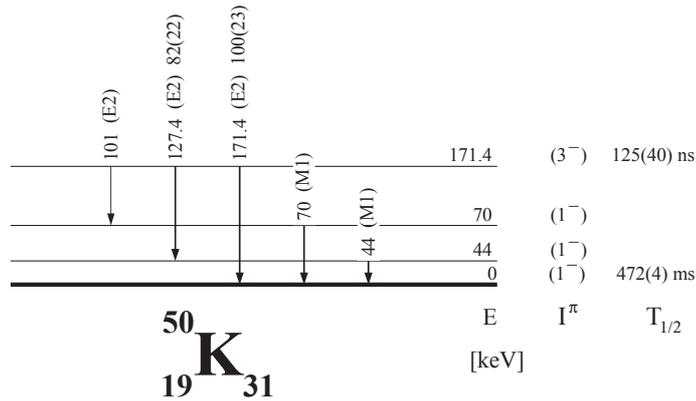


Figure 4.11: Schéma de niveaux proposé pour le ^{50}K . L’assignement des spins conduit un schéma donnant les spins 3^- pour l’état isomère et 1^- pour l’état fondamental et les deux premiers états excités.

En considérant tous les raisonnements faits précédemment, un schéma de décroissance est proposé sur la figure 4.11. Dans ce schéma, il a été assigné un spin 3^- pour l’état isomère et un spin 1^- pour l’état fondamental et les deux premiers états excités.

4.5.2 Le $^{60}_{23}\text{V}_{37}$

Les spectres en énergie et en temps correspondant aux rayonnements γ provenant de la décroissance des deux états isomères observés dans le noyau de ^{60}V sont représentés sur la figure 4.12.

Dans ce noyau, deux états isomères différents ont été observés. Un état isomère de temps de vie 320(90) ns émettant un γ d'énergie 98.9(5) keV, et un deuxième état isomère de temps de vie 13(3) ns émettant un γ d'énergie 103.2(5) keV. Etant donné le court temps de vie du deuxième état isomère, il est clair que ce dernier est peuplé par la décroissance de l'état isomère de temps de vie 320(90) ns. Cette hypothèse est confirmée en observant la figure correspondant au temps de la décroissance du niveau de court temps de vie. Il apparaît en effet, qu'au temps $t=0$ cet état n'est pas peuplé et que son peuplement s'effectue au cours du temps grâce à la décroissance du niveau isomère d'énergie supérieure. Les γ observés proviennent donc de la même décroissance où un premier état isomère de temps de vie 320(90) ns décroît en émettant un γ d'énergie 98.9(5) keV vers un deuxième état isomère de temps de vie 13(3) ns qui décroît vers l'état fondamental où vers un état isomère de long temps de vie se trouvant 103.2(5) keV plus bas. Dans la suite il sera supposé que cette décroissance se fait vers l'état fondamental. Dans le tableau 4.8 sont représentés pour chaque énergie le nombre de γ détectés dans le pic de pleine énergie et les estimations Weisskopf sur les temps de transition pour les multipolarités M1 et E2 corrigés par le coefficient de conversion interne α_{tot} . Les intensités relatives ne peuvent pas être calculées étant donné que les énergies des γ sont inférieures à 120 keV.

L'énergie d'excitation du premier état isomère (^{60m1}V) est de 103 keV et son temps de vie est de 13(3) ns. Celle du second est de 202 keV et son temps de vie est de 320(90) ns. Le ^{60}V a pour configuration de base $(\pi f_{7/2})^3 \otimes (\nu f_{5/2})^{-1}$, ce qui donne pour l'état fondamental la possibilité d'avoir un spin 1 à 6 avec une parité positive. La détermination du spin de l'état fondamental peut se déduire suivant la systématique, mais seul le spin de l'état fondamental du ^{58}Mn dont la configuration de base est $(\pi f_{7/2})^{-3} \otimes (\nu f_{5/2})^1$ est connu expérimentalement celui-ci a pour valeur 1^+ . Il est donc possible de supposer que l'état fondamental du ^{60}V a pour spin 1^+ . Les premiers états excités du ^{60}V restant dans la configurations $(\pi f_{7/2})^3 \otimes (\nu 1f, 2p)^{-3}$, ceci implique que les multipolarités relatives aux transitions observés sont de type M1, E2 ou M3. D'après les estimations Weisskopf effectuées sur le γ d'énergie 98.9 keV :

$$B(M1)=6.9(21) \times 10^{-5} \text{ W.u.},$$

$$B(E2)=9.5(29) \text{ W.u.}$$

$$\text{et } B(M3)=2.68(85) \times 10^9 \text{ W.u.},$$

la multipolarité de cette transition est de type E2 pure ou un mélange M1+E2.

La valeur du B(M3) étant trop importante et la valeur du B(M1) étant trop faible pour que la transition soit une M1 pure. Concernant la deuxième transition provenant de la décroissance de l'état isomère de plus basse énergie, on a :

$$B(M1)=1.52(34) \times 10^{-3} \text{ W.u.},$$

$$B(E2)=198(51) \text{ W.u.}$$

$$\text{et } B(M3)=5.6(15) \times 10^{10} \text{ W.u..}$$

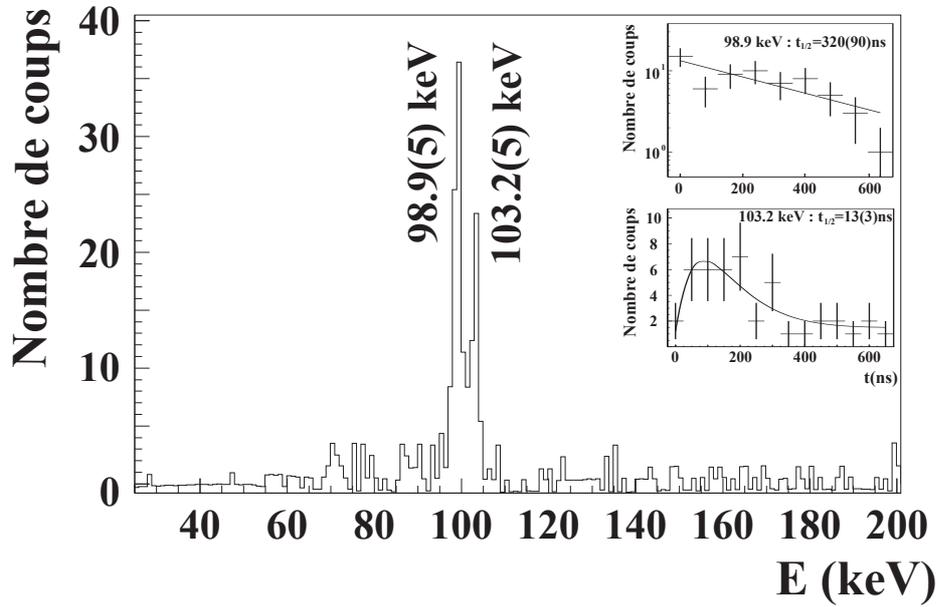


Figure 4.12: Energies γ correspondant aux décroissances des ^{60m1}V et ^{60m2}V . Sur cette figure sont aussi représentées les demi-périodes relatives à ces décroissances.

Energie γ (en keV)	Nombre de coups dans le pic	Intensité relative	$T_{1/2}$ M1 (en s)	$T_{1/2}$ E2 (en s)
98.9(5)	83		2.24×10^{-12}	3.00×10^{-6}
103.2(5)	48		2.06×10^{-12}	2.54×10^{-6}

Tableau 4.8: Energies des transitions γ relatives à la décroissance des ^{60m1}V et ^{60m2}V . Pour chaque énergie sont représentés le nombre de coups observé dans le photopic et les estimations Weisskopf relatives au temps de décroissance pour les transitions de multipolarité M1 et E2. Pour le calcul des temps, les coefficients de conversion interne sont pris en compte.

Ces résultats impliquent la possibilité d'une transition de type E2 pure ou de type M1+E2 pour le γ d'énergie 103.2 keV. La valeur du B(M3) étant trop importante et la valeur du B(M1) étant trop faible pour que la transition soit une M1 pure. Afin de déterminer le schéma de niveaux du ^{60}V , deux solutions s'offrent à nous :

- Si la transition γ d'énergie 103.2 keV est une E2 pure, ceci conduit à assumer que le spin du premier état isomère est un 3^+ . En supposant que la multipolarité de la transition d'énergie 98.9 keV est une E2 pure, ceci implique que le spin du second état isomère est 1^+ ou 5^+ . Le spin 1^+ étant exclu car ceci conduirait à une transition instantanée de type M1 vers l'état fondamental. En supposant que la multipolarité de cette transition soit un mélange E2+M1, ceci implique que le spin du second état isomère est 2^+ ou 4^+ . Le spin 2^+ étant exclu car ceci conduirait à une transition instantanée de type M1 vers l'état fondamental. Il est donc proposé un spin 3^+ pour le premier état excité et un spin 4^+ ou 5^+ pour le second.
- Si la transition γ d'énergie 103.2 keV est un mélange E2+M1, ceci conduit à assumer que le spin du premier état isomère est un 2^+ . En supposant que la multipolarité de la transition d'énergie 98.9 keV est une E2 pure, ceci implique que le spin du second état isomère est 0^+ ou 4^+ . Le spin 0^+ étant exclu car la transition vers l'état fondamental serait favorisée. En supposant que la multipolarité de cette transition soit un mélange E2+M1, ceci implique que le spin du second état isomère est 1^+ ou 3^+ . Cette dernière hypothèse étant exclue car avec de tels spins la transition vers le fondamental serait favorisée. Il est donc proposé un spin 2^+ pour le premier état excité et un spin 4^+ pour le second.

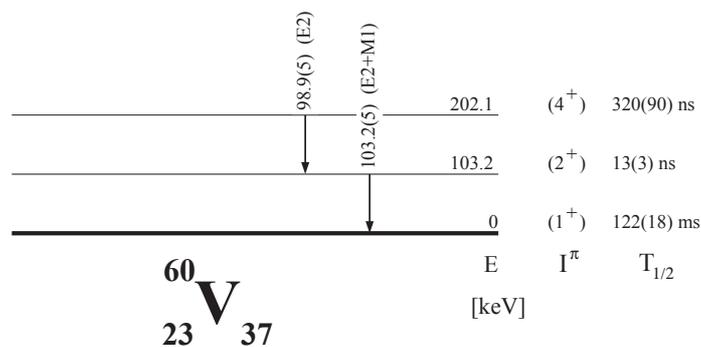


Figure 4.13: Schéma de niveaux proposé pour le ^{60}V . L'assignement des spins conduit un schéma donnant les spins 2^+ pour le premier état isomère et 4^+ pour le deuxième état isomère.

Parmi ces deux possibilités, la deuxième semble la plus probable, car le B(E2) de la transition correspondant à la décroissance du premier état isomère est élevé. En tenant compte de toutes les suppositions précédentes, le schéma de niveaux

proposé est présenté sur la figure 4.13.

4.5.3 Le ${}^{62}_{25}\text{Mn}_{37}$

Les spectres en énergie et en temps correspondant aux rayonnements γ provenant de la décroissance de l'état isomère observé dans le noyau de ${}^{62}\text{Mn}$ sont représentés sur la figure 4.14.

Le temps de vie de l'état isomère est de 95(2) ns. Une transition γ d'énergie 113.3(5) keV est observée. Dans le tableau 4.9 sont représentés pour cette énergie le nombre de γ détectés dans le pic de pleine énergie et les estimations Weisskopf sur les temps de transition pour les multipolarités M1 et E2 corrigés par le coefficient de conversion interne α_{tot} .

D'après les calculs de probabilité de transition du γ d'énergie 113.3 keV on a :

$$B(M1)=1.56(5)\times 10^{-4} \text{ W.u.}$$

$$\text{et } B(E2)=17.0(7) \text{ W.u..}$$

La multipolarité de cette transition est donc une E2 ou un mélange M1+E2. La valeur du B(M1) étant trop faible pour que la transition soit une M1 pure.

Dans ce noyau, deux états de long temps de vie ont été observés. Un premier état, de spin 3^+ et de temps de vie 671(5) ms [HAN99] et un deuxième, de spin 0^+ et de temps de vie 92(13) ms [SOR99]. Ce dernier état est peuplé via la décroissance d'un γ d'énergie 283(1) keV provenant d'un état de spin 1^+ . Aucune information nous permet pour l'instant de savoir lequel de ces deux états correspond à l'état fondamental du ${}^{62}\text{Mn}$. Plusieurs hypothèses ont été faites :

- Si l'état isomère observé est placé au-dessus de l'état de spin 0^+ , la transition étant une E2 ou une M1, on aurait donc à faire à un état de spin 2^+ ou 1^+ . Mais ces états auraient la possibilité de se faire peupler par l'état de spin 3^+ , ce qui empêcherait cet état d'avoir un temps de vie aussi long. Et si l'état 3^+ était placé en dessous, il serait peuplé par l'état isomère observé, ce qui nous donnerait une décroissance de deux γ au lieu d'un.
- Si l'état isomère observé est placé au-dessus de l'état de spin 3^+ , la transition étant une E2 ou une M1+E2, on aurait donc à faire à un état de spin 1 à 5 de parité positive. Or, les états de spin 1^+ et 2^+ peupleraient, ou seraient peuplés par, les états 1^+ et 0^+ précédemment cités. Seuls les spins 4^+ pour une transition M1+E2 et 5^+ pour une transition E2 pure restent envisageables.

L'état isomère observé dans cette expérience devrait donc être placé au dessus du niveau de spin 3^+ et devrait avoir pour spin 4^+ ou 5^+ .

Compte tenu des hypothèses faites précédemment, le schéma de niveaux relatif à la décroissance de l'état isomère observé est présenté sur la figure 4.15. Sont aussi représentés dans ce schéma les états de long temps de vie, dont un de ces

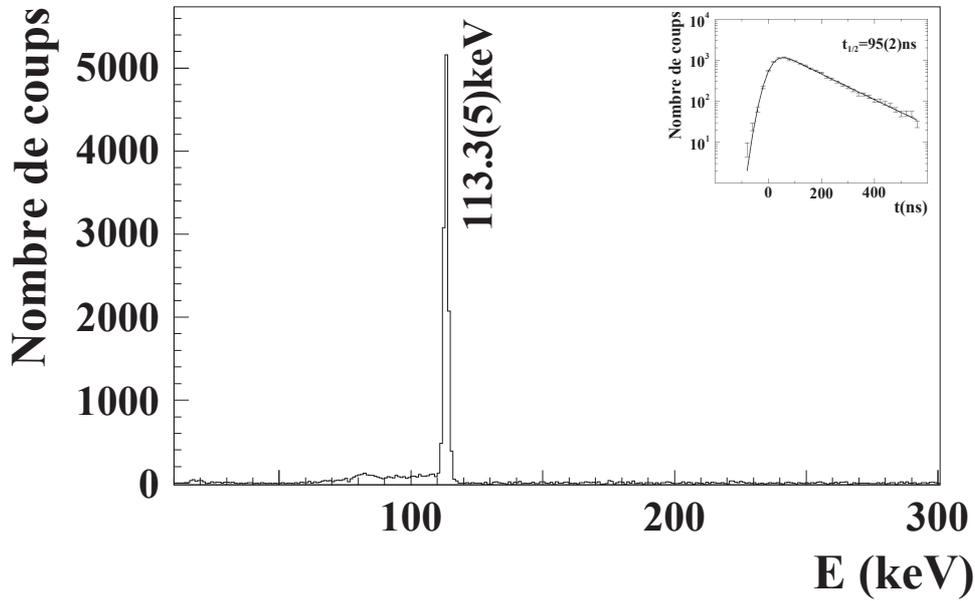


Figure 4.14: Energie γ correspondant à la décroissance du ^{62m}Mn . Sur cette figure est aussi représentée la demi-période relative à cette décroissance.

Energie γ (en keV)	Nombre de coups dans le pic	$T_{1/2}$ M1 (en s)	$T_{1/2}$ E2 (en s)
113.3(5)	10618	1.70×10^{-12}	1.59×10^{-6}

Tableau 4.9: Energie de la transition γ relative à la décroissance du ^{62m}Mn . Pour cette énergie sont représentés le nombre de coups observé dans le photopic et les estimations Weisskopf relatifs au temps de décroissance pour les transitions de multipolarité M1 et E2. Pour le calcul des temps, les coefficients de conversion interne sont pris en compte.

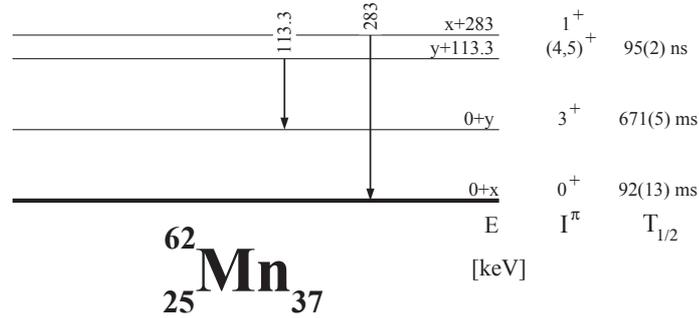


Figure 4.15: Schéma de niveaux proposé pour le ^{62}Mn . L'assignement des spins conduit un schéma donnant un spin 4^+ ou 5^+ pour l'état isomère. L'état fondamental n'étant pas connu.

deux états est le fondamental, ainsi que l'état excité de spin 1^+ observé par la décroissance β du ^{62}Cr qui décroît via un γ vers l'état 0^+ .

Etant donné que l'énergie γ de cette transition est inférieure à 120 keV, seule une valeur limite inférieure du taux de production d'isomères F a pu être calculée. Elle vaut $F=34\%$ pour une transition de type E2 et $F=42\%$ pour une transition de type M1 pour une énergie de 120 keV. Cependant, l'énergie étant assez proche de la limite de calcul, il est possible d'avoir confiance en ce taux de production à 10% près. Ce qui nous donne donc les valeurs de $F=39(10)\%$ pour une E2 et $F=47(10)\%$ pour une M1. Le taux de production pour un mélange de transition M1+E2 est dépendant du pourcentage de ce mélange. Ces valeurs de F confirment l'assignement du spin de l'état isomère observé.

4.5.4 Le $^{68}\text{Co}_{27}^{41}$

Les spectres en énergie et en temps correspondant aux rayonnements γ provenant de la décroissance de l'état isomère observé dans le noyau de ^{68}Co sont représentés sur la figure 4.16.

Le temps de vie de l'état isomère est de 101(10) ns. Une transition γ d'énergie 48.4(5) keV est observée. Dans le tableau 4.10 sont représentés pour cette énergie le nombre de γ détectés dans le pic de pleine énergie et les estimations Weisskopf sur les temps de transition pour les multipolarités E1, M1 et E2 corrigés par le coefficient de conversion interne α_{tot} .

D'après les calculs de probabilité de transition pour le γ d'énergie 48.4 keV on a : $B(M1)=1.5(2)\times 10^{-3}$ W.u.,
 $B(E1)=2.5(3)\times 10^{-5}$ W.u.
 et $B(E2)=132(20)$ W.u.,
 la multipolarité de cette transition est donc une E1 ou un mélange M1+E2. Il

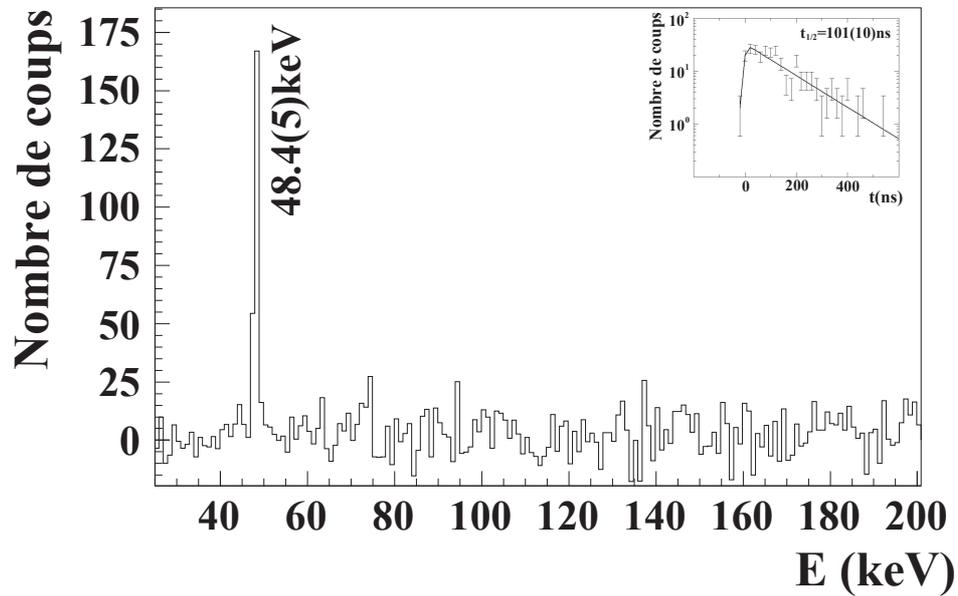


Figure 4.16: Energie γ correspondant à la décroissance du ^{68m}Co . Sur cette figure est aussi représentée la demi-période relative à cette décroissance.

Energie γ (en keV)	Nombre de coups dans le pic	$T_{1/2}$ E1 (en s)	$T_{1/2}$ M1 (en s)	$T_{1/2}$ E2 (en s)
48.4(5)	245	2.49×10^{-12}	7.32×10^{-12}	1.31×10^{-5}

Tableau 4.10: Energie de la transition γ relative à la décroissance du ^{68m}Co . Pour cette énergie sont représentés le nombre de coups observé dans le photopic et les estimations Weisskopf relatifs au temps de décroissance pour les transitions de multipolarité E1, M1 et E2. Pour le calcul des temps, les coefficients de conversion interne sont pris en compte.

est possible que la multipolarité de cette transition soit de type E2 pure, mais étant donnée que la valeur du $B(E2)$ est relativement élevée, cette hypothèse sera écartée dans la suite de la discussion.

Le ^{68}Co a pour configuration de base $(\pi f_{7/2})^{-1} \otimes (\nu g_{9/2})^1$ ce qui donne un spin 7^- [MUE99]. Dans le même article a été observé un état isomère de long temps de vie, de spin 3^+ . Plusieurs possibilités s'offrent donc à nous afin de déterminer le placement de l'isomère observé lors de notre expérience :

- Supposons que l'état isomère décroisse vers le fondamental.
Si la multipolarité de la transition est une E1, cela signifie que l'état isomère a pour spin $6^+, 7^+$ ou 8^+ . L'état 6^+ peut être obtenu grâce à une configuration de type $(\pi f_{7/2})^{-1} \otimes (\nu f_{5/2})^{-1}$, et les états 7^+ et 8^+ peuvent être obtenus grâce à une configuration de type $(\pi g_{9/2})^1 \otimes (\nu g_{9/2})^1$. Étant donné l'énergie de la transition, il y a peu de chance pour que cette dernière configuration soit obtenue, alors que l'obtention d'un spin 6^+ est possible.
Si la multipolarité de la transition est une M1, cela signifie que l'état isomère a pour spin $6^-, 7^-$ ou 8^- . Ces spins sont tout à fait possible à partir de la configuration de l'état de base.
- Supposons que l'état isomère décroisse vers l'état isomère de long temps de vie.
Si la multipolarité de la transition est une E1, cela signifie que l'état isomère a pour spin $2^-, 3^-$ ou 4^- . Ces états peuvent être obtenus à partir de la configuration de l'état de base.
Si la multipolarité de la transition est une M1, cela signifie que l'état isomère a pour spin $2^+, 3^+$ ou 4^+ . Les deux derniers spins sont tout à fait possible à partir de la configuration de l'état isomère, alors que le 2^+ peut être obtenu en faisant un trou dans la $\nu f_{5/2}$.

L'état isomère observé a donc la possibilité de décroître vers l'état fondamental si son spin est $(6, 7^-, 8^-)$, et il a aussi la possibilité de décroître vers l'état isomère de longue durée de vie si son spin est $(2, 3, 4)$. Ne connaissant pas l'énergie d'excitation de l'état isomère de longue durée de vie, il est prématuré de faire des suppositions sur les éventuelles transitions entre l'état isomère observé et les deux autres états de spin 7^- et 3^+ . Deux schémas de décroissance sont tout de même proposés sur la figure 4.17.

4.5.5 Le $^{70}_{27}\text{Co}_{43}$

Les spectres en énergie et en temps correspondant aux rayonnements γ provenant de la décroissance de l'état isomère observé dans le noyau de ^{70}Co sont représentés sur la figure 4.18.

Le temps de vie de l'état isomère est de $54(10)$ ns. 3 transitions γ d'énergies $155.8(5)$, $164.1(5)$ et $273.2(5)$ keV sont observées. Dans le tableau 4.11 sont

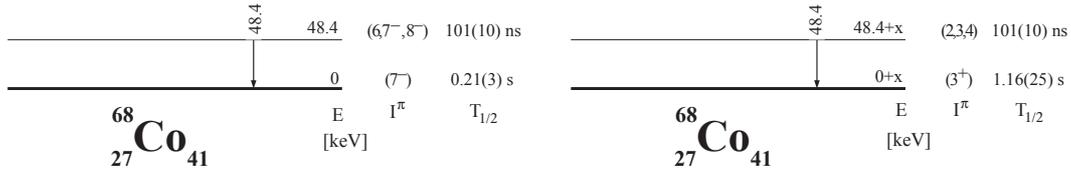


Figure 4.17: Schémas de niveaux proposés pour le ^{68}Co . L'assignement des spins conduit un schéma donnant un spin $(6, 7^-, 8^-)$ pour l'état isomère si celui-ci décroît vers l'état fondamental, et un spin $(2, 3, 4)$ si il décroît vers l'état isomère de long temps de vie.

représentés pour chaque énergie le nombre de γ détectés dans le pic de pleine énergie, les intensités relatives des γ émis et les estimations Weisskopf sur les temps de transition pour les multipolarités E1, M1 et E2 corrigés par le coefficient de conversion interne α_{tot} .

D'après les intensités relatives observées, on peut supposer que les transitions γ d'énergie 164.1 keV et 273.2 keV sont émises en cascade, et que le γ d'énergie 155.8 keV est quant à lui émis à partir du niveau isomère ou de l'état vers lequel cet isomère décroît. L'incertitude trouvée sur les intensités des raies γ laisse entrevoir les deux possibilités. L'énergie d'excitation de l'état isomère est donc de 437.3 keV. Etant donné la faible statistique il n'a pas été possible de faire des coïncidences γ - γ , ce qui nous aurait apporté des renseignements sur les cascades γ . Les calculs de probabilité de transition γ ont été effectués pour les deux γ .

Celui d'énergie 164.1 keV :

$$B(E1)=1.6(3)\times 10^{-6} \text{ W.u.},$$

$$B(E2)=4.7(9) \text{ W.u.},$$

$$B(M1)=9(1)\times 10^{-7} \text{ W.u.}$$

$$\text{et } B(M2)=260(50) \text{ W.u.}$$

et celui d'énergie 273.2 keV :

$$B(E1)=3.6(7)\times 10^{-7} \text{ W.u.},$$

$$B(E2)=0.40(8) \text{ W.u.},$$

$$B(M1)=2.0(4)\times 10^{-5} \text{ W.u.}$$

$$\text{et } B(M2)=22(5) \text{ W.u.}$$

Ces résultats nous montre que si le γ d'énergie 164.1 keV provient de l'état isomère, la multipolarité de la transition sera une E2 pure, étant donné que les valeurs des B(E1) et B(M1) sont trop faibles, et que la valeur du B(M2) est beaucoup trop élevée. Dans ce cas le γ d'énergie 273.2 keV sera de type E1 ou M1, et le γ d'énergie 155.8 keV ne sera pas émis à partir de l'état isomère. En effet, pour une transition de type E2 pure on aurait observé une intensité identique, pour une transition de type E1 ou M1 l'intensité aurait été beaucoup plus élevée car la transition aurait été beaucoup plus favorisée, et pour une transition de

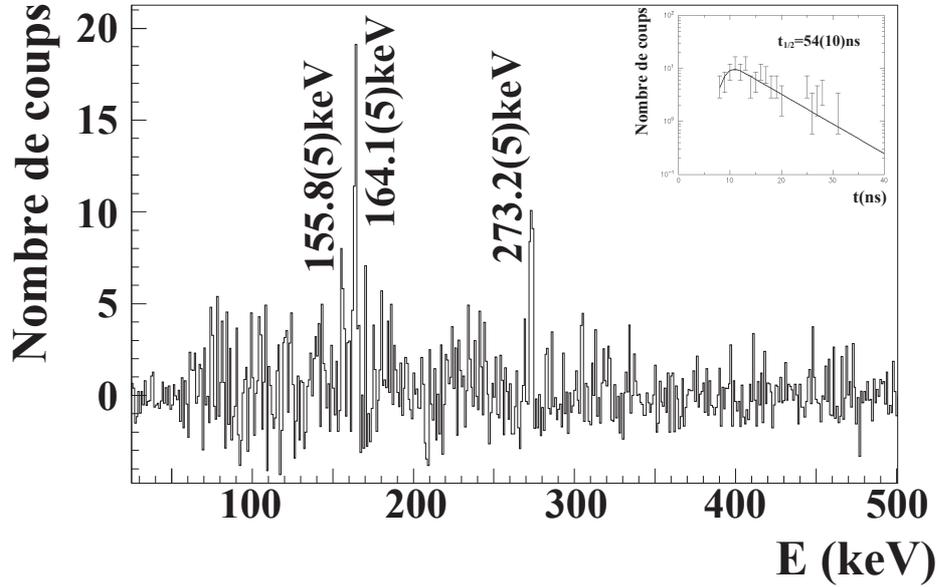


Figure 4.18: Energies γ correspondant à la décroissance du ^{70m}Co . Sur cette figure est aussi représentée la demi-période relative à cette décroissance.

Energie γ (en keV)	Nombre de coups dans le pic	Intensité relative	$T_{1/2}$ E1 (en s)	$T_{1/2}$ M1 (en s)	$T_{1/2}$ E2 (en s)
155.8(5)	17	38(10)	1.04×10^{-13}	9.11×10^{-13}	3.22×10^{-7}
164.1(5)	43	100(17)	8.88×10^{-14}	8.23×10^{-13}	2.52×10^{-7}
273.2(5)	28	95(20)	1.94×10^{-14}	2.99×10^{-13}	$2 \times 10 \times 10^{-8}$

Tableau 4.11: Energies des transitions γ relatives à la décroissance du ^{70m}Co . Pour chaque énergie sont représentés le nombre de coups observé dans le photopic, les intensités relatives d'émission et les estimations Weisskopf relatives au temps de décroissance pour les transitions de multipolarité E1, M1 et E2. Pour le calcul des temps, les coefficients de conversion interne sont pris en compte.

type M2, elle aurait été beaucoup plus ralentie. Si le γ d'énergie 273.2 keV est émis de l'état isomère, la multipolarité de cette transition sera une E2 pure ou un mélange M1+E2 et le γ d'énergie 164.1 keV sera de type E1 ou M1.

Le ^{70}Co a pour configuration de base $(\pi f_{7/2})^{-1} \otimes (\nu g_{9/2})^3$, ce qui donne pour l'état fondamental la possibilité d'avoir un spin 1 à 8 de parité négative. De plus, il a été vu pour le ^{68}Co qu'il était possible d'avoir un état excité dont la configuration est $(\pi f_{7/2})^{-1} \otimes (\nu p_{1/2})^{-1}$, ce qui nous donne la possibilité d'avoir les spins 3^+ ou 4^+ . Le ^{70}Co , qui a certainement la même configuration que le ^{68}Co , devrait donc avoir un isomère de long temps de vie de spin 3 ou 4 et de parité positive, ce qui expliquerait le γ d'énergie 155.8 keV. En effet, ce γ , qui provient soit de l'état isomère, soit du premier état excité, devrait décroître vers ce niveau de long temps de vie qui n'a pu être observé lors de cette expérience.

Afin de déterminer les énergies d'excitation du ^{70}Co , plusieurs cas ont été étudiés :

- dans la première proposition, on suggère que le γ d'énergie 164.1 keV est émis à partir de l'état isomère via une transition de type E2. Il a été vu précédemment que cette hypothèse implique que la transition d'énergie 273.2 keV soit une E1 ou une M1 et que le γ d'énergie 155.8 keV soit aussi émis à partir de cet état avec une multipolarité de type E1 ou M1.

Si la multipolarité de la transition d'énergie 273.2 keV est une E1, cela veut dire qu'il y a changement de parité. L'état de base étant de parité négative, cela voudrait donc dire que la parité de l'état isomère et du premier état excité serait positive. Pour obtenir une telle transition, il faut passer d'une configuration $(\pi f_{7/2})^{-1} \otimes (\nu f_{5/2})^{-1}$ à une configuration $(\pi f_{7/2})^{-1} \otimes (\nu p_{1/2})^{-1}$. Ceci implique un spin 1^+ ou 5^+ (respectivement 2^+ ou 6^+) pour l'état isomère si le premier état excité a un spin 3^+ (respectivement 4^+). L'existence d'un tel état n'est pas possible si on suppose qu'il existe un état isomère de long temps de vie. En effet, la dernière transition étant une E1, cela signifie que l'état fondamental est un $(2,3,4)^-$ (respectivement $(3,4,5)^-$) et l'état considéré comme l'isomère de long temps de vie ayant pour spin 3^+ (respectivement 4^+) n'en serait plus un. Cette proposition est donc à exclure.

Si la multipolarité de la transition γ d'énergie 273.2 keV est une M1, et celle de la transition d'énergie 155.8 keV est une E1. Ceci implique que la multipolarité de la transition du premier état excité vers l'état fondamental est une M2, afin d'être en accord avec la non observation de cette décroissance. En partant de cette hypothèse, aucune combinaison de spin n'est possible. Soit la transition de l'état isomère vers l'état fondamental serait favorisée, et donc l'isomère n'existerait plus, soit la transition de l'état isomère vers l'état de spin $(3,4)^+$ serait favorisée, or cette transition n'a pas été observée. Par conséquent, cette proposition est exclue.

- dans la deuxième proposition, on suggère que le γ d'énergie 273.2 keV est émis à partir de l'état isomère via une transition de type M1+E2 ou E2 pure. Le deuxième γ émis lors de cette décroissance est de type E1 si il y a changement de parité, ou de type M1 si il n'y a pas changement de parité. En supposant qu'il n'y a pas changement de parité dans la décroissance du premier état excité vers l'état fondamental, le γ émis d'énergie 164.1 keV est de type M1. Quant au γ d'énergie 155.8 keV, soit il est émis de l'état isomère, soit il est émis de l'état sur lequel décroît l'isomère. En supposant que ce γ soit émis à partir de cet état, aucune combinaison de spin n'est possible pour les mêmes raisons que précédemment. Le γ d'énergie 155.8 keV ne peut donc provenir que de l'état isomère avec une multipolarité de type E1+M2.

Le taux de production du noyau dans son état isomère est de $F=5(1)\%$. Ce faible taux de production nous indique que le spin de l'état isomère est inférieur à celui du fondamental (cf chapitre 5).

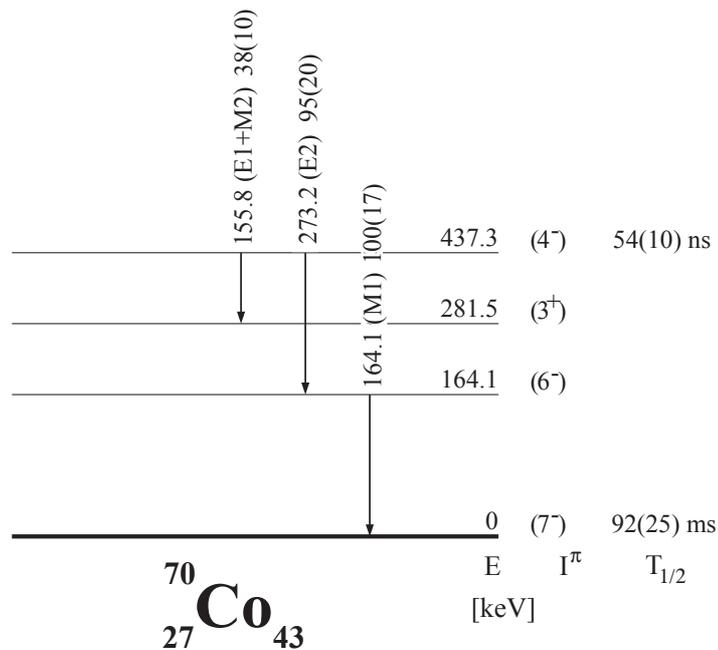


Figure 4.19: Schéma de niveaux proposé pour le ^{70}Co . L'assignement des spins des états présentés est le plus probable, mais cette solution n'est pas unique (voir texte).

Compte tenu des hypothèses faites précédemment, le schéma de niveaux relatif à la décroissance de l'état isomère observé est présenté sur la figure 4.19. L'assignement des spins le plus probable est présenté. Cependant, d'autres solutions existent, mais en supposant que l'état fondamental et l'état isomère de long

temps de vie soient les mêmes que dans le ^{68}Co , seule cette solution subsiste.

4.5.6 Le $^{75}_{29}\text{Cu}_{46}$

Les spectres en énergie et en temps correspondant aux rayonnements γ provenant de la décroissance des deux états isomères observés dans le noyau de ^{75}Cu sont représentés sur la figure 4.20.

Dans ce noyau, deux états isomères différents ont été observés. Les γ observés proviennent de la même décroissance, en effet, un premier état isomère de temps de vie 193(15) ns décroît en émettant un γ d'énergie 66.5(5) keV vers un deuxième état isomère de temps de vie 1.5(10) μs qui décroît vers l'état fondamental ou vers un état isomère de long temps de vie se trouvant 61.8(5) keV plus bas. On remarque en effet, en faisant des coupures en temps, que le niveau qui décroît par le γ d'énergie 61.8 keV est peuplé dans le temps. Ce peuplement ne peut provenir que de la décroissance du niveau émettant le γ 66.5 keV. Cet effet est visible en regardant la décroissance du niveau d'énergie 61.8 keV en fonction du temps représentée dans la figure 4.20. Dans la suite il sera supposé que cette décroissance se fait vers l'état fondamental. Dans le tableau 4.12 sont représentés pour chaque énergie le nombre de γ détectés dans le pic de pleine énergie et les estimations Weisskopf sur les temps de transition pour les multipolarités E1, E2 et M1 corrigés par le coefficient de conversion interne α_{tot} . Les intensités relatives ne pouvant pas être calculées étant donné que les énergies des γ sont inférieures à 120 keV.

L'énergie d'excitation du premier état isomère (^{75m1}Cu) est de 61.8 keV et son temps de vie est de 1.5(10) μs . Celle du second est de 128.3 keV et son temps de vie est de 193(15) ns. Le ^{75}Cu devrait avoir pour configuration de base $(\pi p_{3/2})^1 \otimes (\nu g_{9/2})^6$, ce qui donne, pour l'état fondamental, un spin $3/2^-$. D'après les estimations Weisskopf effectuées sur le γ d'énergie 66.5 keV :

$$B(E1) = 5.6(5) \times 10^{-6} \text{ W.u.},$$

$$B(E2) = 30(3) \text{ W.u.}$$

$$\text{et } B(M1) = 3.3(3) \times 10^{-4} \text{ W.u.},$$

la multipolarité de cette transition est de type M1+E2 ou E2 pure, la valeur du B(E1) étant trop faible. Concernant la deuxième transition provenant de la décroissance de l'état isomère de plus basse énergie, on a :

$$B(E1) = 9(5) \times 10^{-7} \text{ W.u.},$$

$$B(E2) = 4.5(27) \text{ W.u.}$$

$$\text{et } B(M1) = 5(3) \times 10^{-5} \text{ W.u.}$$

Ces résultats suggèrent une transition de type E2 pure ou de type M1+E2 pour le γ d'énergie 61.8 keV.

Afin de déterminer le schéma de niveaux du ^{75}Cu , deux solutions s'offrent à nous :

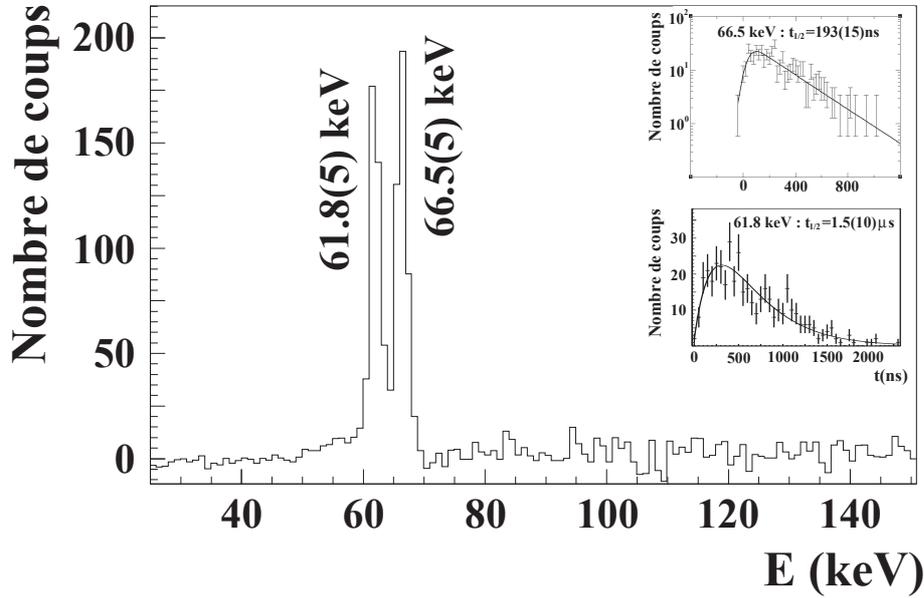


Figure 4.20: Energies γ correspondant aux décroissances des ^{75m1}Cu et ^{75m2}Cu . Sur cette figure sont aussi représentées les demi-périodes relatives à ces décroissances.

Energie γ (en keV)	Nombre de coups dans le pic	$T_{1/2}$ E1 (en s)	$T_{1/2}$ E2 (en s)	$T_{1/2}$ M1 (en s)
66.5(5)	464	1.08×10^{-12}	5.73×10^{-6}	4.34×10^{-12}
61.8(5)	434	1.29×10^{-12}	6.68×10^{-6}	4.87×10^{-12}

Tableau 4.12: Energies des transitions γ relatives à la décroissance des ^{75m1}Cu et ^{75m2}Cu . Pour chaque énergie sont représentés le nombre de coups observé dans le photopic et les estimations Weisskopf relatives au temps de décroissance pour les transitions de multipolarité E1, E2 et M1. Pour le calcul des temps, les coefficients de conversion interne sont pris en compte.

- Si la transition γ d'énergie 61.8 keV est une E2 pure, ceci conduit à assumer que le spin du premier état isomère est un $7/2^-$. En faisant cette supposition, si la multipolarité de la transition d'énergie 66.5 keV est de type M1+E2, ceci implique que le spin du second état isomère est $5/2^-$, $7/2^-$ ou $9/2^-$. Le spin $5/2^-$ étant exclu car ceci conduirait à une transition de type M1+E2 vers l'état fondamental, or cette transition n'est pas observée. Si la multipolarité de cette transition est une E2 pure, le spin du second état isomère est $3/2^-$ ou $11/2^-$. Le spin $3/2^-$ étant exclu car la décroissance vers le fondamental serait favorisée.
- Si la transition γ d'énergie 61.8 keV est un mélange M1+E2, ceci conduit à assumer que le spin du premier état isomère est un $1/2^-$, $3/2^-$ ou $5/2^-$. En faisant cette supposition, si la multipolarité de la transition d'énergie 66.5 keV est un mélange M1+E2, ceci implique que le spin du second état isomère est $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$ ou $7/2^-$. Le spin $3/2^-$ étant exclu car la transition vers l'état fondamental serait favorisée. Si la multipolarité de cette transition est une E2 pure, le spin du second état isomère est $1/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$ ou $9/2^-$ selon le choix du spin du premier état isomère.

Ces deux possibilités sont envisageables si on suppose que ces isomères décroissent vers le niveau fondamental. Comme aucune transition n'a été observée entre le second état isomère et l'état fondamental, il est nécessaire d'éliminer certains spins afin qu'il n'y ai pas possibilité de compétitions entre la décroissance de cet état isomère vers le premier état isomère et vers l'état fondamental. Il est a noter qu'un état isomère de long temps de vie n'est pas exclu. En effet, en faisant un trou dans la $\nu p_{1/2}$, il est alors possible d'obtenir des spins allant de $5/2^+$ à $13/2^+$ ce qui est susceptible de créer un état isomère de long temps de vie.

En tenant compte de toutes les suppositions précédentes, deux schémas de niveaux sont proposés sur la figure 4.21. Le premier schéma découle de la discussion précédente, alors que le deuxième schéma proposé tient compte du fait que le proton célibataire reste dans la couche fp, et peut donc occupé trois états différents d'énergie relativement proche et de spin $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$. Cette deuxième supposition implique que l'état fondamental soit de spin $1/2^-$.

4.5.7 Le $^{78}_{30}\text{Zn}_{48}$

Les spectres en énergie et en temps correspondant aux rayonnements γ provenant de la décroissance de l'état isomère observé dans le noyau de ^{78}Zn sont représentés sur la figure 4.22.

Le temps de vie de l'état isomère est de 319(9) ns. 4 transitions γ d'énergies 144.7(5), 729.6(5), 889.9(5) et 908.3(5) keV sont observées. Dans le tableau 4.13 sont représentés pour chaque énergie le nombre de γ détectés dans le pic de pleine énergie et les intensités relatives des γ émis. Le taux de production du ^{78}Zn dans

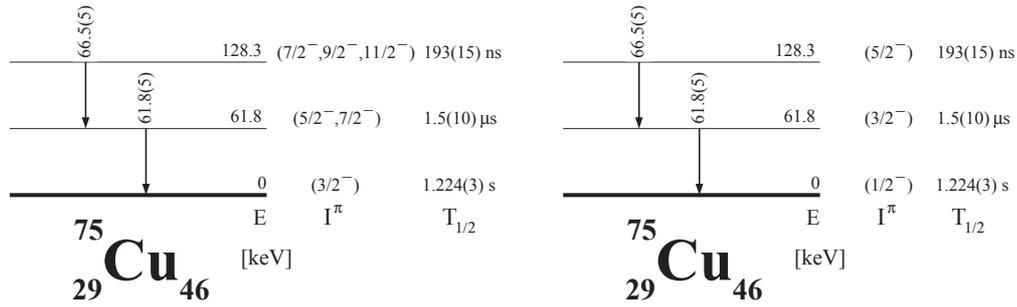


Figure 4.21: Schémas de niveaux proposés pour le ^{75}Cu . Sur la figure de gauche, l'assignement des spins conduit un schéma donnant les spins $5/2^-$ ou $7/2^-$ pour le premier état isomère et $7/2^-$, $9/2^-$ ou $11/2^-$ pour le deuxième état isomère. Sur la figure de droite il est supposé que le proton de valence reste dans la couche fp et que le spin de l'état fondamental est un $1/2^-$. Ces schémas de niveaux supposent que ces décroissances alimentent l'état fondamental.

son état isomère est $F=12(1)\%$.

La figure 4.23 montre que les quatre γ provenant de la décroissance du ^{78m}Zn sont en coïncidences. De plus, les transitions γ observées ont la même intensité (corrigée par les coefficients de conversion interne) et le même temps de décroissance, ce qui implique que l'état isomère décroît via une cascade de 4 γ , ce qui nous donne un état isomère à une énergie d'excitation de 2673 keV.

Le spin de l'état fondamental du ^{78}Zn est connu pour être un 0^+ [RAB91]. D'après la systématique des énergies des états 2^+ des noyaux voisins montrée sur la figure 4.24, il apparaît que la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ est probablement celle qui a pour énergie 729.6 keV.

La transition γ de basse énergie (144.7 keV) a été assumée comme provenant de la décroissance de l'état isomère. La multipolarité de cette transition est très certainement une E2, car l'intensité de cette raie est en accord avec l'intensité corrigée par le facteur de conversion interne ($\alpha_{tot}=0.165$). De plus, la probabilité de cette transition est $B(E2)=1.21(5)\text{W.u.}$, ce qui conforte le fait que cette transition est de type E2 pure. L'ordre des transitions 889.9 keV et 908.3 keV demeure incertain à cause de leur faible différence d'énergie.

L'assignement d'un spin 8^+ pour l'état isomère est le plus probable pour les mêmes raisons que celles évoquées dans la référence [GOR97]. La systématique des états de spin 8^+ le long de la ligne isotone $N=48$, présentée dans le haut de la figure 4.26, confirme cette hypothèse, ainsi que la position de l'état de spin 2^+ .

Le schéma de décroissance du ^{78m}Zn est représenté sur la figure 4.25Exp.

Afin de comparer les résultats obtenus, des calculs modèle en couches ont été réalisés en utilisant une interaction réaliste déduite par Sinatkas et al. [SIN92]. Partant des énergies expérimentales d'une particule au-dessus d'un cœur de ^{56}Ni ,

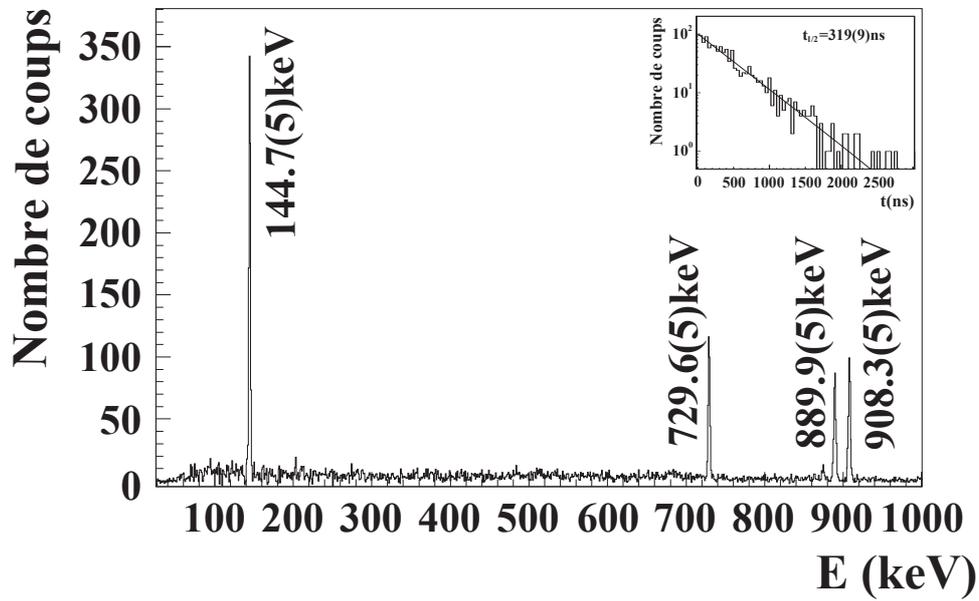


Figure 4.22: Energies γ correspondant à la décroissance du ^{78m}Zn . Sur cette figure est aussi représentée la demi-période relative à cette décroissance.

Energie γ (en keV)	Nombre de coups dans le pic	Intensité relative
144.7(5)	919	88(5)
729.6(5)	350	98(8)
889.9(5)	304	94(8)
908.3(5)	317	100(8)

Tableau 4.13: Energies des transitions γ relatives à la décroissance du ^{78m}Zn . Pour chaque énergie sont représentés le nombre de coups observé dans le photopic et les intensités relatives d'émission.

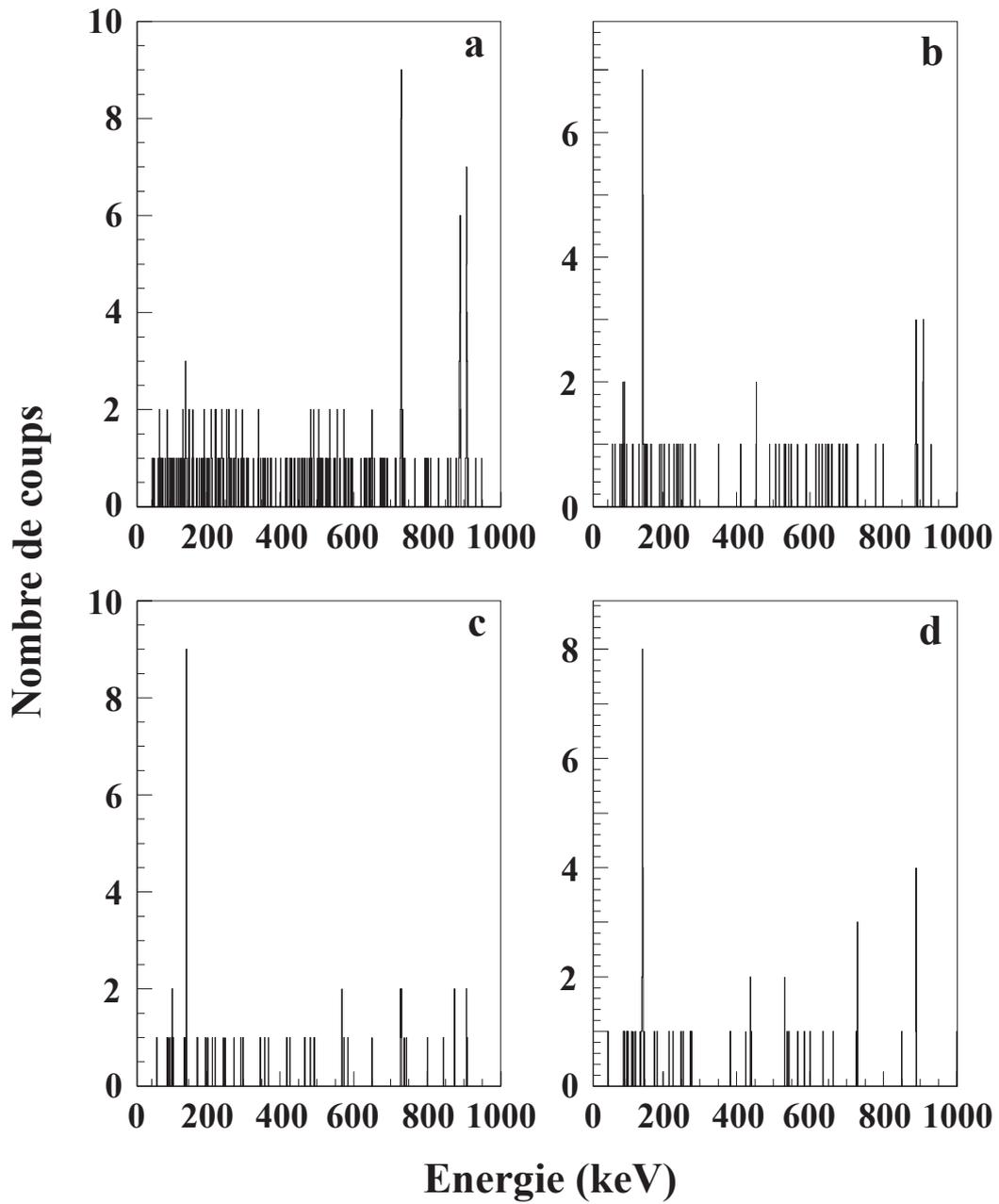


Figure 4.23: Spectres des γ émis en coïncidence avec les γ d'énergie 144.7 keV, 729.6 keV, 889.9 keV et 908.3 keV pour les figures a) à d) respectivement.

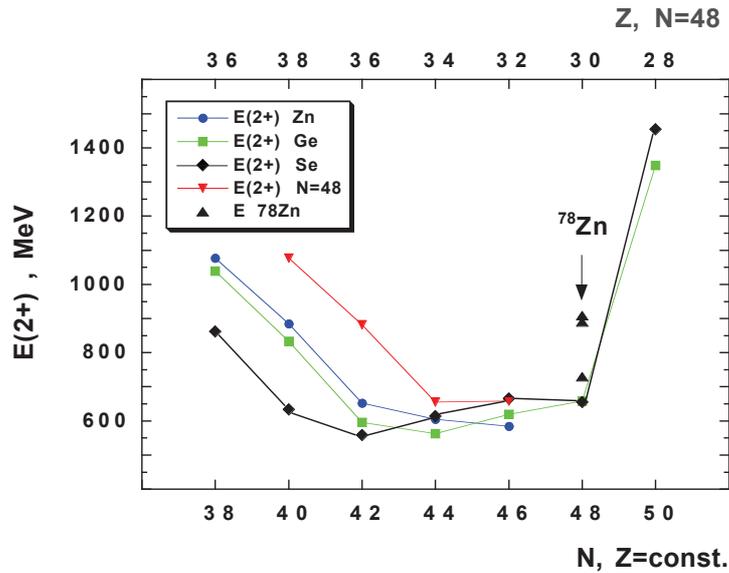


Figure 4.24: Systématique des énergies du premier état 2^+ pour les isotopes de Zn, Ge et Se et pour la ligne d'isotones $N=48$. Les transitions observées pour le ^{78}Zn sont représentées par les triangles situés sous la flèche. Il est légitime de placer le 2^+ du ^{78}Zn à l'énergie d'excitation de 729.6 keV.

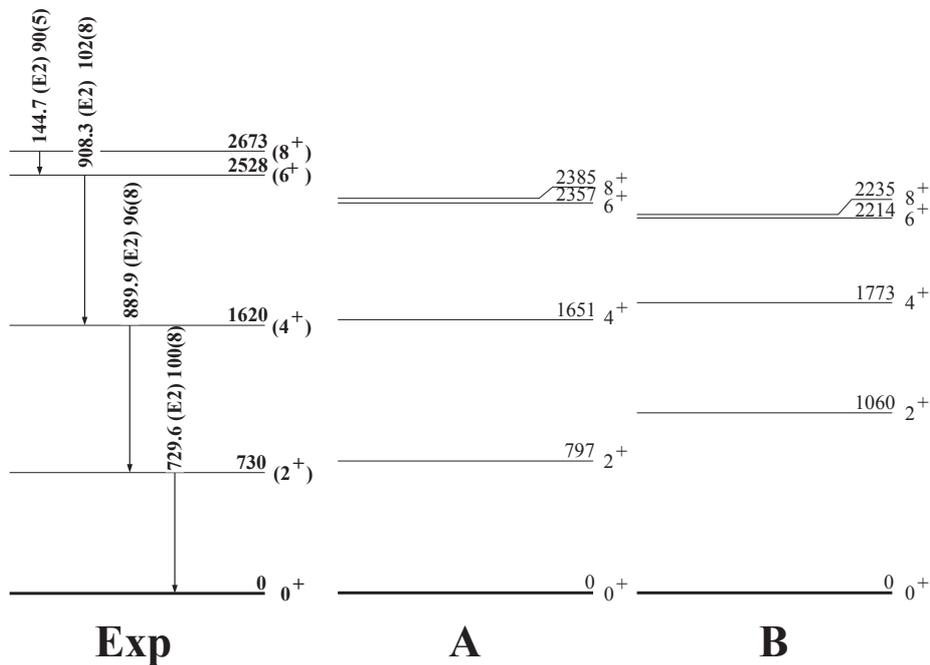


Figure 4.25: Schéma de niveaux expérimental proposé pour le ^{78}Zn (Exp). Les schéma A et B représentent les résultats des prédictions modèle en couches pour deux calculs différents.

elle a été ajustée afin de reproduire les états de neutrons et de protons au-dessus de la couche $N=40$, comme par exemple pour le ^{69}Ni [GRZ98] et pour les $^{69-73}\text{Cu}$ [FRA98]. Les résultats de ce calcul sont représentés sur la figure 4.25A. La valeur expérimentale du $B(E2)$ correspond à une charge effective en neutron de $e_\nu=1.25(2)e$, en utilisant les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique avec $b = \hbar/M\omega=1.01A^{1/6}=2.09\text{fm}$. Il est à noter que pour reproduire le $B(E2 : 8^+ \rightarrow 6^+)$ pour le ^{70}Ni et le $B(E2 : 17/2^- \rightarrow 13/2^-)$ pour le ^{69}Ni , la charge effective en neutron est prise à $e_\nu=1.0e$ [GRZ98].

Pour comparaison, la figure 4.25B montre les résultats d'un autre calcul modèle en couches utilisant une interaction réaliste déduite par le groupe d'Oslo [HJO95] qui a été ajustée sur les termes monopolaires le long des lignes $Z=28$ et $N=50$ [NOW96] [CAU96].

Les spectres A et B sont similaires, et les deux calculs reproduisent l'état isomère de la transition $8^+ \rightarrow 6^+$. Les valeurs du $B(E2)$ trouvées par ces deux calculs, 1.47 W.u. et 1.09 W.u. pour les modèles A et B respectivement, sont en accord avec la valeur expérimentale de 1.21(5)W.u.. Il est à noter que les deux calculs reproduisent aussi les valeurs expérimentales des $B(E2)$ pour les isomères 8^+ connus se trouvant sur la ligne $N=48$. Les résultats obtenus pour différents noyaux $N=48$ avec le calcul B sont représentés sur la figure 4.26. Sur cette figure sont placés en haut les résultats expérimentaux [MAK99] et en bas les résultats du calcul.

calcul	$1f_{5/2}$		$2p_{3/2}$		$2p_{1/2}$		$1g_{9/2}$	
	A	B	A	B	A	B	A	B
^{79}Cu	0	0	1.34	0.30	3.33	1.77	3.61	3.01
^{77}Ni	5.42	4.84	4.52	1.54	2.23	1.06	0	0

Tableau 4.14: Energies de particule et de trou au dessus d'un cœur de ^{78}Ni obtenues en utilisant les différents calculs modèle en couches A et B pour les noyaux de ^{79}Cu et ^{77}Ni .

Dans le tableau 4.14 sont représentées les énergies de particule et de trou pour un cœur de ^{78}Ni obtenues en utilisant les calculs modèle en couches A et B pour les noyaux de ^{79}Cu et ^{77}Ni . Les résultats de ces deux calculs sont cohérents. En effet, l'état fondamental du ^{79}Cu est dans les deux cas de spin $5/2^-$, et celui du ^{77}Ni est de spin $9/2^+$. De plus, les états excités de ces deux noyaux se trouvent dans le même ordre. Seules les énergies diffèrent légèrement. Ces résultats indiquent que cette région n'est pas déformée, ce qui implique la persistance de la magie des couches $N=50$ et $Z=28$.

En conclusion, les résultats des calculs effectués auparavant nous indique la persistance de la fermeture de couche $N=50$ autour du noyau de ^{78}Ni qui, par

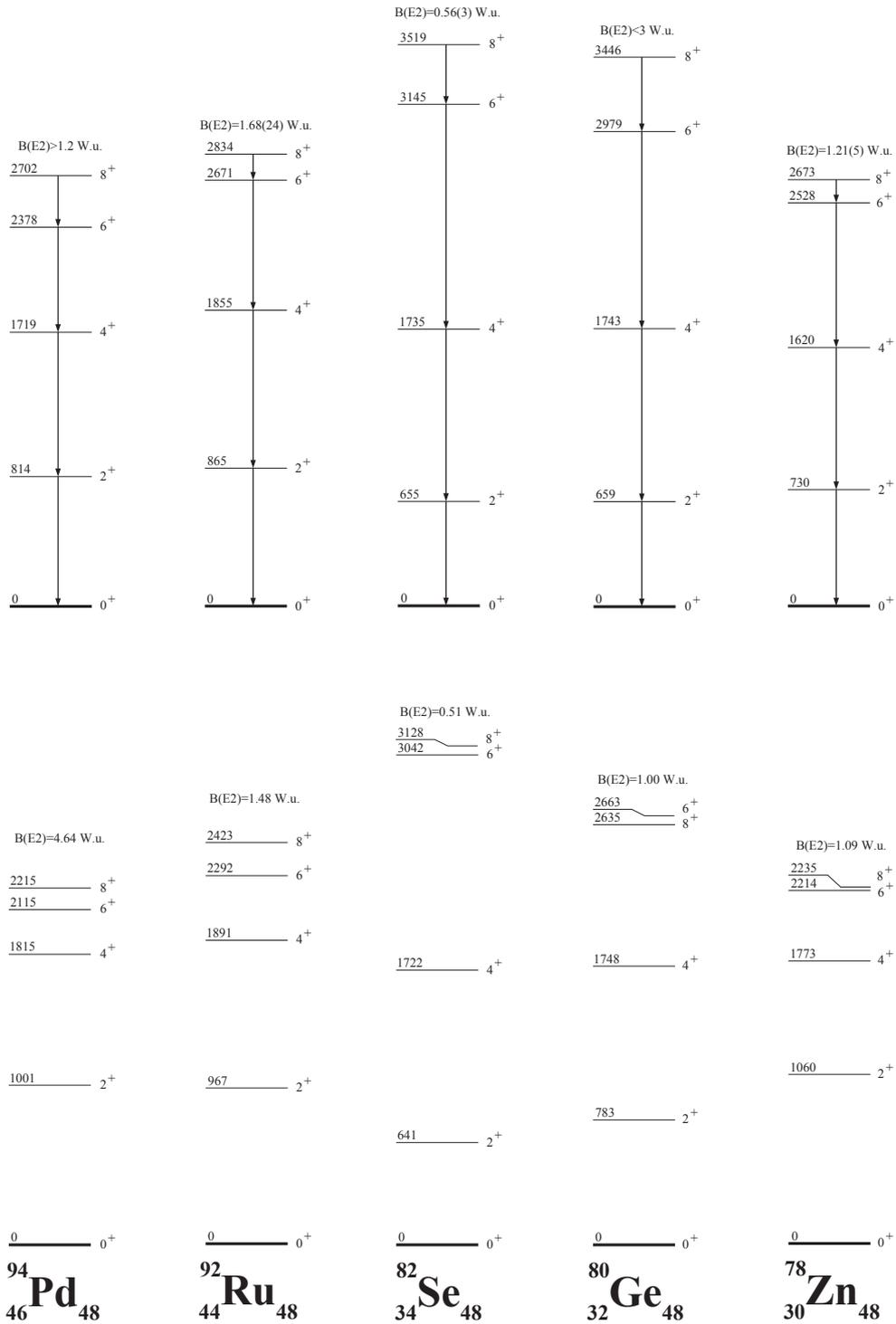


Figure 4.26: Systématique des états 8^+ se trouvant sur la ligne $N=48$. En haut sont représentés les résultats expérimentaux et en bas les résultats théoriques utilisant le calcul B .

conséquent, conserve les propriétés dues à sa double magicité. Contrairement aux couches $N=20$ [THI75][DET79] et $N=28$ [SOR95][SAR99] qui perdent leur caractère magique lorsque l'on s'éloigne de la vallée de la stabilité pour aller dans la région des riches en neutrons, la couche $N=50$ semble conservée son caractère magique, ce qui fait du ^{78}Ni un noyau doublement magique. L'étude de ce noyau nous apportera d'importants renseignements du point de vue spectroscopique et du point de vue de l'évolution du processus astrophysique r qui passe par ce noyau pour créer des éléments plus lourds.

4.5.8 Le $^{78}_{31}\text{Ga}_{47}$

Les spectres en énergie et en temps correspondant aux rayonnements γ provenant de la décroissance de l'état isomère observé dans le noyau de ^{78}Ga , ainsi que les transitions γ de basse énergie données par le détecteur LEPS sont représentés sur la figure 4.27.

Le temps de vie de l'état isomère est de $110(3)$ ns. 8 γ d'énergie 46.1(5) keV, 60.3(5) keV, 157.5(5) keV, 217.8(5) keV, 281.0(5) keV, 341.3(5) keV, 453.3(5) keV et 498.9(5) keV sont observés. Certains états excités du ^{78}Ga sont déjà connus [WOH80]. Les énergies et les spins de ces états, les γ correspondant à la décroissance de ces états ainsi que leur intensité relative sont représentés dans le tableau 4.15.

Grâce à la connaissance de ces états excités, on a pu en déduire l'énergie d'excitation de l'état isomère, elle est de 498.9 keV. Depuis cet état, il y a 4 γ d'énergie 46.1(5) keV, 157.5(5) keV, 217.8(5) keV et 498.9(5) keV qui décroissent vers les états excités d'énergie plus basse. Ces γ sont représentés dans le tableau 4.16, avec pour chaque γ le nombre de coups détectés dans le pic de pleine énergie et les intensités relatives.

Dans le tableau 4.17 sont représentés le nombre de γ émis pour chaque décroissance corrigé par l'efficacité de détection des rayonnements γ . Comme expliqué dans le paragraphe 4.3.3, il n'a pas été possible de faire ces calculs pour les γ de basse énergie comme le 46.1 keV et le 60.3 keV.

Le calcul des probabilités de transition γ ont été effectués pour les trois raies d'énergie 498.9 keV, 217.8 keV et 157.5 keV provenant de l'état isomère. Pour ce faire, il a fallu estimé la période relative à chaque décroissance. En utilisant les intensités relatives de ces raies, il a été possible d'en déduire le rapport d'embranchement de chacune de ces raies. Comme il n'a pas été possible de trouver l'intensité du γ d'énergie 46.1 keV, il a fallu la déduire grâce à l'intensité du γ d'énergie 453.3 keV. Pour le calcul des probabilités de transition γ , l'intensité du γ d'énergie 46.1 keV a donc été pris arbitrairement à 4(2), ce qui correspond à une valeur limite en tenant compte des conversions internes qui sont de l'ordre de 60% pour une transition dipolaire. Les rapports d'embranchement sont donc

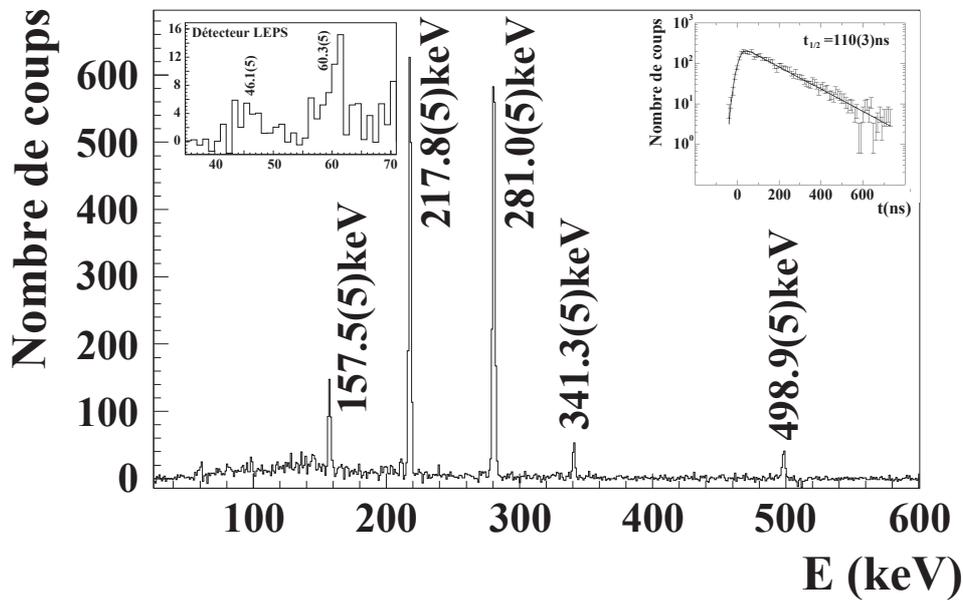


Figure 4.27: Energies γ correspondant à la décroissance du ^{78m}Ga . Sur cette figure sont aussi représentées la demi-période relative à cette décroissance ainsi que les énergies des γ détectés par le LEPS.

Energie (en keV)	J^π dans le pic	Energie γ (en keV)	Intensité relative
0	(3^+)		
281.38(9)	(1^+ , 2, 3^+)	281.34(18)	100(6)
341.62(8)	(1^+ , 2, 3^+)	60.24(3)	95(6)
		342.2(6)	100(37)
453.91(8)		112.29(3)	17.4(13)
		172.53(7)	13.4(20)
		453.93(15)	100(5)

Tableau 4.15: Etats de basses énergies et spins du ^{78}Ga observés par [WOH80]. Sont représentés pour chaque état l'énergie des γ émis ainsi que leur intensité relative.

Energie γ γ (en keV)	Nombre de coups dans le pic	Intensité relative
46.1(5)	21	
157.5(5)	394	21(2)
217.8(5)	1466	100(5)
498.9(5)	121	3.3(7)

Tableau 4.16: Energies des transitions γ émises de l'état isomère du ^{78}Ga . Pour chaque énergie sont représentés le nombre de coups observé dans le photopic et les intensités relatives d'émission.

Energie d'excitation (en keV)	Energie γ (en keV)	N_γ
498.9(5)	46.1(5)	
	157.5(5)	1549(106)
	217.8(5)	7289(318)
	498.9(5)	241(52)
453.91(8)	453.3(5)	117(34)
341.62(8)	60.24(3)	
	341.3(5)	809(91)
281.38(9)	281.0(5)	9642(409)

Tableau 4.17: Nombre total de γ émis corrigé par l'efficacité de détection γ .

respectivement de 2.6(5)%, 78(4)% et 16.4(15)% pour les γ d'énergie 498.9 keV, 217.8 keV et 157.5 keV.

Pour le γ d'énergie 498.9 keV, on a donc :

$$B(E1)=1.0(1)\times 10^{-9} \text{ W.u.},$$

$$B(E2)=3.2(2)\times 10^{-4} \text{ W.u.},$$

$$B(E3)=1.4(1)\times 10^2 \text{ W.u.},$$

$$B(M1)=6.0(2)\times 10^{-8} \text{ W.u.}$$

$$\text{et } B(M2)=1.9(1)\times 10^{-2} \text{ W.u..}$$

Ces résultats nous montrent que cette raie est certainement de multipolarité M2 ou M2+E3, les valeurs des B(E1), B(E2) et B(M1) étant trop faibles.

Pour le γ d'énergie 217.8 keV, on a donc :

$$B(E1)=2.6(1)\times 10^{-7} \text{ W.u.},$$

$$B(E2)=4.0(1)\times 10^{-1} \text{ W.u.},$$

$$B(M1)=1.5(1)\times 10^{-5} \text{ W.u.}$$

$$\text{et } B(M2)=2.4(1)\times 10^1 \text{ W.u..}$$

Ces résultats nous montrent que cette raie est certainement de multipolarité E2, les valeurs des B(E1), B(M1) étant trop faibles, et celle du B(M2) étant trop élevée.

Pour le γ d'énergie 157.5 keV, on a donc :

$$B(E1)=1.4(1)\times 10^{-7} \text{ W.u.},$$

$$B(E2)=3.9(1)\times 10^{-1} \text{ W.u.},$$

$$B(M1)=8.0(2)\times 10^{-6} \text{ W.u.}$$

$$\text{et } B(M2)=2.2(1)\times 10^1 \text{ W.u..}$$

Ces résultats nous montrent que cette raie est certainement de multipolarité E2, les valeurs des B(E1), B(M1) étant trop faibles, et celle du B(M2) étant trop élevée.

Les multipolarités des transitions sont donc très certainement de type M2 ou M2+E3, E2 et E2 pour les γ d'énergie 498.9 keV, 217.8 keV et 157.5 keV respectivement.

Le taux de production du ^{78m}Ga est $F=21.4(10)\%$. Cette valeur nous indique que le spin du niveau isomère est supérieur ou égal au spin de l'état fondamental, de plus, en comparant ce taux de production avec celui du ^{78m}Zn , dont le spin est 8^+ et $F=12(1)\%$, il est alors possible de dire que le spin de l'état isomère est inférieur à 8. Cette hypothèse est confortée en regardant les états connus d'énergie supérieure à celui de l'isomère. En effet, ces niveaux ont pour spin 0, 1, 2 ou 3, et aucune transition n'a été observée entre ces niveaux et l'état isomère.

Les multipolarités trouvées précédemment nous indique que le spin des deux premiers états excités sont de même J, mais pas de même polarité que l'état fondamental, ce qui n'est pas en accord avec les assignements proposés par [WOH80]. Deux solutions s'offrent à nous :

- soit le spin de l'état fondamental n'est pas un 3^+ . D'après [WOH80], le spin du fondamental est un $J=3$. Leur choix de prendre une parité positive est discuté dans la même article, et est basée sur la compétition entre des transitions de multipolarités M2 et E1 ou M1+E2. En supposant que le spin du fondamental soit 3^- , ce qui, de plus, est le spin donné par la systématique des isotopes de Ga de masse paire, il est possible de reconstruire un schéma de niveaux du ^{78}Ga . En effet, la transition γ d'énergie 498.9 keV décroît vers l'état fondamental par une M2(+E3), ce qui nous donne un spin 5^+ pour l'état isomère. Par conséquent, le spin des deux premiers états excités devrait être 3^+ . Il a été vu que la transition d'énergie 46.1 keV devrait avoir un caractère dipolaire afin de ne pas être totalement convertie, ce qui nous laisse le choix entre une M1 et une E1, ce qui nous donne un spin $J=4$. En conclusion : l'état isomère est de spin 5^+ , celui d'énergie 453.91 keV sont de spin 4, les états d'énergie 281.34 keV et 341.62 keV sont de spin 3^+ et

l'état fondamental est de spin 3^- .

- soit les deux premiers états excités ont un spin différent de 1^+ , 2 et 3^+ . Le spin de l'état fondamental étant 3^+ , ceci nous donne un spin 5^- pour l'état isomère. Pour les mêmes raisons que précédemment, le spin des deux premiers états excités est 3^- et celui du troisième 4 . En conclusion : l'état isomère est de spin 5^- , celui d'énergie 453.91 keV sont de spin 4 , les états d'énergie 281.34 keV et 341.62 keV sont de spin 3^- et l'état fondamental est de spin 3^+ .

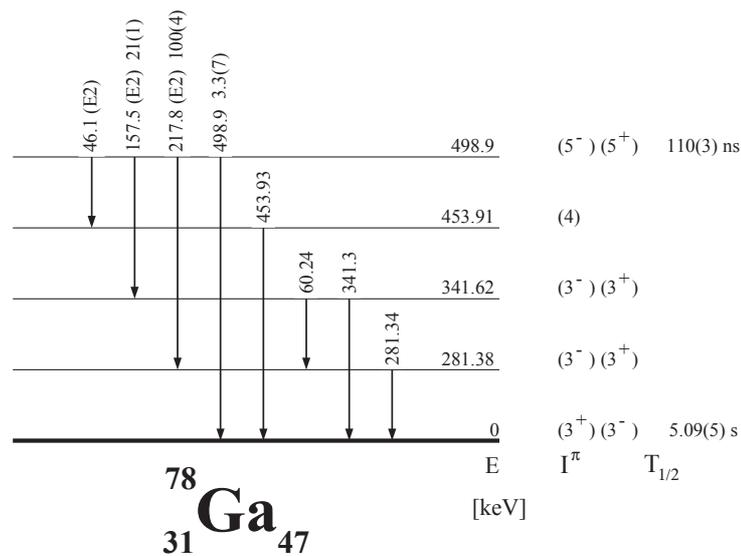


Figure 4.28: Schémas de niveaux proposés pour le ^{78}Ga (voir texte).

En tenant compte des hypothèses faites précédemment, il a été possible de déduire deux schémas de niveaux (voir figure 4.28) pour le ^{78}Ga .

4.6 Conclusion

Lors de cette expérience 10 états isomères dans des noyaux très riches en neutrons ont été observés et étudiés pour la première fois, et ce grâce à une efficacité de détection γ élevée et un temps de vol réduit entre la cible de production et l'implantation des fragments. Dans le tableau 4.18 est présenté un récapitulatif des nouveaux états isomères avec leur énergie d'excitation, leur spin, leur temps de vie et leur taux de production F.

Des informations nouvelles ont pu être apportées dans la région du noyau doublement magique de $^{78}\text{Ni}_{50}$. Grâce à l'étude du $^{78m}\text{Zn}_{48}$, la première information spectroscopique concernant le ^{78}Ni a pu être déduite.

Noyau	Energie d'excitation (en keV)	J^π	$t_{1/2}$ (en ns)	F (en %)	Peuplement $J \geq J_{isomere}$ (en %)
^{50m}K	171.4	(3^-)	125(40)	100(26)	91.2
^{60m1}V	103.2	(2^+)	13(3)		
^{60m2}V	202.1	(4^+)	320(90)		
^{62m}Mn	y+113.3	$(4,5)^+$	95(2)	43(14)	81.2 ($J \geq 4$) 73.7 ($J \geq 5$)
^{68m}Co	48.4	$(2,3,4,6,(7,8)^-)$	101(10)		
^{70m}Co	437.3	(4^-)	54(10)	5(1)	24.7 ($J \leq 4$)
^{75m1}Cu	61.8	$(5/2^-, 7/2^-)$ $(3/2^-)$	1500(1000) 1500(1000)		
^{75m2}Cu	66.5	$(7,9,11)/2^-$ $(5/2^-)$	193(15) 193(15)		
^{78m}Zn	2673	(8^+)	319(9)	12(1)	14.8
^{78m}Ga	498.9	(5)	110(3)	21.4(10)	45.2

Tableau 4.18: Récapitulatif des 10 états isomères observés et étudiés lors de cette expérience. Sont représentés pour chaque isomère, l'énergie d'excitation, le spin déduits, le temps de vie et le taux de production F mesurés. La dernière colonne représente le calcul du peuplement des états de spin supérieur ou égal au spin de l'état isomère.

Les calculs de transfert de moment angulaire (cf paragraphe 2.5.1) ont été faits pour les noyaux où le taux de production d'isomères F a pu être calculé. Les résultats obtenus sont représentés dans la dernière colonne du tableau 4.18.

Lors de cette expérience ont aussi été extraits les taux de production de certains isomères observés lors de l'expérience précédente :

- ^{70m}Ni ($J^\pi=8^+$, $F=15.4(5)\%$), les états $J \geq 8$ sont peuplés à 36.0%
- ^{69m}Ni ($J^\pi=17/2^-$, $F=16.0(4)\%$), les états $J \geq 17/2$ sont peuplés à 33.7%
- ^{71m}Cu ($J^\pi=19/2^-$, $F=16.8(6)\%$), les états $J \geq 19/2$ sont peuplés à 22.4%

Il est à noter que les résultats de ce calcul représentent le peuplement des états dont le spin est supérieur ou égal à celui de l'état isomère lors de la réaction. Or, ces états ne décroissent pas forcément tous sur l'état isomère. On peut remarquer que pour les états isomères dont les spins sont assez élevés, la valeur correspondant au transfert de moment angulaire est proche de celle correspondant au peuplement. Il est en effet évident que les états de plus haut spin peuplés ont une forte probabilité de décroître sur le niveau où se trouve l'état isomère. Par exemple, on peut assumer que les états de spin supérieur à l'état 8^+ du ^{78}Zn décroissent à 100% sur cet état isomère. Alors que pour un isomère de bas spin,

les états de spins supérieurs ont plusieurs possibilités pour décroître sans passer par l'état isomère. Dans ce cas, seulement une partie des décroissances des états de plus haut spin alimentera l'état isomère. Ceci explique la différence qui existe entre le calcul de transfert de moment angulaire et le taux expérimental de peuplement de l'état isomère F pour les états de bas spin. Il est à noter que pour les états isomères dont le spin est inférieur à l'état fondamental, le même phénomène existe, mais à l'inverse. C'est-à-dire lorsque l'état isomère est de bas spin, on peut supposer que 100% des décroissances des états de plus bas spins peuplent cet état isomère.

Chapitre 5

Peuplement des états isomères

5.1 Introduction

Il a été vu dans le chapitre précédent les techniques mises en œuvre pour mener à bien l'observation et l'étude des noyaux dans leurs états isomères. On peut cependant se demander comment sont peuplés ces états isomères lors de la réaction. En regardant le taux de production d'isomères F , qui correspond au nombre d'isomères produits divisé par le nombre total de noyaux implantés pour un fragment donné, on s'aperçoit qu'il peut être très différent d'un noyau à l'autre (cf 2.5.1). On a vu que le taux de production d'isomères F dépendait fortement de la structure du noyau dans lequel l'isomère se trouve. On peut à présent se demander : F dépend-il du mécanisme de réaction ? Il a en effet été prouvé [SCH94] qu'aux énergies relativistes, F était corrélé à l'alignement et à la polarisation du fragment, valeurs qui sont directement reliées au mécanisme de réaction mis en jeu. Cependant, cet effet n'a pas encore été observé aux énergies intermédiaires.

Une manière de comprendre comment sont peuplés les états excités lors de la réaction est de réaliser une expérience destinée à l'étude du taux de production des noyaux dans leur état isomère en fonction de la distribution en moment des fragments produits. Cette étude doit se porter sur plusieurs isomères dont l'énergie d'excitation, le spin et la cascade γ (rapport d'embranchement et intensité des raies) sont très bien connus. Il est aussi important d'étudier les différences de comportements pour les noyaux proches comme éloignés du projectile. Le but de cette mesure étant de comprendre le transfert de moment angulaire en fonction de l'impulsion du fragment produit et du nombre de nucléons transférés.

5.2 Procédure expérimentale

5.2.1 Choix et production des noyaux étudiés

Le choix du faisceau s'est porté sur le ^{92}Mo car à partir de ce noyau il est possible de produire par fragmentation plusieurs noyaux isomères ayant des caractéristiques différentes (spin, énergie d'excitation, temps de vie...) comme montré dans le tableau 5.5. Dans ce tableau sont représentés l'énergie d'excitation, le spin et le temps de vie de l'état isomère pour certains noyaux proches du projectile (^{92}Tc [BAG92], ^{90}Mo [BRO97], ^{90}Nb [BRO97]) comme plus éloignés (^{69}Ge [BHA89]). En observant ces valeurs, on s'aperçoit en effet que les spins des états isomères des noyaux cités ont des valeurs comprises entre 4^+ et 11^- , que leurs énergies vont de 270 à 2875 keV et que leurs temps de vie varient de 470 ns à 63 μs . Toutes ces larges gammes peuvent apporter des informations sur le peuplement des états excités lors de la réaction.

Le faisceau secondaire est produit par fragmentation du projectile sur une

cible mince d'aluminium. Le choix s'est porté sur une cible d'aluminium, car la combinaison entre le faisceau ($Z=42$) et la cible ($Z=23$) nous donne une distribution étroite des états de charge des noyaux à la sortie de la cible. En effet, pour le ^{90}Mo , on produit majoritairement 3 états de charge en utilisant une cible d'aluminium, alors qu'avec une cible de tantale 5 états de charges sont produits. De plus, en faisant une réaction en cinématique inverse, ceci conduit à une meilleure transmission des fragments car leur émission est préférentiellement focalisée vers l'avant. Il est important d'utiliser une cible mince pour avoir une corrélation entre la vitesse du fragment après la collision et celle à la sortie de la cible. Sur la partie gauche de la figure 5.1 sont représentées les distributions initiales en rigidité magnétique calculées pour un fragment proche du projectile produit à l'entrée et à la sortie d'une cible d'épaisseur $6\ \mu\text{m}$ (en tenant compte de la perte d'énergie du projectile dans la cible). Sur la figure de droite est représentée la distribution calculée à la sortie du spectromètre. On remarque que la distribution finale est identique pour les fragments produits en début et en fin de cible. Ceci nous indique que, pour une cible mince, on peut négliger l'influence des pertes d'énergie dans la cible sur la forme de la distribution finale.

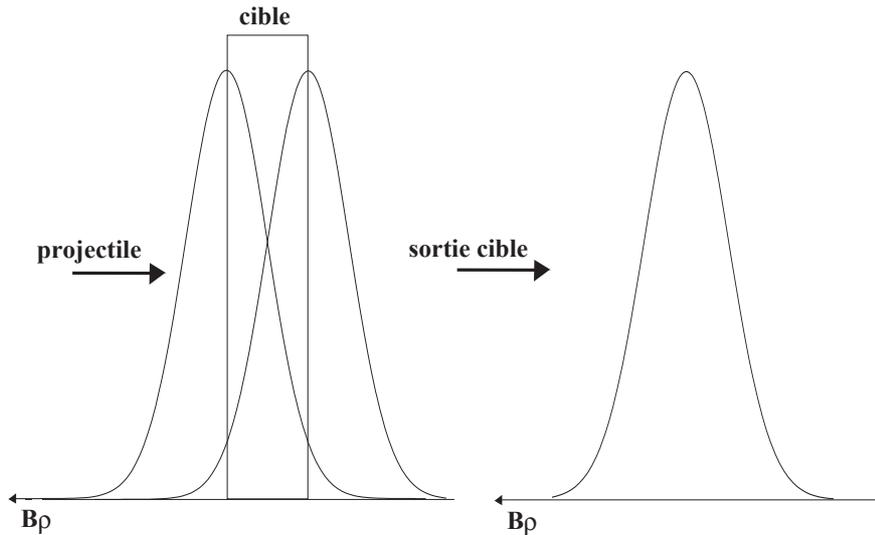


Figure 5.1: A gauche sont représentées les distributions en $B\rho$ d'un fragment produit au début et à la fin de la cible. A droite est représentée la distribution finale calculée à la sortie du spectromètre. Cette distribution est identique pour les fragments produits en début et en fin de cible.

Afin d'avoir une bonne définition de la distribution en moment, il faut que l'épaisseur de la cible de production soit choisie de manière à ce que l'énergie perdue par le fragment n'excède pas 50% de la largeur de sa distribution en moment initiale. Il est donc important de regarder l'influence de la production

en début et en fin de cible sur la distribution en moment pour des fragments produits au centre de la cible. Cette différence d , en %, est donnée par l'équation suivante :

$$d = \frac{\Delta p_{fragment}}{\sigma_{fragment}} \quad (V - 1)$$

où $\Delta p_{fragment}$ représente la perte relative en moment du fragment lors de la traversée de la cible et $\sigma_{fragment}$ correspond à la largeur à mi-hauteur de la distribution en moment du fragment désiré.

Des simulations utilisant le programme LISE ont été menées afin de recueillir les informations nécessaires concernant l'épaisseur de la cible. Les résultats trouvés pour une épaisseur de 6 μm d'aluminium sont représentés dans le tableau 5.1. Le faisceau de ^{92}Mo fourni par le GANIL a une énergie de 60.1 MeV/A, et la perte d'énergie du projectile à travers la cible est de 0.44 MeV/u, ce qui correspond à un $\Delta p_{fragment}$ de 0.4%.

Noyau	$\sigma_{fragment}$ (en %)	d (en %)
^{92}Tc	0.73	27.2
^{90}Mo	1.01	19.7
^{90}Nb	1.01	19.7
^{69}Ge	3.78	5.3

Tableau 5.1: Simulation LISE représentant la largeur à mi-hauteur ($\sigma_{fragment}$) et la dispersion en moment (d), exprimées en %, pour différents fragments produits par réaction d'un faisceau de $^{92}\text{Mo}^{37+}$ (60.1 MeV/A) avec une cible d'aluminium d'une épaisseur de 6 μm .

Dans ce tableau sont représentés les résultats pour plusieurs noyaux proches comme loin du projectile. Pour chaque noyau sont représentées la largeur relative à mi-hauteur de la distribution du fragment produit et sa dispersion en moment exprimée en %. Pour les noyaux très proches du projectile, la dispersion en moment est de l'ordre de 20%, et elle devient plus faible lorsque que l'on s'en éloigne. Il est donc nécessaire de prendre une cible d'aluminium avec une épaisseur qui ne dépasse pas quelques microns.

Il est cependant important de prendre une cible suffisamment épaisse afin d'avoir un maximum de nombre de collisions. Il a donc été choisi pour cette expérience une cible de 6 μm d'aluminium afin d'avoir une production de fragments maximale tout en s'affranchissant des effets indésirables que nous apporterait une cible plus épaisse sur l'exactitude de la distribution en moment.

5.2.2 Réglages du spectromètre

Le but de cette expérience est de mesurer des distributions en moment des noyaux produits par fragmentation d'un faisceau primaire de $^{92}\text{Mo}^{37+}$ ayant une énergie 60.1 MeV/A sur une cible d'aluminium d'épaisseur 6 μm , et d'effectuer une mesure, pour chaque tranche en moment, du taux de production d'isomères F pour un fragment donné. Il est par conséquent nécessaire de limiter l'acceptance en moment, à une valeur de 0.1%, au spectromètre LISE. Il sera ainsi possible de faire un balayage sur les distributions en moments des noyaux d'intérêt par pas supérieur ou égal à 0.4% en rigidité magnétique.

Pour ce faire, à l'aide du programme LISE ont été calculées les distributions en moment attendues pour certains noyaux. Les distributions des ^{92}Tc , ^{90}Mo , ^{90}Nb et ^{69}Ge sont respectivement représentées pour plusieurs états de charge sur les figures 5.2 a) à d). Le nombre de particules produits par seconde est calculé avec une intensité de 10nAe pour le faisceau primaire. Sur ces figures, nous voyons que les fragments qui nous intéressent sont compris entre $B\rho=2.35$ Tm et $B\rho=2.6$ Tm. Il est important pour chaque noyau d'avoir au moins 7 ou 8 mesures afin de pouvoir reproduire la distribution en moment et de suivre l'évolution du taux d'isomères produits F en fonction de cette distribution. Pour ce faire, il a été décidé de faire une mesure pour des rigidités magnétiques comprises entre 2.38 Tm et 2.57 Tm par pas de 0.01 Tm et/ou 0.005 Tm en fonction de l'importance du point mesuré.

Cette expérience a été réalisée sans dégradeur placé entre les deux dipôles dans le but d'avoir les distributions en moment pour plusieurs états de charge par fragment produit. L'absence de dégradeur nous donne l'information directe sur la distribution en moment des fragments à la sortie de la cible et elle facilite aussi le changement des rigidités magnétiques qui sont les mêmes pour les deux dipôles. Lors de ces changements de rigidités magnétiques, il est cependant important d'éviter de transmettre un état de charge du faisceau primaire qui aurait un taux de comptage trop important afin de ne pas détériorer les détecteurs silicium. Il y a donc des valeurs interdites autour des $B\rho$ correspondants aux états de charge du projectile.

En conclusion, le spectromètre est réglé pour une acceptance en moment de 0.1% et le balayage en rigidité magnétique se fait par pas minimum de 0.4% d'un $B\rho=2.38$ Tm à un $B\rho=2.57$ Tm en supprimant certaines valeurs susceptibles de transmettre le faisceau primaire dans différents états de charge.

5.2.3 Montage du dispositif expérimental

Lors de cette expérience, le dispositif expérimental est placé au point focal final du spectromètre LISE3. L'implantation des fragments produits se fait dans un télescope composé de trois jonctions silicium. Pour le choix de l'épaisseur des

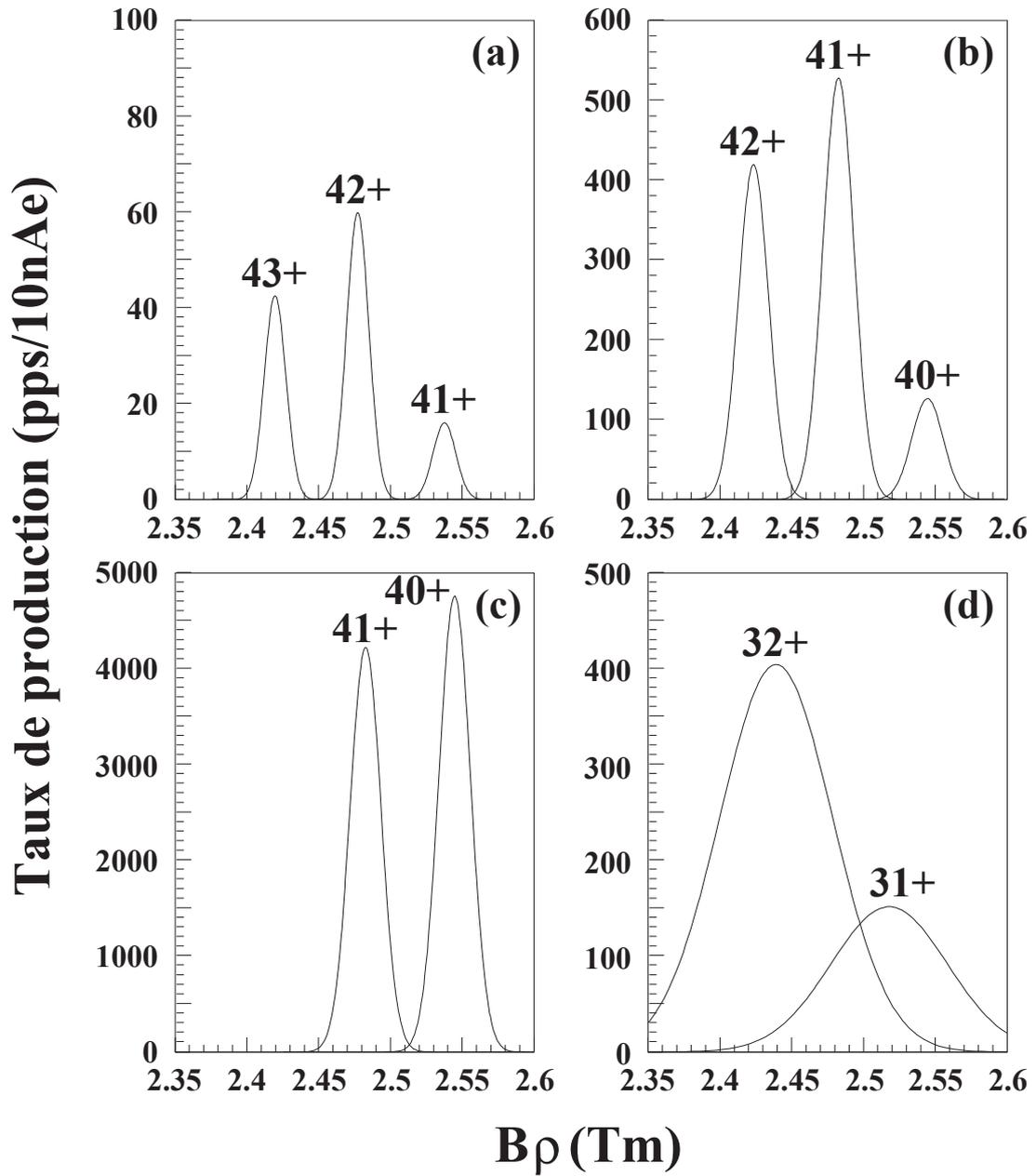


Figure 5.2: Distributions en rigidité magnétique $B\rho$ des fragments produits, calculées pour plusieurs états de charge pour les noyaux a) ^{92}Tc , b) ^{90}Mo , c) ^{90}Nb et d) ^{69}Ge .

jonctions silicium, on procède de la même manière que la méthode expliquée dans le paragraphe 4.2.2.

Dans le tableau 5.2 est représenté le parcours dans un détecteur silicium des fragments produits en fonction de la rigidité magnétique du spectromètre. Pour chaque noyau, le parcours est calculé pour trois rigidités magnétiques différentes, deux d'entre elles correspondent aux extrémités de la distribution en moment et la troisième au centre de cette même distribution.

Noyau	$B\rho$ (Tm)	Energie du fragment MeV/A	Parcours dans la jonction μm
$^{92}\text{Tc}^{43+}$	2.38	57.97	971
	2.4197	59.86	1021
	2.45	61.33	1060
$^{90}\text{Mo}^{42+}$	2.38	57.80	984
	2.4235	59.87	1040
	2.46	61.63	1088
$^{90}\text{Nb}^{41+}$	2.43	57.43	1015
	2.4827	59.87	1084
	2.53	62.10	1149
$^{69}\text{Ge}^{32+}$	2.38	57.10	1192
	2.4392	59.89	1287
	2.57	66.27	1518
$^{69}\text{Ge}^{31+}$	2.38	53.69	1079
	2.5179	59.89	1287
	2.57	62.32	1373

Tableau 5.2: Energie et parcours dans le silicium des noyaux produits par fragmentation d'un faisceau de $^{92}\text{Mo}^{37+}$ avec une énergie de 60.1 MeV/A sur une cible d'aluminium d'épaisseur 6 μm . Sont représentés les noyaux étudiés du plus lourd (^{92}Tc) au plus léger (^{69}Ge).

Pour les ions proches du projectile, les parcours dans les jonctions silicium sont compris entre 970 μm et 1150 μm . Pour les noyaux plus éloignés du projectile, comme le ^{69}Ge , le parcours est compris entre 1079 μm et 1518 μm . Trois jonctions silicium d'épaisseurs 300 μm , 500 μm et 500 μm étaient nécessaires pour que les noyaux soient implantés dans la dernière jonction constituant le télescope. Avec un télescope d'une épaisseur totale de 1300 μm , les plus légers fragments produits traverseront la dernière jonction à partir d'une certaine énergie seuil, qui est supérieure à l'énergie correspondant au maximum de la distribution en

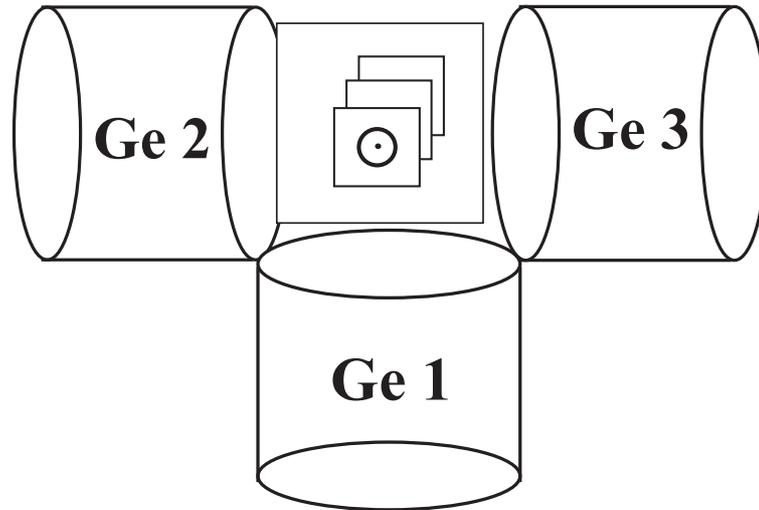


Figure 5.3: Schéma du dispositif expérimental. Les trois détecteurs silicium composant le télescope où sont implantés les fragments sont entourés par trois détecteurs germanium de grande efficacité afin de recueillir le rayonnement γ émis par les décroissances des états isomères vers leur état fondamental.

moment.

Le télescope où les fragments produits sont implantés est entouré par trois détecteurs germanium, comme montré sur la figure 5.3, afin de pouvoir détecter le rayonnement γ émis par les noyaux implantés dans un état isomère. Les caractéristiques des trois détecteurs germanium utilisés et les distances les séparant de l'implantation des fragments sont représentées dans le tableau 5.3.

Détecteur	Efficacité relative en %	diamètre du cristal en mm	Distance cristal-implantation en mm
Ge1	-	-	52
Ge2	71.6	73.0	52
Ge3	71.4	69.3	52

Tableau 5.3: Liste des détecteurs germanium utilisés avec leurs caractéristiques et la distance les séparant respectivement du lieu d'implantation des fragments produits.

5.3 Description de l'expérience

Comme cité précédemment, le GANIL nous délivre un faisceau de $^{92}\text{Mo}^{37+}$ avec une intensité moyenne de 16 nAe (soit 2.7×10^9 particules par seconde).

Dès lors, on détermine l'épaisseur réelle de la cible de production à l'aide des états de charge différents de celui du projectile de manière identique à celle décrite dans le paragraphe 4.3. Cette méthode nous permet par la même occasion de connaître les valeurs des rigidités magnétiques à éviter, correspondant à ces états de charge. Pour avoir une marge assez grande, on a pris les valeurs minimum et maximum à 0.4% du $B\rho$ correspondant à la transmission de l'état de charge. Ces valeurs sont représentées dans le tableau 5.4. L'épaisseur mesurée de la cible de production est de $6.3 \mu\text{m}$.

Etat de charge	$B\rho$ en Tm	$B\rho$ interdits	
		min en Tm	max en Tm
42+	2.47707	2.467	2.487
41+	2.53749	2.527	2.548
40+	2.60143	2.587	2.615

Tableau 5.4: Valeurs des rigidités magnétiques correspondant aux états de charge du faisceau primaire. Sont représentées aussi sur ce tableau les valeurs minimum et maximum entre lesquelles peut être transmis un état de charge du projectile.

Afin d'avoir une faible acceptation en moment, on ferme les fentes FH31 (voir paragraphe 3.2) à ± 1 mm, ce qui nous donne une acceptation en moment du spectromètre de 0.06%.

5.3.1 Etalonnage des détecteurs silicium

Les droites représentant les étalonnages relatifs aux trois détecteurs silicium composant le télescope dans lequel sont implantés les fragments produits sont représentées sur les figures 5.4 a) à c) pour les détecteurs 1 à 3 respectivement. La droite de la figure 5.4 d) représente quant à elle l'étalonnage en temps du module TAC utilisé à l'aide d'un pulseur qui générerait des impulsions de période $T=20$ ns.

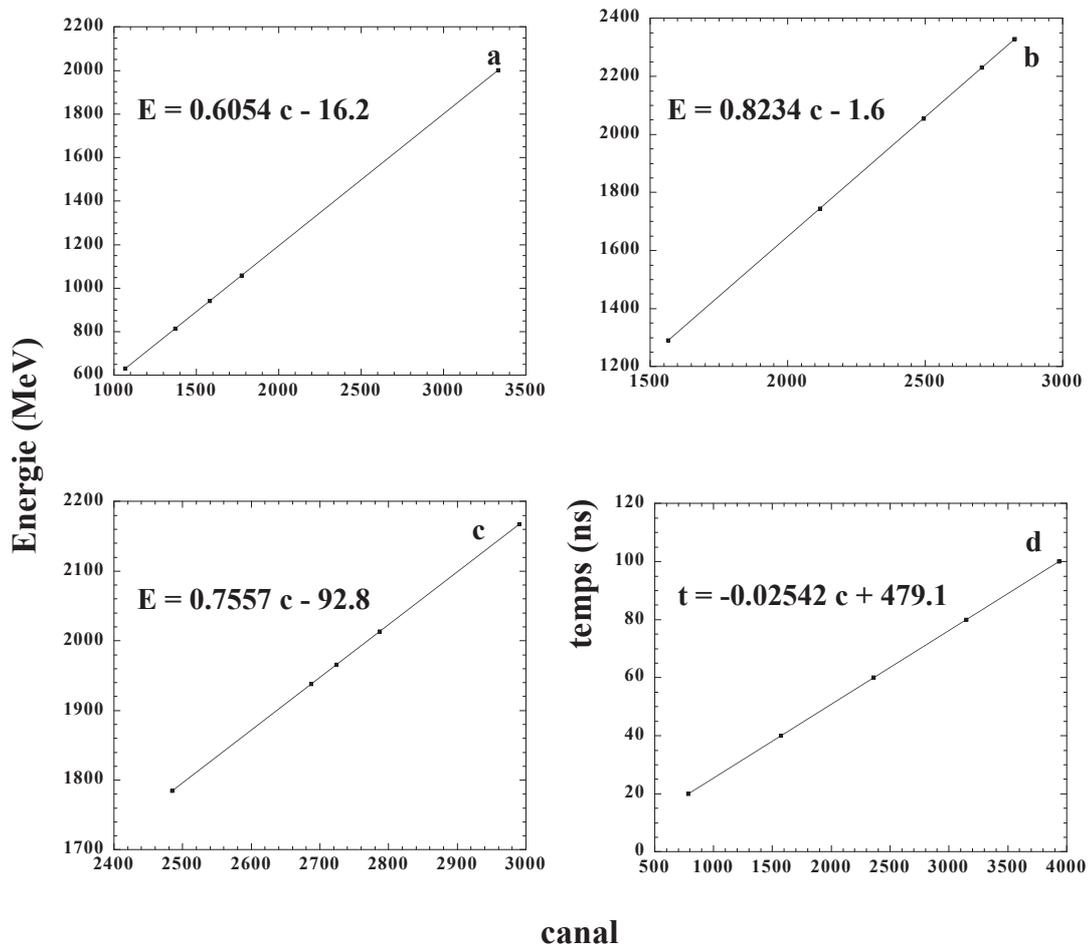


Figure 5.4: Etalonnage des jonctions silicium constituant le télescope. Les droites représentant l'étalonnage en énergie des jonctions E_1 ($300 \mu\text{m}$), E_2 ($500 \mu\text{m}$) et E_3 ($500 \mu\text{m}$) sont données sur les figures a, b et c respectivement. L'étalonnage en temps de la première jonction est donné sur la figure d.

5.3.2 Etalonnage des détecteurs germanium

L'étalonnage en énergie des trois détecteurs germanium a été réalisé avec une source de ^{152}Eu .

Les droites reliant le canal à l'énergie sont représentées sur les figures 5.5 a), b) et c) pour les détecteurs Ge1, Ge2 et Ge3 respectivement.

Les droites représentant l'étalonnage en temps sont sur les figures 5.5 d) à f). Cet étalonnage a été réalisé en utilisant un pulseur générant des impulsions de période $T=2.56 \mu\text{s}$. Pour cette expérience, seul le temps long traité par un module TAC est utilisé pour conditionner les spectres en énergie afin d'éliminer les rayonnements γ prompts.

5.3.3 Efficacité de détection des rayonnements γ

L'efficacité photopic de détection des rayonnements γ en fonction de leur énergie est représentée sur les figures 5.6 a) à c) pour les germanium Ge1, Ge2 et Ge3 respectivement. La figure 5.6 d) représente l'efficacité totale pour la somme des trois détecteurs germanium.

Les efficacités totales des détecteurs germanium sont au maximum de 1.3%, 2.1% et 1.2% pour Ge1, Ge2 et Ge3 respectivement, pour des γ d'énergie 200 keV, et elles sont de 0.5%, 1.1% et 0.6% pour des photons de 1 MeV. La somme des efficacités relatives aux trois détecteurs germanium, nous donne 4.6% à 200 keV et 2.2% à 1 MeV.

L'efficacité de détection γ a été mesurée pour des énergies comprises entre 120 et 1500keV, il ne sera fait aucun calcul pour des γ d'énergie inférieure à 120keV.

5.4 Analyse des données

Afin de mesurer les distributions en moment pour plusieurs fragments et d'avoir des informations sur le taux de production d'isomères, 19 mesures avec une rigidité magnétique différente ont été effectuées.

Ces distributions en moment ainsi que les taux de production d'isomères ont été analysés pour chaque noyau ayant un (ou plusieurs) état(s) isomère(s).

5.4.1 Noyaux isomères produits

Il a été vu précédemment que par fragmentation d'un faisceau de ^{92}Mo , on produisait des noyaux possédant des états isomères proches comme éloignés du projectile. Dans le tableau 5.5 sont référencés les isomères produits et étudiés lors de cette expérience, ainsi que leurs caractéristiques telles que le spin de l'état fondamental, l'énergie d'excitation, le spin et le temps de vie de l'état isomère.

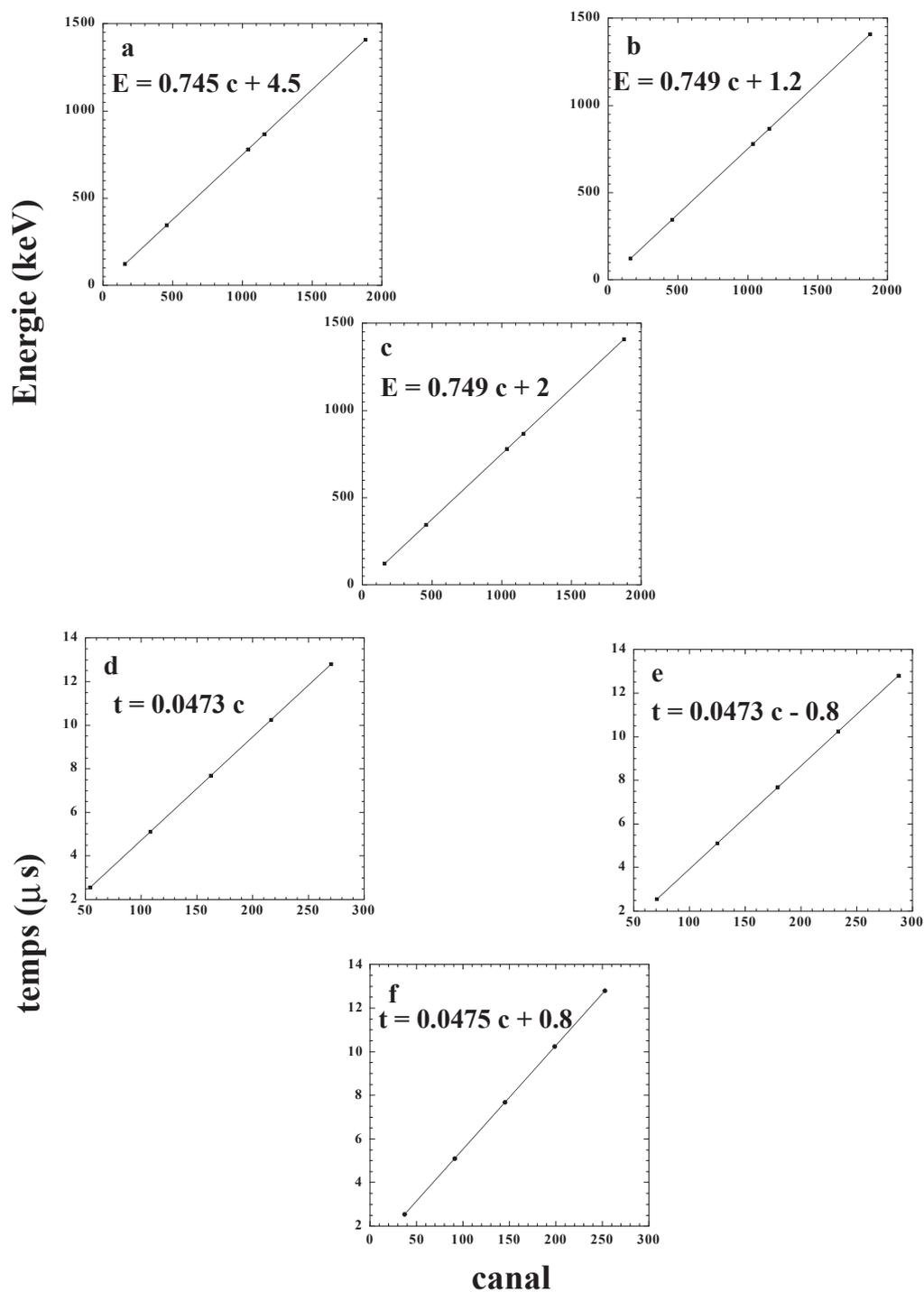


Figure 5.5: Etalonnage des détecteurs germanium en énergie avec une source de ^{152}Eu sur les figures a, b et c pour les germanium 1, 2 et 3 respectivement. L'étalonnage en temps (TAC) est représenté quant à lui sur les figures d, e et f.

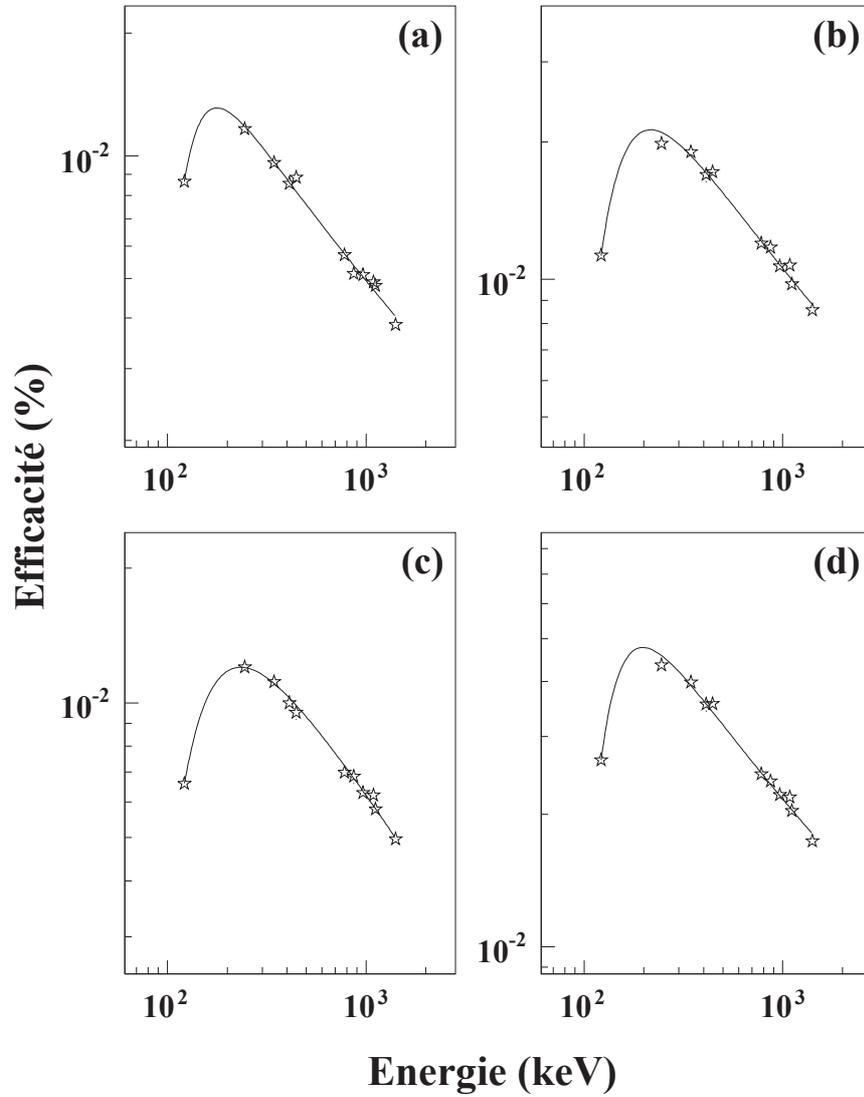


Figure 5.6: Efficacité photopic de détection des rayonnements γ émis par une source de ^{152}Eu . Les figures de a à c représentent l'efficacité de chaque détecteur germanium. La somme des efficacités pour tous les détecteurs germanium est représentée sur la figure d.

Noyau	J ^π état fondamental	Energie d'excitation (keV)	J ^π état isomère	T _{1/2} (ns)
⁹² Tc	8+	270.15	4+	1030(70)
⁹² Mo	0+	2760.1	8+	190(3)
⁹⁰ Mo	0+	2874.73	8+	1120(50)
⁹¹ Nb	9/2+	2034.35	17/2-	3760(120)
⁹⁰ Nb	8+	1880.41	11-	472(13)
		122.37	6+	63000(2000)
⁸⁸ Zr	0+	2887.79	8+	1320(25)
⁸⁵ Y	1/2-	266.30	5/2-	178(6)
⁸⁰ Rb	1+	494.4	6+	1600(20)
⁷³ As	3/2-	427.76	9/2+	5700(200)
⁶⁹ Ge	5/2-	397.95	9/2+	2810(50)

Tableau 5.5: Liste des isomères produits lors de cette expérience. Pour chaque noyau sont représentés le spin de l'état fondamental, l'énergie d'excitation, le spin et le temps de vie de l'état isomère.

Dans le paragraphe suivant sont représentées, pour chaque noyau précédemment cité, les distributions en moments et le taux de production d'isomères.

5.5 Résultats

Pour chaque noyau étudié dans ce paragraphe, il est représenté deux figures. La distribution des fragments produits est tracée en fonction de la rigidité magnétique ($B\rho$). Chaque distribution a été lissée par une fonction gaussienne afin de mieux la percevoir. Le taux de production des isomères F est quant à lui tracé en fonction de l'énergie par nucléon du fragment sur l'énergie par nucléon du projectile ($\frac{E}{A}/\frac{E_0}{A_0}$). Ce paramètre est obtenu en combinant les équations (III-11) et (III-9). L'énergie en MeV par nucléon du fragment produit est donc :

$$\frac{E}{A} = 300 \frac{\sqrt{(B\rho)^2 + (3.105A)^2} - 3.105A}{A} \quad (IV - 1)$$

Le paramètre ($\frac{E}{A}/\frac{E_0}{A_0}$) est directement relié au rapport de la vitesse du fragment sur la vitesse du projectile. Dans la suite les termes de vitesses seront utilisés.

Il est à noter que dans la suite, le calcul de F est fait pour tous les γ émis lors de la décroissance de l'état isomère vers l'état fondamental, et qu'il est vérifié à chaque fois que les résultats sont cohérents avec les mêmes raies prises individuel-

lement. Est représenté sur les figures le taux de production d'isomères F calculé, en prenant en compte le temps de vie de l'état isomère pour les différents états de charge détectés, à un $B\rho$ donné.

- Sur la figure 5.7a) sont représentées les distributions en moment du ^{92}Tc pour les états de charge 43+, 42+ et 41+. Et sur la figure 5.7b) est représenté le taux de production F de l'isomère que possède ce noyau. La transition de l'état isomère vers l'état fondamental se fait via une cascade de deux γ dont les énergies sont 56.34 keV et 213.81 keV et les multipolarités des deux transitions étant des E2. Le calcul du taux de population de l'état isomère a été fait avec le γ d'énergie 213.81keV. A cette énergie, le coefficient de conversion interne est $\alpha_{tot}=8.22\times 10^{-2}$ et le taux de peuplement de l'état initial relatif à ce γ est $P_i=1$. Pour la première transition, les coefficients de conversion interne sont $\alpha_K=6.50$ et $\alpha_{tot}=9.83$.
- Sur la figure 5.8a) sont représentées les distributions en moment du ^{92}Mo pour les états de charge 42+, 41+ et 40+. Et sur la figure 5.8b) est représenté le taux de production F de l'isomère que possède ce noyau. La transition de l'état isomère vers l'état fondamental se fait via une cascade de six γ dont les énergies sont 147.8 keV, 329.71 keV, 773.04 keV et 1509.48 keV dont les multipolarités de ces transitions sont de type E2, et 85.1 keV et 244.42 keV de multipolarités E1. Le calcul du taux de population de l'état isomère a été fait avec les γ d'énergie 147.8 keV, 329.71 keV, 773.04 keV et 1509.48 keV. Les coefficients de conversion interne totale sont respectivement 2.955×10^{-1} , 1.75×10^{-2} , 1.44×10^{-3} et 3.22×10^{-4} et les taux de peuplement P_i sont respectivement 1, 0.8913, 1 et 1. Pour la première transition, les coefficients de conversion interne sont $\alpha_K=2.42\times 10^{-1}$ et $\alpha_{tot}=2.955\times 10^{-1}$.
- Sur la figure 5.9a) sont représentées les distributions en moment du ^{90}Mo pour les états de charge 42+, 41+ et 40+. Et sur la figure 5.9b) est représenté le taux de production F de l'isomère que possède ce noyau. La transition de l'état isomère vers l'état fondamental se fait via une cascade de six γ dont les énergies sont 63.15 keV, 809.57 keV, 1054.1 keV et 948.01 keV dont les multipolarités de ces transitions sont de type E2, et 262.84 keV et 546.69 keV de multipolarités E1. Le calcul du taux de population de l'état isomère a été fait avec les γ d'énergie 809.57 keV, 1054.1 keV et 948.01 keV. Les coefficients de conversion interne totale sont respectivement 1.28×10^{-3} , 6.83×10^{-4} et 8.73×10^{-4} et les taux de peuplement P_i sont respectivement 0.9533, 1 et 1. Pour la première transition, les coefficients de conversion interne sont $\alpha_K=4.53$ et $\alpha_{tot}=6.28$.
- Sur la figure 5.10a) sont représentées les distributions en moment du ^{91}Nb pour les états de charge 41+ et 40+. Et sur la figure 5.10b) est représenté le taux de production F de l'isomère que possède ce noyau.

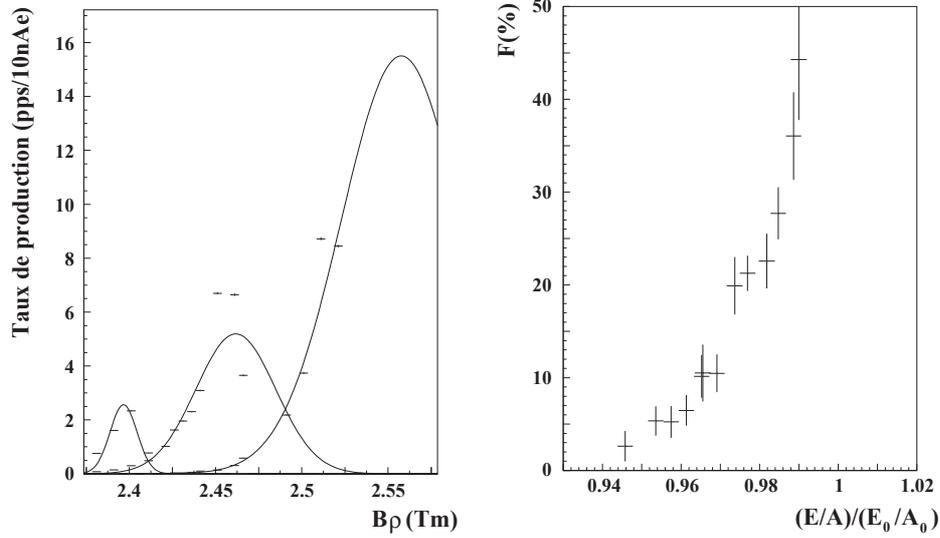


Figure 5.7: Distributions en moment pour les noyaux $^{92}\text{Tc}^{43+}$, $^{92}\text{Tc}^{42+}$ et $^{92}\text{Tc}^{41+}$ sur la figure a), lissées par une fonction gaussienne, et taux de production d'isomères F sur la figure b). Dans ce noyau, le spin de l'état isomère est un 4^+ et son énergie d'excitation est de 270.15 keV. L'état fondamental ayant un spin 8^+ .

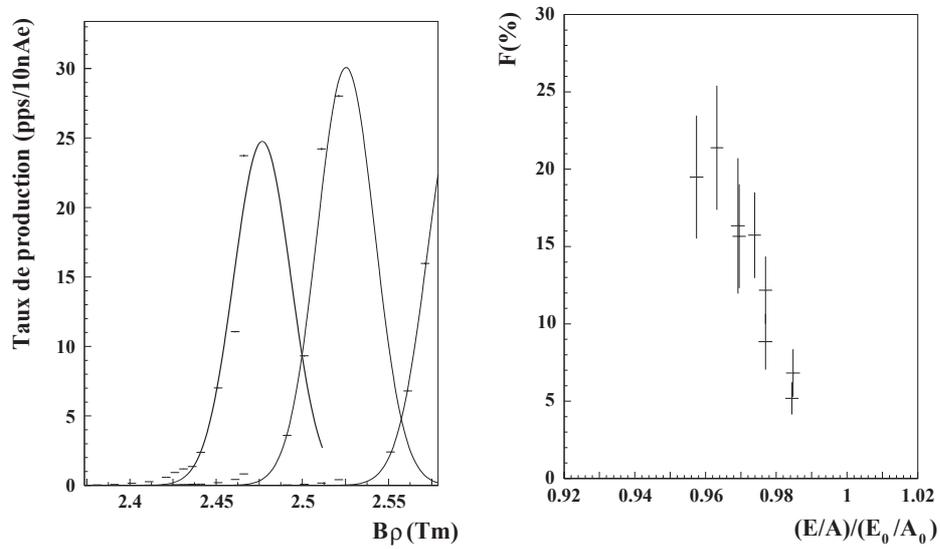


Figure 5.8: Distributions en moment pour les noyaux $^{92}\text{Mo}^{42+}$, $^{92}\text{Mo}^{41+}$ et $^{92}\text{Mo}^{40+}$ sur la figure a), lissées par une fonction gaussienne, et taux de production d'isomères F sur la figure b). Dans ce noyau, le spin de l'état isomère est un 8^+ et son énergie d'excitation est de 2760.1 keV. L'état fondamental ayant un spin 0^+ .

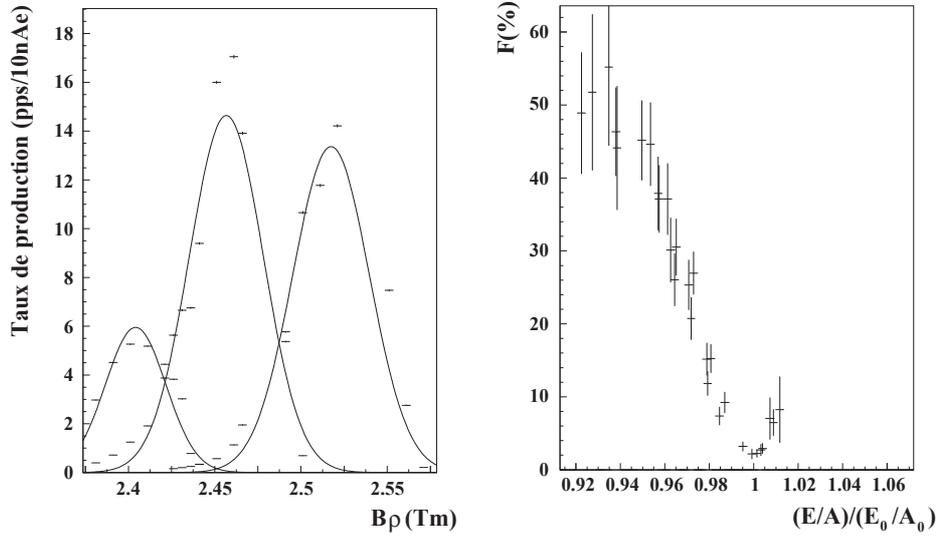


Figure 5.9: Distributions en moment pour les noyaux $^{90}\text{Mo}^{42+}$, $^{90}\text{Mo}^{41+}$ et $^{90}\text{Mo}^{40+}$ sur la figure a), lissées par une fonction gaussienne, et taux de production d'isomères F sur la figure b). Dans ce noyau, le spin de l'état isomère est un 8^+ et son énergie d'excitation est de 2874.73 keV. L'état fondamental ayant un spin 0^+ .

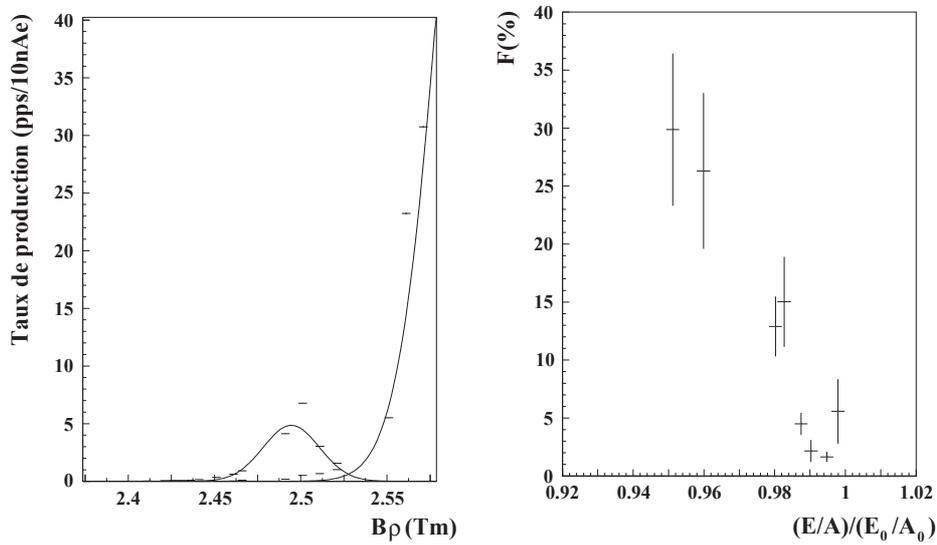


Figure 5.10: Distributions en moment pour les noyaux $^{91}\text{Nb}^{41+}$ et $^{91}\text{Nb}^{40+}$ sur la figure a), lissées par une fonction gaussienne, et taux de production d'isomères F sur la figure b). Dans ce noyau, le spin de l'état isomère est un $17/2^-$ et son énergie d'excitation est de 2034.35 keV. L'état fondamental ayant un spin $9/2^+$.

La transition de l'état isomère vers un autre état isomère de temps de vie beaucoup plus long, $T_{1/2}=60.86(22)$ jours, d'énergie 104.62 keV et de spin 1/2- se fait via une cascade de six γ dont les énergies sont 50.1 keV, 193.63 keV, 603.71 keV et 1082.29 keV dont les multipolarités de ces transitions sont de type E2, 1984.15 keV de multipolarité M2+E3 et 1790.63 keV de multipolarité E1+M2. Le calcul du taux de population de l'état isomère a été fait avec les γ d'énergie 193.63 keV, 1984.15 keV et 1790.63 keV. Les coefficients de conversion interne totale sont respectivement 1.07×10^{-1} , 3.55×10^{-4} et 1.18×10^{-4} et les taux de peuplement P_i sont respectivement 0.2852, 0.7148 et 0.2758. Pour la première transition, les coefficients de conversion interne sont $\alpha_K=9.754$ et $\alpha_{tot}=14.15$.

- Sur la figure 5.11a) sont représentées les distributions en moment du ^{90}Nb pour les états de charge 41+, 40+ et 39+. Et sur les figures 5.11b) et 5.11c) sont représentés les taux de production F des deux isomères que possèdent ce noyau.

La transition de l'état isomère d'énergie E=1880.21 keV vers l'état fondamental se fait via une cascade de six γ dont les énergies sont 63.15 keV, 809.57 keV, 1054.1 keV et 948.01 keV dont les multipolarités de ces transitions sont de type E2, et 262.84 keV et 546.69 keV de multipolarités E1. Le calcul du taux de population de l'état isomère a été fait avec les γ d'énergie 809.57 keV, 1054.1 keV et 948.01 keV. Les coefficients de conversion interne totale sont respectivement 1.28×10^{-3} , 6.83×10^{-4} et 8.73×10^{-4} et les taux de peuplement P_i sont respectivement 0.9533, 1 et 1. Pour la première transition, les coefficients de conversion interne sont $\alpha_K=4.53$ et $\alpha_{tot}=6.28$. La transition de l'état isomère d'énergie E=122.37 keV vers l'état fondamental se fait par émission d'un seul γ d'énergies 122.37 keV de multipolarité E2. Pour cette transition, les coefficients de conversion interne sont $\alpha_K=4.60 \times 10^{-1}$ et $\alpha_{tot}=5.58 \times 10^{-1}$.

- Sur la figure 5.12a) sont représentées les distributions en moment du ^{88}Zr pour les états de charge 40+ et 39+. Et sur la figure 5.12b) est représenté le taux de production F de l'isomère que possède ce noyau.

La transition de l'état isomère vers l'état fondamental se fait via une cascade de six γ dont les énergies sont 76.99 keV, 671.20 keV, 1082.53 keV et 1057.01 keV dont les multipolarités de ces transitions sont de type E2, et 271.80 keV et 399.41 keV de multipolarités E1. Le calcul du taux de population de l'état isomère a été fait avec les γ d'énergie 671.20 keV, 271.80 keV, 399.41 keV, 1082.53 keV et 1057.01 keV. Les coefficients de conversion interne totale sont respectivement :

1.84×10^{-3} , 6.44×10^{-3} , 2.31×10^{-3} , 5.62×10^{-4} et 5.94×10^{-4} et les taux de peuplement P_i sont respectivement 0.6671, 0.3329, 0.3329, 1 et 1. Pour la première transition, les coefficients de conversion interne sont $\alpha_K=2.30$ et

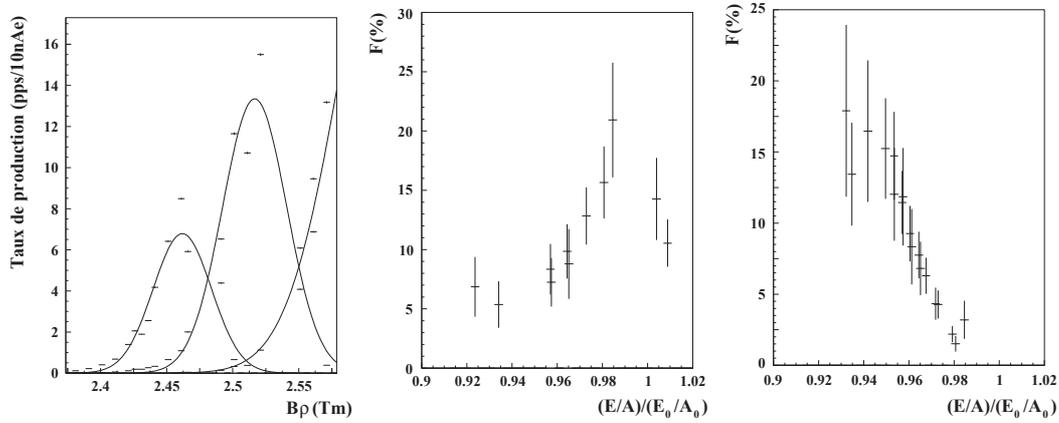


Figure 5.11: Distributions en moment pour les noyaux $^{90}\text{Nb}^{41+}$, $^{90}\text{Nb}^{40+}$ et $^{90}\text{Nb}^{39+}$ sur la figure a), lissées par une fonction gaussienne, et taux de production d'isomères F sur les figures b) et c). Dans ce noyau, le spin de l'état isomère représenté sur la figure b) est un 6^+ et son énergie d'excitation est de 122.37 keV, et celui représenté sur la figure c) a pour spin 11^- et son énergie d'excitation est de 1880.41 keV. L'état fondamental ayant un spin 8^+ .

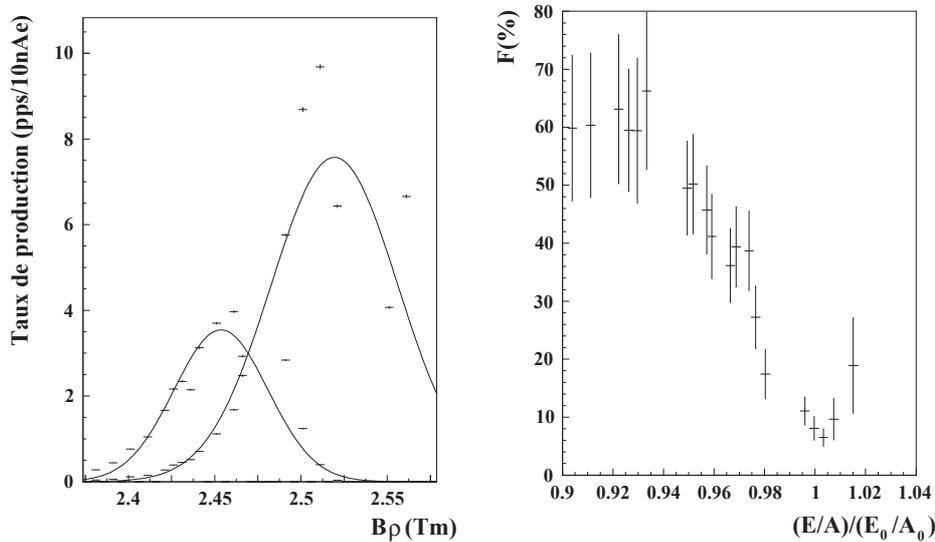


Figure 5.12: Distributions en moment pour les noyaux $^{88}\text{Zr}^{40+}$ et $^{88}\text{Zr}^{39+}$ sur la figure a), lissées par une fonction gaussienne, et taux de production d'isomères F sur la figure b). Dans ce noyau, le spin de l'état isomère est un 8^+ et son énergie d'excitation est de 2887.79 keV. L'état fondamental ayant un spin 0^+ .

$$\alpha_{tot}=2.86.$$

- Sur la figure 5.13a) sont représentées les distributions en moment du ^{85}Y pour les états de charge 39+, 38+ et 37+. Et sur la figure 5.13b) est représenté le taux de production F de l'isomère que possède ce noyau.

La transition de l'état isomère vers l'état fondamental se fait via l'émission d'un seul γ d'énergies 266.3 keV et la multipolarité de cette transitions étant une E2. Pour cette transition, les coefficients de conversion interne sont $\alpha_K=2.66\times 10^{-2}$ et $\alpha_{tot}=3.01\times 10^{-2}$.

- Sur la figure 5.14a) sont représentées les distributions en moment du ^{80}Rb pour les états de charge 37+, 36+ et 35+. Et sur la figure 5.14b) est représenté le taux de production F de l'isomère que possède ce noyau.

Contrairement aux autres noyaux, la connaissance de la décroissance de l'état isomère vers l'état fondamental est connue depuis peu de temps [DOR92]. Cette décroissance se faisant par l'émission de deux γ d'énergie 8.0keV et 21.7keV de multipolarité respective E1 et E2. Le calcul du taux de production de cet état isomère a été effectué avec les dernières transitions d'énergie 200.6 keV, 159.3 keV, 376.0 keV et 175.6 keV qui sont représentées sur la figure 5.15.

Les intensités des raies n'étant pas connues, il a fallu les calculer. Pour ce faire, les taux de γ émis d'énergie 376.0 keV et 175.6 keV ainsi que 376.0 keV, 200.6 keV et 159.3 keV ont été additionnés et comparés. Ces deux résultats, qui sont identiques aux barres d'erreur près, représentent le nombre d'isomères produits. Il est ensuite simple de déduire les taux de peuplement des niveaux ainsi que les rapports d'embranchement. Les taux de peuplement trouvés sont :

$$P_i(E_\gamma=175.6 \text{ keV})=0.7661,$$

$$P_i(E_\gamma=159.3 \text{ keV})=0.7277,$$

$$P_i(E_\gamma=376.0 \text{ keV})=0.1950$$

$$\text{et } P_i(E_\gamma=200.6 \text{ keV})=0.1239.$$

Les rapports d'embranchement des deux γ émis de l'état d'énergie 376.1 keV sont :

$$I_\gamma(E_\gamma=376.0 \text{ keV})=100.0(65)$$

$$\text{et } I_\gamma(E_\gamma=200.6 \text{ keV})=63.5(44).$$

Le peuplement de cet état provenant à 100% de l'état d'énergie 472.7 keV par émission d'un γ d'énergie 96.6 keV, et cet état étant peuplé à 100% par l'émission du γ d'énergie 21.7 keV provenant de la décroissance de l'état isomère, on peut donc en déduire le rapport d'embranchement des deux transitions partant de l'état isomère. Ces intensités sont :

$$I(E_{transition}=8.0 \text{ keV})=100(10)$$

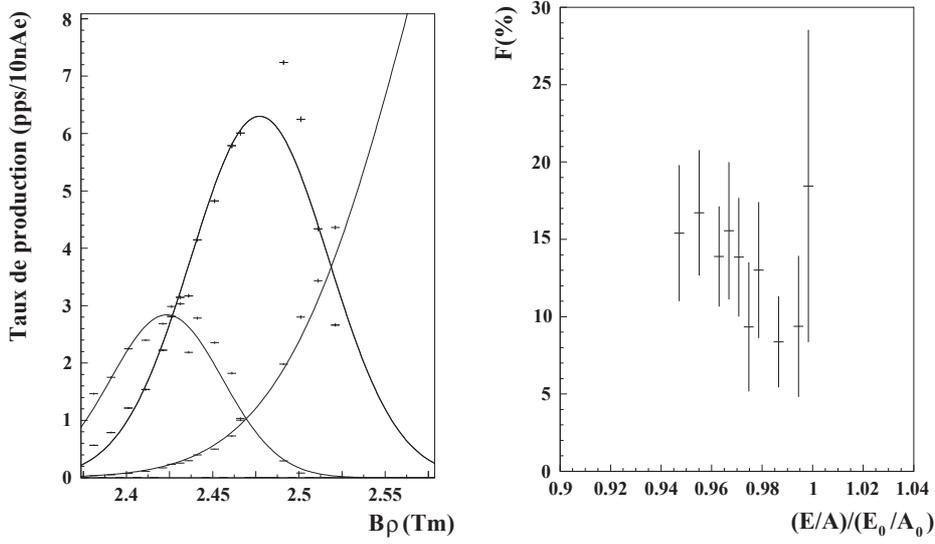


Figure 5.13: Distributions en moment pour les noyaux $^{85}\text{Y}^{39+}$, $^{85}\text{Y}^{38+}$ et $^{85}\text{Y}^{37+}$ sur la figure a), lissées par une fonction gaussienne, et taux de production d'isomères F sur la figure b). Dans ce noyau, le spin de l'état isomère est un $5/2^-$ et son énergie d'excitation est de 266.30 keV. L'état fondamental ayant un spin $1/2^-$.

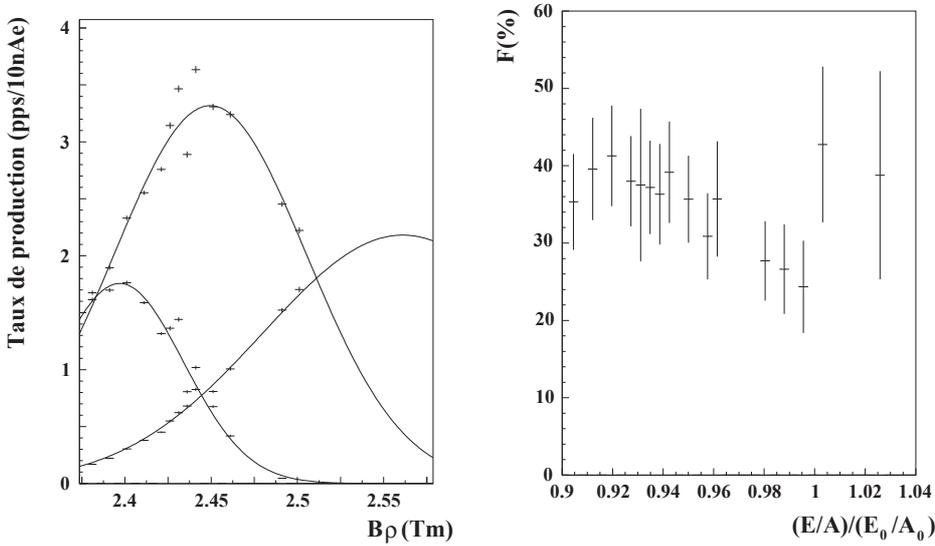


Figure 5.14: Distributions en moment pour les noyaux $^{80}\text{Rb}^{37+}$, $^{80}\text{Rb}^{36+}$ et $^{80}\text{Rb}^{35+}$ sur la figure a), lissées par une fonction gaussienne, et taux de production d'isomères F sur la figure b). Dans ce noyau, le spin de l'état isomère est un 6^+ et son énergie d'excitation est de 494.4 keV. L'état fondamental ayant un spin 1^+ .

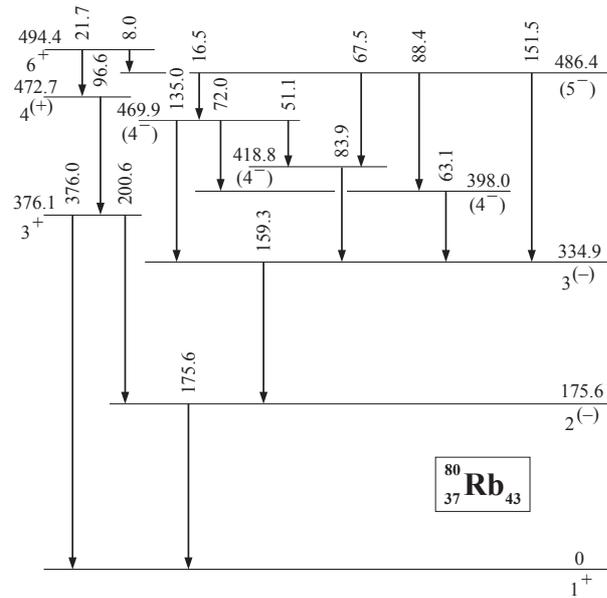


Figure 5.15: Schéma de niveau relatif à la décroissance du ^{80m}Rb .

et $I(E_{\text{transition}}=21.7 \text{ keV})=44(5)$.

Les coefficients de conversion interne sont 1.82×10^{-2} , 8.4×10^{-3} , 1.24×10^{-2} et 4.19×10^{-2} pour les γ d'énergie 175.6 keV, 376.0 keV, 200.6 keV et 159.3 keV respectivement. Pour les transitions provenant de l'état isomère, les coefficients de conversion interne sont $\alpha_K=99.6$ et $\alpha_{\text{tot}}=240$ pour la transition d'énergie 21.7 keV, et $\alpha_{\text{tot}}=17.7$ alors que la conversion d'un électron se trouvant dans la couche K est énergétiquement impossible. Comme il y a compétition entre deux γ d'énergies et de multipolarités différentes pour la décroissance de l'état isomère, les temps choisis pour différents états de charge sont les temps les plus courts entre les deux voies de désexcitation.

- Sur la figure 5.16a) sont représentées les distributions en moment du ^{73}As pour les états de charge 33+ et 32+. Et sur la figure 5.16b) est représenté le taux de production F de l'isomère que possède ce noyau.

La transition de l'état isomère vers l'état fondamental se fait via une cascade de trois γ dont les énergies sont 360.80 keV, 428.3 keV et 67.03 keV dont les multipolarités de ces transitions sont de type M2, E3 et M1+E2 respectivement. Le calcul du taux de population de l'état isomère a été fait avec le γ d'énergie 360.80 keV. Les coefficients de conversion interne sont $\alpha_K=1.19 \times 10^{-2}$ et $\alpha_{\text{tot}}=1.33 \times 10^{-2}$ et le taux de peuplement P_i est 0.9992.

- Sur la figure 5.17a) sont représentées les distributions en moment du ^{69}Ge pour les états de charge 32+, 31+ et 30+. Et sur la figure 5.17b) est représenté le taux de production F de l'isomère que possède ce noyau.

La transition de l'état isomère vers l'état fondamental se fait via l'émission

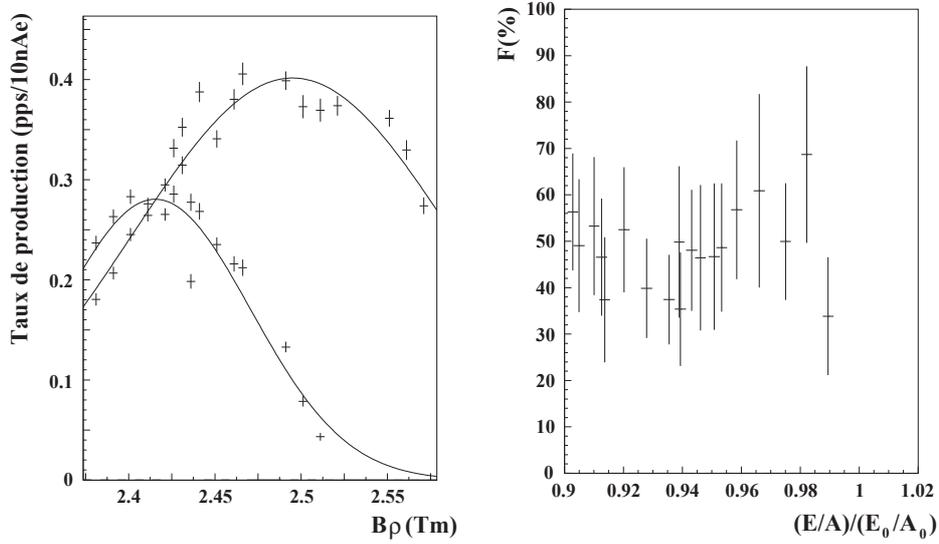


Figure 5.16: Distributions en moment pour les noyaux $^{73}\text{As}^{33+}$ et $^{73}\text{As}^{32+}$ sur la figure a), lissées par une fonction gaussienne, et taux de production d'isomères F sur la figure b). Dans ce noyau, le spin de l'état isomère est un $9/2^+$ et son énergie d'excitation est de 427.76 keV. L'état fondamental ayant un spin $3/2^-$.

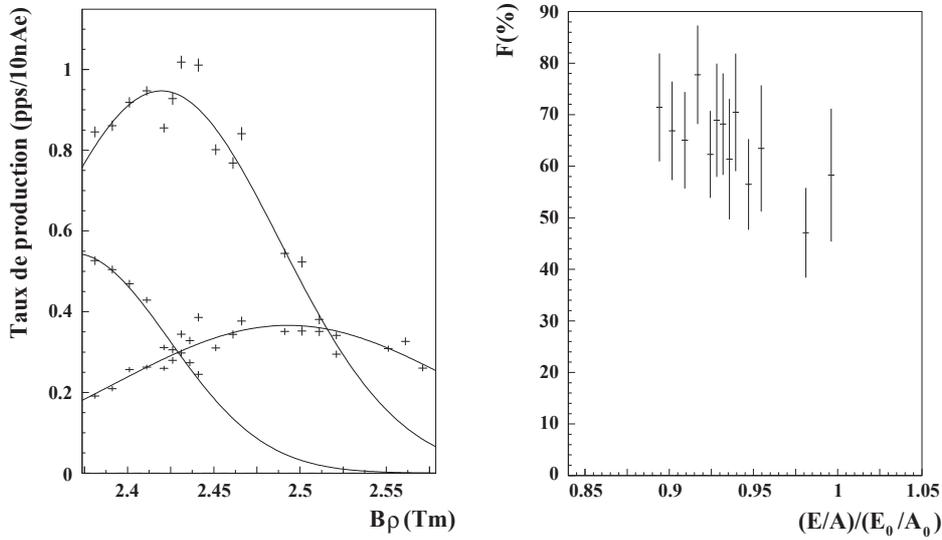


Figure 5.17: Distributions en moment pour les noyaux $^{69}\text{Ge}^{32+}$, $^{69}\text{Ge}^{31+}$ et $^{69}\text{Ge}^{30+}$ sur la figure a), lissées par une fonction gaussienne, et taux de production d'isomères F sur la figure b). Dans ce noyau, le spin de l'état isomère est un $9/2^+$ et son énergie d'excitation est de 397.95 keV. L'état fondamental ayant un spin $5/2^-$.

d'un seul γ d'énergie 397.95 keV et la multipolarité de cette transition étant une M2. Pour cette transition, les coefficients de conversion interne sont $\alpha_K=7.92\times 10^{-3}$ et $\alpha_{tot}=8.83\times 10^{-3}$.

5.6 Interprétation

Les graphes précédents montrent clairement une forte dépendance de la vitesse du fragment en fonction du taux de production d'isomères F, avec un extremum pour les vitesses proches de celle du projectile, lorsque le fragment produit est proche du projectile. Cette dépendance devient de moins en moins prononcée, jusqu'à devenir inexistante, lorsque les fragments s'éloignent du projectile.

On remarque en effet que la différence entre la valeur minimum et la valeur maximum de F, il y a un facteur 10 à 20 pour les noyaux proches du projectile comme le ^{92}Tc , le ^{92}Mo , le ^{90}Mo , le ^{91}Nb , le ^{90}Nb et le ^{88}Zr . Ce facteur s'estompe pour le ^{85}Y et le ^{80}Rb et la valeur de F reste constante pour le ^{73}As et le ^{69}Ge . Cet effet suggère que le mécanisme de réaction influence fortement le taux de production d'isomères.

On peut cependant remarquer un comportement très différent pour les noyaux de ^{92m}Tc , représenté sur la figure 5.7b, et de ^{90m1}Nb , représenté sur la figure 5.11b, par rapport aux autres noyaux. En effet, ces deux fragments ont un taux de production d'isomères F maximum, alors que les autres ont un taux de production d'isomères F minimum lorsque la vitesse du fragment est proche de la vitesse du projectile. La compréhension de la différence de transfert de moment angulaire en fonction de la vitesse du fragment peut être obtenue en regardant le comportement des deux états isomères du ^{90}Nb , dont le fondamental a pour spin 8^+ et les deux états isomères ont respectivement un spin 6^+ et 11^- . Les distributions de F pour ces deux états montrent une différence qui est expliquée par la différence de spin de ces états excités par rapport à celui de l'état fondamental. On remarque en effet que si le spin de l'état isomère est plus grand que celui de l'état fondamental on observe un minimum de F lorsque la vitesse du fragment est proche de celle du faisceau, alors que le phénomène inverse est observé lorsque le spin de l'état isomère est inférieur à celui du fondamental. Lors de la réaction, le transfert de moment angulaire et le transfert de vitesse sont reliés. Donc, dans les deux cas cités précédemment, le moment angulaire transféré est attendu pour avoir une valeur minimum lorsque la vitesse du fragment est proche de la vitesse du projectile, ce qui explique la différence de peuplement des deux états.

En résumé, lors de la production du fragment, le moment angulaire transféré est plus petit lorsque la vitesse du fragment est proche de celle du faisceau, ce qui favorise donc le peuplement des états de bas spin, et inversement, lorsque la vitesse du fragment est différente de celle du projectile, le peuplement des états de haut spin est favorisé. Il existe cependant une saturation du transfert de moment

angulaire lors de la réaction, ce qui conduit à un palier dans le peuplement des états de spin élevé.

5.7 Conclusion

Les résultats obtenus lors de ce travail ont prouvé qu'il y avait une forte influence du transfert initial de moment angulaire sur la probabilité de peupler les états isomères des noyaux produits aux énergies intermédiaires. Les effets de la structure des noyaux et du type de mécanisme de réaction ont clairement été observés. Une description quantitative du taux de production d'isomères F requiert le développement de modèles de réactions nucléaires aux énergies intermédiaires.

Noyau	J^π état isomère	F	Taux de peuplement $J \geq J_{isomere}$
^{92}Tc	4+	14.0(12)	
^{92}Mo	8+	17.3(34)	
^{90}Mo	8+	36.8(61)	9.6×10^{-4}
^{91}Nb	17/2-	20.7(63)	1.9×10^{-7}
^{90m1}Nb	6+	9.2(16)	98.3*
^{90m2}Nb	11-	13.0(27)	2.7×10^{-6}
^{88m}Zr	8+	48.8(57)	2.9
^{85m}Y	5/2-	11.5(16)	77.9
^{80m}Rb	6+	35.5(37)	48.2
^{73m}As	9/2+	52.3(55)	75.0
^{69m}Ge	9/2+	64.9(52)	78.2

Tableau 5.6: Calcul du taux de peuplement des états de spin plus élevé que celui de l'état isomère, excepté pour le ^{90m1}Nb (*) où le taux de peuplement des états de plus bas spin a été calculé.

Dans le tableau 5.6 est représenté pour chaque isomère observé lors de cette expérience le calcul du taux de peuplement des états de spin plus élevé que le spin de l'isomère.

On remarque dans ce tableau que les calculs pour les noyaux proches du projectile ne reproduisent pas les valeurs expérimentales du taux de production d'isomères. Ceci peut s'expliquer de part le fait que plusieurs types de mécanisme de réaction peuvent être mis en jeu. En effet, pour les noyaux très proches du projectile, nous avons affaire à des collisions très périphériques où des réactions de transfert peuvent avoir lieu. De plus, le modèle utilisé étant un modèle statistique,

il faut que la réaction soit suffisamment collective pour pouvoir avoir confiance dans les calculs effectués, ce qui n'est pas toujours le cas.

Par contre, le modèle de de Jong (cf paragraphe 2.5.1) reproduit assez bien les données pour les noyaux éloignés du projectile. On observe cependant, comme déjà remarqué dans le chapitre précédent (paragraphe 4.6), une différence logique entre le taux de production de l'état isomère et le taux de peuplement des états de plus haut spin, qui est due aux différentes possibilités de décroissance de ces états.

La combinaison de ces deux paramètres implique que le taux de peuplement d'un état excité (isomère ou non) dépend à la fois de la structure du noyau et du type de mécanisme de réaction qui a conduit à la production de ce noyau.

De plus, lors de l'analyse des données, nous avons mis en évidence les rapports d'embranchement des transitions provenant de la décroissance du ^{80}Rb . Ces intensités relatives sont :

$$\begin{aligned} I(E_{\text{transition}}=8.0 \text{ keV}) &= 100(10) \\ \text{et } I(E_{\text{transition}}=21.7 \text{ keV}) &= 44(5). \end{aligned}$$

Chapitre 6

Conclusion

Dans la première partie de ce travail, nous avons observé et étudié pour la première fois des états isomères situés dans la région des noyaux riches en neutrons compris entre le potassium ($Z=19$) et le gallium ($Z=31$). Dans la deuxième partie, nous avons étudié le peuplement des états excités en fonction du type de mécanisme de réaction.

Tout d'abord, l'expérience réalisée par fragmentation d'un projectile de ^{86}Kr nous a permis de mettre en évidence l'existence de 10 nouveaux états isomères de courte durée de vie dans les noyaux très riches en neutrons. Ces nouveaux états viennent s'ajouter aux 13 observés et étudiés pour la première fois lors d'une expérience réalisée en 1996 [GRZ98]. Ces études ont pu être menées à bien grâce à la mise en place d'un système de détection très performant conciliant une efficacité importante de détection des rayonnements γ et un temps de vol des fragments minimum, depuis la cible de production jusqu'à leur implantation. Nous avons observé pour la première fois un état isomère de spin 8^+ dans le ^{78}Zn . Ce résultat représente l'étude spectroscopique la plus proche du noyau doublement magique de ^{78}Ni . Après comparaison des énergies de transition mesurées et de la valeur du $B(E2)$ avec les calculs de type modèle en couches, les premières informations spectroscopiques dans la région du ^{78}Ni ont été déduites. Ces calculs décrivent correctement les caractéristiques observées en prenant la charge de polarisation standard en protons et en neutrons de 0.5e. Ce résultat indique la persistance des fermetures de couches $N=50$ et $Z=28$ dans cette région. Les calculs modèles en couches pour les noyaux étudiés lors de cette expérience, sont difficilement réalisables. Il est en effet nécessaire de prendre un espace de valence très important, et de plus, il faut avoir des interactions adaptées pour cette région de masse. Dans un avenir proche, il est possible que les états isomères observés et étudiés nous apportent des informations supplémentaires concernant l'existence d'une région de déformation autour du ^{60}Cr [SOR99].

Ensuite, pour étudier le peuplement des états excités du noyau, une expérience a été réalisée en utilisant les fragments produits par un faisceau de ^{92}Mo . Nous avons mené cette étude aussi bien pour les noyaux proches du projectile que pour ceux qui lui en sont éloignés. Pour ce faire, nous avons observé le taux de production des noyaux dans leur état isomère en fonction de l'énergie du fragment. Les résultats obtenus ont prouvé la forte dépendance du transfert de moment angulaire en fonction de l'impulsion du fragment pour les noyaux proches du projectile. Nous avons en effet observé que le moment angulaire transféré lors de la réaction est minimum lorsque l'énergie (ou la vitesse) du fragment est proche de celle du projectile, ce qui favorise le peuplement des états de bas spin. Ce transfert est maximum, avec un point de saturation, lorsque l'énergie (ou la vitesse) du fragment est éloignée de celle du projectile, ce qui favorise le peuplement des états de haut spin. Nous avons aussi observé que cet effet s'estompe jusqu'à devenir inexistant lorsque les fragments produits s'éloignent du

projectile. L'interprétation est que les fragments produits proches du projectile conservent la mémoire de la réaction, alors que les fragments plus éloignés n'en gardent aucun souvenir. Cette suggestion revient à utiliser la notion de violence de la réaction. Il est en effet possible de considérer en première approximation que lorsque un petit nombre de nucléons du projectile sont abrasés, le système n'est pas trop perturbé. Puisque dans ce modèle, pendant la réaction, le transfert de moment angulaire et l'énergie du fragment sont corrélés, il est logique qu'à la sortie de la cible mince on retrouve cette corrélation. Le système est de plus en plus perturbé lorsque de plus en plus de nucléons sont abrasés. Par conséquent, l'effet observé diminue jusqu'à devenir inexistant lorsqu'on s'éloigne du projectile. Il serait intéressant, dans l'avenir, de développer un modèle capable de décrire les phénomènes observés lors de cette expérience. Pour ce faire, il faudrait réussir à corréler les transferts de moment angulaire et d'impulsion pendant la réaction.

Dans les modèles de Asahi [ASA91] et de Okuno [OKU94], les caractéristiques du taux de production d'isomères observées sont liées à l'existence d'un alignement et d'une polarisation du fragment produit. Ce qui suggère, dans l'avenir, la possibilité de réaliser la mesure du spin, des moments quadripolaires et magnétiques des états isomères pour les noyaux loin de la stabilité. Afin de mieux comprendre l'alignement et la polarisation des fragments produits, une expérience [PRO99] sera effectuée prochainement au GANIL où la technique "Level Mixing Resonance" (LMR) [NEY94] sera utilisée sur plusieurs noyaux dont les moments magnétiques et quadripolaires sont connus afin d'obtenir des informations sur l'orientation des spins. Ces informations nous donneront la possibilité de produire des faisceaux secondaires d'isomères, alignés et polarisés ayant une grande pureté.

Nous avons adapté le modèle de de Jong [JON97], qui est un modèle de transfert de moment angulaire lors de la réaction de fragmentation du projectile, aux énergies intermédiaires. Les résultats obtenus, sont en accord avec l'expérience pour des noyaux suffisamment éloignés du projectile. Nous avons utilisé ce modèle pour décrire le taux de production d'isomères. Il est cependant clair que le transfert de moment angulaire et le taux de production d'isomères ne sont pas identiques, et que la différence entre ces deux observables dépend fortement de la structure du noyau dans lequel se trouve l'état isomère. L'utilisation d'un tel modèle est cependant acceptable si l'on souhaite avoir une idée sur ce taux de peuplement. Ce modèle est utile pour les expériences de spectroscopie en ligne où la détection des décroissances des états excités est réalisée directement en sortie de la cible [LOP99]. Il est en effet important d'avoir un pouvoir de prédiction sur le taux de peuplement des états excités. Cette connaissance est aussi importante pour aider à en déduire le spin de l'état excité observé. Le pouvoir prédictif de ce taux de peuplement est également important lors de la production de faisceaux secondaires, comme par exemple avec SPIRAL (Système de Production

d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne). Si ce faisceau est composé d'un mélange de noyaux dans leur état fondamental et dans leur état excité de long temps de vie, la physique faite avec ce genre de faisceau ne sera pas toujours conclusive si on ne connaît pas les proportions des noyaux produits dans les deux états. La connaissance de cette proportion est aussi importante lors des mesures de masses des noyaux. Toutes ces raisons justifient largement les études menées dans ce domaine.

En conclusion, ce travail a apporté des informations supplémentaires sur la structure des noyaux riches en neutrons dans la région $19 \leq Z \leq 31$, et nous a donné une meilleure compréhension du transfert de moment angulaire lors de la réaction nucléaire. Un lien a pu être établi entre le mécanisme de réaction et la structure du noyau. Les états isomères ont permis d'avoir des informations sur le rôle du mécanisme de réaction dans le peuplement des états excités du noyau.

Annexe A

Comparaison des résultats avec le modèle de de Jong

Dans cette annexe sont représentées les comparaisons entre le calcul de transfert de moment angulaire par le modèle de de Jong (cf paragraphe 2.5.1) et le taux de peuplement de l'état isomère F.

Dans le tableau A.1 sont décrits les résultats [CHA99] trouvés par fragmentation d'un faisceau de ^{92}Mo à 60 MeV/u sur une cible de Ni d'épaisseur comprise entre 60 et 100 μm .

Fragment produit	J^π isomère	J^π fondamental	Energie de l'isomère (en keV)	F (en %)	Peuplement $J \geq J_{\text{isomere}}$ (en %)
^{84}Nb	5^-	3^+	338	80(24)	46.9
^{80}Y	2^+	4^-	312	10.4(8)	9.9*
^{76}Rb	4^+	1^-	316.93	26.7(4)	76.4
^{73}Kr	$9/2^+$	$5/2^-$	434	72(19)	75.0
^{71}Se	$9/2^+$	$5/2^-$	260.48	36.8(15)	76.8
^{69}Se	$9/2^+$	$3/2^-$	573.9	54.5(20)	78.2
^{67}Ge	$9/2^+$	$1/2^-$	751.7	60.4(26)	79.5

Tableau A.1: Comparaison entre le calcul du taux de peuplement des états de spin plus élevé que celui de l'état isomère (sauf pour le ^{80}Y (*) où le taux de peuplement des états de plus bas spin a été calculé) et le taux de production de l'état isomère. Sont représentés pour chaque noyau le spin de l'état isomère, le spin de l'état fondamental et l'énergie d'excitation de l'état isomère.

Les résultats obtenus par le calcul sont en accord avec le taux de peuplement de l'état isomère F, excepté pour le ^{84}Nb . Le fait que les valeurs calculées soient supérieures à F est dû à la structure du noyau comme expliqué dans les chapitres 4 et 5.

Dans le tableau A.2 sont décrits les résultats [GRZ95] trouvés par fragmentation d'un faisceau de ^{112}Sn à 58 MeV/u sur une cible de Ni d'épaisseur 90 μm .

On remarque que dans l'ensemble les valeurs calculées pour le transfert de moment angulaire sont assez satisfaisantes. En effet, les valeurs expérimentales du taux de production d'isomères F sont bien reproduites pour les masses comprises entre $A=66$ et $A=100$. Les noyaux produits dans cette région sont issus d'une réaction de fragmentation pure, alors que pour les masses plus élevées il y a un mélange entre différents types de réaction tels que le transfert de nucléons ou les échanges de charge. Pour les masses plus petites, il y a aussi mélange entre la fragmentation du projectile et la fragmentation de la cible, ce qui explique un taux de production d'isomères assez faible.

Fragment produit	J^π isomère	J^π fondamental	Energie de l'isomère (en keV)	F (en %)	Peuplement $J \geq J_{isomere}$ (en %)
^{105}Cd	21/2 ⁺	5/2 ⁺	2517	11(1)	4.9
^{100}Rh	7 ⁺	1 ⁻	112	35(10)	43.2
^{96}Pd	8 ⁺	0 ⁺	2531	38(6)	43.6
^{94}Ru	8 ⁺	0 ⁺	2645	26(5)	47.3
^{94}Mo	8 ⁺	0 ⁺	2956	49(12)	47.3
^{93}Ru	21/2 ⁺	9/2 ⁺	2083	23(2)	30.2
^{93}Tc	17/2 ⁻	9/2 ⁺	2185	29(4)	44.9
^{92}Tc	4 ⁺	8 ⁺	270	3.3(4)	17.3*
^{92}Mo	8 ⁺	0 ⁺	2761	22(2)	50.5
^{92}Nb	11 ⁻	7 ⁺	2203	22(5)	28.6
^{91}Nb	17/2 ⁻	9/2 ⁺	2034	32(3)	48.0
^{90}Mo	8 ⁺	0 ⁺	2875	50(3)	53.3
^{90}Nb	11 ⁻	8 ⁺	1880	15(1)	31.5
^{90}Zr	8 ⁺	0 ⁺	3589	54(9)	53.3
^{88}Zr	8 ⁺	0 ⁺	2888	58(2)	55.7
^{86}Sr	8 ⁺	0 ⁺	2956	49(7)	57.8
^{85}Y	5/2 ⁻	1/2 ⁻	266	9.3(10)	93.8
					10.4 ^a
^{85}Rb	9/2 ⁺	5/2 ⁻	514	50(23)	83.3
^{82}Y	6 ⁺	1 ⁺	508	16(6)	75.2
^{82}Y	4 ⁻	1 ⁺	403	38(14)	87.3
^{81}Sr	5/2 ⁻	5/2 ⁻	79	3.2(11)	94.4
					4.3 ^b
^{80}Rb	6 ⁺	1 ⁺	561	20(1)	76.3
^{76}Rb	4 ⁺	1 ⁻	317	35(10)	88.9
^{73}As	9/2 ⁺	3/2 ⁻	427	36(2)	87.1
^{71}Se	9/2 ⁺	5/2 ⁻	260	17(4)	87.5
^{69}Ge	9/2 ⁺	5/2 ⁻	398	52(2)	87.9
^{67}Ge	9/2 ⁺	1/2 ⁻	752	88(15)	88.2
^{67}Zn	9/2 ⁺	5/2 ⁻	604	68(7)	88.2
^{66}Ga	7 ⁻	0 ⁺	1464	74(22)	75.6
^{66}Cu	6 ⁻	1 ⁺	1154	40(6)	81.1
^{63}Ni	5/2 ⁻	1/2 ⁻	87	22(8)	95.9
^{54}Fe	10 ⁺	0 ⁺	6527	18(2)	61.6
^{43}Sc	19/2 ⁻	7/2 ⁻	3123	15(14)	66.4
^{22}Na	1 ⁺	3 ⁺	583	18(3)	4.7*
^{18}F	5 ⁺	1 ⁺	1121	25(5)	88.6

Tableau A.2: Comparaison entre le calcul du taux de peuplement des états de spin plus élevé que celui de l'état isomère (sauf pour les (*) où le taux de peuplement des états de plus bas spin a été calculé) et le taux de production de l'état isomère. Sont représentés pour chaque noyau le spin de l'état isomère, le spin de l'état fondamental et l'énergie d'excitation de l'état isomère. Le calcul ^a a été fait pour $5/2 \leq \text{peuplement} \leq 9/2$, et le ^b a été fait pour $5/2 \leq \text{peuplement} \leq 7/2$.

Concernant le ^{85}Y (^a) et le ^{81}Sr (^b), le calcul du peuplement des états de spin supérieur à l'état isomère n'est pas en accord avec la production d'isomères F. Ce désaccord peut s'expliquer grâce à la structure de ces noyaux. En effet, pour le ^{85}Y , un état de spin $9/2^+$ est placé entre l'état isomère et l'état fondamental. Ce placement implique que les états d'énergie et de spin supérieurs à $9/2^+$ peupleront l'état de plus basse énergie de spin $9/2^+$ et non pas l'état dont le spin est $5/2^-$. Le calcul ^a a donc été effectué pour un peuplement des états dont les spins sont compris entre $5/2$ et $9/2$. Le résultat obtenu est en accord avec F. Pour le ^{81}Sr , la situation est un peu différente. Un état isomère de spin $7/2^+$ et de temps de vie $6.4 \mu\text{s}$ est placé juste au-dessus de l'état isomère qui nous intéresse. Ce deuxième état isomère bloque par conséquent le peuplement de l'état isomère de spin $5/2^-$. Le calcul a donc été effectué pour un peuplement des états dont les spins sont compris entre $5/2$ et $7/2$. Le résultat obtenu est en accord avec F.

En appliquant le raisonnement fait pour le ^{85}Y à l'expérience décrite dans le chapitre 5, on obtient un taux de peuplement de 28.6% pour l'état de spin compris entre $5/2$ et $9/2$. Ce résultat est en accord avec $F=11.5\%$.

En conclusion, le modèle de de Jong reproduit assez bien le taux de production d'isomères F pour les noyaux produits par fragmentation du projectile. Pour ce faire, il ne faut pas que le noyau soit très proche ni très éloigné du projectile. Il a été vu dans le chapitre 5 qu'il fallait que le fragment ait au moins 5 à 6 nucléons de moins que le projectile afin de considérer que la réaction soit purement une réaction de fragmentation. De même, pour les noyaux très légers, il ne faut pas qu'il y ait d'ambiguïté sur le type de mécanisme de réaction lors de leur production.

Bibliographie

- [AHL80] S.P.Ahlen, Rev. Mod. Phys. **52**, 121 (1980)
- [AHL82] S.P.Ahlen, Phys. Rev. **A25**, 1856 (1982)
- [ANN87] R.Anne et al., Nucl. Instr. and Meth. **A257**, 215 (1987)
- [ASA91] K.Asahi et al., Phys. Rev. **C43**, 456 (1991)
- [BAG92] C.M.Baglin, Nucl.Data Sheets **66**, 347 (1992)
- [BAZ87] D.Bazin, Thèse GANIL T.87-01 Université de Caen (1987)
- [BER97] M.Bernas et al., Phys. Lett. **B415**, 111 (1997)
- [BHA89] M.R.Bhat, Nucl. Data Sheets **58**, 1 (1989)
- [BIA89] L.Bianchi et al., Nucl. Instr. and Meth. **A276**, 509 (1989)
- [BRO88] B.A.Brown, W.A.Richter, R.E.Julies et B.H.Wildenthal, Annals of Phys. **182**, 191 (1988)
- [BRO97] E.Browne, Nucl. Data Sheets **82**, 379 (1997)
- [BST] D.Bazin, O.Sorlin et O.B.Tarasov, <http://www.ganil.fr/lise/prog.HTML>
- [BW52] J.M.Blatt et V.F.Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, John Wiley and Sons, New York (1952)
- [CAU96] E.Caurier, F.Nowacki, A.Poves et J.Retamosa, Phys. Rev. Lett. **77**, 1954 (1996)
- [CHA99] C.Chandler et al., soumis à Phys. Rev. **C** (1999)
- [COH67] S.Cohen et D.Kurath, Nucl. Phys. **101**, 1 (1967)
- [DET79] C.Détraz et al., Phys. Rev. **C19**, 164 (1979)
- [DOR92] J.Döring et al., Phys. Rev. **C46**, R2127 (1992)
- [DUF86] J.P.Dufour et al., Nucl. Instr. and Meth. **A248**, 267 (1986)
- [END79] P.M.Endt, At. Data Nucl. Data Tables **23**, 547 (1979)
- [FRA98] S.Franchoo et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 3100 (1998)
- [GOL74] A.S.Goldhaber, Phys. Lett. **B53**, 306 (1974)
- [GOR97] M.Górska et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 2415 (1997)

- [GRZ95] R.Grzywacz et al., Phys. Lett. **B355**, 439 (1995)
- [GRZ98] R.Grzywacz et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 766 (1998)
- [GUI90] D.Guillemaud-Mueller et al., Phys. Rev. **C41**, 937 (1990)
- [HAN99] M.Hannawald et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 1391 (1999)
- [HEY90] K.L.G. Heyde, The Nuclear Shell Model, ed. Springer-Verlag (1990)
- [HJO95] M.Hjort-Jensen, T.T.S.Kuo et E.Osnes, Phys. Rep. **261**, 125 (1995)
- [ISH98] T.Ishii et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 4100 (1998)
- [JAC72] J.D.Jackson et R.L.McCarthy, Phys. Rev. **B6**, 4131 (1972)
- [JAC87] B.Jackel et al., Nucl. Instr. and Meth. **A261**, 543 (1987)
- [JON97] M.de Jong et al., Nucl. Phys. **A613**, 435 (1997)
- [JOU91] A.Joubert, Proceedings of the 1991 particle accelerator conference Vol **1**, IEEE (1991)
- [KAN95a] J.Kantele, Handbook of Nuclear Spectrometry, ed. 101 (1995)
- [KAN95b] J.Kantele, Handbook of Nuclear Spectrometry, ed. 86 (1995)
- [KURO68] T.T.S.Kuo et G.E.Brown, Nucl. Phys. **A114**, 241 (1968)
- [LEW94] M.Lewitowicz et al., Phys. Lett. **332B**, 20 (1994)
- [LOP99] M.J.Lopez-Jimenez et al., Proceedings of the XXXVII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy), edité par I.Iory, 416 (1999)
- [MAK99] A.Makishima et al., Phys. Rev. **C59**, R2331 (1999)
- [MUE99] W.F.Mueller et al., Proceeding Nuclear Structure 98, Gatlinburg, Tenn., C.Baktash, Ed., p.264 (1999) ; AIP Conf.Proc. 481 (1999)
- [NEY94] G.Neyens et al., Nucl. Instr. and Meth. **A340**, 555 (1994)
- [NNDC93] NNDC Nuclear Structure Analysis Program, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, USA
- [NOW96] F.Nowacki, Thèse CRN 96-7, Université Louis Pasteur, Strasbourg (1996)
- [OKU94] H.Okuno et al., Phys. Lett. **335B**, 29 (1994)
- [PRO94] R.Grzywacz et M.Lewitowicz, Proposition d'expérience, GANIL (1994)
- [PRO99] J.M.Daugas et G.Neyens, Proposition d'expérience, GANIL (1999)
- [RAB91] S.Rab, Nucl. Data Sheets **63**, 1 (1991)
- [ROS78] F.Rösel et al., Atomic Data and Nuclear Data Table **21**, 91 (1978)
- [SIN92] J.Sinatkas et al., J. Phys. G Nucl. Part. Phys. **18**, 1377 et 1401 (1992)
- [SAK96] H.Sakurai et al., Phys. Rev. **C54**, R2802 (1996)

- [SAR99] F.Sarazin, Thèse GANIL T99-3, Université de Caen/Basse-Normandie (1999)
F.Sarazin et al., article soumis à Phys. Rev. Lett.
- [SCH87] K.H.Schmidt et al., Nucl. Instr. and Meth. **A260**, 287 (1987)
- [SCH93] K.H.Schmidt et al., Phys. Lett. **B300**, 313 (1993)
- [SCH94] W.D.Schmidt-Ott et al., Z. Phys. **A350**, 215 (1994)
- [SOR95] O.Sorlin et al., Nucl. Phys. **A583**, 763c (1995)
- [SOR99] O.Sorlin et al., publié dans Nucl. Phys. **A**, (1999)
- [TAR98] O.B.Tarasov et al., Nucl. Phys. **A629**, 605 (1998)
- [THI75] C.Thibault et al., Phys. Rev. **C12**, 644 (1975)
- [WAR91] E.K.Warburton, Phys. Rev. **C44**, 1024 (1991)
- [WEB] [http ://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant.html3/geantall.html](http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant.html3/geantall.html)
- [WOH80] F.K.Wohn, J.C.Hill et D.A.Lewis, Phys. Rev. **C22**, 2547 (1980)