

# Table de matière

<b>1. Introduction - Sonder la structure nucléaire loin de la stabilité. La fermeture de couches à <math>N=40</math>. Déformation.....</b>	<b>9</b>
<b>1.1. Aperçu expérimental de la région des noyaux riches en neutrons <math>N=40</math>....</b>	<b>11</b>
1.1.1. Systématiques des mesures de masses .....	11
1.1.2. Systématiques des énergies des niveaux excités $2^+$ .....	13
1.1.3. Systématiques des probabilités réduites de transition $B(E2 ; 2^+ \rightarrow 0^+)$ .	14
1.1.4. Régularités des états isomères .....	15
1.1.5. Désintégration $\beta$ .....	16
<b>2. Généralités .....</b>	<b>19</b>
<b>2.1. Modélisation du noyau .....</b>	<b>19</b>
2.1.1. Le modèle en couches.....	21
2.1.2. Modèle en couches déformées de Nilsson.....	25
2.1.3. Méthodes auto-consistantes de type Hartree – Fock .....	28
<b>2.2. Radioactivité des noyaux riches en neutrons et transitions électromagnétiques dans le noyau .....</b>	<b>29</b>
2.2.1. Transitions électromagnétiques .....	29
2.2.2. Conversion interne.....	31
2.2.3. Désintégration $\beta$ .....	32
<b>2.3. Le moment magnétique nucléaire. Définition.....</b>	<b>35</b>
2.3.1. Les valeurs de Schmidt.....	37
2.3.2. L'addition des moments magnétiques .....	39
2.3.3. Facteurs influençant les moments magnétiques .....	40
2.3.3.1. Configuration des particules de valences.....	40
2.3.3.2. Polarisation du cœur .....	40
<b>2.4. Production et sélection des noyaux riches en neutrons .....</b>	<b>41</b>
2.4.1. La fragmentation du projectile .....	41
2.4.2. La production des noyaux radioactifs au GANIL .....	42
2.4.3. Le spectromètre LISE.....	44
2.4.3.1. L'identification des noyaux radioactifs auprès de LISE.....	45
2.4.4. LISE2000.....	47
<b>3. Mesure du facteur gyromagnétique du niveau <math>9/2^+</math> dans le <math>^{61}\text{Fe}</math>.....</b>	<b>49</b>
<b>3.1. Ensembles nucléaires orientés. Définitions.....</b>	<b>49</b>
3.1.1. Propagation de l'orientation .....	52

3.1.2.	Interaction des noyaux orientés avec des champs magnétiques externes	52
3.1.3.	Méthodes de production et d'orientation des noyaux exotiques	53
3.1.4.	Alignement des noyaux par la réaction de fragmentation	55
3.1.5.	Méthodes de mesure des moments magnétiques	56
3.1.6.	Méthode TDPAD	58
3.1.6.1.	Mesure du signe du facteur $g$	60
3.1.6.2.	L'influence des différents facteurs sur l'amplitude des oscillations observées	61
<b>3.2.</b>	<b>Résultats expérimentaux et interprétations</b>	<b>62</b>
3.2.1.	Production des noyaux	64
3.2.2.	Dispositif de détection situé au point focal du spectromètre LISE	69
3.2.2.1.	Identification des fragments	69
3.2.2.2.	Cristal d'implantation et champ magnétique	71
3.2.2.3.	Etalonnage des détecteurs germaniums	72
3.2.2.4.	Etalonnage en temps	73
3.2.3.	Résultats expérimentaux	75
3.2.3.1.	$Fe^{54}$ – noyau étalon	75
3.2.3.2.	$Fe^{61}$	77
3.2.3.3.	$Cr^{59}$	80
3.2.4.	Interprétation des résultats	82
3.2.5.	Conclusions	86

#### **4. Spectroscopie $\gamma$ , $\beta$ et $\beta\gamma$ des noyaux riches en neutrons autour de $N=40$** ..... **89**

<b>4.1.</b>	<b>Procédure expérimentale et dispositif de détection</b>	<b>89</b>
4.1.1.	Calcul du taux de production d'isomères, F	96
4.1.2.	Détermination des intensités des processus radioactifs $\beta\gamma$	97
4.1.3.	Acquisition des données	99
4.1.4.	Détermination des temps de vie, $T_{\beta}$ , des noyaux produits	100
<b>4.2.</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	<b>102</b>
4.2.1.	Les isotopes de Titane	102
4.2.1.1.	$Ti^{59}$	104
4.2.1.2.	$Ti^{60}$	107
4.2.1.3.	$Ti^{61}$	108
4.2.2.	Les isotopes de Vanadium	109
4.2.2.1.	$V^{63}$	110
4.2.3.	Les isotopes de Chrome	111
4.2.4.	Les isotopes de Manganèse	112
4.2.4.1.	$Mn^{67}$	114
4.2.4.2.	$Mn^{68}$	117
4.2.5.	Les isotopes de Fer	117
4.2.6.	Les isotopes de Cobalt	119
4.2.6.1.	$Co^{70}$	120
4.2.6.2.	$Co^{72}$	121
4.2.7.	Résumé des décroissances $\beta$ des noyaux étudiés	123
4.2.8.	Conclusions	125

<b>5. Discussions .....</b>	<b>127</b>
<b>5.1. L'énergie des états <math>2^+</math> dans les isotopes pairs-pairs de Nickel, Fer et Chrome.....</b>	<b>128</b>
<b>5.2. Facteurs gyromagnétiques des états isomères <math>9/2^+</math> dans les isotopes de Fer, Nickel et Zinc.....</b>	<b>132</b>
<b>6. Conclusions et perspectives.....</b>	<b>135</b>
<b>ANNEXE.....</b>	<b>137</b>
<b>Schémas électroniques des deux expériences décrites dans ce mémoire .....</b>	<b>137</b>
Mesure de facteur gyromagnétique (E384) .....	138
Mesure de la décroissance $\beta$ et $\beta\gamma$ (E243B) .....	140
<b>Bibliographie .....</b>	<b>143</b>



La majorité des isotopes que nous observons dans la nature sont stables ou leur durée de vie est tellement longue qu'ils nous apparaissent stables.

La découverte de la radioactivité artificielle en 1934 par Frédéric et Irène Joliot-Curie a ouvert le chemin de l'étude des noyaux instables aussi bien proches qu'éloignés de la vallée de stabilité  $\beta$ . Les noyaux instables sont les noyaux qui ont un temps de vie mesurable. Ils décroissent en émettant des électrons,  $\beta^-$ , des positrons,  $\beta^+$ , des particules  $\alpha$ , 1 proton ou 2 protons, ou bien par fission spontanée.

Avec le développement des accélérateurs dans les années 30-40, les noyaux stables ou proches de la vallée de stabilité  $\beta$  ont fait le principal sujet d'étude pour la communauté scientifique européenne et outre Atlantique.

L'étude systématique de la structure de ces noyaux a été menée, entre autres, par Maria Goeppert-Mayer [GM49] et, simultanément, par Haxel, Jensen et Suess [Hax49].

Ils ont observé que les noyaux ayant un certain nombre de neutrons et de protons font preuve d'une plus grande stabilité. Les noyaux avec 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 protons ou neutrons sont plus liés que les noyaux voisins. Ces nombres ont été appelés "magiques". Par analogie avec l'idée déjà rependue d'un arrangement des électrons atomiques en couches, ils ont proposé le modèle en couches du noyau.

Dans le modèle proposé par M. Goeppert-Mayer (sur une remarque de Fermi) et Haxel *et al*, le nucléon se déplace à l'intérieur du noyau sous l'influence d'un champ moyen créé par l'ensemble des autres nucléons. Ce champ moyen est constitué d'un potentiel central (puits carré infini ou fini, oscillateur harmonique, Woods-Saxon ou bien d'autres types) auquel s'est avéré nécessaire d'ajouter le potentiel de spin-orbite qui est à l'origine de l'apparition des bons nombres magiques. Poursuivant l'analogie, la surstabilité des noyaux avec des nombres magiques de neutrons ou/et protons est alors associée à une fermeture de couches, comme pour les gaz nobles en physique atomique. La fermeture de couches étant caractérisée par un écart important en énergie entre la dernière orbitale de la couche et l'orbitale qui se trouve juste au-dessus, le système se trouve stabilisé, plus difficilement excitable.

Ainsi, l'idée d'un modèle en couches avec interaction spin-orbite pour décrire les propriétés des noyaux s'est imposée. Nombres d'observables rendent compte de l'existence des nombres magiques, comme par exemple les énergies des états à une particule ou bien les valeurs des moments magnétiques autour d'une fermeture de couche.

Depuis, le développement des techniques expérimentales a permis de produire et d'étudier des noyaux de plus en plus éloignés de la vallée de stabilité  $\beta$ . Ces noyaux

portent le nom générique de "noyaux exotiques". Le terme de "noyau exotique" a évolué avec le temps. Les noyaux difficiles à produire il y a 50 ans ne le sont plus de nos jours. L'étude de l'évolution de la structure des noyaux aux limites de leur existence en tant que systèmes liés est un sujet qui occupe une grande partie de la communauté des physiciens nucléaires.

Un débat qui fait couler beaucoup d'encre autour des noyaux très riches en neutrons est le réarrangement des orbitales nucléaires dans des couches fermées conduisant à d'autres nombres "magiques" que ceux connus à partir de la structure de noyaux stables. La surface des noyaux avec un grand excès de neutron est prédite plus diffuse [Dob94]. Ceci conduit à ce que l'interaction spin-orbite s'affaiblit ce qui fait que les partenaires de spin-orbite (comme  $f_{7/2}$ - $f_{5/2}$  ou  $g_{9/2}$ - $g_{7/2}$ ) se repousseront moins. Ainsi, les orbitales peuvent se réarranger pour former d'autres couches nucléaires magiques.

A présent, la physique nucléaire expérimentale est arrivée à tracer les limites d'existence des noyaux en tant que systèmes liés par l'interaction forte pour les noyaux déficients en neutrons jusqu'aux environs du Nickel. Au-delà du Nickel, jusqu'au Bismuth, cette limite est aussi connue pour un grand nombre d'isotopes. Cependant, ces limites sont connues pour les noyaux riches en neutrons seulement jusqu'à l'Oxygène ou, peut-être, le Fluor. La production des noyaux très riches en neutrons dans le voisinage de ces limites reste encore un défi pour la physique expérimentale.

La "quête de plus exotique" a mené à la découverte des nouveaux phénomènes nucléaires comme le halo de neutrons ou de protons, la "peau" de neutrons pour les noyaux légers très riches en neutrons, la radioactivité directe de deux protons, les molécules nucléaires etc.

Un autre sujet "chaud" de nos jours est la nucléosynthèse des éléments. L'abondance des éléments dans la nature au-delà du Fer est expliquée par la présence de trois types de processus : la capture lente de neutrons (processus  $s$ ), la capture rapide de neutrons (processus  $r$ ) et la capture rapide de protons (processus  $rp$ ). Les modèles astrophysiques qui essaient de reproduire la nucléosynthèse de ces noyaux ont besoin, entre autres, d'une bonne connaissance des temps de vie  $\beta$ , des temps de capture de neutrons, des masses atomiques des noyaux qui se trouvent sur le chemin de ces processus. Cela implique soit de construire des modèles qui peuvent décrire correctement ces quantités, soit, si possible, de les mesurer directement. Pourtant, il n'est pas possible de mesurer toutes ces quantités mais celles que nous pouvons mesurer sont susceptibles de conduire à l'amélioration des modèles.

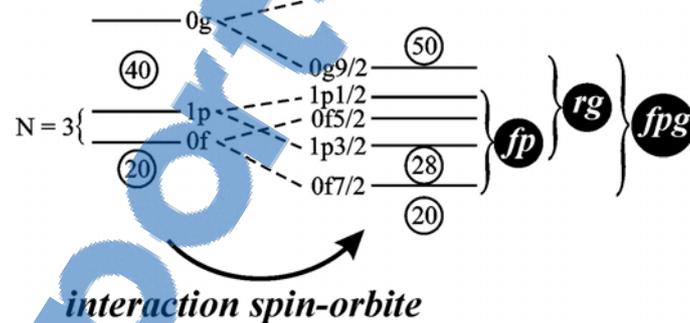
Dans ce travail, nous nous sommes proposés de mesurer les temps de vie  $\beta$  des noyaux très riches en neutrons autour de  $N=40$ . La surabondance du  $^{58}\text{Fe}$  et du  $^{64}\text{Ni}$  ainsi que la sous-abondance du  $^{66}\text{Zn}$  pourraient être expliquées par l'existence des points d'accumulation dans les isotopes du Titane et du Chrome [Sor03c]. La connaissance des temps de vie  $\beta$  et des temps de capture des neutrons pour les noyaux dans cette région de masse est alors cruciale.

La production de ces noyaux et l'étude de la décroissance  $\beta$  donnent aussi accès à la structure à basse énergie des noyaux fils et petits-fils. Ainsi, les modèles nucléaires construits sur les noyaux stables peuvent être testés sur la structure des noyaux exotiques (voir très exotiques).

## 1. Introduction - Sonder la structure nucléaire loin de la stabilité. La fermeture de couches à N=40. Déformation.

La fermeture de sous-couche N=40 prend son origine dans le modèle de l'oscillateur harmonique avec sa fermeture de couches à  $N_{osc}=3$ . Cette fermeture de couche d'oscillateur harmonique disparaît dès qu'on introduit, d'une manière phénoménologique, l'interaction spin-orbite.

L'interaction nucléaire est fortement dépendante de l'interaction spin-orbite. Sous l'influence de cette interaction, les configurations alignées  $g_{9/2}$  ( $l + 1/2$ ) sont abaissées en énergie tandis que celles anti-alignées  $g_{7/2}$  ( $l - 1/2$ ) augmentent en énergie. L'orbitale  $g_{9/2}$  devient une orbitale intruse dans la couche 'fp' ( $1p_{3/2}0f_{5/2}1p_{1/2}$ ) ( $N_{osc}=3$ ) et N=40 n'est plus une fermeture de couches. Par contre, il apparaît une fermeture de la couche à N=50 due à l'abaissement de l'orbitale  $g_{9/2}$ . Ce comportement est schématisé dans la figure 1. Si l'interaction spin-orbite s'affaiblit, cette configuration alignée va monter en énergie renforçant la fermeture de couche à N=40 caractéristique à un potentiel d'oscillateur harmonique.



**Figure 1.** Le rôle de l'interaction spin-orbite dans la structure des niveaux à une particule dans l'espace fp et g. Les définitions de chaque espace de valence que nous mentionnerons par la suite y sont données.

Une autre interaction qui contrôle la fermeture de couches à N=40 est l'interaction proton-neutron qui peut changer l'ordre des orbitales dans l'espace de valence.

Ce phénomène a été expliqué par Otsuka *et al* [Ots01] pour la région autour de  $^{32}\text{Mg}$ . L'interaction nucléon-nucléon peut s'écrire comme le produit scalaire des opérateurs de spin,  $\sigma$ , et d'isospin,  $\tau$ , soit  $V_{\sigma\tau} \propto \sigma \cdot \sigma \tau \cdot \tau$ . Cette interaction est grande pour des processus qui impliquent une inversion du spin ( $\sigma$ ) et de l'isospin ( $\tau$ ) dans le couplage nucléon-nucléon, c'est à dire entre les partenaires de spin-orbite.

Une forte fermeture de couches est caractérisée par :

- ✓ une grande énergie d'excitation à fournir au nucléon pour passer dans la couche supérieure
- ✓ une faible probabilité d'excitation vers la couche supérieure.

En conséquence, nous pourrions parler d'une fermeture de couches à  $N=40$  si la différence en énergie entre la couche  $fp$  et l'orbitale  $g_{9/2}$  est grande et si la probabilité d'exciter des nucléons de  $fp$  vers  $g_{9/2}$  est petite.

Deux arguments jouent en faveur d'une fermeture de couches sphérique à  $N=40$  :

- ✓ Le premier vient du fait que la parité positive de l'orbitale  $g_{9/2}$  interdit des excitations quadrupolaires à partir de la couche  $fp$ , de parité négative, et, en conséquence, les probabilités de transitions  $B(E2)$  seront très réduites.
- ✓ Le deuxième est lié à l'affaiblissement de l'interaction spin-orbite pour les noyaux très riches en neutrons : en effet, la surface des noyaux ayant un très grand excès en neutrons est prédite plus diffuse [Dob94]. Il en résulterait une élévation en énergie de l'orbitale  $g_{9/2}$  vers l'orbitale supérieure ayant pour conséquence l'apparition d'un écart plus important en énergie entre les orbitales à  $N=40$ .

Un exemple du premier point est le cas de  $^{68}\text{Ni}$  [Sor02] dont les données expérimentales seront rappelées plus tard dans ce paragraphe.

D'autres arguments, au contraire, ne jouent pas en faveur d'une fermeture couche sphérique à  $N=40$  :

- ✓ Les corrélations d'appariement entre les orbitales  $f_{5/2}p_{1/2}$  et  $g_{9/2}$  conduisent à une apparente superfluidité des noyaux, car les neutrons sont 'attirés' par la présence de l'orbitale  $g_{9/2}$  [Sor02]. Le saut en énergie à  $N = 40$  estimé à partir de la structure à basse énergie de  $^{68}\text{Ni}$  est très proche de la valeur de l'énergie d'appariement,  $\Delta$ , de deux nucléons dans l'orbitale  $g_{9/2}$  qui est environ 2 MeV [Mue99]. Les fermetures de couches à  $N=20$  et 28 ont des écarts en énergie d'environ 3 MeV, ce qui est bien au-delà de  $\Delta$ .

Plus particulièrement pour les isotopes de Nickel, la contribution de l'orbitale  $g_{9/2}$  à la probabilité de transition  $B(E2)$  est prédite par le modèle en couches avec un maximum pour le  $^{68}\text{Ni}$ , la valeur moyenne d'occupation de cette orbitale (au-delà de l'occupation normale) étant  $\langle n_{g_{9/2}} \rangle = 1.19$  [Sor02] pour le  $^{68}\text{Ni}$ . Pour comparaison,  $\langle n_{g_{9/2}} \rangle$  est de 0.67 pour le  $^{66}\text{Ni}$  et de 0.73 pour le  $^{70}\text{Ni}$ . Ce même modèle reproduit bien les valeurs expérimentales des  $B(E2)$  mesurées pour les isotopes de Ni riches en neutrons.

- ✓ L'interaction spin-isospin,  $V_{\sigma\tau}$ , est responsable de la forte attraction entre les orbitales  $\pi f_{7/2} \nu f_{5/2}$ . En réduisant le nombre des protons dans  $f_{7/2}$ , la force de cette interaction sera réduite, ayant comme résultat un gain en énergie de l'orbitale  $f_{5/2}$  et la réduction de l'écart entre la couche  $fp$  et  $g_{9/2}$ . Cet effet devrait être important pour les isotopes du Fer, Chrome ou Titane.

Il est alors possible que les noyaux préfèrent se déformer pour minimiser leur énergie potentielle. Le fort abaissement du côté "prolate" des orbitales de Nilsson 1/2[440] et 3/2[431] et du côté "oblate" des orbitales de Nilsson 7/2[413] et 9/2[404] augmente la probabilité d'occupation de ces orbitales "intruses" pour des noyaux déformés. Un

exemple expérimental est donné par la mesure de l'énergie du premier état  $2^+$  de  $^{66}\text{Fe}$  par Hannawald *et al* [Han99]. Cette énergie mesurée de 574 keV permet d'en déduire une déformation  $\beta_2 \approx 0.26$ .

Pour sonder le comportement des orbitales à une particule à  $N=40$ , il faut isoler des noyaux ayant un nombre de neutrons 40 et qui aient des couches fermées en protons :  $^{68}\text{Ni}$  ( $Z=28, N=40$ ) et  $^{80}\text{Zr}$  ( $Z=N=40$ ).

Dans le cas de  $^{80}\text{Zr}$ , la mesure des énergies des niveaux  $2^+$  et  $4^+$  indique une très grande déformation ( $\beta_2 \approx 0.4$ ) de ce noyau et le rapport  $E(4^+)/E(2^+) \approx 2.85$  est similaire à celui d'un rotor rigide. En conséquence, on ne peut pas parler d'une fermeture de couches sphérique à  $N=Z=40$ . Le noyau de  $^{68}\text{Ni}$  sera présenté plus en détail dans le paragraphe suivant.

L'étude des noyaux riches en neutrons ( $Z=20-28$ ), en dessous de  $^{68}\text{Ni}$ , est très intéressante. L'orbitale de valence  $g_{9/2}$  joue un rôle important dans cette région avec des effets multiples qui agissent pour ou contre une fermeture de couches sphérique à  $N=40$  et qui motivent l'étude de cette région. Les propriétés de ces noyaux liées à la problématique  $N=40$  sont passées en revue dans la suite de ce chapitre.

### ***1.1. Aperçu expérimental de la région des noyaux riches en neutrons $N=40$***

Les propriétés des noyaux peuvent être appréhendées à partir d'observables expérimentales mesurées sur différentes chaînes isotopiques. C'est en particulier le cas des masses, des énergies des premiers niveaux  $2^+$  des noyaux pairs-pairs, des probabilités de transitions réduites  $B(E2)$ , de la présence des états isomères ou des caractéristiques de leur désintégration  $\beta$ .

#### ***1.1.1. Systématiques des mesures de masses***

Les mesures expérimentales des masses des noyaux stables ont apporté une des premières preuves sur l'existence des nombres magiques et du bien fondé du modèle en couches avec l'interaction spin-orbite pour les noyaux stables. Une quantité très sensible à la fermeture de couches dans les noyaux est dérivée de ces masses et plus particulièrement des énergies de liaisons de 2 neutrons. La différence des énergies de séparation de deux neutrons,  $\delta_{2n}$ , est définie comme suit :

$$\delta_{2n}(Z, N) = S_{2n}(Z, N+2) - S_{2n}(Z, N)$$

où

$$S_{2n} = B(Z, N) - B(Z, N-2) = [M(Z, N-2) - M(Z, N) + 2m_n]$$

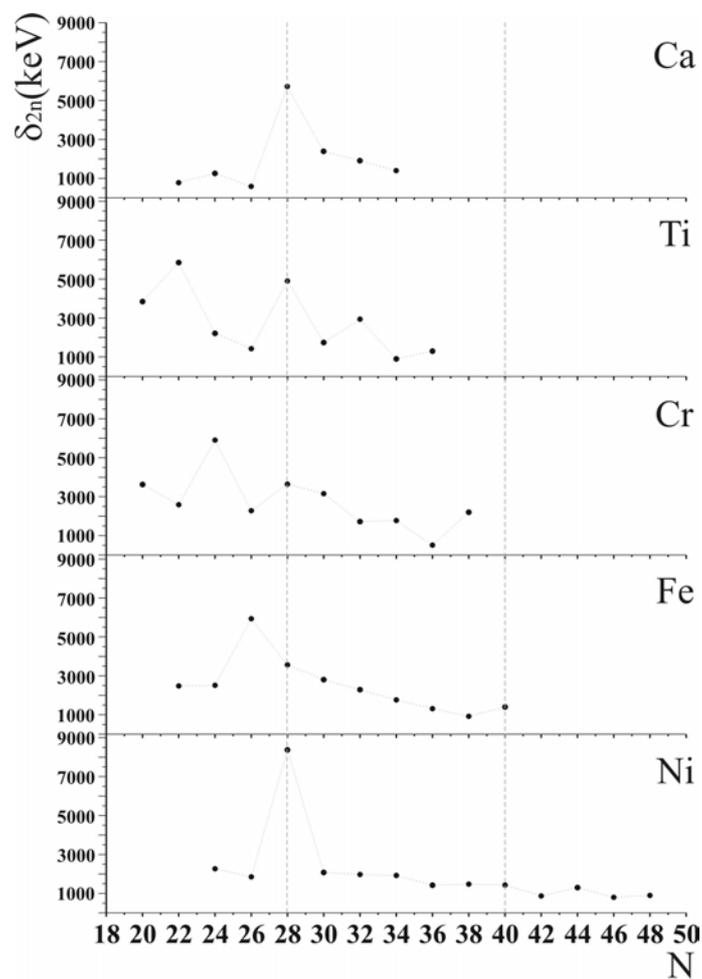
et

$$B(Z, N) = [ZM(^1\text{H}) + Nm_n - M(Z, N)]$$

$B(Z, N)$  est l'énergie de liaison du noyau  $(Z, N)$ ,  $m_n$  est la masse du neutron et  $M(Z, N)$  est la masse atomique du noyau  $(Z, N)$ . Les mesures de masses les plus récentes dans cette région ont été faites par Seifert *et al* [Sei94] en utilisant la mesure du temps de vol des produits de fragmentation et de fission obtenus avec un faisceau de protons de 800 MeV sur une cible de  $^{232}\text{Th}$ .

$\delta_{2n}$  présente un maximum quand les noyaux sont plus liés que leurs voisins. C'est entre autres le cas des noyaux ayant des couches fermées en neutrons et protons. La variation de  $\delta_{2n}$  en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes pairs – pairs est représentée dans la figure 2 pour les éléments du Ca au Ni. Les fermetures de couches des noyaux de  $^{48}\text{Ca}$  et de  $^{56}\text{Ni}$  correspondent bien à des maxima sur ces courbes. Par contre, cette différence des énergies de séparation de 2 neutrons ne présente pas de maximum pour le  $^{68}\text{Ni}$ , indiquant que du point de vue de cette observable il n'y a pas d'évidence de fermeture de couches à  $N=40$ .

Il faut cependant noter que des corrélations quadrupolaires ou octupolaires peuvent induire de grands changements dans les valeurs de  $\delta_{2n}$  car ces valeurs sont calculées à partir des énergies de liaisons de trois noyaux.



**Figure 2.** La double différence des énergies de liaisons des noyaux,  $\delta_{2n}$ , pour les isotopes riches en neutrons de  $Z=22$  à  $Z=28$  (données issues de la compilation des masses d'Audi de 1995 [Aud95]).

Des calculs de modèles algébriques ont montré la dépendance des énergies de liaisons de 2 neutrons avec l'appariement [Isa03]. L'énergie de séparation  $S_{2n}$  est de moins en

moins sensible aux fermetures des (sous)-couches si on permet des corrélations d'appariement, c'est à dire si on permet la transition vers la superfluidité.

### 1.1.2. Systématiques des énergies des niveaux excités $2^+$

Une mesure indirecte de la magicité des noyaux est donnée par les énergies des niveaux excités  $2^+$  et les probabilités de transition réduites  $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$  dans les noyaux pairs-pairs.

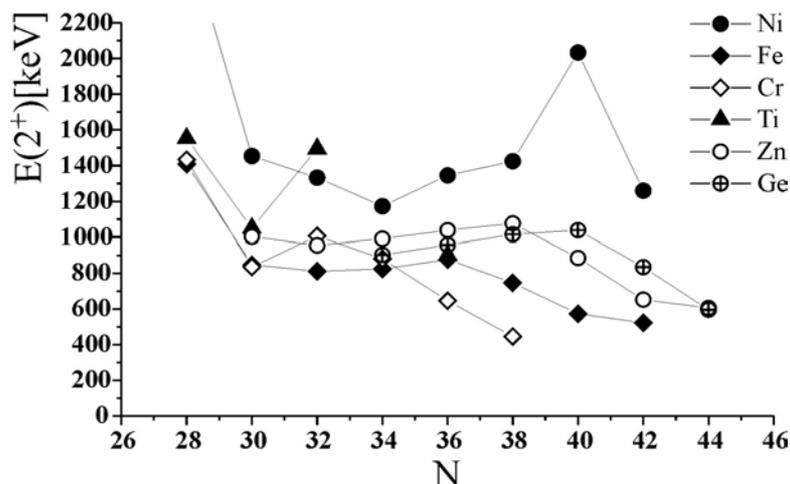
#### Isotopes de Nickel :

La première suggestion d'une fermeture de couches à  $N = 40$  a été faite par la découverte que le premier état excité de  $^{68}\text{Ni}$  est de spin  $0^+$  et d'énergie 1770 keV [Ber84] tandis que le premier état  $2^+$  est situé au dessus à une énergie de 2033 keV [Bro95]. La figure 3 présente l'énergie des niveaux  $2^+$  des isotopes de Ti, Cr, Fe, Ni, Zn et Ge. On y observe que l'énergie de l'état  $2^+$  de  $^{68}\text{Ni}$  est plus de 500 keV au-dessus de celle des états  $2^+$  des isotopes pairs voisins. Dans la chaîne isotopique du Ni, l'énergie  $E(2^+)$  présente deux maxima, l'un pour le  $^{56}\text{Ni}$  ( $N=Z=28$ ) et l'autre pour le  $^{68}\text{Ni}$  ( $N=40$ ,  $Z=28$ ). Entre les deux, les énergies  $E(2^+)$  restent quasiment constantes et égales à l'énergie nécessaire pour coupler 2 nucléons à un spin  $2^+$  dans la couche  $fp$ .

#### Isotopes de Fer, Chrome et Titane :

En enlevant des paires de protons de la couche  $f_{7/2}$ , les énergies des niveaux  $2^+$  dans les isotopes de Fe, Cr et Ti ne présentent plus l'effet de fermeture de couches à  $N=40$ .

Le même type de comportement a été mis en évidence pour les isotopes de Zn et de Ge. A partir de  $N=38$ , les énergies des états  $2^+$  dans ces noyaux diminuent sous l'influence des corrélations d'appariement car le saut en énergie à  $N = 40$  est comparable à l'énergie d'appariement gagnée en promouvant 2 neutrons de la couche  $fp$  dans la couche  $g_{9/2}$ . L'excitation des paires de neutrons dans l'orbitale  $g_{9/2}$  semble induire une légère déformation dans les noyaux de Zn et de Cu [Lee02].



**Figure 3.** Energies du premier niveau  $2^+$  dans les noyaux pair-pair des isotopes de Titane aux isotopes de Germanium (les données sont prises de NNDC)

Dans les isotopes pairs-pairs avec  $Z < 28$ , un abaissement en énergie des niveaux  $2^+$  est aussi observé en s'approchant de  $N=40$ . La diminution plus rapide encore des états  $2^+$  est peut-être une indication que la déformation, si on enlève des protons de  $f_{7/2}$ , augmente plus vite que pour  $Z > 28$ . On a déjà mentionné, au début de ce chapitre, la grande déformation du  $^{66}\text{Fe}$ . Ce comportement peut être qualitativement décrit par l'attraction forte entre les neutrons présents dans l'orbitale  $\nu f_{5/2}$  et les protons dans l'orbitale  $\pi f_{7/2}$  : si on enlève des protons de  $\pi f_{7/2}$ , cette attraction diminue, l'orbitale  $\nu f_{5/2}$  augmente en énergie, elle se rapproche de l'orbitale  $g_{9/2}$  et le saut en énergie à  $N=40$  sera diminué.

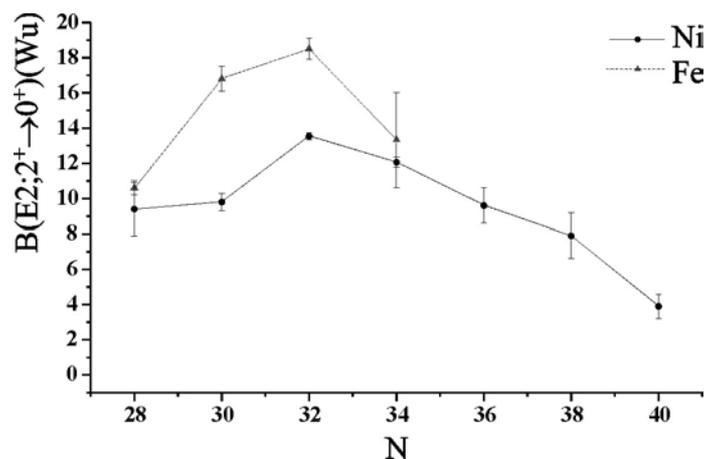
Une preuve expérimentale de l'interaction  $\pi f_{7/2}\nu f_{5/2}$  est l'énergie du premier état  $2^+$  dans le noyau de  $^{52}\text{Ca}$  [Huc85]. Pour  $Z=20$ , l'orbitale  $\pi f_{7/2}$  est vide et, en conséquence, il n'y a plus d'interaction proton-neutron pour abaisser l'orbitale  $\nu f_{5/2}$ . Ainsi, entre  $\nu p_{3/2}$  et  $\nu f_{5/2}$ , c'est à dire à  $N=32$ , il apparaît un écart important en énergie. On peut remarquer que dans la chaîne des isotopes du Cr et du Ti (figure 3), le niveau  $2^+$  augmente légèrement à  $N=32$ .

### 1.1.3. Systématiques des probabilités réduites de transition $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$

Il n'y a pas beaucoup d'informations expérimentales sur les probabilités réduites de transition  $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$  pour cette région de masse.

Les probabilités de transition réduites  $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)$  sont une indication de la persistance d'une couche fermée et de la rigidité de cette couche contre des excitations quadrupolaires. Elles ont été mesurées pour les isotopes de Nickel de  $^{56}\text{Ni}$  à  $^{68}\text{Ni}$  [Kra95, Sor02, Ken01]. Ces valeurs sont représentées dans la figure 4.

Le noyau de  $^{56}\text{Ni}$  présente une valeur de  $B(E2)$  qui est grande pour un noyau doublement magique. Des calculs de modèle en couches ont mis en évidence que cette valeur est due au fait que la fonction d'onde de l'état fondamental de  $^{56}\text{Ni}$  est un mélange de configurations : 50 à 60% de configuration correspondant à des couches fermées et le reste étant associé à des excitations particules-trous (jusqu'à 8p8h) du cœur de  $^{48}\text{Ca}$  vers les orbitales  $fp$  supérieures. C'est aussi une conséquence du fait qu'il n'y a pas de changement de parité entre la couche  $f_{7/2}$  et la couche  $fp$  et du fait que  $^{56}\text{Ni}$  est un noyau avec  $N=Z$ .



**Figure 4.** Probabilités réduites de transition  $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$  pour les isotopes pair-pair de Fer et de Nickel.

Pour les isotopes de Nickel, les valeurs des probabilités de transitions  $B(E2)$  augmentent avec le nombre de neutrons  $N$ . Le nombre de particules et de trous dans la couche  $fp$  augmente, passe par un maximum autour de  $^{62}\text{Ni}$  pour lequel le nombre des particules/trous est maximal dans la couche  $fp$  et commence à diminuer quand on s'approche de  $N=40$  où la couche  $fp$  est remplie.

Le noyau de  $^{68}\text{Ni}$  présente une valeur de  $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = 3.2(7)$  Wu [Sor02]. Elle est 3 fois plus faible que celle de  $^{56}\text{Ni}$  et c'est une des plus petites valeurs pour un noyau semi-magique.

La diminution brusque de  $B(E2)$  en passant de  $^{66}\text{Ni}$  à  $^{68}\text{Ni}$  peut être une indication d'une fermeture de couches à  $N = 40$ . Cependant la valeur de  $B(E2)$  pour le  $^{68}\text{Ni}$  aurait dû être beaucoup plus faible puisque  $N = 40$  correspond à une fermeture de couches de l'oscillateur harmonique : le premier état  $2^+$  est caractérisé par une configuration 2 particules–2 trous et, dans ce cas, la probabilité  $B(E2)$  est égale à zéro. En conséquence, une probabilité de transition non-nulle est l'indication d'une faible fermeture de couche à  $N=40$ . Récemment, Langanke *et al* [Lan03] ont suggéré que la faible valeur de  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  pour le  $^{68}\text{Ni}$  est due au fait que la force  $B(E2)$  est concentrée vers 4 MeV car elle est dominée par des excitations des protons à travers  $Z=28$  et donc qu'une faible valeur  $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$  n'est pas forcément un argument pour une fermeture de couches à  $N = 40$ . Cette valeur prouverait seulement que le premier état  $2^+$  est caractérisé majoritairement par une excitation neutronique. Il est important de mesurer les énergies  $E(2^+)$  et les probabilités de transitions  $B(E2)$  quand on ajoute des neutrons dans la couche  $g_{9/2}$ , c'est à dire de les mesurer pour les noyaux de  $^{70,72}\text{Ni}$ . Les calculs de modèle en couches prédisent une augmentation modeste des  $B(E2)$  au-delà de  $N=40$  [Cau02] car on ne peut pas avoir des effets collectifs induits seulement dans la couche  $g_{9/2}$ .

La fermeture de couche à  $N=40$  est donc assez faible et on s'attend à ce que, en enlevant des protons de la couche  $f_{7/2}$ , les noyaux se stabilisent en se déformant.

#### 1.1.4. Régularités des états isomères

La régularité avec laquelle les états isomères existent dans les noyaux situés dans le voisinage d'une fermeture de couches peut être utilisée comme indicateur de la force de la fermeture de couches à  $N=40$ . L'origine des états isomères dans ces noyaux réside dans le caractère intrus de l'orbitale  $g_{9/2}$  qui se trouve très proche en énergie de la couche 'fp'. L'existence d'un 'îlot d'isométrie' autour de  $N = 40$  a été suggéré par la structure des noyaux de la région miroir,  $N \approx 50$  et  $40 < Z < 50$ . Les deux régions sont caractérisées par la présence d'isomères dits de séniorité et de simple particule.

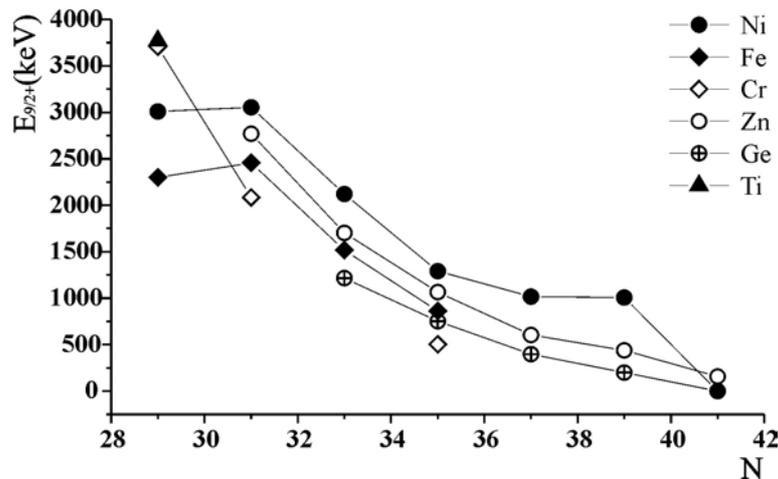
Les isomères de séniorité se forment par le couplage des protons/neutrons présents dans l'orbitale  $g_{9/2}$  : les configurations de type  $\pi g_{9/2}^n / \nu g_{9/2}^n$ , où  $n$  est le nombre des nucléons qui ne sont pas couplés à un spin 0, sont à l'origine des états isomères  $8^+$  dans les  $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Ru}$ ,  $^{96}\text{Pd}$  et  $^{98}\text{Cd}$  [Grz95] et dans les  $^{68}\text{Ni}$  [Ish02],  $^{70}\text{Ni}$  [Grz98] et  $^{78}\text{Zn}$  [Dau00]. L'existence d'un isomère  $8^+$  ayant une configuration  $\nu g_{9/2}^{-2}$  dans le  $^{78}\text{Zn}$  confirme la fermeture de couches à  $N = 50$  et suggère l'existence d'un isomère  $8^+$  dans le  $^{76}\text{Ni}$  [Gra01]. En effet, des excitations à travers cette fermeture auraient détruit l'isométrie. Le même argument peut être utilisé contre une fermeture de couches à  $N = 40$ .

Les isomères de simple particule sont dus à la grande différence de spin entre ces états et les états vers lesquelles ils décroissent. Les isomères  $9/2^+$  (dans les  $^{59}\text{Cr}$ ,  $^{61}\text{Fe}$ ,  $^{63}\text{Ni}$ ,  $^{67}\text{Ni}$ ,  $^{65,67,69,71}\text{Zn}$ ) sont très intéressants du point de vue du rôle joué par l'orbitale  $g_{9/2}$  dans cette région. Ils donnent accès à des études plus détaillées de leurs configurations. Une quantité très sensible aux mélanges des différentes configurations dans la fonction d'onde décrivant ces états est le moment magnétique,  $\mu$ . La gamme en temps de leur

temps de vie permet la mesure de leurs moments statiques, magnétique dipolaire et électrique quadrupolaire [Ney03] comme il sera vu dans la deuxième partie de ce mémoire.

L'étude systématique des premiers états  $9/2^+$  autour de  $N = 40$  rend compte de l'évolution de l'orbitale  $g_{9/2}$ . Dans la plus part des cas, ces niveaux devraient faire intervenir uniquement une particule dans l'orbitale  $g_{9/2}$ . Une compilation des énergies expérimentales du premier niveau  $9/2^+$ , disponibles dans la littérature, est présentée sur la figure 5 pour les isotopes du Ti, Cr, Fe, Ni, Zn et Ge.

L'assignation des spins et des parités de ces états a été faite soit à partir de leurs temps de vie dans le cas des isomères, soit par la mesure des distributions angulaires des rayonnements  $\gamma$  ou des particules émergentes dans des réactions de type (d,p), ( $\alpha, n\gamma$ ) ou (p,d) [ENS].



**Figure 5.** Valeurs expérimentales des énergies de premier niveau  $9/2^+$  dans des noyaux riches en neutrons autour de  $N=40$ .

Il est intéressant de suivre le comportement de ces niveaux pour une chaîne d'isotones. On peut voir comment l'énergie  $E(9/2^+)$  a une valeur maximale pour les isotopes de Ni et diminue pour les noyaux avec  $Z > 28$  et  $Z < 28$ . On a mentionné auparavant que les isotopes de Zn et de Cu sont caractérisés par une déformation modérée. Les énergies  $E(9/2^+)$  dans les isotopes de Fe et Cr sont encore plus bas que dans ceux de Zn et Ge indiquant l'installation possible d'une déformation plus prononcée dans cette région.

### 1.1.5. Désintégration $\beta$

Un autre outil pour sonder les propriétés des noyaux riches en neutrons est la désintégration  $\beta$ . Les temps de vie de noyaux autour de  $N = 40$  s'étendent de 10 ms à quelques centaines de secondes. Les règles de sélections dans les décroissances  $\beta$  sont telles que les transitions les plus fréquemment observées qui peuplent les états de basse énergie dans les noyaux fils seront des transitions de type Gamow-Teller. Leur sélectivité permet de dépeupler des états  $I_i$  d'un noyau père vers des états dans les noyaux fils ayant des spins  $I_f = I_i + 1$ ,  $I_i$  ou  $I_i - 1$  avec la même parité. A titre d'exemple, les noyaux ayant  $0^+$  comme état fondamental peuvent décroître par Gamow-Teller seulement sur des états  $1^+$  dans les noyaux fils. Cette forte sélectivité en fait un moyen spécifique d'investigation des configurations des états peuplés.

Comme exemple, nous pouvons donner la mesure de la décroissance  $^{69}\text{Co} \rightarrow ^{69}\text{Ni} \rightarrow ^{69}\text{Cu}$  [Mue99]. Cette mesure a permis l'estimation du saut en énergie à  $N = 40$  à partir

de la différence entre les états  $1/2^-$  ( $vg^2_{9/2}p^{-1}_{1/2}$ ) et  $9/2^+$  ( $vg^1_{9/2}p^2_{1/2}$ ). Ce saut a été estimé à  $\sim 1$  MeV.

La décroissance des noyaux de Mn riches en neutrons, jusqu'à  $^{68}\text{Mn}$ , a été mesurée par Hannawald *et al* [Han99]. Dans cette expérience, la mesure de la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  dans le  $^{66}\text{Fe}$  a permis de déduire, par comparaison avec les déformations des  $^{72}\text{Zn}$  et  $^{76}\text{Ge}$  calculées à partir des  $B(E2)$  mesurées, une déformation de l'ordre de  $\beta_2 \approx 0.26$ . Cette valeur est expliquée par la forte attraction proton-neutron entre les protons dans la sous-couche  $f_{7/2}$  et les neutrons dans la sous-couche  $g_{9/2}$ . Cette attraction provoque un fort abaissement de l'orbitale  $g_{9/2}$ . Les transitions Gamow-Teller vers les isotopes de Fe sont dominées (85% – 95%) par les transitions de type  $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ .

Les isotopes riches en neutrons de Sc, Ti, V et Cr ont été étudiés intensivement par Sorlin *et al* [Sor98, Sor00, Sor03b]. Pour les  $^{60,62}\text{V}$  et  $^{60,62}\text{Cr}$ , les modèles de champs moyens, comme HFB, prédisent des surfaces d'énergie potentielle avec 2 minima très proches en énergie. Des calculs macroscopiques-microscopiques, e.g. FRDM [Mö195] ou QRPA [Mö190] ont été utilisés pour reproduire les temps de vie mesurés de ces noyaux et pour calculer la distribution de la force de Gamow-Teller. Ces modèles calculent des déformations similaires pour les noyaux précurseurs et pour leurs fils. Pour une meilleure compréhension de la structure de ces noyaux, et plus particulièrement de l'évolution de la déformation, à travers le modèle QRPA il faut mesurer, en plus du temps de vie du noyau précurseur, les probabilités de populations des états liés et non-liés (au dessus de l'énergie de séparation d'un neutron) dans le noyau fils [Sor03b].

Ces quelques exemples en faveur ou en défaveur d'une fermeture de couches sphérique à  $N=40$  justifient la continuation des investigations. Dans ce travail, nous avons choisi de mener cette investigation à l'aide des observables comme la décroissance  $\beta$  et les moments magnétiques. La particularité de la décroissance  $\beta$  a été soulignée dans les paragraphes précédents. Les moments magnétiques ont la propriété d'être décrits avec seulement une fonction d'onde décrivant l'état étudié (voir le deuxième chapitre).

Ce mémoire est structuré en trois grandes parties, suivies par les discussions, les conclusions et les perspectives. La première partie rappelle les quantités physiques et les modèles nucléaires que nous utiliserons dans les parties suivantes. La deuxième partie est dédiée à la mesure des facteurs gyromagnétiques des noyaux, en particulier le  $^{61\text{m}}\text{Fe}$ . La troisième partie décrit une expérience de mesure des temps de vie  $\beta$  et des états de basses énergies dans des noyaux très riches en neutrons.

Les états sont peuplés soit par la décroissance  $\beta$  soit directement dans la réaction de fragmentation (dans ce dernier cas ces états sont isomères).



## 2. Généralités

Dans cette première partie de la thèse, nous présenterons les bases théoriques et expérimentales nécessaires pour la compréhension des résultats présentés dans les parties suivantes.

Une courte présentation non exhaustive des théories de modélisation du noyau sera faite, suivie par la description des processus de décroissance  $\beta$  et  $\gamma$ .

Puis, comme les noyaux étudiés dans ce travail sont des noyaux riches en neutrons produits par fragmentation du projectile, nous allons présenter brièvement le mécanisme de fragmentation, ainsi que la production et la sélection de fragments auprès du GANIL et du spectromètre LISE.

### 2.1. Modélisation du noyau

Le noyau atomique neutre est composé de  $A$  nucléons ( $Z$  protons et  $N$  neutrons) et  $Z$  électrons. Ces particules sont des fermions, obéissant donc au principe d'exclusion de Pauli. Ayant le spin  $1/2 \hbar$ , ils sont soumis à l'interaction forte, interaction nucléaire qui a une portée de l'ordre du fm, et à l'interaction coulombienne qui est à longue portée.

Une grande partie de nos connaissances sur les noyaux exotiques réside dans la structure à basse énergie d'excitation. Les noyaux étant des systèmes quantiques, la structure à basse énergie est caractérisée par des niveaux d'énergies discrets. Chaque niveau est caractérisé par une largeur associée aux différentes probabilités  $\Gamma_i$  de désexcitations :

$$\Gamma_i = \frac{\hbar}{\tau_i}$$

où  $\hbar$  est la constante réduite de Planck et  $\tau_i$  est le temps de vie partiel du niveau par rapport à un type de désexcitation donné. La largeur totale est la somme des largeurs partielles.

Deux autres quantités sont indispensables (mais pas suffisantes) pour décrire un état excité dans un noyau : son spin  $I$  et sa parité  $\pi$ .

Les modèles théoriques qui décrivent l'ensemble nucléaire et ses états de basse énergie ont pour point de départ des hypothèses imposées par les propriétés générales suivantes :

- ✓ Pour la description de la structure à basse énergie des noyaux, le mouvement des nucléons dans le noyau peut être décrit, avec une bonne approximation, par des équations cinématiques non relativistes. Cette hypothèse est justifiée par le fait

que l'énergie cinétique du nucléon le moins lié (proche de la surface de Fermi) est d'environ 40 MeV, beaucoup plus petite que sa masse :  $mc^2 \approx 938$  MeV.

- ✓ Les effets quantiques sont prédominants. La longueur d'onde de de Broglie associée à un nucléon ayant une énergie cinétique de 40 MeV est  $\approx 4.5$  fm. Cette valeur est plus petite que le rayon du noyau qui est donné par la formule empirique :  $R(A) = r_0 A^{1/3}$ . Elle devient encore plus petite pour des nucléons plus liés.

Il ne faut cependant pas exclure la possibilité de décrire le noyau par des modèles de champs moyens relativistes. Ce type d'approche pour étudier la structure du noyau a, à son tour, quelques avantages sur les modèles non-relativistes : *i)* l'interaction spin-orbite est introduite d'une manière naturelle *ii)* dans les modèles relativistes du noyau, l'interaction entre les nucléons est faite par l'intermédiaire des mésons ce qui fait que ce type de modèle marque un pas vers la description de l'interaction forte par la théorie QCD (Quantique Chromodynamique).

Le point de départ pour un modèle quantique et non-relativiste du noyau est l'équation stationnaire de Schrödinger :  $\hat{H}|\varphi\rangle = E|\varphi\rangle$  où  $|\varphi\rangle$  représente la fonction d'onde décrivant l'état du noyau ayant l'énergie totale  $E$ .

La forme de l'hamiltonien  $\hat{H}$  et les degrés de liberté considérés dans cette équation sont dépendants du modèle. Le plus naturel est d'utiliser les degrés de liberté du nucléon se caractérisant par sa position  $r_i$ , son spin  $s_i$  et son isospin  $\tau_i$ . La fonction d'onde peut être écrite:

$$\varphi(\vec{r}_1, \vec{s}_1, \vec{\tau}_1, \vec{r}_2, \vec{s}_2, \vec{\tau}_2, \dots, \vec{r}_A, \vec{s}_A, \vec{\tau}_A)$$

et l'Hamiltonien peut être développé en une partie cinétique et un terme d'interaction à deux corps :

$$\begin{aligned} \hat{H} &= -\sum_{i=1}^A \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \sum_{i<j} v_{i,j} + \text{termes comprenant l'interaction à plus de 2 corps} \\ &\cong -\sum_{i=1}^A \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \sum_{i<j} v_{i,j} \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

où le premier terme est l'énergie cinétique des nucléons  $\hat{T}$  et  $v_{i,j}$  est l'interaction nucléon-nucléon qui est composée d'une partie nucléaire et d'une partie coulombienne. L'équation 2.1.1 est le point de départ des modèles microscopiques dont les degrés de libertés sont ceux des constituants du noyau. Afin de résoudre cette équation pour un système de  $A$  nucléons, certaines approximations s'imposent, car les solutions exactes de cette équation ne sont pas calculables pour  $A > 4$ .

Une des caractéristiques importantes des modèles microscopiques est qu'à *priori* l'interaction nucléon-nucléon  $v_{i,j}$  n'est pas connue. L'influence qu'aura l'introduction du terme qui tient compte de l'interaction à plus de deux corps n'est pas non plus maîtrisée. Un modèle microscopique typique dépendra donc de l'interaction nucléon-nucléon. Ce type d'interaction contient, entre autres, des paramètres ajustés pour reproduire certaines propriétés expérimentales. Elle est dérivée à partir des études de diffusions élastiques nucléon-nucléon et ajustée pour décrire le mouvement des nucléons dans un noyau de

dimensions finies en présence des autres nucléons. La plupart des modèles utilisent plutôt des interactions effectives qui correspondent à l'ajustement des interactions entre deux nucléons dans le vide pour tenir compte des effets de corrélations à  $n$  particules dans les noyaux.

Un rôle complémentaire et très important dans la description des propriétés des noyaux est joué par les modèles macroscopiques introduisant la collectivité. Ces modèles sont basés sur des degrés de liberté qui ne tiennent pas compte du mouvement individuel des nucléons mais qui décrivent les propriétés globales du noyau comme le vecteur du centre de masse ou le moment quadrupolaire. Ces propriétés peuvent aussi être décrites avec des coordonnées microscopiques. Théoriquement, on pourra donc passer d'une description microscopique du noyau à une description macroscopique et inversement. Toutefois, la majorité des modèles collectifs introduisent des coordonnées sans aucune référence à la structure microscopique comme, par exemple, les coefficients des harmoniques sphériques dans le cas où la surface nucléaire est développée en fonction de  $Y_{l,m}(\hat{r}, \theta, \varphi)$ .

Dans la suite de ce chapitre, quelques possibilités de modélisation du champ moyen et des méthodes pour résoudre l'équation de Schrödinger seront brièvement décrites pour les noyaux sphériques et déformés. Le champ moyen peut être fixé, *à priori*, comme pour les calculs de modèle en couches ou déterminé d'une manière auto-consistante comme c'est le cas pour les calculs de type Hartree – Fock.

### 2.1.1. Le modèle en couches

Dans les années 40, les énergies de séparation des nucléons mesurées suggéraient l'existence de certains nombres dits 'magiques' de neutrons et de protons pour lesquelles les noyaux étaient plus liés. Cette observation a conduit au modèle en couches sphériques avec interaction spin-orbite proposé par Meyer et Jensen [GM49, Hax49]. Le point de départ est l'hamiltonien donné par la formule (2.1.1) où a été ajouté

et soustrait le terme  $U = \sum_{i=1}^A U_i$  qui est le potentiel moyen créé par les  $A$  nucléons :

$$\hat{H} = \left\{ \sum_{i=1}^A (\hat{T}_i + \hat{U}_i) \right\} + \left\{ \sum_{i>j}^A v_{i,j} - \sum_{i=1}^A \hat{U}_i \right\} = \hat{H}^0 + \hat{H}^1 = \sum_{i=1}^A \hat{h}_i^0 + \sum_{i=1}^A \hat{h}_i^1 \quad (2.1.2)$$

L'Hamiltonien  $\hat{H}^0$  reflète le mouvement indépendant des nucléons. Le choix du potentiel à un corps  $U$  doit être tel que  $\hat{H}^1$  soit petit devant  $\hat{H}^0$  afin qu'on puisse le considérer comme une perturbation.  $\hat{H}^1$  porte le nom d'*interaction résiduelle*. En première approche, cette interaction est considérée comme nulle.

Le choix du potentiel moyen central a été fait de manière à reproduire les nombres magiques expérimentaux: 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126.

La séquence des nombres magiques est bien reproduit par le potentiel de Woods-Saxon auquel est ajoutée l'interaction spin-orbite (formule 2.1.4) :

$$U(r) = \frac{U_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} \quad (2.1.3)$$

$$U_{so}(r) = -C \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial U(r)}{\partial r} \cdot \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.1.4)$$

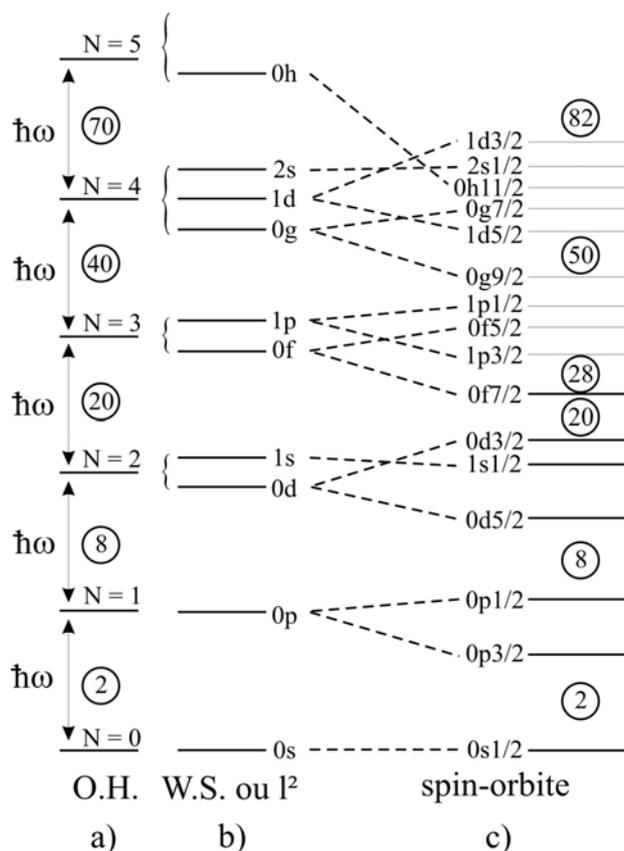
Les paramètres du potentiel  $U(r)$  sont la profondeur du puits dont la valeur typique est  $U_0 = -50$  MeV, le rayon du noyau  $R_0 = r_0 A^{1/3}$  dont le rayon réduit  $r_0$  a une valeur typique de 1.2 fm et la diffusivité  $a$  de l'ordre de 0.7 fm. Le potentiel de Woods-Saxon est plus réaliste que celui de l'oscillateur harmonique car il ne tend pas à l'infini avec le rayon  $r$ . De plus, il reproduit mieux la forme du noyau par la forme aplatie du fond du puits.

Le terme spin-orbite peut être réécrit en utilisant :

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$$

ce qui donne :

$$U_{so} = -\frac{1}{2} c(r) (\vec{j}^2 - \vec{l}^2 - \vec{s}^2)$$



**Figure 2.1.1.** De gauche à droite : a) énergies des états de particules de l'oscillateur harmonique (O.H.) en fonction de N ; b) énergies des états des particules pour le potentiel de Wood – Saxon ce qui est équivalent à ajouter au potentiel O.H. un terme  $l^2$  ; c) représentation schématique de la levée de dégénérescence due au terme de couplage spin – orbite.

Les opérateurs  $\vec{j}^2, \vec{s}^2, \vec{l}^2$  commutent entre eux et, en conséquence, ils ont un ensemble commun de fonctions d'onde caractérisées par les nombres quantiques :  $l, s, j$  et  $j_z$ .

Le terme spin-orbite impose une séparation des énergies des états  $l$  ayant  $j = l \pm \frac{1}{2}$ , les

états de plus grand  $j$  étant les plus liés. La séparation augmente avec  $l$ ; ceci a pour conséquence l'inclusion dans chaque couche majeure d'une orbite de parité opposée à celle des autres composant cette couche (figure 2.1.1).

Le nombre des nucléons occupant le même état quantique caractérisé par  $(nlj)$  est  $2j+1$ . Les relations entre les différents nombres quantiques sont :

$$N = 2(n-1) + l$$

$$j = l \pm \frac{1}{2}$$

où  $N$  est le nombre des quanta excités de l'oscillateur harmonique et  $n$  est le nombre quantique principal.

Les solutions  $\Psi$  de l'équation de Schrödinger :

$$\hat{H}^0 |\Psi\rangle = E^0 |\Psi\rangle \quad (2.1.5)$$

sont les produits des fonctions d'ondes individuelles  $\varphi_i$  de chaque nucléon ayant une énergie  $\varepsilon_i$ . Ces solutions doivent être antisymétrisées et cela est fait avec les déterminants de Slater pour tenir compte de la propriété des nucléons d'être des fermions. L'énergie d'un état  $E^0$  décrit par  $\Psi$  est donnée par la somme des énergies individuelles des nucléons. La solution la moins coûteuse en énergie, correspondant à l'état fondamental du noyau, consiste donc à remplir les orbitales les plus basses en énergie au fur et à mesure. Les états excités quant à eux sont obtenus à partir des autres combinaisons possibles d'occupation des orbitales.

Considérer l'interaction résiduelle nulle est, toutefois, trop grossier pour décrire en détail la spectroscopie du noyau. Il est nécessaire de prendre en compte l'interaction nucléon-nucléon et de la traiter comme une perturbation du potentiel central. L'équation de Schrödinger s'écrira alors :

$$\hat{H} |\Phi\rangle = \left\{ \sum_{i=1}^A (\hat{T}_i + U_i) + \left( \sum_{i=1}^A v_{i,j} - \sum_{i=1}^A U_i \right) \right\} |\Phi\rangle = E |\Phi\rangle \quad (2.1.6)$$

Les solutions  $|\Psi\rangle$  de l'équation (2.1.5) forment une base complète de l'espace sur laquelle on peut décomposer les solutions  $|\Phi\rangle$  de l'hamiltonien décrit par l'équation (2.1.6). Le résultat sera obtenu en diagonalisant l'interaction résiduelle  $\hat{H}^1$  dans l'espace des fonctions d'ondes non perturbées données par  $\hat{H}^0$ . Le terme résiduel  $H^1$  a pour effet de mélanger les fonctions d'onde  $\Psi$ ; plus il est petit, plus les fonctions d'ondes  $\Phi$  seront proches des états de la base. Souvent, les fonctions de la base sont celles obtenues à partir du potentiel de l'oscillateur harmonique ou du potentiel de Woods-Saxon qui présentent l'avantage d'être bien connus.

Les calculs du modèle en couches décrivent ainsi de façon fiable la spectroscopie à basse énergie des noyaux. Cependant, ils ont l'inconvénient que l'espace à diagonaliser augmente très vite avec le nombre de particules et de couches considérées. Le nombre des déterminants de Slater différents qui peuvent être créés dans un espace de valence ayant une dégénérescence  $N_{disp}$  pour les neutrons et  $Z_{disp}$  pour les protons et dans lequel il y a  $n_v$  neutrons et  $z_v$  protons de valence est donné par le produit des combinaisons suivantes :

$$\binom{N_{disp}}{n_v} \cdot \binom{Z_{disp}}{z_v}$$

Pour limiter les dimensions des matrices à diagonaliser, une troncation de l'espace de calcul s'impose. Des calculs sans troncation ont été réalisés seulement pour les noyaux très légers jusqu'au  $^{12}\text{C}$  [Hay03]. Pour un noyau donné, il est donc judicieux du point de vue du calcul de diviser l'espace des orbitales nucléaires en trois groupes : le cœur inerte qui est fermé et dont toutes les orbitales sont remplies, l'espace de valence utilisé pour créer les configurations responsables de la spectroscopie à basse énergie des noyaux et un espace externe qui est toujours vide et vers lequel des excitations de simples particules ne sont pas possibles.

Supposons un noyau ayant une couche fermée et quelques nucléons de plus hors de cette couche. Le potentiel central est alors défini par le cœur inerte (souvent un noyau doublement magique) où les nucléons placés hors de ce cœur occupent l'espace de valence. Ils sont liés par le potentiel du cœur et sont aussi soumis à l'interaction résiduelle nucléon–nucléon avec les autres nucléons de valence. Différentes configurations des nucléons de valences donnent lieu à différents états du noyau.

La solution exacte de l'équation de Schrödinger dans l'espace de Hilbert infini est alors approximée dans les calculs de type modèle en couches par une solution effective en utilisant une interaction effective :

$$\hat{H}|\Phi\rangle = E|\Phi\rangle \rightarrow \hat{H}_{effective}|\Phi_{effective}\rangle = E|\Phi_{effective}\rangle \quad (2.1.7)$$

Généralement, cette troncation impose d'utiliser aussi des opérateurs effectifs pour décrire les différentes propriétés des noyaux :

$$\langle\Phi|\hat{O}|\Phi\rangle \rightarrow \langle\Phi_{effective}|\hat{O}_{effective}|\Phi_{effective}\rangle$$

Les interactions effectives sont alors définies sur un nombre limité de nucléons du noyau. Elles sont ajustées de façon à reproduire certaines propriétés mesurées de ces noyaux comme les masses, les rayons nucléaires, les énergies des niveaux, les probabilités de transitions.

Prenons l'exemple d'un noyau composé d'un cœur inerte et de deux nucléons de valence qui orbitent autour du cœur. Chaque particule occupe une orbitale de valence et on leur associe les fonctions d'onde à une particule  $|\varphi_i\rangle$ ,  $i=1,2$ . L'énergie de liaison de cet état dans le potentiel du cœur est  $\varepsilon_i = \langle\varphi_i|\hat{h}_i^0|\varphi_i\rangle$  et la fonction d'onde à deux nucléons est :

$$|\Psi\rangle = |\varphi_1\varphi_2\rangle$$

où  $\Psi$  est la fonction d'onde antisymétrisée caractérisée par le spin  $J$  et l'isospin  $T$ .  
Si on considère maintenant l'interaction résiduelle entre les deux nucléons de valence, l'énergie de l'état s'écrit alors :

$$E = E_{\text{cœur}} + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + V(\varphi_1, \varphi_2)$$

où

$V(\varphi_1, \varphi_2) = \langle \varphi_1\varphi_2 | \hat{H}^1 | \varphi_1\varphi_2 \rangle$ ,  $E_{\text{cœur}}$  est l'énergie de liaison du cœur et  $\varepsilon_i$  sont les énergies des états des particules indépendantes. Le terme d'interaction résiduelle permet aux nucléons de valence de pouvoir diffuser entre différents états quantiques. La fonction d'onde décrivant l'état du noyau  $|\Phi\rangle$  devient une combinaison linéaire des fonctions d'onde  $|\Psi\rangle$ , c'est ce qu'on appelle le mélange de configurations. Une conséquence est que deux états non – perturbés,  $|\Psi_1\rangle$  et  $|\Psi_2\rangle$ , qui sont séparée par une énergie  $\Delta E$ , pourront se mélanger de telle sorte qu'ils donneront deux états perturbés  $|\Phi_1\rangle$  et  $|\Phi_2\rangle$  :

$$\begin{aligned} |\Phi_1\rangle &= a|\Psi_1\rangle + b|\Psi_2\rangle \\ |\Phi_2\rangle &= -b|\Psi_1\rangle + a|\Psi_2\rangle \\ a^2 + b^2 &= 1 \end{aligned}$$

Les deux états perturbés se repoussent, leur différence d'énergie étant égale à l'interaction résiduelle,  $V(\varphi_1, \varphi_2)$ .

Dans le cas général, le nombre d'états non–perturbés qui se mélangent est plus important, le formalisme est plus complexe et la taille des matrices à diagonaliser augmente très vite.

Le modèle en couches permet de comprendre la structure nucléaire à basse énergie. Il est bien adapté pour décrire les noyaux magiques, leurs voisins ainsi que les noyaux pour lesquels les effets des états à particules individuelles sont dominants. Le développement récent de nouveaux codes de calculs de modèle en couches ANTOINE [Cau89] et NATHAN [Now96] permet de calculer les configurations des noyaux ayant un grand nombre de particules/trous dans l'espace de valence. Ces codes permettent le traitement des matrices pouvant atteindre des dimensions de l'ordre de  $10^9$ .

Une autre approche pour diagonaliser la matrice de l'hamiltonien considéré et calculer les valeurs et les vecteurs propres a été développée par le groupe de Tokyo [Hon95] et emploie des méthodes de Monte Carlo. Ce type de calculs (appelées Monte Carlo Shell Models, MCSM) a deux avantages : *i*) ils peuvent inclure un grand nombre d'états à une particule. Cela a pour conséquence la possibilité de décrire à la fois plusieurs types d'excitations dans le noyau considéré avec le même hamiltonien et dans le même espace [Miz99] ; *ii*) le deuxième avantage est la possibilité de faire des calculs de modèle en couches pour un grand nombre de particules de valence.

### **2.1.2. Modèle en couches déformées de Nilsson**

Afin de minimiser leur énergie, les noyaux peuvent se déformer sous l'influence des nucléons occupant les orbitales non remplies. La surface du noyau peut être paramétrisée à l'aide des harmoniques sphériques  $Y_{\lambda,\mu}(\phi, \varphi)$  suivant la relation :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[ 1 + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\mu=\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right] \quad (2.1.8)$$

Pour  $\lambda=0$ , le noyau est sphérique.  $\lambda=1$  correspond à une translation du centre de masse du noyau.  $\lambda=2$  décrit les déformations quadrupolaires.  $\lambda=3$  représente une déformation octupolaire (la forme d'une poire). Dans le cas spécifique où  $\lambda=2$ , les paramètres  $\alpha_{2\mu}$  se réduisent pour des raisons de symétrie à deux variables indépendantes,  $\alpha_{20}$  et  $\alpha_{22} = \alpha_{2-2}$  qui décrivent l'orientation du noyau dans l'espace. Dans la littérature, les conventions de Hill et Wheeler sont plutôt utilisées pour décrire la déformation du noyau :

$$\alpha_{20} = \beta \cos \gamma \quad \text{et} \quad \alpha_{22} = \alpha_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma$$

$$\alpha_{20}^2 + \alpha_{22}^2 + \alpha_{2-2}^2 = \beta^2$$

où  $\beta$  est le paramètre de déformation quadrupolaire et  $\gamma$  celui de triaxialité. Les noyaux de formes allongés, appelés 'prolate', sont définis par des valeurs de  $\gamma$  égales à  $0^\circ$ ,  $120^\circ$  et  $240^\circ$ . Ceux ayant une déformation aplatie, appelé 'oblate', ont des valeurs de  $\gamma$  de  $60^\circ$ ,  $180^\circ$  ou  $300^\circ$ . Les noyaux ayant des valeurs différentes de  $\gamma$  sont triaxiaux, avec trois axes de symétrie de longueurs différentes.

Pour généraliser l'approche du champ moyen aux noyaux déformés ayant une symétrie axiale, Nilsson [Nil55] a introduit un potentiel moyen tel que :

$$U_{\text{nilsson}} = \frac{1}{2\mu} [\omega_{\perp} (x^2 + y^2) + \omega_{\parallel} z^2] + D\vec{l}^2 - C\vec{l}\vec{s} \quad (2.1.9)$$

Les fréquences de rotation  $\omega_{\perp}$  et  $\omega_{\parallel}$  dépendent du paramètre de déformation  $\varepsilon$  qui est relié au paramètre  $\beta$  : pour  $\lambda=2$ , la relation  $\varepsilon \approx 0.95\beta$  en donne une valeur approximative. Ce potentiel comprend également un terme en  $l^2$  pour reproduire les effets de bord ainsi qu'un terme spin-orbite.  $\mu = mA/(A-1)$  est la masse réduite du nucléon,  $m$  étant la masse du nucléon libre.

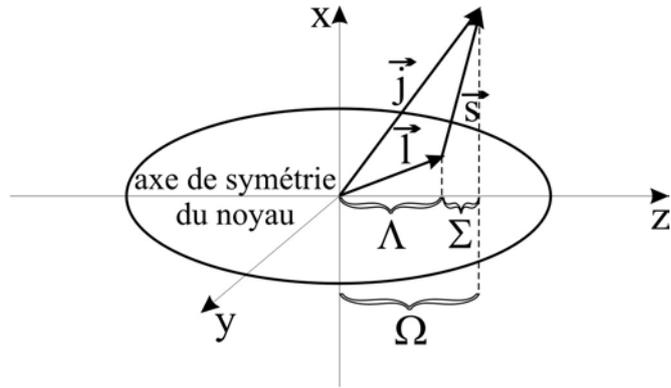
Les états propres de l'hamiltonien de Nilsson défini par :  $H = -\frac{\hbar}{2\mu} \nabla^2 + U_{\text{nilsson}}$  sont des

fonctions d'onde dépendantes des nombres quantiques  $\Omega^{\pi}[Nn_z\Lambda]$  qui sont représentés dans la figure 2.1.2.  $\pi$  est la parité de la fonction d'onde et vérifie :  $\pi = (-1)^N = (-1)^l$ .

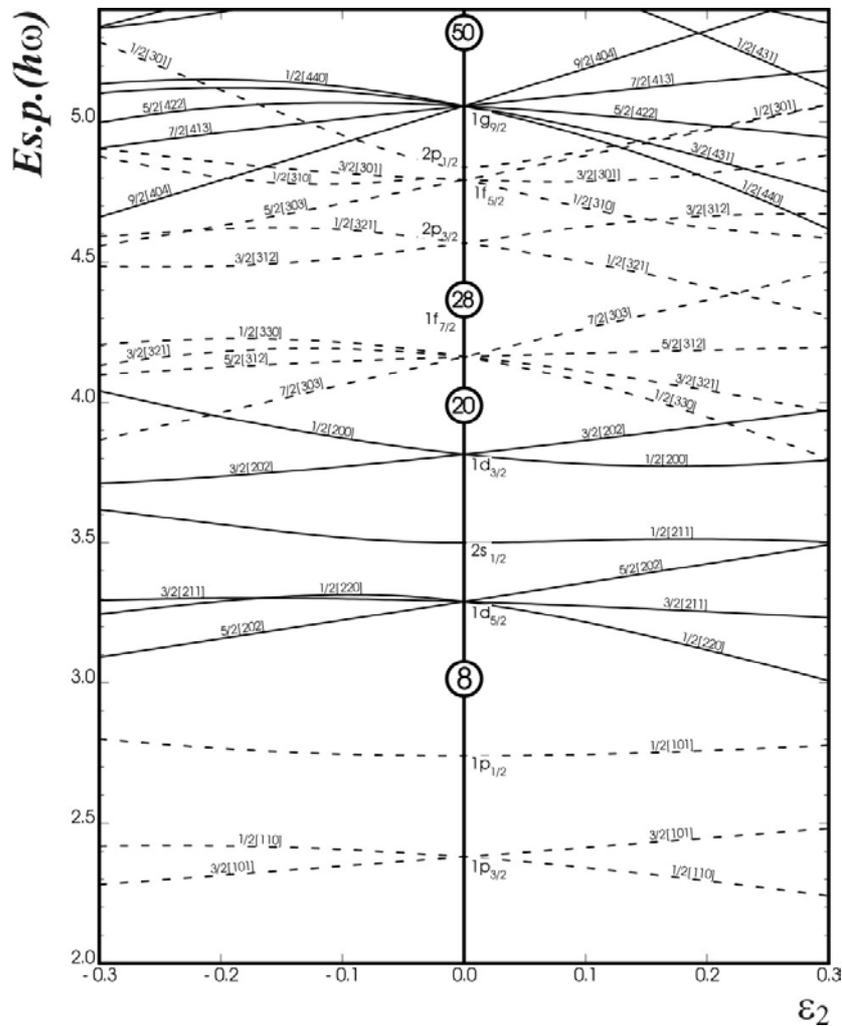
La déformation du noyau, décrite par le potentiel de Nilsson, entraîne une levée de dégénérescence des états quantiques ayant une même valeur de moment angulaire  $j$ . Cela est illustré sur la figure 2.1.3 représentant le diagramme des énergies des états des particules en fonction du paramètre de déformation  $\varepsilon$  dans la région  $Z = 28$ .

Pour reproduire le comportement des noyaux déformés, il est également possible d'introduire de manière phénoménologique un potentiel de Wood – Saxon déformé.

Une autre méthode pour décrire la structure des noyaux est celle basée sur la théorie de Hartree – Fock développée pour reproduire les caractéristiques des noyaux sphériques et déformés [Vau70].



**Figure 2.1.2.** Représentation schématique du moment angulaire  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$  d'une particule individuelle. La projection sur l'axe de symétrie du moment orbital  $\vec{l}$  et du spin  $\vec{s}$  sont, respectivement,  $\Lambda$  et  $\Sigma$ . La projection du moment angulaire total  $\vec{j}$  est  $\Omega$ .



**Figure 2.1.3.** Energies des états de particules en fonction du paramètre de déformation  $\epsilon_2$  quadrupolaire. Ce diagramme est présenté pour un nombre de nucléons inférieur à 50.

### 2.1.3. Méthodes auto-consistantes de type Hartree – Fock

Contrairement au modèle en couches où le champ moyen est un postulat de base, la méthode de Hartree – Fock consiste à dériver ce champ de manière auto – consistante. L’Hamiltonien considéré est celui de la formule 2.1.1 et l’interaction nucléon–nucléon  $V_{ij}$  est phénoménologique. Les interactions effectives phénoménologiques les plus utilisées sont celles de Gogny [Dec80] de portée finie ou de Skryme [Sky59] de portée nulle.

La fonction d’onde de l’état fondamental d’un noyau ayant  $A$  nucléons est un déterminant de Slater construit à partir des  $A$  fonctions d’ondes individuelles  $\varphi_i$  des nucléons :

$$\Psi_{HF}(x_1, x_2, \dots, x_A) = \det[\varphi_{\alpha_1}(x_1) \cdots \varphi_{\alpha_A}(x_A)] \quad (2.1.10)$$

où  $x_i = (r_i, s_i, \tau_i)$  et  $\alpha_i$  sont les nombres quantiques des orbitales.

La méthode Hartree – Fock consiste à minimiser l’énergie totale du noyau par rapport aux fonctions d’onde individuelles:

$$E = \frac{\langle \Psi_{HF} | \hat{H} | \Psi_{HF} \rangle}{\langle \Psi_{HF} | \Psi_{HF} \rangle} \rightarrow \delta(\langle \Psi | \hat{H} | \Psi \rangle - E \langle \Psi | \Psi \rangle) = 0 \quad (2.1.11)$$

On obtient ainsi les équations de Hartree – Fock :

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + U_{HF}[\varphi_\alpha] \right) \varphi_\beta(x) = \varepsilon_\beta \varphi_\beta(x) \quad (2.1.12)$$

Celles-ci constituent un système d’équations de Schrödinger couplées. Le champ moyen  $U_{HF}$  dépend des fonctions d’ondes individuelles  $\varphi_\alpha$ ; les équations sont non–linéaires et résolues de manière itérative. Une fois la convergence atteinte, on obtient les fonctions d’onde des nucléons  $\varphi_\alpha$ , les énergies à une particule correspondantes  $\varepsilon_\beta$ , et le champ moyen  $U_{HF}$ . A partir de l’équation 2.1.11 on déduit une approximation de l’énergie de l’état fondamental  $E_{HF}$  du noyau.

La théorie de Hartree – Fock, HF, ne tient pas compte du fait qu’à l’intérieur du noyau il existe une forte corrélation d’appariement entre deux nucléons identiques de spin opposé. C’est pourquoi, dans une seconde étape, on introduit à la place d’une fonction d’onde de particules (fermions) indépendantes une fonction d’onde de paires de nucléons.

Une des techniques pour traiter cet appariement des nucléons est d’utiliser la théorie BCS [Bar57]. Ainsi, le noyau est décrit comme un ensemble de paires indépendantes de nucléons. Cette approche présente l’inconvénient de ne pas être adaptée pour le cas des noyaux impairs. Il est nécessaire de la généraliser selon la méthode de Hartree – Fock – Bogolyubov HFB [Bon85]. Contrairement à la méthode HF + BCS, la théorie HFB ne fixe pas a priori les orbitales qui sont appariées ; celles–ci sont données par le principe de minimisation. Ce formalisme permet de traiter correctement l’appariement des nucléons ainsi que le fait que l’un d’entre eux puisse ne pas être apparié.

Les méthodes de type HFB, par rapport à celles phénoménologiques, donnent un meilleur champ moyen pour un système donné, car elles sont fondées sur un élément fondamental : l’interaction nucléon–nucléon. Les modèles en couches présentent

cependant l'avantage d'inclure naturellement les corrélations au-delà du champ moyen, comme les corrélations d'appariement. Ceci dit, les deux théories sont complémentaires. Dans cette thèse, les interprétations des résultats expérimentaux seront faites prioritairement dans le cadre du modèle en couches.

## **2.2. Radioactivité des noyaux riches en neutrons et transitions électromagnétiques dans le noyau**

Dans les expériences décrites dans cette thèse, l'étude des noyaux a été faite à partir de leurs propriétés liées à la décroissance des niveaux fondamentaux et des niveaux excités de basse énergie. Dans la suite de ce chapitre, nous présenterons brièvement les propriétés de décroissance  $\gamma$  et de radioactivité  $\beta$  des noyaux.

### **2.2.1. Transitions électromagnétiques**

Les noyaux créés dans une réaction nucléaire se trouvent, en général, dans des états excités. La décroissance vers le niveau fondamental se fait par des émissions successives de rayonnements  $\gamma$ .

Les transitions entre deux niveaux nucléaires (qu'on appellera par la suite état initial et état final) doivent respecter certaines lois de conservations. A partir de ces lois, on peut déterminer l'énergie des rayonnements émis et le moment angulaire emporté lors de la transition électromagnétique. Si l'énergie de l'état initial est  $E_i$  et celle de l'état final  $E_f$ , alors en raison de la conservation de l'énergie on aura:

$$E_\gamma = E_f - E_i$$

La conservation du moment angulaire impose que le moment angulaire  $L$  emporté par un rayonnement  $\gamma$  satisfasse l'inégalité suivante :

$$|I_i - I_f| \leq L \leq |I_i + I_f|, \quad \forall L \neq 0$$

En plus de la règle de sélection sur le moment angulaire, la parité d'une transition électromagnétique doit vérifier la relation :

$$\pi_i \pi_\gamma \pi_f = 1$$

en raison de la symétrie spatiale des processus nucléaires.

La parité d'une transition radiative est définie par l'opérateur  $P_\gamma$  de sorte que :

$$P_\gamma(EL) = (-1)^L \quad \text{et} \quad P_\gamma(ML) = (-1)^{L+1} \quad (2.2.1)$$

Dans la formule (2.2.1),  $EL/ML$  signifie une transition électrique/magnétique de multipôle  $L$ . Ainsi, les transitions qui connectent des états ayant des parités différentes auront des multipôles électriques impairs et ceux qui connectent des états de parité identique auront des multipôles électriques pairs.

Pour le cas où  $I_i = I_f = 0$ , la désexcitation du niveau initial ne peut pas avoir lieu par émission  $\gamma$ . Seulement l'émission des électrons de conversion ou, dans le cas où l'énergie de transition est plus grande que 1022 keV, l'émission de paires  $e^+e^-$  auront lieu.

La distribution de charges et de courants dans le noyau peut être reproduite par des moments multipolaires électriques et magnétiques. La désexcitation radiative du noyau qui émet un rayonnement  $\gamma$  peut ainsi être décrite en termes d'opérateurs multipolaires  $O(\sigma L)$  où  $\sigma$  peut être *Electrique* ou *Magnétique*. Le taux de transitions par seconde  $\lambda_\gamma$  résultant de la désexcitation radiative d'un état initial  $I_i$  vers un état final  $I_f$  est déterminé par la règle d'or de Fermi. Elle est donnée par la formule suivante :

$$\begin{aligned}\lambda_\gamma(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) &= \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L((2L+1)!!)^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} \frac{\langle I_f \| O(\sigma L) \| I_i \rangle^2}{2I_i + 1} \\ &= \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L((2L+1)!!)^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f)\end{aligned}\quad (2.2.2)$$

où  $B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f)$  est la probabilité réduite de transition entre l'état initial,  $i$ , et l'état final,  $f$ . Si l'état initial décroît sur plusieurs états finals ou s'il y a plusieurs type de décroissances qui peuvent dépeupler l'état initial, la probabilité totale de transition sera donnée par la somme des probabilités partielles.

Les transitions radiatives entre deux états peuvent assez souvent être caractérisées par un mélange de multipôles électromagnétiques. Comme la probabilité de transition dépend très fortement du multipôle électromagnétique, les mélanges de deux multipôles  $L$  et  $L+1$  seront les plus fréquents. Pour décrire ce type de radiation, on introduit le rapport de mélange multipolaire  $\delta$  défini par la relation :

$$\delta^2(\sigma L+1 / \sigma' L) = \frac{\lambda_\gamma(\sigma L+1; I_i \rightarrow I_f)}{\lambda_\gamma(\sigma' L; I_i \rightarrow I_f)} \quad (2.2.3)$$

La conservation de la parité impose que les deux composantes de la transition radiative doivent être  $EL+1$  et  $ML$  ou bien  $ML+1$  et  $EL$ . La formule (2.2.3) permet la mesure expérimentale de la valeur absolue de  $\delta$ . Le signe de  $\delta$  peut être déduit à partir des mesures de distributions et corrélations angulaires.

Les probabilités de transitions réduites  $B(\sigma L; I_2 \rightarrow I_1)$  et  $B(\sigma L; I_1 \rightarrow I_2)$  représentant, respectivement, l'émission et l'absorption, peuvent être exprimées l'une en fonction de l'autre par la relation :

$$B(\sigma L; I_2 \rightarrow I_1) = \frac{2I_1 + 1}{2I_2 + 1} B(\sigma L; I_1 \rightarrow I_2)$$

Les probabilités réduites sont, généralement, exprimées en unités de Weisskopf. Ces unités sont des probabilités réduites déduites à partir des hypothèses suivantes :

- ✓ Le noyau est composé d'un cœur inerte plus une particule active
- ✓ Les transitions ont lieu entre des états  $I_i = L \pm 1/2$  et  $I_f = 1/2$
- ✓ Les termes radiaux dans les fonctions d'onde des états initial et final sont constants à l'intérieur du noyau et sont nuls à l'extérieur.

Les valeurs de probabilités réduites de transitions exprimées en unités de Weisskopf permettent de déterminer si une transition est due à un comportement plutôt individuel ou plutôt collectif du noyau. Elles sont données par l'équation 2.2.4:

$$B(EL)_W = \frac{1.2^{2L}}{4\pi} \left( \frac{3}{L+3} \right)^2 A^{\frac{2L}{3}} \quad [e^2 fm^{2L}]$$

$$B(ML)_W = \frac{10}{\pi} 1.2^{2L-2} \left( \frac{3}{L+3} \right)^2 A^{\frac{2L-2}{3}} \quad [\mu_N^2 fm^{2L-2}]$$
(2.2.4)

Dans le tableau (2.2.1) sont représentées les valeurs correspondant à la limite supérieure des rapports entre la valeur expérimentale et la valeur calculée par l'estimation de Weisskopf. Les mesures expérimentales des probabilités de transitions permettent donc d'estimer la multipolarité de ces transitions.

multipolarité	A=6-44	A=45-150	A>150
E1	0.3	0.01	0.01
E2	100	300	1000
E3	100	100	100
M1	10	3	2
M2	3	1	1
M3	10	10	10

**Tableau 2.2.1.** Valeurs correspondant à la limite supérieure de la probabilité de transition réduite exprimée en unité Weisskopf pour différents types de transition[END79].

Le temps de vie moyen  $\tau$  d'un état est donné pour un seul mode de désexcitation par l'inverse du taux d'émission  $\gamma$  :

$$\tau(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) = \frac{I}{\lambda(\sigma L; I_i \rightarrow I_f)}$$
(2.2.5)

et la demi-période est reliée au temps de vie par l'équation 2.2.6:

$$T_{1/2} = (\ln 2)\tau$$
(2.2.6)

Le temps de vie d'un état nucléaire excité est typiquement de l'ordre de la fs mais certains états peuvent avoir des durées de vie beaucoup plus grandes, pouvant aller jusqu'à des années. Ces états excités portent le nom d'états isomères et leurs longs temps de vie sont souvent dûs à des différences importantes entre les spins et les parités des états initial et final.

### 2.2.2. Conversion interne

L'émission d'électrons de conversion est en compétition avec le processus de désexcitation radiative du noyau, à l'exception des transitions E0 qui ne peuvent pas avoir lieu par émission  $\gamma$ . Le moment angulaire de la transition est alors transféré à un

électron du cortège atomique. L'énergie cinétique transférée à l'électron dépend aussi de son énergie de liaison,  $B_e$  :

$$E_{cin} = (E_i - E_f) - B_e \quad (2.2.7)$$

$B_e$  dépend de l'orbitale atomique occupée par l'électron (couche K, L, M, N, ...). Cette énergie doit être inférieure à l'énergie de transition pour que l'électron soit émis. Après l'émission de l'électron, un trou est créé dans l'orbitale atomique. Il s'ensuit un réarrangement du cortège électronique, processus caractérisé par l'émission de rayons X. Les rayons X sont une signature caractéristique à chaque élément et, donc, permettent l'identification du nombre de protons  $Z$  du noyau.

Le coefficient de conversion interne  $\alpha$  est défini (équation 2.2.8) comme le rapport entre la probabilité de décroissance par électrons de conversions et la probabilité de décroissance par désexcitation radiative :

$$\alpha = \frac{\lambda_{e^-}}{\lambda_\gamma} \quad (2.2.8)$$

Si la transition électromagnétique est caractérisée par un mélange de polarités électriques et magnétiques (le rapport de mélange  $\delta$  est différent de zéro), le coefficient de conversion s'écrit :

$$\alpha(\delta) = \frac{\alpha(L) + \delta^2 \alpha(L+1)}{1 + \delta^2}$$

La probabilité totale de décroissance devient :

$$\lambda = \lambda_\gamma (1 + \alpha)$$

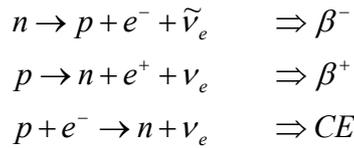
Il est donc nécessaire de corriger l'intensité mesurée d'une transition  $\gamma$  par le facteur de conversion interne pour déterminer l'intensité totale de la transition étudiée. Le coefficient de conversion dépend de l'énergie de la transition, de la charge du noyau et du nombre quantique principal  $N$  par la relation :

$$\alpha \propto \frac{Z^3}{N^3 E_\gamma^{5/2}} \quad (2.2.9)$$

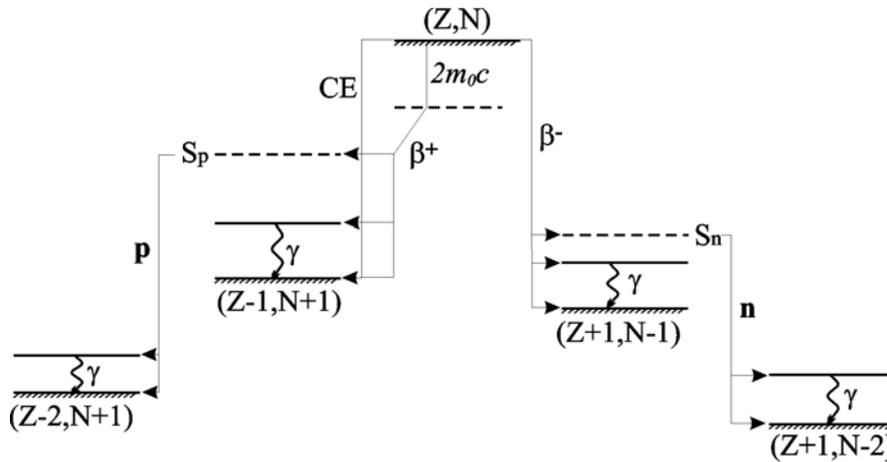
Ainsi, la probabilité d'émission d'électrons de conversion est d'autant plus élevée que l'énergie de la transition est faible et que la charge de l'ion est élevée. De plus, elle est plus importante pour des transitions magnétiques que pour les transitions électriques.

### 2.2.3. Désintégration $\beta$

La radioactivité  $\beta$  est le type de radioactivité la plus répandue dans la nature. Elle transforme un noyau  $(Z, N)$  en  $(Z+1, N-1)$  – dans le cas de la radioactivité  $\beta^-$ , et  $(Z, N)$  en  $(Z-1, N+1)$  pour la radioactivité  $\beta^+$  ou la capture électronique :



Ces trois types de désintégration sont schématisés dans la figure 2.2.1.



**Figure 2.2.1.** Désintégration  $\beta$ .

Les spectres de radioactivité  $\beta$  sont des spectres continus car l'énergie est distribuée entre l'électron/positron éjecté et l'antineutrino/neutrino.

Les noyaux fils sont peuplés sur des niveaux excités ou sur leurs états fondamentaux. De plus, si les niveaux peuplés se trouvent au-dessus de l'énergie de séparation d'un nucléon, la décroissance  $\beta$  a une probabilité d'être suivie par l'émission d'une particule, neutron ou proton, selon le cas. Ceci est possible si l'énergie  $Q_\beta$  est plus grande que l'énergie de séparation  $S_n$  ( $S_p$ ), ce qui correspond aux noyaux qui sont de plus en plus éloignés de la vallée de stabilité  $\beta$ .

Le taux de peuplement  $\beta$  des états du noyau fils dépend de la structure (y inclus le spin et la parité) de l'état qui décroît par  $\beta$ , de l'état peuplé, de la différence en énergie entre les deux et du numéro atomique  $Z$  du noyau fils. Les opérateurs responsables de la désintégration satisfont aux règles de sélection précises sur le changement de moment angulaire  $I$ , de la parité  $\pi$ , et de l'isospin total  $T$ , entre l'état fondamental du noyau précurseur et l'état peuplé par la transition. Elles permettent de définir deux classes de transitions appelées transitions de type Fermi et de type Gamow – Teller qui sont associées respectivement au courant vectoriel et axial – vectoriel de l'interaction faible. Lors des transitions de type Fermi, la paire leptonique  $e-\nu$  est émise dans un état de singulet de spin ( $S_e+S_\nu=0$ ) et emporte un moment angulaire relatif  $l = 0,1,2, \dots$  dans les cas respectifs d'une transition permise, première interdite, deuxième interdite,...

Lors des transitions de type Gamow-Teller, la paire leptonique  $e-\nu$  est émise dans un état de triplet de spin ( $S_e+S_\nu=1$ ) et emporte un moment angulaire relatif  $l = 0,1,2, \dots$  dans les cas respectifs d'une transition permise, première interdite, deuxième interdite,...

Les règles de sélection pour différents types de désintégrations  $\beta$  sont présentées dans le tableau 2.2.2. Par abus de langage, on utilisera le nom de transition de type Fermi pour les transitions de type Fermi permises et transitions de type Gamow – Teller pour

celles de type Gamow – Teller permises. Les transitions de type Fermi sont des transitions très sélectives car elles imposent que les états initial et final aient les mêmes caractéristiques quantiques. Un seul état dans le noyau fils sera alimenté par une transition de type Fermi : l'état isobarique analogue. Les autres transitions permises sont toutes de type Gamow – Teller. Les probabilités associées aux transitions interdites sont très faibles et ne sont généralement pas observées expérimentalement, surtout dans le cas de l'étude des noyaux exotiques qui sont produits avec une section efficace très faible.

Type de transition	L	Log $ft$	Fermi		Gamow – Teller	
			$\Delta I$	$\Delta \pi$	$\Delta I$	$\Delta \pi$
Permise	0	<5.9	0	Non	(0), 1	Non
Interdite I degré	1	7(1)	(0), 1	Oui	0, 1, 2	Oui
Interdite II degré	2	8.5(5)	(1), 2	Non	2, 3	Non

**Tableau 2.2.2.** Règles de sélection pour différents types de transition  $\beta$ . 'Oui'/'non' dans la colonne de  $\Delta \pi$  signifie qu'il y a/il n'y a pas un changement de parité entre les états initial et final. Les valeurs limites des  $\log ft$  sont aussi schématisées.

La quantité  $\log ft$  introduite dans le tableau 2.2.2 est la probabilité de transition réduite entre l'état initial et un état final caractérisée par :

$$ft = \frac{K}{G_V^2 |\tau|^2 + G_A^2 |\sigma\tau|^2} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} K = [8120.271(12)] * 10^{-10} (\hbar c)^6 \text{ GeV}^{-4} \text{ s} \\ G_V = [1.1494(23)] * 10^{-5} (\hbar c)^3 \text{ GeV}^{-2} \\ G_A = [-1.4596(9)] * 10^{-5} (\hbar c)^3 \text{ GeV}^{-2} \end{cases} \quad (2.2.10)$$

$\sigma$  est l'opérateur de spin,  $\tau$  est l'opérateur d'isospin,  $G_V$  et  $G_A$  sont les constantes de couplage associées aux courants vectoriel et axial – vectoriel. Elles désignent les carrés des amplitudes des éléments de matrice associés aux deux types de transition. La quantité  $ft$  est appelée « durée de vie comparée ». Elle est le produit entre la fonction réduite de Fermi,  $f$ , et la durée de vie partielle,  $t$ , pour la population de l'état final dans le noyau fils. La fonction réduite de Fermi ou facteur de phase dépend seulement de l'énergie de la transition et de la nature des noyaux impliqués dans la décroissance. Ses valeurs sont tabulées dans la littérature [Wil74]. Etant donné que le facteur de phase  $f$  varie comme  $(Q_\beta - E_{\text{exc}})^5$ , il est préférable d'utiliser le  $\log(ft)$  à la place. La durée de vie partielle est obtenue comme le rapport de la durée de vie du noyau émetteur  $\beta$  et du taux de peuplement BR de l'état peuplé :  $t = T_{1/2} / BR$ .

Pour caractériser les « forces » des composantes de type vectoriel et axial-vectoriel participant à une transition donnée, on utilise couramment les quantités  $B(F)$  et  $B(GT)$  définies comme  $B(F) = |\tau|^2$  et  $B(GT) = (G_A/G_V)^2 |\sigma\tau|^2$ . L'équation (2.2.10) peut être réécrite :

$$ft = \frac{C}{B(F) + B(GT)} \quad \text{avec} \quad C = \frac{K}{G_V^2} \quad (2.2.11)$$

Les termes B(F) et B(GT) donnent la mesure des contributions de type Fermi et Gamow-Teller associée à la transition considérée. D'habitude, la quantité  $\log(ft)$  est comparée avec celle déduite du calcul théorique de B(F) et B(GT). Pour que l'on puisse comparer les valeurs expérimentales avec les valeurs théoriques dans le cas des transitions de type Gamow Teller, il faut tenir compte du fait que, expérimentalement, on n'a pas accès à tous les états excités du noyau fils pouvant être peuplés par ce type de transition. La mesure indirecte des rapports d'embranchement dans la désintégration  $\beta$  donne, entre autre, la répartition de la force de Gamow Teller sur l'ensemble des états excités présents dans la fenêtre en énergie disponible expérimentalement.

### 2.3. Le moment magnétique nucléaire. Définition.

Une des méthodes pour étudier le noyau et les forces nucléaires exercées entre ses différents constituants (protons et neutrons) est d'observer l'interaction de celui-ci avec des champs électromagnétiques externes. Ce peut être, par exemple, le champ électromagnétique crée par les électrons du cortège ou d'autres sources extérieures au noyau atomique. Le noyau peut être considéré comme une distribution de charges et de courants. Cette distribution est dictée par l'interaction nucléaire, qui est une interaction forte. Au contraire, l'origine des champs électromagnétiques est dans l'interaction électrofaible. L'action des champs électromagnétiques sur les noyaux peut donc être décrite comme une perturbation qui ne change pas les propriétés de l'ensemble nucléaire.

Il est bien connu qu'on peut associer à une distribution de charges et de courants des moments multipolaires électromagnétiques. Les définitions des moments électriques et magnétiques multipolaires sont brièvement passées en revue dans la suite de ce chapitre. Si un noyau est décrit par une distribution de charge  $\rho(\vec{r})$ , son énergie électrostatique dans un champ électrique externe est donnée par:

$$U = \int \rho^{(e)}(\vec{r})\Phi(\vec{r})d\vec{r} \quad (2.3.1)$$

Une variation faible du potentiel  $\Phi(\vec{r})$  en fonction du volume du noyau permet de développer  $\Phi(\vec{r})$  en une série de Taylor. En l'introduisant dans la formule 2.3.1, on obtient :

$$U = q\Phi(0) - \vec{d}\vec{E}(0) - \frac{1}{6} \sum_{i,j} Q_{ij} \frac{\partial E_j}{\partial r_i} + \text{termes d'ordre supérieur} \quad (2.3.2)$$

où :

$$\begin{aligned} q &= \int \rho^{(e)}(\vec{r})d\vec{r} \\ \vec{d} &= \int \vec{r}\rho^{(e)}(\vec{r})d\vec{r} \\ Q_{ij} &= \int (3r_i r_j - \vec{r}^2 \delta_{ij}) \rho^{(e)}(\vec{r})d\vec{r} \end{aligned}$$

Le monopôle électrique,  $q$ , correspond à la charge totale du noyau qui est la somme de toutes les charges élémentaires présentes dans le noyau. Les multipôles électriques

d'ordre supérieur ou égal à 3 d'un état du noyau caractérisé par le moment angulaire  $J$  peuvent être définis comme suit :

$$Q^{(L)} = \rho_{JJ}^{(e)} \bar{r}^L Y_{L0}(\hat{r}) d\bar{r} = \sum_{k=1}^A e(k) \langle JJ | r^L(k) Y_{L0}(\hat{r}(k)) | JJ \rangle \quad (2.3.3)$$

L'interaction du noyau avec un champ magnétique externe peut être décrit d'une manière similaire en introduisant une densité de magnétisation  $\bar{m}(\vec{r}) = \bar{m}_c(\vec{r}) + \bar{m}_s(\vec{r})$  et une densité de charge magnétique associée,  $\rho^{(m)}(\vec{r})$ . Cette densité provient de l'effet du (i) mouvement orbital des particules chargées –  $\bar{m}_c(\vec{r})$  appelé courant de convection dans le noyau, et (ii) des moments magnétiques associés au spin des nucléons –  $\bar{m}_s(\vec{r})$ . Les moments magnétiques multipolaires sont définis comme :

$$\mu^{(L)} = \int \rho^{(m)}(\vec{r}) r^L Y_{L0}(\hat{r}) d\vec{r} = \langle JM = J | \int d\vec{r} [-\nabla(m_c^{op}(\vec{r}) + m_s^{op}(\vec{r}))] r^L Y_{L0}(\vec{r}) | JM = J \rangle \quad (2.3.4)$$

Cette formule donne  $\mu^{(0)} = 0$  pour le monopôle magnétique. Cette valeur nulle est en accord avec le fait que le monopôle magnétique n'existe pas car il n'y a pas de charge magnétique élémentaire. Après évaluation des opérateurs  $\bar{m}_c(\vec{r})$  et  $\bar{m}_s(\vec{r})$ , les moments magnétiques de multipôles  $2^L$  s'écriront sous la forme :

$$\mu^{(L)} = \langle JJ | \sum_{k=1}^A \mu_N \left\{ \nabla(k) r^L(k) Y_{L0}(\hat{r}(k)) \right\} \left\{ \frac{2g^l(k)}{L+1} \vec{l}(k) + g^s(k) \vec{s}(k) \right\} | JJ \rangle \quad (2.3.5)$$

où  $\mu_N$  est le magnéton nucléaire égal à  $e\hbar/2M$ ,  $M$  étant la masse du proton,  $g^l$  et  $g^s$  sont respectivement les facteurs gyromagnétique orbital et de spin du proton (ou neutron). Le moment magnétique dipolaire est donné par la formule 2.3.5 pour  $L=1$  :

$$\mu^{(1)} \equiv gJ\mu_N = \langle JJ | \sum_{k=1}^A \left\{ g^l(k) l_z(k) + g^s(k) s_z(k) \right\} | JJ \rangle \mu_N \quad (2.3.6)$$

Les formules 2.3.3 et 2.3.6 montrent que les moments électromagnétiques multipolaires, déduits dans le cadre d'un modèle nucléaire quelconque, dépendent d'une seule fonction d'onde. Ce n'est pas le cas des probabilités de transitions électromagnétiques ou des facteurs spectroscopiques. La mesure des moments électromagnétiques d'un état nucléaire permet ainsi de tester la composition de la fonction d'onde décrivant cet état. Les moments magnétiques ne reflètent pas seulement la structure nucléaire. Ils font aussi la liaison entre la physique nucléaire et la physique des particules élémentaires. Les facteurs gyromagnétiques mesurés du neutron et du proton

$$g_{libre}^s(p) = 5.59 \quad g_{libre}^s(n) = -3.83$$

ont des valeurs très différentes de celles pour une particule satisfaisant l'équation d'onde de Dirac :

$$g_{Dirac}^s(p) = 2 \quad g_{Dirac}^s(n) = 0$$

Cela indique que les nucléons ont eux aussi une structure et peuvent être décrits comme étant composés d'une particule de Dirac et d'un méson  $\pi$  :

$$p \leftrightarrow n' + \pi^+ \\ n \leftrightarrow p' + \pi^-$$

Le méson  $\pi$  et le couplage de celui-ci avec les particules de Dirac ('neutron' ou 'proton') peuvent expliquer les valeurs anormales des moments magnétiques des nucléons libres [Mor76].

Les valeurs des facteurs  $g$  pour des nucléons libres ne sont plus valables si on considère le cas des protons et des neutrons présents dans un noyau. Il n'y a donc pas un opérateur moment magnétique *à priori* déterminé pour les nucléons dans le noyau. On peut, par contre, renormaliser les facteurs gyromagnétiques orbitaux et de spin par  $\delta g^l$  et  $\delta g^s$  pour prendre en compte l'effet mésonique dans l'expression du moment :

$$\mu = g^l \vec{l} + g^s \vec{s} = (g_{libre}^l + \delta g_a^l) \vec{l} + (g_{libre}^s + \delta g_a^s) \vec{s} \quad (2.3.7)$$

Ces corrections,  $\delta g_a^l$  et  $\delta g_a^s$ , sont dues au courant d'échange de méson (MEC) dans le noyau. Elles sont prises en compte pour déduire les valeurs effectives des facteurs  $g$  des nucléons.

### 2.3.1. Les valeurs de Schmidt

Dans le cas extrême pour lequel les propriétés du noyau sont décrites par un seul nucléon de valence avec un moment angulaire  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ , l'expression pour les moments magnétiques dipolaires (2.3.6) devient :

$$\mu_{s.p.} = g^j j = \left[ l g^l + \frac{1}{2} g^s \right] \quad \text{pour } j = l + \frac{1}{2} \\ \mu_{s.p.} = g^j j = \frac{j}{j+1} \left[ (l+1) g^l - \frac{1}{2} g^s \right] \quad \text{pour } j = l - \frac{1}{2} \quad (2.3.8)$$

où les valeurs des facteurs  $g$  sont :

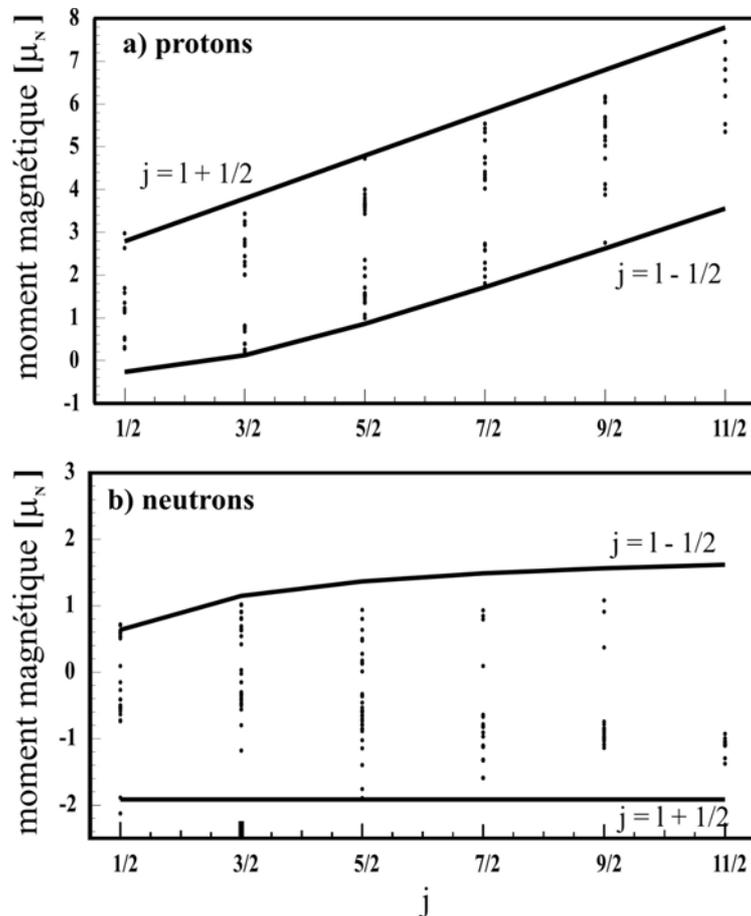
$$g^s(p) = 5.5857 \quad g^l(p) = 1 \\ g^s(n) = -3.8263 \quad g^l(n) = 0$$

Les valeurs de moments magnétiques des nucléons libres sont encore utilisées dans l'expression 2.3.8. Les valeurs de ces moments, données par les formules 2.3.8, portent le nom de moments de Schmidt. Pour les noyaux légers, les valeurs expérimentales sont en bon accord avec celles de Schmidt. Cependant, pour les noyaux lourds, les déviations deviennent, en général, assez importantes. Elles dépendent aussi de la valeur de  $j$ . A quelques exceptions près, elles sont généralement comprises entre les valeurs

minimales, pour  $j=1-1/2$ , et maximales, pour  $j=1+1/2$ , des prédictions de Schmidt. Ce comportement est montré sur la figure 2.3.1 [Sto98]. Ces déviations sont dues au fait que les moments calculés par Schmidt sont déduits à partir de deux hypothèses extrêmes :

- ✓ Les propriétés du noyau sont décrites par une seule particule (le nucléon ou le trou de valence) et il n'y a pas de termes multi-particules. Aussi, le cœur doublement magique est considéré inerte et les excitations particule – trou sont interdites
- ✓ Les valeurs utilisées, pour les facteurs gyromagnétiques, sont celles des nucléons libres ; les courants d'échange des mésons et d'autres corrections contribuant aux facteurs de déviations  $\delta g^s$  et  $\delta g^l$  ne sont pas pris en compte.

Il en résulte que, dès qu'on s'éloigne des régions de couches fermées, les valeurs expérimentales peuvent dévier considérablement des moments de Schmidt.



**Figure 2.3.1.** Les moments de Schmidt pour les noyaux avec 1 proton/neutron en dehors d'une couche magique.

Les valeurs de Schmidt peuvent être corrigées en prenant en compte l'influence du courant d'échange de mésons et les polarisations du cœur du premier et du second ordre. Il est donc très utile de mesurer les moments magnétiques des noyaux ayant une seule particule en dehors d'un cœur doublement magique puisque ces valeurs sont affectées uniquement par les corrections de type mentionné ci-dessus. Les valeurs des

moments magnétiques de tels noyaux ne doivent pas, en principe, présenter de déviations dues au mélange de configurations.

### 2.3.2. L'addition des moments magnétiques

Le moment magnétique étant un opérateur à un corps, il est possible de déduire un théorème d'addition pour des états composés, c'est à dire pour des états de noyaux dont les nucléons peuvent être regroupés en 3 sous-ensembles: un cœur ayant un spin  $J_{cœur}=0$ , un premier groupe A de nucléons ayant un moment angulaire  $J_A$  (par exemple des protons de valence) et un second groupe B (par exemple des neutrons de valence) avec un moment angulaire  $J_B$ . Les deux groupes peuvent être couplés à un moment angulaire  $J$ . En principe, pour des noyaux proches des couches fermées, cette séparation en trois groupes du noyau est relativement réaliste.

Ce théorème sera très utile pour les noyaux ( $A+B+cœur$ ) dont on pourra estimer le moment à partir des moments magnétiques, s'ils sont connus, des deux sous-noyaux : ( $A+cœur$ ), et ( $B+cœur$ ) caractérisés par un cœur ayant un spin nul couplé au groupe A et B respectivement. Il n'est pas pour autant nécessaire que les cœurs des deux sous-noyaux soient identiques. Si l'interaction entre les deux groupes de nucléons A et B est négligeable, la valeur ainsi estimée devrait être très proche de la valeur expérimentale. On peut écrire le moment magnétique pour l'état  $|JM=J\rangle$  selon :

$$\mu = gJ = \langle JM = J | gJ_z | JM = J \rangle \quad (2.3.9)$$

Le facteur g peut-être calculé comme la somme des deux facteurs g correspondant à chacun des groupes A et B. Le moment magnétique devient :

$$\mu = gJ = \langle JM = J | g_A J_{Az} + g_B J_{Bz} | JM = J \rangle \quad (2.3.10)$$

Les facteurs  $g_A$  et  $g_B$  dépendent chacun respectivement de la structure des groupes A et B. Ils incluent aussi les interactions possibles avec le cœur de chaque groupe. Seule l'interaction entre les groupes A et B doit être négligeable pour pouvoir utiliser le théorème d'addition. Le terme à gauche dans la formule 2.3.10 peut être réécrit, en utilisant la formule généralisée de Landé [Bru77], en fonction de  $J_A$ ,  $J_B$  et  $J$  :

$$\mu = \frac{\langle JJ | g_A \vec{J}_A \vec{J} + g_B \vec{J}_B \vec{J} | JJ \rangle}{J(J+1)} \langle JJ | J_z | JJ \rangle \quad (2.3.11)$$

La comparaison des formules 2.3.10 et 2.3.11 montre que le facteur g est donné par l'expression :

$$g = \frac{\langle JJ | g_A \vec{J}_A \vec{J} + g_B \vec{J}_B \vec{J} | JJ \rangle}{J(J+1)} \quad (2.3.12)$$

Les produits  $\vec{J}_A \vec{J}$  et  $\vec{J}_B \vec{J}$  peuvent être réécrits en tenant compte de la relation entre les trois moments angulaires :  $\vec{J} = \vec{J}_A + \vec{J}_B$ . On obtient la formule pour l'addition des facteurs g :

$$g = \frac{1}{2}(g_A + g_B) + \frac{1}{2}(g_A - g_B) \frac{J_A(J_A + 1) - J_B(J_B + 1)}{J(J + 1)} \quad (2.3.13)$$

Si le spin du groupe A est égal à 0, le facteur  $g$  du noyau sera égal à  $g_B$ . Cela signifie que d'ajouter à un noyau des nucléons couplés au spin 0 ne change pas le moment magnétique du noyau, à la condition cependant que l'ajout de ces nucléons ne change pas la structure du groupe B.

### 2.3.3. Facteurs influençant les moments magnétiques

#### 2.3.3.1. Configuration des particules de valences

Les moments magnétiques nucléaires sont très sensibles aux orbitales occupées par les particules ou trous de valence. Cette information est contenue dans le facteur  $g$ . Pour les noyaux impairs pouvant être décrits par une fonction d'onde simple-particule pure sans mélange de configuration, les facteurs gyromagnétiques seront une indication sur l'orbitale occupée par le nucléon de valence. Cette hypothèse est réaliste, pour des noyaux proches de la fermeture de couches, pour des états de hauts spins correspondant à l'alignement maximum de tous les spins des particules de valence.

#### 2.3.3.2. Polarisation du cœur

La polarisation du cœur implique des excitations des particules du cœur vers l'espace de valence. Il y a deux types de polarisation du cœur qui peuvent affecter les valeurs des moments magnétiques.

##### a. Polarisation du cœur du premier ordre

Les moments magnétiques sont très sensibles au mélange des éléments de matrice de type « spin-flip »,  $M1$ , dans la fonction d'onde. Ce sont des configurations de type  $|\pi(l_{j-1/2}l_{j+1/2}^{-1}; 1^+)$ . Ce type de configuration implique souvent des excitations 1 particule – 1 trou à travers une fermeture de couche majeure. La contribution de ces types d'excitations dans la fonction d'onde est très faible car elle est proportionnelle au carré de l'amplitude. Cependant, elle peut-être assez importante dans l'opérateur magnétique dipolaire car les amplitudes s'ajoutent de manière cohérente.

Dans certains isotopes, ces excitations sont bloquées par le principe de Pauli ; dans ce cas, le théorème d'addition n'est plus valable et le facteur gyromagnétique varie avec le nombre de neutrons  $N$  ou de protons  $Z$ .

##### b. Polarisation du cœur du deuxième ordre

Le mélange avec des configurations caractérisées par le couplage entre les particules de valences et des excitations  $2p - 2h$  de basse énergie du cœur donne lieu à des corrections du deuxième ordre. Comme cela a déjà été mentionné, les facteurs gyromagnétiques sont plutôt sensibles aux orbitales occupées par un nombre impair de particules. Ils sont donc peu influencés par des excitations quadrupolaires du cœur qui sont aussi responsables de la déformation du noyau ; les moments magnétiques sont souvent constants dans une chaîne d'isotopes. Aussi, les moments magnétiques ne sont pas sensibles au caractère normal ou intrus des orbitales qu'ils décrivent.

Pour conclure, les moments magnétiques et plus particulièrement les facteurs gyromagnétiques contiennent l'information sur la pureté des états qu'ils décrivent. Si l'état correspond à une configuration pure simple-particule, la valeur du facteur

gyromagnétique associé devait être proche des valeurs de Schmidt. Les déviations par rapport à ces valeurs sont dues au caractère composé des nucléons, l'interaction entre les nucléons se faisant par l'intermédiaire des mésons d'où le nom de ce type de corrections : courant d'échange des mésons, ainsi qu'aux excitations du cœur, c'est à dire les corrections du premier ou du deuxième ordre.

## **2.4. Production et sélection des noyaux riches en neutrons**

L'étude des noyaux éloignés de la stabilité nécessite de les produire par des réactions nucléaires puisque ces noyaux ne sont pas disponibles dans la nature. Il ne suffit pas de savoir les produire, mais aussi de savoir quel est le mode de production le plus adapté à l'étude qu'on veut faire. Ce 'savoir-faire' fait le sujet de la physique des réactions nucléaires.

Les noyaux étudiés dans ce travail sont situés du côté riche en neutrons de la carte des noyaux. Dans la suite de ce chapitre, quelques mécanismes de réaction favorisant la production des noyaux riches en neutrons seront succinctement rappelés en insistant sur la réaction de fragmentation du projectile qui a été utilisée pour produire les noyaux étudiés.

Les réactions de transfert profondément inélastiques sont des réactions périphériques de basse énergie ( $<10$  MeV/u) où le projectile et la cible restent en contact assez longtemps pour équilibrer le rapport N/Z du système composite par transfert de nucléons. Si les cibles utilisées sont lourdes (avec un rapport N/Z important) on enrichit le projectile en neutrons. L'énergie d'excitation est faible car la réaction est périphérique mais on est limité à un transfert de quelques neutrons.

La fission des cibles lourdes induite par des particules légères de faible énergie permet, grâce à l'excès de neutrons des éléments lourds, la production des noyaux riches en neutrons. Ce processus induit par des protons de 20 à 60 MeV environ est par exemple utilisé à Jyväskylä [JYF] et sera utilisé à SPIRAL II [SPIb] avec des neutrons provenant de la cassure des deutons. D'autres types de fission par l'intermédiaire desquelles on peut produire de noyaux riches en neutrons sont la fission spontanée, la fission induite par des neutrons thermiques et la fusion-fission. Elles sont très efficaces dans la production des noyaux de masses intermédiaires très riches en neutrons.

Une autre réaction, permettant la production de ces noyaux, est la fragmentation des cibles lourdes avec des protons de très haute énergie de l'ordre de quelques GeV. Le mécanisme mis en jeu correspond à une cassure soudaine des noyaux en plusieurs morceaux ; le processus est suffisamment rapide pour que l'énergie des morceaux soit faible (approximation soudaine). Ce mécanisme est entre-autre utilisé depuis plusieurs décennies à ISOLDE au CERN [ISO] pour produire et étudier les noyaux exotiques ainsi que plus récemment à Triumf au Canada [TRI].

### **2.4.1. La fragmentation du projectile**

Après la fission, la fragmentation d'ions lourds a permis un second envol des connaissances sur la structure des noyaux exotiques aux énergies intermédiaires au GANIL [GAN], à MSU [MSU] et à Riken [RIK] ainsi qu'aux énergies relativistes au LBL Berkeley [LBN] et au GSI [GSI]. La fragmentation du projectile peut être approximée comme une abrasion soudaine d'une partie du noyau projectile par la cible. Si le paramètre d'impact  $b$  est plus petit que la somme des rayons des deux noyaux impliqués dans la réaction, l'ensemble des nucléons du projectile présents dans la zone de recouvrement est arraché. Ils portent le nom de participants et sont très fortement excités. Les autres forment les fragments spectateurs ; ils ont comme énergie

d'excitation l'énergie de surface due à leurs déformations et l'énergie acquise dans le processus d'ablation. La masse des produits de réactions peut varier beaucoup, allant de celles des noyaux légers à celle du projectile. Cette fragmentation du projectile est dite en vol car les fragments quittent la cible mince de production avec une grande vitesse. Ce processus est utilisé au GANIL auprès des installations SISSI [SIS] et LISE [LIS]. Le même mécanisme de production peut être utilisé avec une cible épaisse. Dans ce cas, le nombre de réaction sera beaucoup plus important. L'inconvénient est que les fragments seront arrêtés dans la cible ; seulement ceux qui diffuseront suffisamment rapidement par rapport à leur temps de désintégration radioactive pourront être étudiés. Ce processus en cible épaisse, méthode ISOL – Isotope Separation On Line – est aussi utilisée à SPIRAL [SPIa].

Le mécanisme de fragmentation du projectile est capable de produire des noyaux exotiques dans des régions aussi bien riches que déficients en neutrons car les sections efficaces dépendent au premier ordre de la probabilité géométrique des différentes combinaisons des protons et des neutrons dans le résidu spectateur du projectile. Les distributions isotopiques des fragments sont centrées sur le rapport N/Z du projectile. La distribution en moment du fragment a la forme d'une gaussienne dont le maximum est atteint pour les fragments ayant le même moment que le projectile et la largeur  $\sigma$  est donnée par la formule de Goldhaber [Gol74] :

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_{\text{fragment}} (A_{\text{projectile}} - A_{\text{fragment}})}{A_{\text{projectile}} - 1}}$$

où  $\sigma_0 \approx 90$  MeV/c. La cinématique de la réaction implique que les fragments ont, en première approximation, la vitesse du projectile et qu'ils sont émis à des angles très proches de la direction incidente du projectile. Les largeurs  $\sigma$  des moments parallèle et transverse sont égales dans le cas des projectiles ayant des énergies relativistes. Pour les énergies intermédiaires, des mesures expérimentales ont prouvé que la largeur du moment transverse est plus grande que celle du moment parallèle[Baz02].

Pour les énergies intermédiaires, inférieures à 200 MeV/u, le modèle participant – spectateur permet encore de décrire la fragmentation, au moins au premier ordre pour des noyaux proches de la stabilité. A ces énergies, des processus compétitifs peuvent intervenir et l'approximation soudaine est de moins en moins valable. Toutefois, ils ne modifient pas fondamentalement les caractéristiques d'émission des fragments et ce modèle décrit bien les processus liés à la fragmentation aux énergies intermédiaires. Dans le chapitre dédié à la mesure des facteurs gyromagnétiques de  $^{61}\text{Fe}$  et  $^{59}\text{Cr}$ , nous verrons que l'alignement produit dans la fragmentation de  $^{64}\text{Ni}$  à 54.7 MeV/u peut être décrit qualitativement par le modèle de l'abrasion soudaine.

Les deux expériences présentées dans ce travail ont été faites au GANIL auprès du spectromètre LISE. En conséquence, nous présenterons dans la suite de ce chapitre les caractéristiques des accélérateurs du GANIL et celles de LISE.

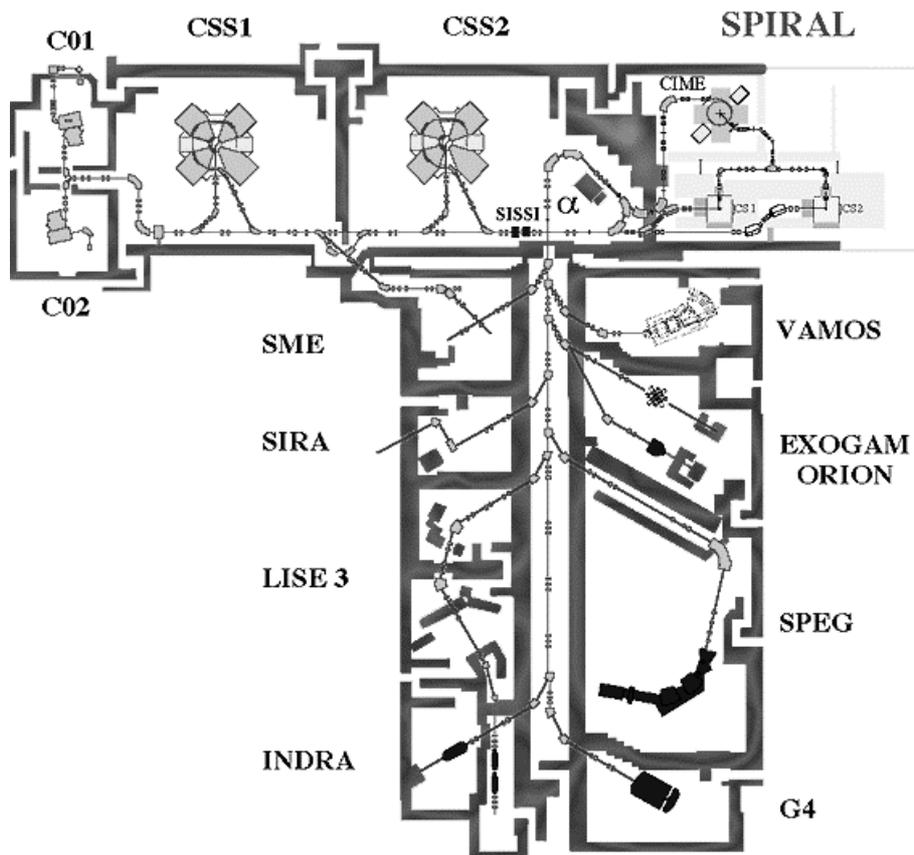
#### **2.4.2. La production des noyaux radioactifs au GANIL**

Le GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) fournit des faisceaux stables accélérés, à des énergies intermédiaires (entre 20 et 100 MeV par nucléon) grâce à 2 cyclotrons couplés (figure 2.4.1). Le type de réaction, dans cette gamme d'énergie, avec une section efficace importante pour produire des noyaux radioactifs est la réaction de fragmentation. Deux techniques différentes sont utilisées au GANIL pour produire des

ions radioactifs : la fragmentation du projectile en vol d'une part, et la méthode ISOL d'autre part.

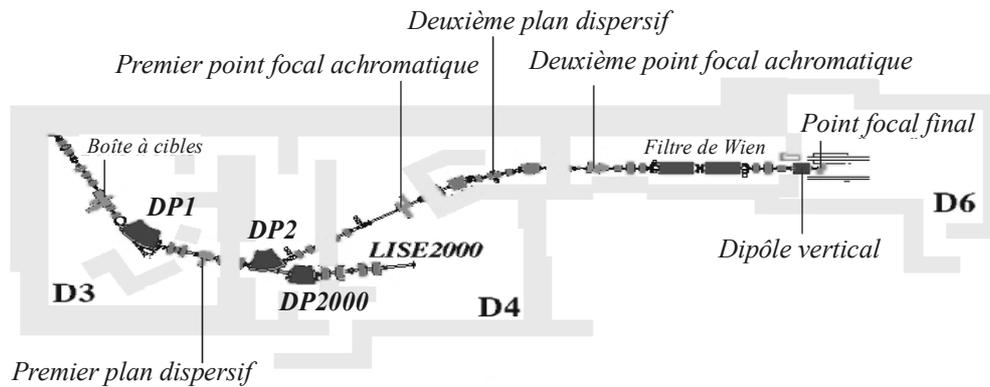
Dans le cas de la fragmentation du projectile en vol, les noyaux radioactifs sont produits dans une cible relativement mince. Ils quittent ainsi la cible avec une énergie suffisante pour être ensuite sélectionnés par des spectromètres. Les cibles minces sont soit placées dans SISSI, soit dans les salles expérimentales. SISSI (Source d'Ions Secondaires à Supraconducteurs Intenses) est un ensemble de deux solénoïdes supraconducteurs à forte focalisation, qui permet d'accroître l'acceptance angulaire des lignes de faisceau pour les ions secondaires produits par la fragmentation sur la cible située entre ces deux solénoïdes. Les ions secondaires produits avec SISSI sont, après avoir été sélectionnés avec le spectromètre Alpha, envoyés vers les différentes salles expérimentales.

Depuis 2001, GANIL fournit aussi des faisceaux radioactifs avec le nouvel ensemble SPIRAL [SPIa]. Les noyaux radioactifs sont produits et arrêtés dans une cible épaisse (méthode de type ISOL), ils diffusent hors de la cible grâce à leur vitesse d'agitation thermique. Ils sont ensuite ionisés dans des sources d'ions, post-accélérés avec le cyclotron CIME à des énergies comprises entre 1.7 et 25 MeV/A (ces limites dépendant du type d'ions). Ils sont finalement envoyés vers les salles expérimentales pour y être étudiés soit tel quel, soit pour y induire une nouvelle réaction.



**Figure 2.4.1.** Plan de l'accélérateur et des aires expérimentales.

### 2.4.3. Le spectromètre LISE



**Figure 2.4.2.** Plan du spectromètre LISE et LISE2000.

Le spectromètre magnétique LISE (Ligne d'Ions Super Epluchés) a pour objectif principal la production et la sélection des noyaux exotiques très épluchés. Il est essentiellement composé d'une enceinte sous vide comprenant les cibles, d'une section d'analyse permettant la sélection des fragments suivant leur rigidité magnétique et dont l'acceptance en moment est de  $\pm 2.5\%$  (soit  $\pm 5.0\%$  en énergie), d'une section d'analyse permettant la sélection suivant la perte d'énergie dans un matériau et d'une section d'analyse finale suivant la vitesse grâce à un filtre de Wien (figure 2.4.2). Une description détaillée de LISE est faite dans les références [Ann87, Duf86, Baz90]. La ligne ainsi constituée est doublement achromatique en angle et en position, ce qui veut dire que ces paramètres sont indépendants au point focal de l'énergie des particules, au premier ordre.

L'utilisation de LISE et de sa cible de production est absolument nécessaire, par exemple, lors de l'étude des noyaux isomères de courte durée de vie. En effet, la distance entre la cible de production et la détection étant plus courte qu'avec SISSI, la décroissance des isomères avant le lieu de détection sera minimisée. Le choix de la cible à utiliser dans différents types d'expériences est fait par rapport à la durée de vie des isomères attendues (choix du spectromètre SISSI+Alpha ou LISE) mais aussi par rapport aux intensités souhaitées car SISSI peut d'une part accepter des intensités généralement plus élevées de faisceaux incidents et d'autre part présente une meilleure focalisation des noyaux émergents et donc une meilleure transmission.

Etant donné le caractère périphérique des réactions de fragmentation, les fragments obtenus sont émis à des angles proches de  $0^\circ$ . L'acceptance angulaire standard de LISE est de 1 msr. Une fois produits, les fragments sont dirigés vers le premier dipôle (DP1) qui fait une sélection magnétique proportionnelle à la masse  $A$ , à la vitesse  $v$  et inversement proportionnelle à l'état de charge  $Q$ . La rigidité maximale de ce premier dipôle est de 4.3 Tm.

Entre les deux dipôles, un dégradeur en énergie peut être inséré pour obtenir une purification du faisceau secondaire. Ce dégradeur est courbé de façon à conserver l'achromatisme du spectromètre. En traversant le dégradeur, les fragments sont ralentis différemment selon leur vitesse, leur numéro atomique et l'épaisseur du dégradeur parcourue. La combinaison de la formule de Bethe (ralentissement des ions) avec le fait que l'énergie des noyaux à la sortie du premier dipôle soit proportionnelle à  $Z^2/A$ ,

permet de déduire que la sélection faite par le dégradeur est proportionnelle à  $A^{2\gamma-1}/Z^{2\gamma-2}$  où  $\gamma$  est une constante qui dépend du matériel. Pour un dégradeur en Aluminium elle est égale à 1.75 et elle ne varie pas beaucoup pour d'autres matériaux. Pour les expériences qui seront décrites dans ce travail, le dégradeur a pour but d'éliminer la contribution des particules légères produites lors de la réaction, ainsi que les différents états de charges des fragments plus lourds. Le rôle du deuxième dipôle (DP2) (dont la rigidité magnétique maximale est de 3.2 Tm) est de restituer l'achromatisme du spectromètre. En combinant l'effet du dégradeur avec le réglage du deuxième dipôle (DP2), on obtient un effet de compensation qui permet de minimiser la dispersion des trajectoires des noyaux causée par le premier dipôle et de focaliser les noyaux désirés sur les différents dispositifs expérimentaux. Il est ainsi possible d'utiliser des détecteurs de petite taille pour identifier, en masse et en charge, les noyaux transportés le long du spectromètre LISE et faire ainsi les sélections qui s'imposent pour chaque expérience.

#### 2.4.3.1. L'identification des noyaux radioactifs auprès de LISE

Les paramètres utilisés pour déterminer la nature de l'ion implanté sont :

- ✓ la rigidité magnétique  $B\rho$ ,
- ✓ le temps de vol  $TOF$ ,
- ✓ les pertes d'énergie dans différents détecteurs,
- ✓ l'énergie cinétique.

Ces paramètres sont suffisants pour déduire la masse  $A$ , le numéro atomique  $Z$  et la charge  $Q$  de l'ion incident sans ambiguïté sur une large région des noyaux légers à mi-lourds. En effet, les particules chargées qui traversent un champ magnétique  $B$  sont déviées en fonction de leur moment  $p$  et de leur charge électrique  $Qe$ :

$$B\rho = \frac{p}{Qe} \quad (2.4.1)$$

Etant données les énergies importantes des noyaux produits au GANIL, les formules relativistes doivent être utilisées. En conséquence, le moment est donné par:

$$p = \gamma M v = M\beta\gamma c \quad (2.4.2)$$

où  $M$  est la masse au repos de la particule exprimée en  $\text{MeV}/c^2$  et

$$\beta = \frac{v}{c} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (2.4.3)$$

La vitesse  $v$  de l'ion est calculable à partir de la mesure du temps de vol  $TOF$  et du parcours  $L$  de celui-ci dans le spectromètre. Grâce à l'achromaticité de la ligne, les distances parcourues par les différents noyaux sont, en première approximation, égales,  $\frac{\Delta L}{L} \approx 10^{-4}$ , et la vitesse est donnée par :

$$v = \frac{L}{TOF} \quad (2.4.4)$$

En remplaçant l'impulsion dans la formule (2.4.1), on obtient une première relation :

$$B\rho = \frac{M\beta\gamma c}{Qe} \quad (2.4.5)$$

ou, ce qui est équivalent,

$$B\rho = 3.105 \frac{A\beta\gamma}{Q} \quad (2.4.6)$$

$A$  est la masse du fragment exprimée en unités de masse atomiques – u.m.a.

Lorsque le noyau est implanté par exemple dans un détecteur en silicium, son énergie cinétique  $E$  est mesurable. Elle est directement reliée à la masse du noyau par la relation suivante :

$$E = Mc^2(\gamma - 1) \quad (2.4.7)$$

La masse, en u.m.a., du fragment détecté est directement déduite :

$$A = \frac{E}{931.5(\gamma - 1)} \quad (2.4.8)$$

$E$  étant mesurée en MeV et  $\gamma$  étant déduit du temps de vol mesuré entre la cible et les détecteurs d'implantation.

L'état de charge de l'ion est déterminé à partir de la relation:

$$Q = 3.105 \frac{\beta\gamma E}{931.5B\rho(\gamma - 1)} \quad (2.4.9)$$

$B\rho$  étant connu à partir du champ magnétique mesuré par une sonde électromagnétique. Il reste à déduire le numéro atomique  $Z$ . Les noyaux peuvent être implantés dans un ensemble télescope de détecteurs  $\Delta E$ , c'est-à-dire de détecteurs en silicium ayant des épaisseurs telles que les particules traversent plusieurs détecteurs  $\Delta E$  avant de s'arrêter dans le dernier. La formule de Bethe-Bloch permet de calculer le numéro atomique de la particule à partir de l'énergie déposée dans un détecteur  $\Delta E$  :

$$\frac{dE}{dx} = a_1 \frac{Z^2}{\beta^2} [\ln(a_2 \beta^2 \gamma^2) + a_3 \beta^2 + a_4 + a_5] \quad (2.4.10)$$

où  $a_n$  sont des constantes qui décrivent la nature du matériel traversé. Des corrections d'ordre supérieur, dues au fait que les particules sont relativistes, y ont été introduites. Après simplification, la valeur du  $Z$  donnée par la formule 2.4.10 est :

$$Z = c_1 \sqrt{\frac{dE}{Y}} + c_2 + c_3 \frac{dE}{Y} + c_4 \beta \quad (2.4.11)$$

avec

$$Y = \frac{\ln(5930 \beta^2 \gamma^2)}{\beta^2} - 1 \quad (2.4.12)$$

où  $c_n$  sont des constantes caractéristiques du matériel. L'ajustement de ces constantes pour des noyaux de  $Z$  allant de 15 à 50 ont été faites lors de l'expérience de fragmentation d'un faisceau de  $^{112}\text{Sn}$  [Lew94]. Les valeurs obtenues sont les suivantes :

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

On voit donc que, à partir de valeurs mesurées telles que le  $B\rho$ , le temps de vol, la perte d'énergie et l'énergie cinétique d'une particule on peut reconstituer le numéro atomique, la masse et la charge du noyau mesuré.

#### 2.4.4. LISE2000

Tout au long des années, LISE a été améliorée afin de réaliser une meilleure sélection et afin de purifier le plus possible les faisceaux secondaires. On peut mentionner ici :

- ✓ l'angle d'incidence du faisceau sur la cible qui peut varier de  $0^\circ$  à  $3^\circ$  et qui permet d'une part la production des fragments polarisés et d'autre part le rejet des états de charge du faisceau primaire;
- ✓ la construction d'un filtre de Wien permettant une sélection supplémentaire en vitesse et le couplage de celui-ci à un dipôle vertical et une plate-forme horizontale qui peut tourner autour de l'axe du dipôle, LISE travaillant alors comme un spectromètre de masse ( $A/Q$ ).

Bien que LISE soit un outil très puissant pour l'étude des noyaux exotiques des deux cotés de la vallée de la stabilité, il a cependant des limites :

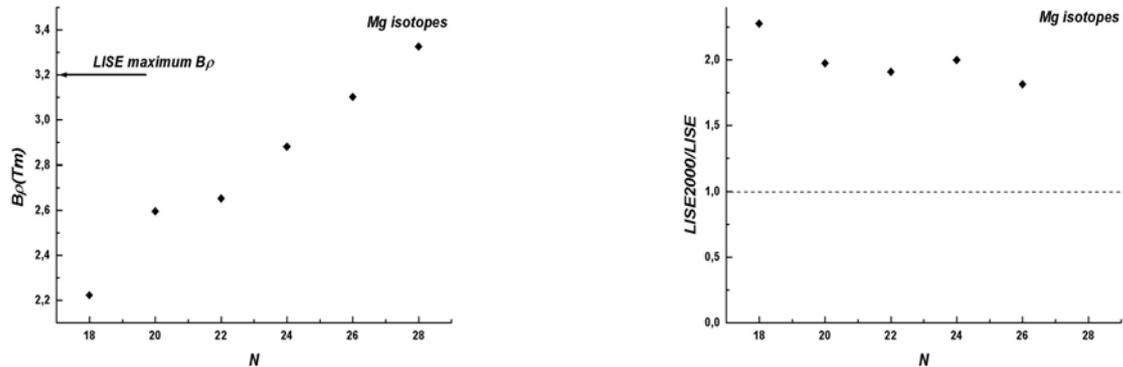
- ✓ La valeur maximale de  $B\rho$  après le dégradeur n'est que de 3.2 Tm limitant la transmission des noyaux très riches en neutrons.
- ✓ Son acceptation angulaire n'est que de 1msr.

Ces limitations ont conduit à la construction de LISE2000. Si la première section dispersive de LISE est toujours utilisée, une nouvelle section d'analyse magnétique de LISE a été ajoutée. Elle est constituée d'un dipôle (DP2000) ayant un rayon de 3 m et dont la rigidité magnétique maximale est de 4.3 Tm et de 4 quadrupôles situés après le dipôle, permettant de refocaliser le faisceau (figure 2.4.2). La première partie de l'analyse du faisceau radioactif est faite, comme dans le cas de LISE, par le premier dipôle DP1 et le dégradeur, puis les fragments sont sélectionnés par le dipôle LISE2000 et déviés à un angle de  $22.5^\circ$  (celui du deuxième dipôle LISE est de  $45^\circ$ ). Une modification des quadrupôles, situés après la cible de LISE, a permis d'autre part d'augmenter d'un facteur de l'ordre de 3 l'acceptation angulaire. Il est de plus possible grâce à l'augmentation du  $B\rho$  du dipôle LISE2000 de sélectionner des noyaux plus

énergétiques en sortie du dégradeur et donc d'utiliser des dégradeurs plus minces permettant moins de pertes dues aux straggling en énergie et en angles sur l'intensité du noyau désiré.

L'optique de LISE2000 conserve l'achromatisme en angle et en position.

Des simulations réalisées avec le code LISE [LIS] montrent le gain acquis par LISE2000 pour les isotopes de Magnésium très riches en neutrons. Les calculs ont été faits avec la cible optimale pour chaque sélection et ils sont présentés dans la figure 2.4.3.



**Figure 2.4.3.** Comparaison entre LISE et LISE2000 en utilisant le programme LISE pour la production des isotopes de Mg riches en neutrons.

Les deux expériences décrites dans cette thèse ont utilisé LISE pour produire et pour séparer les fragments que nous avons étudiés. La mesure de facteur g du  $^{61m}\text{Fe}$  a été réalisée avec LISE standard car ce noyau est très bien produit par la réaction de fragmentation, environ 10000 noyaux de  $^{61}\text{Fe}$  par seconde.

L'étude de la décroissance  $\beta$  des noyaux très riches en neutrons autour de  $N=40$  a nécessité LISE2000 pour son acceptance 3 fois plus grande que celle de LISE standard.

### 3. Mesure du facteur gyromagnétique du niveau $9/2^+$ dans le $^{61}\text{Fe}$

La deuxième partie de ce travail porte sur la mesure des facteurs gyromagnétiques dans les noyaux riches en neutrons ayant  $N=35$  neutrons, notamment le  $^{61}\text{Fe}$  et le  $^{59}\text{Cr}$ .

Dans la suite de ce chapitre nous procéderons à une brève description de l'alignement des noyaux et des méthodes pour mesurer les moments magnétiques (ou les facteurs  $g$ ). Nous verrons que les temps de vie des états isomères étudiés imposent comme méthode la plus adéquate pour la mesure de facteurs  $g$  la méthode TDPAD (Time Dependent Perturbed Angular Distributions), raison pour laquelle cette méthode sera présentée plus en détail.

Dans cette partie nous présenterons aussi les résultats expérimentaux obtenus pour les noyaux de  $^{61}\text{Fe}$  et de  $^{59}\text{Cr}$ .

#### 3.1. Ensembles nucléaires orientés. Définitions.

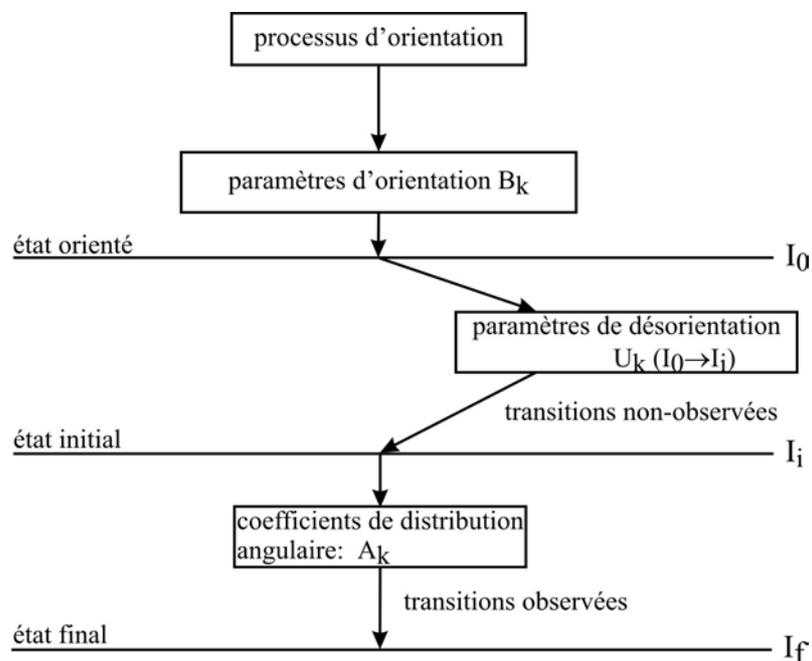


Figure 3.1.1. La propagation de l'orientation.

Les mesures de moments magnétiques nucléaires nécessitent généralement que l'ensemble nucléaire étudié soit orienté. En d'autres termes, les sous-états magnétiques

du spin  $J$  de l'état étudié ne sont pas uniformément peuplés. Si on définit comme axe  $Z$  l'axe de symétrie de l'ensemble nucléaire, l'alignement ou la polarisation par rapport à cet axe peut être décrit en introduisant la probabilité  $p_m$  que le spin nucléaire ait une projection  $|m\rangle$  sur l'axe  $Z$ .

Les paramètres qui décrivent la distribution angulaire d'un ensemble nucléaire orienté sont schématisés dans la figure 3.1.1. L'orientation de l'état initial,  $I_0$ , peut être décrite par les paramètres d'orientation  $B_k$  ou, pour le cas plus général sans symétrie axiale, par le tenseur  $\rho_q^k$ . La désexcitation de l'état  $I_0$  n'est pas toujours mesurée directement car elle peut transiter par différents états non observés dans la mesure. Il en résulte que l'orientation effective de l'état  $I_i$  observée est l'orientation de l'état  $I_0$  modifiée par les coefficients de désorientation  $U_k$ . Ces coefficients dépendent des transitions non observées via lesquelles l'état  $I_i$  a été peuplé.

En général, la distribution angulaire d'une radiation qui dépeuple l'état orienté  $I_i$  est décrite par [Ste74]:

$$W(\theta, \varphi) = \sqrt{4\pi} \sqrt{2I_i + 1} \sum_{k,n} \frac{\rho_n^{k*}(I_i) A_k Y_{kn}(\theta, \varphi)}{\sqrt{2k+1}} \quad (3.1.1)$$

où  $\rho_q^k$  est le tenseur statistique,  $Y_{kn}$  sont les harmoniques sphériques,  $\theta$  et  $\varphi$  sont les angles d'émission de la radiation par rapport à l'axe d'orientation. L'expression 3.1.1 suppose que la polarisation linéaire de la radiation émise n'est pas observée.

L'expression 3.1.1 peut être simplifiée si on considère que l'ensemble orienté possède une symétrie axiale. Dans ce cas, seulement les termes avec  $n=0$  du tenseur statistique sont différents de zéro et l'expression se réduit à :

$$W(\theta, \varphi) = \sum_k B_k(I_i) A_k P_k(\cos\theta) \quad (3.1.2)$$

où les termes  $P_k(\cos\theta)$  sont les polynômes de Legendre et  $B_k(I_i)$  sont les paramètres qui décrivent le processus d'orientation.

Pour décrire l'orientation dans un cadre plus général d'un ensemble qui ne possède pas une symétrie axiale, le plus élégant est d'utiliser le formalisme de la matrice de densité. Ainsi, une relation entre le tenseur statistique et les éléments de la matrice de densité existe :

$$\rho_n^k(I_i) = \sqrt{2k+1} \sum_{m,m'} (-1)^{I_i+m'} \begin{pmatrix} I_i & I_i & k \\ -m' & m & n \end{pmatrix} \langle I_i m | \rho | I_i m' \rangle \quad (3.1.3)$$

Les éléments diagonaux de la matrice de densité décrivent la population des différents états magnétiques, c'est-à-dire les probabilités  $p_m$ . Les éléments non diagonaux décrivent la cohérence entre les différents états  $m$ .

Dans ce même formalisme, le cas d'un ensemble nucléaire possédant une symétrie axiale est caractérisé par le fait que la matrice de densité est diagonale. Le tenseur statistique en fonction des termes  $p_m$  s'écrit alors :

$$\rho_n^k(I_i) = \sqrt{2k+1} \sum_m (-1)^{I_i+m} \begin{pmatrix} I_i & I_i & k \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} p(m) \quad (3.1.4)$$

Comme les paramètres d'orientation peuvent être exprimés en fonction du tenseur statistique par :

$$\rho_n^k(I_i) = \frac{1}{\sqrt{2I_i+1}} B_k(I_i) \delta_{n0} \quad (3.1.5)$$

où  $\delta_{n0}$  est le symbole de Kronecker, les paramètres d'orientation en fonction de  $p_m$  sont déterminés par l'expression :

$$B_k(I_i) = \sqrt{2k+1} \sqrt{2I_i+1} \sum_m (-1)^{I_i+m} \begin{pmatrix} I_i & I_i & k \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} p(m) \quad (3.1.6)$$

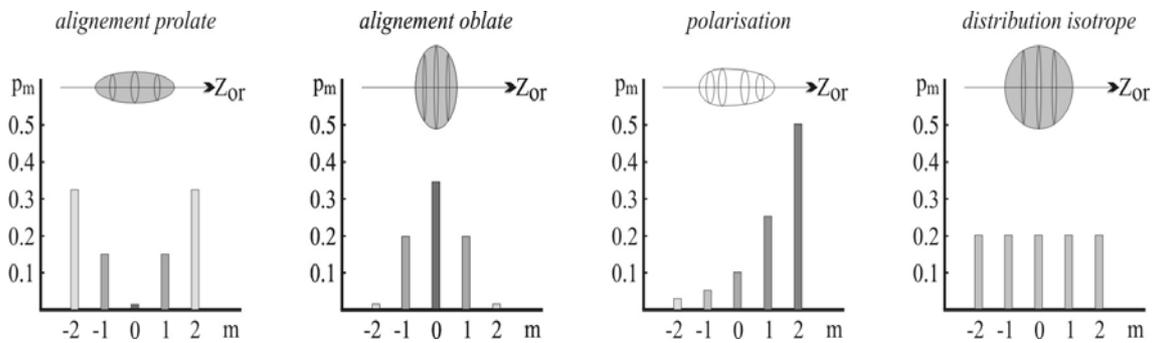
L'isotropie, l'alignement et la polarisation peuvent être définis en utilisant les probabilités  $p_m$  d'occupation d'un sous-état  $m$  pour un moment angulaire  $I$  donné :

- ✓ Distribution isotrope :  $p(m) = \frac{1}{2I+1}$  pour tous les  $m$  et pour les  $B_k=0$  ( $k \neq 0$ )
- ✓ Polarisation :  $p(m) \neq p(-m)$  et  $B_k \neq 0$  pour  $k$  impair
- ✓ Alignement :  $p(m) = p(-m)$  et  $B_k = 0$  pour  $k$  impair

Dans le cas de l'alignement, on peut distinguer deux types d'alignement :

- ✓ Alignement allongé :  $B_2 > 0$  (prolate)
- ✓ Alignement aplati :  $B_2 < 0$  (oblate)

Les différents types de distributions sont présentés dans la figure 3.1.2.



**Figure 3.1.2.** Différents types d'orientation des ensembles nucléaires ( $Z_{or}$  est l'axe d'orientation).

### 3.1.1. Propagation de l'orientation

Souvent, les radiations gamma observées ne dépeuplent pas directement l'état  $I_0$  peuplé dans la réaction mais des états situés plus bas en énergie. En passant par ces états intermédiaires non-observés, l'orientation du noyau est diminuée. Cela se traduit par une diminution de la valeur des coefficients d'orientation  $B_k$  par rapport à leurs valeurs initiales :

$$B_k(I_i) = u_k(I_0 \lambda I_i) B_k(I_0) \quad (3.1.7)$$

où  $u_k$  sont les coefficients de désorientation, ils peuvent être calculés à partir des coefficients Racah [Ham74] :

$$u_k(I_0 \lambda I_i) = (-)^{\lambda+k-I_0-I_i} \sqrt{(2I_0+1)(2I_i+1)} W(I_0 I_0 I_i I_i; k \lambda) \quad (3.1.8)$$

Aussi, dans de nombreux cas, les rayonnements gamma connectant deux états nucléaires ont des multipolarités mélangées. Les coefficients de distribution angulaire,  $A_k$ , ainsi que les coefficients d'orientation, peuvent être exprimés en fonction de  $\delta$ , rapport du mélange multipolaire défini par la formule 2.2.3 :

$$A_k(\lambda \lambda' I_f I_i) = \frac{1}{1+\delta^2} [F_k(\lambda \lambda' I_f I_i) + 2\delta F_k(\lambda \lambda' I_f I_i) + \delta^2 F_k(\lambda' \lambda' I_f I_i)]$$

$$B_k(I_i) = B_k(I_0) \left\{ \frac{1}{1+\delta^2} u_k(I_0 \lambda I_i) + \frac{\delta^2}{1+\delta^2} u_k(I_0 \lambda' I_i) \right\} \quad (3.1.10)$$

où

$$F_k(\lambda \lambda' I_f I_i) = (-)^{1+I_i+I_f} \sqrt{(2\lambda+1)(2\lambda'+1)(2I_i+1)(2k+1)} \begin{pmatrix} \lambda & \lambda' & k \\ & & \\ -1 & 1 & 0 \end{pmatrix} W(\lambda \lambda' I_i I_i; k I_f)$$

### 3.1.2. Interaction des noyaux orientés avec des champs magnétiques externes

L'interaction hyperfine entre les champs électromagnétiques externes et les moments multipolaires électromagnétiques des noyaux lève la dégénérescence des niveaux nucléaires. La séparation des sous-états magnétiques peut être utilisée pour mesurer des moments multipolaires nucléaires.

L'Hamiltonien qui décrit l'interaction entre le moment magnétique dipolaire et le champ magnétique dans lequel le noyau est immergé est :

$$W_{mag} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\frac{\mu}{I\hbar} \vec{I} \cdot \vec{B} = -\frac{g\mu_N}{\hbar} \vec{I} \cdot \vec{B} \quad (3.1.11)$$

où  $\mu_N$  est le magnéton nucléaire :

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5.050783 \text{ [J/T]}$$

$e$  étant la charge élémentaire et  $m_p$  la masse du proton.  
Les valeurs propres sont :

$$\langle W_{mag} \rangle = -g\mu_N m \left| \vec{B} \right| \quad (3.1.12)$$

Si le champ magnétique appliqué est perpendiculaire au plan de détection, l'ensemble nucléaire aligné aura un mouvement de rotation avec une fréquence observée  $f=2\omega_L$ , où  $\omega_L$  est appelée fréquence de Larmor. L'Hamiltonian d'interaction (3.1.11) peut être exprimé en fonction de  $\omega_L$  :

$$W_{mag} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\vec{\omega}_L \hbar \vec{I} \quad (3.1.13)$$

et réciproquement,  $\omega_L$  en fonction du champ magnétique :

$$\vec{\omega}_L = -\frac{g\mu_N}{\hbar} \vec{B} \quad (3.1.14)$$

Dans une approche semi-classique, la fréquence de Larmor est donnée par la vitesse avec laquelle le vecteur moment angulaire des noyaux tourne autour du champ magnétique. Si les ensembles nucléaires sont orientés, on parle de la rotation de l'axe de symétrie,  $Z_{or}$ , autour du vecteur champ magnétique, en supposant que  $\vec{B}$  n'est pas parallèle à  $\vec{I}$ . La dépendance  $\omega_L(g)$  est exploitée pour mesurer le facteur gyromagnétique des états qui ont un temps de vie plus long que quelques ns. Certaines méthodes expérimentales, utilisées pour la mesure des facteurs  $g$  ou des moments magnétiques, seront décrites dans les paragraphes suivants.

### 3.1.3. Méthodes de production et d'orientation des noyaux exotiques

Jusque dans les années 90, l'étude des moments magnétiques des noyaux exotiques a été faite plutôt pour les noyaux déficients en neutrons. Ceux riches en neutrons restaient encore inaccessibles car les méthodes pour les produire et les séparer étaient peu développées. Encore plus contraignant est le fait que, pour la plupart de ces types de mesures, les spins des noyaux doivent être orientés.

Un progrès important dans cette direction a eu lieu durant ces dix dernières années. Les limites, concernant la production des noyaux, ont été poussées des deux cotés de la vallée de la stabilité vers les limites d'existence des noyaux liés. Ces dernières sont maintenant bien établies pour les noyaux légers surtout du côté déficient en neutrons. Le développement des méthodes pour produire et séparer des faisceaux radioactifs a connu deux directions :

- ✓ Les méthodes basées sur les mécanismes de réactions à haute énergie ou à des énergies intermédiaires, comme les réactions de fragmentation du projectile, suivis de la séparation des fragments animés d'une grande vitesse, d'où le nom de méthode de séparation en vol des produits de réaction.
- ✓ Les méthodes de type ISOL pour la production et la séparation des produits de réactions combinés parfois avec des techniques de post-accélération.

Avec ces nouveaux moyens, l'investigation de la structure nucléaire a été possible pour des noyaux très éloignés de la vallée de stabilité  $\beta$ . De nouvelles propriétés ont été découvertes, comme le halo nucléaire et la peau neutronique, la disparition des couches magiques classiques et bien d'autres.

Les méthodes pour la production des faisceaux orientés peuvent être classées en deux catégories :

- ✓ l'orientation est obtenue lors de l'interaction du noyau avec l'environnement, après sa production
- ✓ le noyau est orienté lors du mécanisme de la réaction

Parmi les méthodes faisant intervenir l'interaction du noyau avec son environnement, on peut énumérer :

- ✓ *l'orientation nucléaire à très basse température – LTNO* – [Pos86]. Elle est une des plus ancienne méthode pour polariser les noyaux. La polarisation est induite par l'implantation des noyaux radioactifs dans un matériau « hôte » ferromagnétique qui est refroidi à des températures de l'ordre de quelques mK et qui est soumis à un champ magnétique externe. Ce champ magnétique externe induit l'orientation du champ hyperfin interne du matériau « hôte » qui peut atteindre des intensités de 10 à 100 T. Les pourcentages typiques de polarisation obtenus avec cette technique sont situés entre 20% et 70%. Cette méthode est adéquate pour polariser les noyaux radioactifs ayant un temps de vie de l'ordre de la seconde ou plus, car elle dépend du temps d'interaction du spin du noyau radioactif avec les atomes composant la structure du matériau hôte utilisé.
- ✓ *la polarisation en utilisant des feuilles inclinées ('tilted-foil polarization')* [Has91]. Elle est basée sur l'interaction des spins nucléaires avec les spins atomiques. Les noyaux traversent des ensembles de feuilles inclinées par rapport au faisceau et interagissent avec les spins atomiques. Il en résulte des faisceaux dont la polarisation peut atteindre 18%, en fonction du nombre de feuilles utilisées. Cette technique nécessite des noyaux radioactifs post-accélérés.
- ✓ *L'excitation optique ('optical pumping')* [Kop69]. Elle utilise des faisceaux laser polarisés circulaires qui induisent des absorptions et des émissions multiples de photons. Ainsi les spins atomiques sont orientés et peuvent ensuite transférer cette orientation au noyau. Une polarisation de 30 à 50% est typiquement obtenue. Ce type de technique nécessite des faisceaux de noyaux radioactifs avec un seul état de charge et une très bonne résolution en énergie.

Quant aux méthodes faisant intervenir les mécanismes de production, on peut citer les processus de réaction suivants :

- ✓ *les réactions de fusion-évaporations* [Mor76] avec lesquelles on peut produire jusqu'à 80% d'orientation dans les noyaux.
- ✓ *les réactions de transfert combinées avec des séparations en vol* [Wil74], permettant d'obtenir jusqu'à 30-40% d'orientation. Ce type de réaction est moins utilisé pour les mesures des moments magnétiques car la production des noyaux exotiques n'est pas très grande.

- ✓ *les réactions de fragmentation* qui produisent en partie des noyaux alignés [Asa91, SO94] ou polarisés [Asa90]. Le pourcentage typique d'orientation est de l'ordre de 10 à 20%
- ✓ *la fission spontanée* [Smi99]. Récemment, des études sur l'orientation des fragments de fission spontanée ont été faites.

La mesure de moments magnétiques étudiée dans cette thèse est faite sur des noyaux produits par fragmentation du projectile. La suite de ce chapitre va donc insister sur la description des réactions de fragmentation et sur la production des faisceaux secondaires alignés par cette méthode.

### 3.1.4. Alignement des noyaux par la réaction de fragmentation

Les premières mesures d'orientation du spin des fragments issus de la fragmentation des projectiles aux énergies intermédiaires et relativistes ont été réalisées au début des années 90. L'alignement des fragments de  $^{14}\text{B}$  issus de la fragmentation d'un faisceau d' $^{18}\text{O}$  accéléré à 60 MeV/u a été mesuré pour la première fois auprès de LISE [Asa91]. La polarisation des fragments de  $^{12}\text{B}$  produits dans la fragmentation d'un faisceau de  $^{14}\text{N}$ , ayant une énergie de 40.6 MeV/u, a été mesurée pour la première fois à RIKEN par Asahi *et al* [Asa90].

La première observation de l'alignement du spin des états isomères lors de réactions de fragmentation du projectile à des énergies relativistes a été reportée par Schmidt-Ott *et al* [SO94]. Ils ont mesuré l'alignement des fragments de  $^{43\text{m}}\text{Sc}$  produits dans l'état isomère par la fragmentation d'un faisceau de  $^{46}\text{Ti}$  à une énergie de 500 MeV/u.

Ces mesures ont prouvé que la sélection des noyaux alignés se fait à  $0^\circ$  par rapport au faisceau incident et qu'il est possible de sélectionner des noyaux polarisés émis à des angles de  $2\text{-}3^\circ$  par rapport à l'axe de faisceau. Les noyaux émis à  $0^\circ$  ne sont pas polarisés.

L'orientation du spin dans les réactions de fragmentation à des énergies relativistes ou intermédiaires peut être décrit qualitativement avec le même modèle participant-spectateur [Asa90]. Le spectateur est le fragment sélectionné. Les participants sont les nucléons enlevés du projectile et de la cible (zone chaude).

La conservation de l'impulsion dans le référentiel du projectile donne :

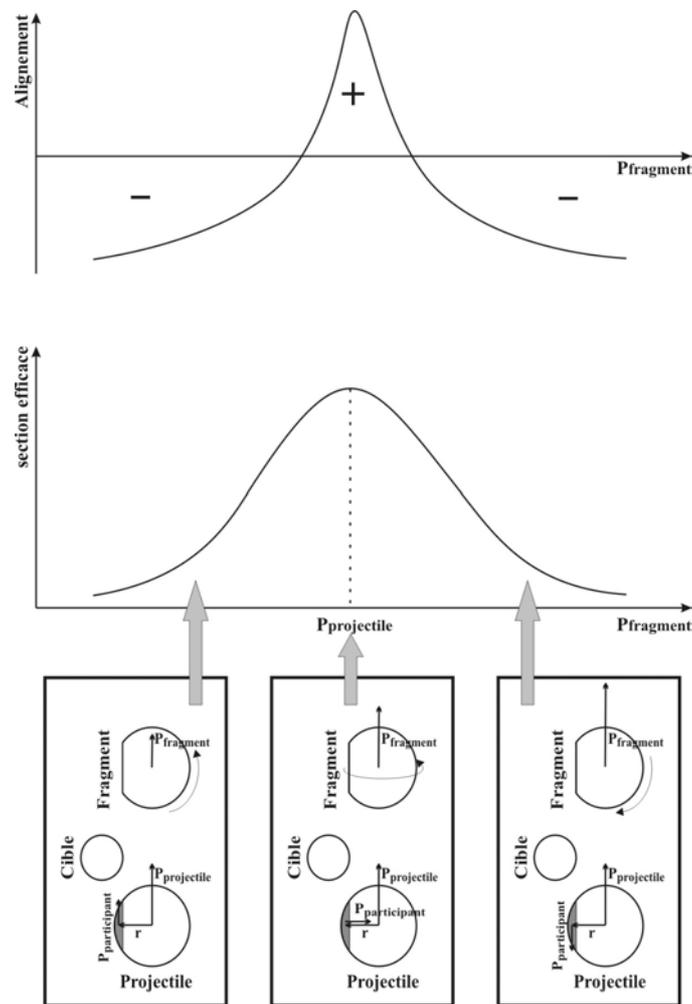
$$\begin{aligned}\vec{p}_{initial} &= \vec{p}_{final} \\ \vec{p}_{projectile} &= \vec{p}_{fragment} + \vec{p}_{participant}\end{aligned}\tag{3.1.15}$$

La conservation du moment angulaire dans les réactions nucléaires implique :

$$\begin{aligned}\vec{I}_{initial} &= \vec{I}_{final} + \vec{I}_{reaction} \\ \vec{0} &= \vec{I}_{final} + \vec{r} \times \vec{p}_{participant}\end{aligned}\tag{3.1.16}$$

Ce modèle [Asa90] décrit la modification de l'alignement initial des spins nucléaires en fonction de l'impulsion du fragment  $\vec{p}_{fragment}$ . L'alignement est positif si  $\vec{p}_{fragment} \cong \vec{p}_{projectile}$ . Il diminue et change de signe si  $\vec{p}_{fragment}$  devient suffisamment différent de  $\vec{p}_{projectile}$ . Ce comportement est schématisé dans la figure 3.1.3. En considérant des collisions périphériques, comme c'est le cas dans le modèle participant-spectateur et en enlevant des nucléons au projectile (les nucléons bougent avec une

impulsion parallèle à celle du projectile), l'impulsion du fragment diminue :  $|\vec{p}_{\text{fragment}}| < |\vec{p}_{\text{projectile}}|$ . Dans ce cas, on enlève un nucléon qui possède un moment angulaire  $\vec{r} \times \vec{p}_{\text{participant}}$ . Le moment angulaire du fragment devient  $-\vec{r} \times \vec{p}_{\text{participant}}$  et il est perpendiculaire à l'axe du faisceau. L'alignement est négatif,  $\vec{I}_{\text{fragment}}$  étant perpendiculaire à l'axe de symétrie. On peut décrire de façon similaire le cas où  $|\vec{p}_{\text{fragment}}| > |\vec{p}_{\text{projectile}}|$ . Par contre, si  $|\vec{p}_{\text{fragment}}| = |\vec{p}_{\text{projectile}}|$ , l'impulsion des nucléons enlevés est perpendiculaire à l'impulsion du projectile ( $\vec{p}_{\text{participant}} \perp \vec{p}_{\text{projectile}}$ ). Il en résulte que  $\vec{r} \times \vec{p}_{\text{participant}}$  est parallèle à l'axe du faisceau. L'alignement est positif,  $\vec{I}_{\text{fragment}}$  étant parallèle à l'axe de symétrie.



**Figure 3.1.3.** Production d'alignement dans la réaction de fragmentation [Asa90]

### 3.1.5. Méthodes de mesure des moments magnétiques

Toutes les méthodes dédiées à la mesure de moments magnétiques ou facteurs  $g$  reposent sur l'interaction de ceux-ci avec des champs magnétiques. Le choix d'une méthode ou d'une autre dépend, en général, de la réaction utilisée pour produire le

noyau radioactif, du type d'orientation du noyau radioactif étudié, alignement ou polarisation, du temps de vie et du spin de l'état à mesurer.

Il existe une très grande variété de méthodes dédiées à la mesure de  $\mu$  ou  $g$  [Sto98, Ney03]. Ce n'est pas notre intention de les énumérer d'une manière exhaustive. Nous avons sélectionné seulement quelques méthodes en fonction des temps de vie des états qu'on veut observer et du mécanisme de production.

Pour mesurer les facteurs  $g$  des états fondamentaux des noyaux produits par la fragmentation du projectile, une méthode très utilisée est la méthode  $\beta$ -NMR ( $\beta$ -Nuclear Magnetic Resonance) [Mat71]. Les techniques NMR consistent à appliquer un champ magnétique constant,  $B_0$ , parallèle à l'axe de symétrie des fragments qui induit une séparation Zeeman de l'état nucléaire de spin  $I$  des fragments dans les sous-états magnétiques  $m$ ,  $-I \leq m \leq I$ . Les états quantiques ne sont pas peuplés avec la même probabilité car les fragments sont préalablement polarisés. Si on applique un champ magnétique  $B(t)$  variable (à l'aide d'une radiofréquence, RF) perpendiculaire au champ  $B_0$  et si la fréquence de variation  $\nu_{RF}$  de  $B(t)$  est égale à la fréquence de Larmor, on provoque un mélange des sous-états magnétiques et les probabilités d'occupation de chaque sous-état deviennent égales. Cette destruction résonante de la polarisation des spins peut être visualisée via la décroissance  $\beta$  et sa position donne la valeur du facteur  $g$ .

L'implantation des fragments doit être faite dans des matériaux qui ont une structure cubique, pour ne pas avoir de gradients de champ électriques qui peuvent détruire la polarisation.

Pour ce type de mesures, il faut produire un faisceau secondaire des isotopes radioactifs polarisé ayant une pureté entre 70% et 99%. Les fragments doivent avoir un temps de vie entre 1 ms et une seconde pour que les facteurs  $g$  soient mesurables avec cette méthode [Bor02]. Les moments magnétiques ou les facteurs  $g$  des isotopes radioactifs qui sont produits par des techniques de type ISOL, peuvent être mesurés par la méthode NMR-ON. Cette méthode combine la technique NMR avec l'orientation des spins à basses températures. Comme l'orientation des spins à basses températures est un processus lent (de l'ordre de la seconde), cette méthode est utilisée pour la mesure des moments des états ayant un temps de vie  $> 1$  seconde [Rik00].

Pour la mesure des facteurs  $g$  des états isomères ayant des temps de vie en dessous de 1 ms, nous rappelons la méthode TDPAD pour des états isomères avec des temps de vie entre 10 ns et 100  $\mu$ s et la méthode TF pour des périodes très courtes, entre 10 ps et 1 ns. La méthode TDPAD sera présentée plus en détail dans le sous-chapitre suivant car nous l'avons utilisé pour la mesure du facteur  $g$  de l'état isomère du  $^{61}\text{Fe}$ .

La méthode TF (Transient Field) a été développée pour la mesure des facteurs  $g$  des états isomères très courts produits dans des réactions de fusion-évaporation ou dans des réactions d'excitation coulombienne [Ken02]. Cette méthode nécessite des techniques de réduction du bruit de fond comme, par exemple, la coïncidence avec les fragments de recul.

Les techniques de spectroscopie laser sont des outils très puissants pour mesurer des moments magnétiques ou électriques via l'interaction d'un faisceau laser avec les électrons occupant les couches atomiques des isotopes étudiés [Bil95]. Cette méthode est applicable à des isotopes radioactifs produits par des techniques ISOL. En effet les faisceaux secondaires ont une meilleure résolution en énergie que ceux résultant de la fragmentation, l'élargissement Doppler observé pour les transitions  $\gamma$  est donc réduit.

### 3.1.6. Méthode TDPAD

Cette méthode est applicable au temps de vie de quelques dizaines de ns à environ 100  $\mu$ s.

La précession de Larmor doit être plus petite ou du même ordre de grandeur que le temps de vie afin de pouvoir observer plusieurs précessions.  $\omega_L$  dépend du champ magnétique appliqué. La limite inférieure est aussi imposée par la résolution temporelle des détecteurs de rayonnements  $\gamma$ . Les détecteurs Germanium de grande pureté sont souvent utilisés mais leur résolution temporelle est seulement dans le meilleur des cas de 10 ns. La limite supérieure est déterminée par les effets de relaxation dans le cristal d'implantation. Ces effets ont comme résultat des déphasages dans la précession du spin et, aussi, la perte de l'orientation initiale.

Les noyaux radioactifs ayant les spins alignés par une méthode d'orientation adéquate sont implantés dans des cristaux ayant une structure cubique pour éviter la présence des gradients de champ électrique.

Considérons maintenant le cas d'un état nucléaire isomère peuplé et, simultanément, orienté par une réaction nucléaire. L'axe d'orientation de l'ensemble nucléaire ainsi formé est parallèle à l'axe du faisceau. La distribution angulaire des rayons gamma émis dans la décroissance des états excités peut-être anisotrope si ces états ont un spin  $I \geq 1$  (équation 3.1.2). Cette distribution dépend de l'alignement nucléaire ( $B_k$ ), des spins des états impliqués dans la transition ainsi que de la multipolarité de la transition. Un champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe d'orientation induira la précession du spin du noyau avec la fréquence de Larmor. Dans l'expérience, le champ appliqué sera perpendiculaire à l'axe et au plan de détection. Il sera donc vertical comme il sera vu ultérieurement sur la figure 3.2.5 représentant le dispositif expérimental. L'intensité de la raie gamma qui dépeuple l'état isomère et qui est émise à un angle  $\theta$  par rapport au faisceau dans le plan de détection varie en fonction du temps comme :

$$I(t, \theta, B) = I_0 e^{-t/\tau} W(t, \theta, B) \quad (3.1.17)$$

où  $I_0$  est l'intensité à  $t=0$ ,  $\tau$  est le temps de vie de l'état isomère et  $W(t, \theta, B)$  est l'oscillation due à la rotation. Si l'ensemble nucléaire possède une symétrie axiale, on peut écrire l'équation 3.1.2 en fonction de la fréquence de Larmor :

$$W(t, \theta, B) = \sum_{k=\text{pair}} B_k A_k(\gamma) P_k[\cos(\theta - \omega_L t - \alpha)] \quad (3.1.18)$$

où  $\alpha$  est l'angle initial entre l'axe de faisceau (donné par la direction du moment des fragments) et l'axe d'orientation.

Avant d'être sélectionné par des méthodes magnétiques, l'axe d'orientation de l'ensemble nucléaire est parallèle au moment du projectile (et du fragment car nous sélectionnons les fragments à  $\sim 0^\circ$ ). En passant par cette section magnétique, les spins nucléaires interagissent avec les champs magnétiques des deux dipôles du spectromètre, DP1 et DP2. Au lieu de l'implantation, l'axe d'orientation et les moments des fragments ne seront plus parallèles (figure 3.1.4). L'angle  $\alpha$  est lui aussi dépendant du facteur  $g$ .

Pour expliciter cette dépendance, il faut décrire la dynamique d'un ion de masse  $Am_n$ , de charge  $Qe$ , se déplaçant avec une vitesse  $v$  dans un champ magnétique  $B$  perpendiculaire à la vitesse,  $\vec{B} \perp \vec{v}$ . L'impulsion  $\vec{p}$  est déviée par la force Lorentz :

$$\vec{F}_L = Qe\vec{v} \times \vec{B} \quad (3.1.19)$$

avec une vitesse angulaire :

$$\vec{\omega}_C = -\frac{Qe\vec{B}}{Am_n} \quad (3.1.20)$$

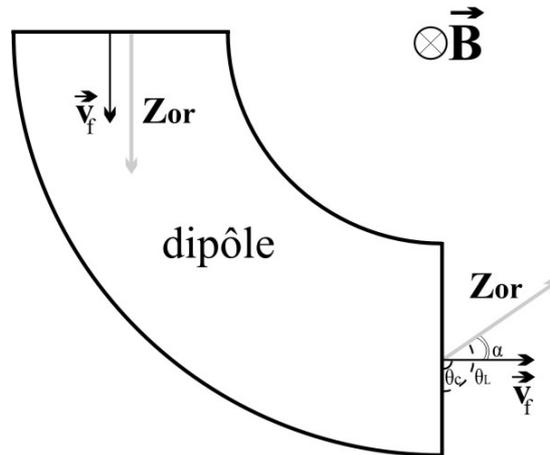
Simultanément, dû à l'interaction du spin nucléaire avec le champ magnétique, l'axe de symétrie du noyau tourne avec une vitesse  $\omega_L$  déterminée par la valeur du champ  $B$  et du facteur  $g$ .

Il en résulte que l'axe de faisceau est dévié de sa direction initiale avec un angle  $\theta_C$  et l'axe de symétrie avec un angle  $\theta_L$ . Les deux angles dépendent l'un de l'autre selon :

$$\frac{\theta_L}{\omega_L} = \frac{\theta_C}{\omega_C} \quad (3.1.21)$$

L'angle  $\alpha$  entre l'axe d'orientation et la direction du faisceau à la sortie du spectromètre est donné par la différence  $\theta_L - \theta_C$ , il est égal à :

$$\alpha = -\theta_C \left(1 - \frac{gA}{2Q}\right) \quad (3.1.22)$$



**Figure 3.1.4.** Déviation de l'axe de symétrie,  $Z_{or}$ , induite par le passage dans le champ d'un dipôle

Dans le cas du spectromètre LISE, l'angle de déviation du moment du faisceau secondaire par rapport à la direction du faisceau en sortie de cible après le deuxième dipôle,  $\theta_C$ , est de  $90^\circ$ . L'équation 3.1.22 montre que  $\alpha$  dépend de la valeur du facteur  $g$  et aussi de son signe.

Concernant la distribution angulaire, le terme  $W(t, \theta, B)$  d'un ensemble aligné est égale à 0 pour les  $k$  impairs et, dans la plupart des cas, les quantités  $A_k B_k$  sont négligeables pour  $k \geq 4$ . Aussi pour calculer les fonctions  $R(t, \theta, B)$  il est raisonnable de se limiter à  $k \leq 2$ . Le facteur  $g$  peut-être déduit du rapport des intensités,  $I(t, \theta, B)$ , de la raie gamma à deux angles ( $\theta$  et  $\theta + \pi/2$ ) :

$$R(t, \theta, B) = \frac{I(t, \theta, B) - \varepsilon I(t, \theta + \pi/2, B)}{I(t, \theta, B) + \varepsilon I(t, \theta + \pi/2, B)} \quad (3.1.23)$$

où  $\varepsilon$  est l'efficacité relative d'un détecteur par rapport à l'autre. Dans notre expérience, en raison de la symétrie des distributions angulaires, la statistique obtenue par les deux détecteurs placés à  $180^\circ$  a été sommée ; la formule 3.1.23 devient :

$$R(t, \theta, B) = \frac{I_{det1}(t, \theta, B) + I_{det2}(t, \theta + \pi, B) - \varepsilon [I_{det3}(t, \theta + \pi/2, B) + I_{det4}(t, \theta + 3\pi/2, B)]}{I_{det1}(t, \theta, B) + I_{det2}(t, \theta + \pi, B) + \varepsilon [I_{det3}(t, \theta + \pi/2, B) + I_{det4}(t, \theta + 3\pi/2, B)]} \quad (3.1.24)$$

En combinant les équations 3.1.17, 3.1.18, 3.1.23 et en introduisant la relation entre  $\alpha$  et  $g$  (3.1.22), on obtient la formule finale :

$$R(t, \theta, B) = \frac{3A_2 B_2}{4 + A_2 B_2} \cos[2(\theta - \omega_L t + \theta_C (1 - \frac{gA}{2Q}))] \quad (3.1.25)$$

Les paramètres physiques utilisés pour l'analyse des fonctions  $R(t, \theta, B)$  ont la terminologie suivante :

- ✓  $\frac{3A_2 B_2}{4 + A_2 B_2}$  correspond à l'*amplitude* de l'oscillation, elle est directement reliée au pourcentage d'alignement produit dans la réaction
- ✓  $\alpha$  est la *phase* initiale de l'oscillation

### 3.1.6.1. Mesure du signe du facteur $g$

Dans les mesures TDPAD, certaines configurations de détection ne permettent pas la mesure du signe du facteur  $g$ . La formule (3.1.25) peut être réécrite pour deux détecteurs placés à  $90^\circ$  l'un de l'autre sous la forme :

$$R(t, \theta, B) = \frac{3A_2 B_2}{4 + A_2 B_2} \cos[2(\theta + \theta_C) - 2g(\frac{\theta_C A}{2Q} - \frac{\mu_N B t}{\hbar})] \quad (3.1.26)$$

Cette formule (3.1.26) est valable dans le cas général de deux détecteurs placés à  $90^\circ$  l'un par rapport à l'autre. Si le montage des détecteurs est fait telle que  $\theta + \theta_C = n\pi/2$ , le rapport  $R(t, \theta, B)$  devient :

$$R(t, n\pi/2 - \theta_C, B) = \pm \frac{3A_2 B_2}{4 + A_2 B_2} \cos[2g(\frac{\theta_C A}{2Q} - \frac{\mu_N B t}{\hbar})] \quad (3.1.27)$$

Comme la fonction *cosinus* est une fonction paire, le signe du facteur  $g$  ne peut être déduit à partir de la formule (3.1.27). Dans notre expérience, l'angle entre le premier détecteur et l'axe de faisceau a été  $\theta = 45^\circ$  et celui entre deux détecteurs consécutifs de  $90^\circ$ . La somme  $\theta + \theta_C$  était différente de  $n\pi/2$  pour tous les détecteurs permettant ainsi d'accéder au signe de facteur  $g$  si nous connaissons les signes des coefficients de la distribution angulaires,  $A_2$ , de la radiation  $\gamma$  et de l'alignement,  $B_2$ .

### 3.1.6.2. L'influence des différents facteurs sur l'amplitude des oscillations observées

Pour pouvoir mesurer les facteurs gyromagnétiques avec la méthode TDPAD il est très important d'avoir des fonctions  $R(t)$  avec une période et une amplitude mesurable. La période varie avec la valeur du champ magnétique appliqué. L'amplitude dépend de l'orientation initiale mais aussi d'autres facteurs qui peuvent la diminuer. Pour mieux comprendre ces dépendances, on peut réécrire la formule 3.1.25 sous la forme suivante en négligeant toujours les termes avec  $k \geq 4$  :

$$R(t, \theta, B) = \frac{3fA_2B_2U_2Q_2}{4 + fA_2B_2U_2Q_2} \cos[2(\theta - \omega_L t - \alpha)] \equiv amp_2 \cos[2(\theta - \omega_L t - \alpha)] \quad (3.1.28)$$

La signification de  $A_2$ ,  $B_2$  et  $U_2$  a été décrite auparavant.  $f$  est la proportion de noyaux qui ont l'alignement initial au moment de la décroissance du niveau isomère.  $Q_2$  est un facteur géométrique qui dépend de la forme des détecteurs de rayonnements  $\gamma$  et de la distribution spatiale des noyaux implantés dans le cristal.

Les coefficients de distribution angulaire peuvent être calculés à partir des spins initial et final, de la multipolarité de la transition gamma et du mélange multipolaire pour des transitions de multipôles mélangés.

Les coefficients d'orientation  $B_k$  peuvent être calculés dans le cadre du modèle participant–spectateur. Il dépend de l'alignement  $A$  comme suit [Cou01] :

$$B_2 = \frac{\sqrt{5}|\alpha_2(\max)|}{\sqrt{I(I+1)(2I+3)(2I-1)}} A \quad (3.1.29)$$

où  $\alpha_2(m) = I(I+1) - 3m^2$  est défini tel que  $-I \leq A \leq I$ . Pour l'alignement oblate maximal ( $A = -I$ ), tous les noyaux se trouvent dans des sous – états ayant  $m$  minimum (0 ou  $\pm 1/2$ ) tandis que pour un alignement prolate maximum ( $A = I$ ), tous les noyaux sont dans le sous – état avec  $m$  maximum ( $m = I$ ).

Pour pouvoir comparer les valeurs expérimentales de l'alignement à celles théoriques, il faut estimer  $f$  et  $Q_2$ .

Pour un détecteur cylindrique de rayon  $r$  et situé à une distance  $h$  d'une source ponctuelle, le facteur géométrique  $Q_2$  est donné par la formule approximative de Rose [Sie65] :

$$Q_2^d = \frac{1}{2} \cos \alpha (1 + \cos \alpha)$$

$$\alpha = \tan^{-1} \left( \frac{r}{h} \right) \quad (3.1.30)$$

Cette correction est due surtout au fait que les détecteurs ont une géométrie finie. Elle est plus importante dans le cas des détecteurs  $\gamma$  que pour les détecteurs de particules chargées, car la radiation  $\gamma$  est beaucoup plus pénétrante.

Un autre moyen d'estimer le facteur géométrique consiste à faire des simulations réalistes avec GEANT [GEA]. Si on définit la géométrie du dispositif expérimental et une distribution réaliste des fragments implantés, on peut obtenir une valeur plus proche de la réalité que celle donnée par la formule 3.1.30. Pour le calcul de l'alignement produit dans le cas des fragments de  $^{61}\text{Fe}$  et  $^{54}\text{Fe}$ , la valeur de  $Q$  calculée avec GEANT a été utilisée.

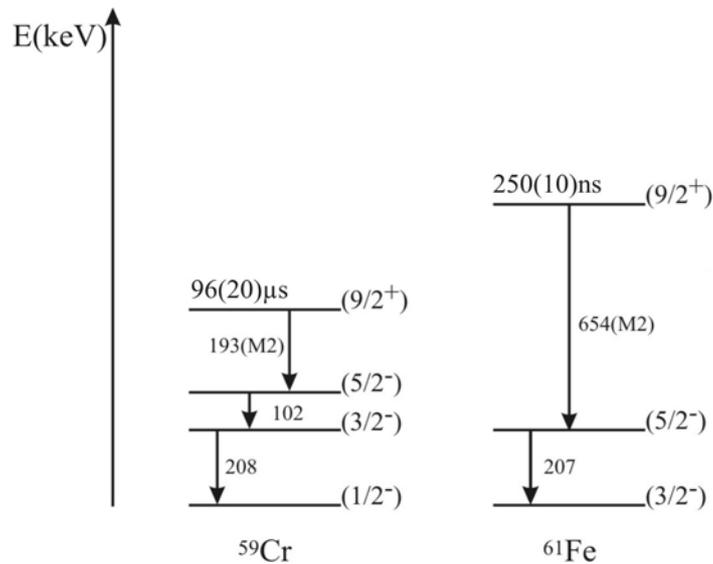
Finalement, le facteur  $f$  est corrélé aux processus qui peuvent réduire l'orientation par l'interaction avec le spin nucléaire. Le plus important est le pick-up des électrons. La plupart des noyaux produits et ensuite sélectionnés en fonction de leur rigidité magnétique sont, à ces énergies intermédiaires, complètement épluchés. Mais, lors du passage dans différents matériaux, comme les détecteurs en silicium ou différents ralentisseurs utilisés, le cortège électronique du noyau a une probabilité de capturer un électron. Cette probabilité est d'autant plus grande que l'énergie des fragments diminue. Le spin électronique non-nul interagit d'une manière aléatoire avec le spin nucléaire en diminuant, voir détruisant, l'alignement. Il est donc impératif de ne pas utiliser des détecteurs ou des ralentisseurs trop épais et, si possible, d'avoir les détecteurs et le cristal d'implantation les plus proches possible. Pour cette raison, seul un détecteur d'ions en plastique, très mince, de  $50\ \mu\text{m}$  a été utilisé dans l'expérience.

D'autres interactions, comme les effets paramagnétiques et diamagnétiques ou des défauts dans le cristal d'implantation, peuvent détruire l'alignement initial. Pour des mesures utilisant la méthode de TDPAD, seuls des cristaux ayant une structure cubique peuvent être utilisés, ceci afin d'éviter des gradients de champs électriques qui pourraient interagir avec les spins des noyaux. Il est aussi indiqué d'avoir des cristaux d'implantation composés de noyaux ayant une charge et une masse proches de celles des noyaux implantés, ceci afin que les noyaux implantés ne perturbent pas ou très peu le réseau cristallin de la matrice d'implantation. Pour diminuer ces types d'effets, il faut utiliser des matériaux adaptés à chaque noyau étudié.

### **3.2. Résultats expérimentaux et interprétations**

Les noyaux de  $^{61}\text{Fe}$  et de  $^{59}\text{Cr}$  sont parmi les plus légers connus à ce jour ayant un niveau isomère  $9/2^+$  à basse énergie. Leurs schémas de niveaux et durées de vie de leurs états isomères sont présentés dans la figure 3.2.1. Dans §2.3 nous avons vu comment les moments magnétiques des isomères  $9/2^+$  permettront d'en extraire des informations sur la composition des fonctions d'ondes décrivant ces états, mesurant ainsi la contribution de l'orbitale  $g_{9/2}$  dans la fonction d'onde.

Même si les noyaux de  $^{61}\text{Fe}$  et de  $^{59}\text{Cr}$  ne sont pas des noyaux très exotiques, ils sont suffisamment loin de la vallée de stabilité pour qu'ils ne puissent pas être produits par des réactions de fusion-évaporation ou de transfert. Comme nous l'avons déjà dit dans le paragraphe §3.1.3, ces deux réactions auraient favorisé un alignement considérable des spins des produits de réaction, ce qui est très important pour pouvoir mesurer les facteurs gyromagnétiques. Par contre, ces noyaux sont bien produits (au minimum 5000  $^{59}\text{Cr/s}$  et 10000  $^{61}\text{Fe/s}$ ) dans une réaction de fragmentation à des énergies intermédiaires, comme celles disponibles au GANIL.



**Figure 3.2.1.** Schéma de niveaux de  $^{59}\text{Cr}$  et  $^{61}\text{Fe}$  et temps de vie des isomères proposés dans la référence [Grz98] avec la correction, pour  $^{59}\text{Cr}$ , proposée dans [Sor00]

Les états isomères de ces noyaux sont caractérisés par des temps de vie suffisamment longs pour survivre à une sélection en vol. La longueur du spectromètre LISE permet des temps de vol de l'ordre de quelques centaines de ns pour des noyaux ayant des vitesses de l'ordre de 25% de la vitesse de la lumière. Le spectromètre LISE est donc adéquat pour deux raisons :

- ✓ Si le dispositif expérimental est situé dans le premier point focal, situé à 18 m de la cible de production, les noyaux seront détectés avec un retard par rapport à leur production d'environ 200 ns. Le nombre des noyaux produits dans l'état isomère qui survivront jusqu'à l'implantation sera proportionnel à :

$$\exp\left(-\frac{\ln 2 * 200(ns)}{\gamma T_{1/2}(1 + \alpha_{tot})}\right)$$

où  $T_{1/2}$  est le temps de vie de l'isomère,  $\gamma$  est le facteur relativiste de Lorentz,  $\alpha_{tot}$  est le coefficient de conversion total de la transition. Il résulte alors que 58.5% des noyaux complètement épluchés de  $^{61}\text{Fe}$  et presque 100% des noyaux de  $^{59}\text{Cr}$  produits dans l'état isomère  $9/2^+$  survivront jusqu'au premier point focal.

- ✓ Les noyaux situés dans cette région de masse sont majoritairement produits et sélectionnés complètement épluchés avec LISE. Comme il a été mentionné auparavant, les mesures de moments magnétiques nécessitent que les noyaux soient orientés ; la présence des électrons n'est donc pas souhaitée. Le couplage du spin électronique avec le spin nucléaire réduirait de manière dramatique l'alignement produit dans la réaction.

Pour les temps de vie des isomères qu'on veut étudier,  $\sim 96\mu\text{s}$  pour le  $^{59\text{m}}\text{Cr}$  et  $\sim 250\text{ns}$  pour le  $^{61\text{m}}\text{Fe}$ , la méthode TDPAD est la plus adéquate. Pour cette méthode, la limite supérieure de  $100\mu\text{s}$  est imposée par l'interaction du spin nucléaire avec

l'environnement d'implantation qui induit la réduction, voir la destruction de l'alignement.

### 3.2.1. Production des noyaux

La production des noyaux de  $^{61}\text{Fe}$  et de  $^{59}\text{Cr}$  a été effectuée à partir de la fragmentation d'un faisceau primaire de  $^{64}\text{Ni}$ . Les ions de  $^{64}\text{Ni}$  ont été extraits de la source d'ions du GANIL avec un état de charge  $11^+$ , puis injectés dans l'ensemble d'accélération constitué du cyclotron compact C0 et des deux cyclotrons CSS. Entre les deux CSS l'état de charge est augmentée à  $26^+$  par le passage dans une feuille de Carbone. Ils sont accélérés à une énergie finale de 54.7 MeV/u. Le faisceau ainsi constitué a eu une intensité maximale de  $\sim 1.3 \times 10^{12}$  pps ( $\sim 5 \mu\text{Ae}$ ).

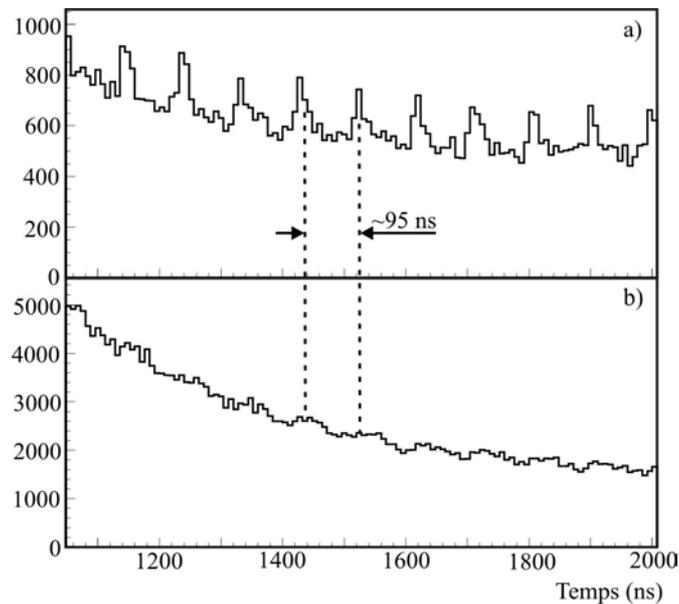
Le faisceau est ensuite envoyé sur la cible tournante de Béryllium d'épaisseur 528  $\mu\text{m}$  située dans la boîte à cibles du spectromètre LISE. Les cibles de Béryllium ont pour une épaisseur donnée un plus grand nombre de centres de réaction (atomes). La probabilité pour l'interaction des ions-projectiles avec les ions-cibles est donc plus grande. Le faible numéro atomique  $Z$  du Béryllium et l'homogénéité de la cible réduisent la dispersion en énergie et en angle des fragments en sortie de cible. Le choix du mécanisme rotatif pour la cible a été imposé par les intensités voulues pendant l'expérience. Due à la rotation, l'énergie du faisceau déposée dans la cible est mieux dissipée, permettant d'utiliser des intensités de faisceaux plus grandes que dans le cas où une cible fixe serait utilisée. La température de fusion du Béryllium étant de  $1278^\circ\text{C}$ , des faisceaux déposant au maximum dans la cible mince une puissance de 200 W peuvent être envoyés sur une cible tournante alors que pour une cible fixe de même épaisseur, la puissance est limitée à seulement 60 W. Dans le cas de notre expérience et pour des cibles tournante et fixe d'épaisseurs égales à 528  $\mu\text{m}$ , cela équivaut à une intensité, pour un faisceau de  $^{64}\text{Ni}$  d'énergie 54 MeV/u, à un maximum de  $1.7 \times 10^{12}$  pps pour la cible tournante et de seulement  $5.3 \times 10^{11}$  pps pour la cible fixe.

Outre la sélection magnétique, un dégradeur achromatique en Béryllium d'épaisseur 552.7  $\mu\text{m}$  a été utilisé pour avoir une meilleure purification du faisceau secondaire en supprimant les noyaux plus proches de la stabilité.

La fréquence du deuxième cyclotron étant de 10.55 MHz, les ions de  $^{64}\text{Ni}$  sont regroupés en des paquets de largeur environ égale à 1 ns et espacés d'environ 95 ns. Il en résulte que chaque 95 ns, un paquet d'ions arrive sur la cible et produit des fragments qui arrivent, à leur tour, avec la même fréquence dans le dispositif de détection. Le passage de ces paquets de fragments dans les détecteurs de Silicium utilisés pour l'identification ou dans le cristal de cuivre utilisé pour les arrêter, est accompagné par des rayons gamma prompts dans 1% des cas. Ces derniers ont une large distribution en énergie due aux interactions des fragments avec les noyaux qui composent ces matériaux. Ces rayonnements gamma prompts sont détectés comme des coïncidences fortuites par les détecteurs de germanium placés autour du cristal de cuivre avec la même fréquence que la fréquence d'implantation des paquets des fragments.

La figure 3.2.2. montre le nombre de rayonnements  $\gamma$  détecté en fonction du temps. Le spectre a) correspond à une projection sur l'axe de temps pour des rayonnements compris dans une fenêtre en énergie qui inclut seulement le bruit de fond pour tous les détecteurs de germanium. Le spectre b) a été conditionné par les deux transitions du  $^{61}\text{Fe}$ . Les deux spectres sont sensibles à la fréquence du cyclotron. Comme avec une probabilité de 62% les paquets de fragments contiennent des ions de  $^{61}\text{Fe}$  qui peuvent se trouver dans l'état isomère  $9/2^+$ , les détecteurs des rayonnements  $\gamma$  peuvent enregistrer des désexcitations de ce niveau qui ne sont pas corrélés avec le déclenchement de

l'acquisition. Ce type de coïncidences fortuites altère l'amplitude des oscillations des spectres temps due à la précession de Larmor. Il sera vu par la suite que ces coïncidences fortuites diminuent l'amplitude du signal.



**Figure 3.2.2.** Influence de la fréquence du cyclotron sur les spectres des rayonnements  $\gamma$  : a) avec sélection sur le bruit de fond  $\gamma$  et b) avec sélection sur les deux transitions  $\gamma$  du  $^{61}\text{Fe}$  (207 keV et 654 keV)

Pour diminuer le taux de coïncidences fortuites, on a utilisé un supprimeur de paquets installé entre la source et le premier cyclotron C0 du GANIL. Il a pour fonction de laisser passer 1 paquet d'ions sur un nombre N choisi par l'utilisateur. Dans notre cas, nous avons utilisé N égal à 10.

Noyau	B $\rho$ 1[Tm]	B $\rho$ 2[Tm]	(p-p <sub>0</sub> )/p <sub>0</sub> (%)	Taux total d'implantation (kHz)	Pureté (%)
$^{54}\text{Fe}$	1.86	1.2975	-5.5(3)	~86	~13
$^{61}\text{Fe}^a$	2.2937	1.8805	2.45(70)	~50	~62
$^{61}\text{Fe}^b$	2.2937	1.8805	2.45(70)	~17	~62
$^{61}\text{Fe}^c$	2.238	1.81614	-0.2(2)	~80	~13
$^{59}\text{Cr}$	2.367	1.9979	0.0(6)	~8	~67

**Tableau 3.2.1.** Rigidités magnétiques, sélections dans le plan dispersif du spectromètre et taux d'implantations des noyaux. Pour le  $^{61}\text{Fe}$  : dans le cas a) nous avons sélectionné les fragments avec des impulsions plus grandes que l'impulsion du projectile et nous n'avons pas utilisé le supprimeur de paquets, dans le cas b) la sélection en impulsion est la même, mais le supprimeur de paquets enlève 9 paquets sur 10 et dans le cas c) seulement les fragments de  $^{61}\text{Fe}$  qui ont une impulsion moyenne égale à celle du projectile sont sélectionnés.

L'optimisation de production de chacun des noyaux étudiés a nécessité plusieurs réglages du spectromètre LISE. Ils sont indiqués dans le tableau 3.2.1 avec les taux d'implantation des noyaux correspondants.

Dans le paragraphe §3.1.4 nous avons vu que l'alignement dépend de l'impulsion des fragments : les noyaux produits avec une vitesse différente du projectile ont un alignement négatif et les fragments ayant la vitesse du projectile ont un alignement positif. Il ne faut cependant pas oublier que le modèle participant – spectateur, utilisé pour décrire cette dépendance, a été conçu pour des projectiles relativistes alors que ceux accélérés au GANIL ont seulement des énergies intermédiaires (30 à 200 MeV/u). La méthode TDPAD, utilisée pour la mesure des facteurs gyromagnétiques, permet aussi (cf. paragraphe §3.1.6) d'accéder à la valeur de l'alignement produit dans la fragmentation et donc de vérifier les prédictions du modèle. Pour déduire les valeurs expérimentales de l'alignement obtenu lors de la fragmentation pour les noyaux de  $^{61,54}\text{Fe}$  il faut connaître (cf. équation 3.1.28) :

- ✓ l'amplitude des oscillations des fonctions  $R(t)$ ,
- ✓ les coefficients de la distribution angulaire du gamma observé  $A_k$  qui dépend du spin/parité des états initial et final, ainsi que du mélange multipolaire (formule 3.1.10),
- ✓ le facteur de correction géométrique  $Q$ ,
- ✓ le pourcentage  $f$  de noyaux qui ont l'orientation initiale au moment de la désexcitation du niveau isomère.

Les valeurs de  $A_2$  calculées, les amplitudes expérimentales des oscillations et les coefficients d'orientation  $B_2$  déduits sont reportés dans le tableau 3.2.2 pour la transition  $9/2^+ \rightarrow 5/2^-$  dans le cas du  $^{61}\text{Fe}$  dont le rapport de mélange multipolaire  $\delta$  est nul (cf. paragraphe §3.2.3) et pour la transition  $10^+ \rightarrow 8^+$  dans le cas de  $^{54}\text{Fe}$ .

Noyau		$A_2$	Amplitude (x 100)	$B_2$
$^{61}\text{Fe}$ (sans suppresseur) $p_{\text{fragment}} > p_{\text{projectile}}$		-0.432	$1.5 \pm 0.15$	$(-).0.0465 \pm 0.0046$
$^{61}\text{Fe}$ (avec suppresseur)	$p_{\text{fragment}} > p_{\text{projectile}}$	-0.432	$4.49 \pm 0.14$	$(-).0.141 \pm 0.004$
	$p_{\text{fragment}} = p_{\text{projectile}}$	-0.432	$-2.7 \pm 0.3$	$0.0704 \pm 0.01$
$^{54}\text{Fe}$ (avec suppresseur) $p_{\text{fragment}} > p_{\text{projectile}}$		-0.369	$3.3 \pm 0.2$	$-0.1213 \pm 0.009$

**Tableau 3.2.2.** Valeurs de  $A_2$ , des amplitudes des oscillations et des coefficients d'orientation  $B_2$  pour la transition  $9/2^+ \rightarrow 5/2^-$  dans le cas du  $^{61}\text{Fe}$  et pour la transition  $10^+ \rightarrow 8^+$  dans le cas de  $^{54}\text{Fe}$ .

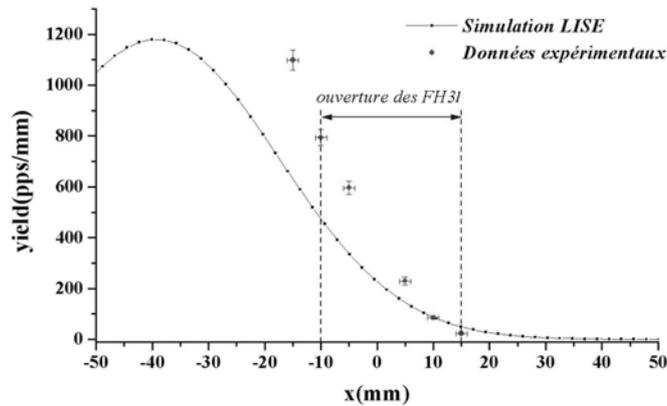
Le facteur géométrique  $Q$ , estimé à partir des simulations GEANT [GEA], est de 0.81(3).

Pour le facteur  $f$  il faut estimer la probabilité de capture des électrons lors du passage des fragments dans différents matériaux avant l'implantation. La présence des électrons dans le cortège atomique réduit, même détruit, l'alignement des spins nucléaires obtenu lors de la réaction. Pour minimiser cet effet dans le cas où les fragments issus de la cible auraient une énergie d'environ 30 MeV/u, un seul détecteur en plastique d'une épaisseur de 50  $\mu\text{m}$  a été utilisé entre la sortie du deuxième dipôle et la feuille d'implantation pour

déclencher l'acquisition des données. Dans ce cas, des simulations faites avec le code LISE [Baz02] estiment une probabilité d'avoir des noyaux complètement épluchés au lieu d'implantation supérieure à 97%. Les calculs sont basés sur une formule semi-empirique dérivée et ajustée sur une plage de données expérimentales couvrant des projectiles ayant un nombre de protons  $Z$  de 36 à 92 et une énergie de 18 MeV/u à 44 MeV/u.

Le choix du détecteur en plastique a permis de gagner un facteur 10 sur l'alignement des noyaux au lieu d'implantation par rapport à celui obtenu en utilisant un détecteur de Silicium de 300  $\mu\text{m}$  [Geo02]. De plus, l'utilisation d'un tel scintillateur à la place d'un détecteur de Silicium nous a permis d'avoir des taux de comptage plus élevés. Cependant, vu l'épaisseur du plastique, l'identification des noyaux par les mesures de la perte d'énergie et du temps de vol n'est pas possible. Seulement le signal de temps a servi comme temps « zero » pour l'acquisition. Avant et après chaque mesure, après réduction de l'intensité du faisceau primaire, un détecteur silicium était inséré dans le faisceau pour contrôler et mesurer le nombre de noyaux d'intérêt par rapport au nombre de noyaux polluants.

La figure 3.2.3 présente les taux de comptage des isotopes de  $^{61}\text{Fe}$  recueillis au lieu d'implantation (Silicium) en fonction du lieu de passage au plan focal, la sélection dans la distribution en moment du fragment produit étant faite par les fentes 31 situé au plan dispersif du spectromètre LISE. Les points expérimentaux correspondent au nombre de  $^{61}\text{Fe}$  mesuré tandis que la courbe correspond à une simulation réalisée avec le code LISE pour des noyaux complètement épluchés.



**Figure 3.2.3.** Distribution en moment des fragments de  $^{61}\text{Fe}$  simulée avec le code LISE et expérimentale.

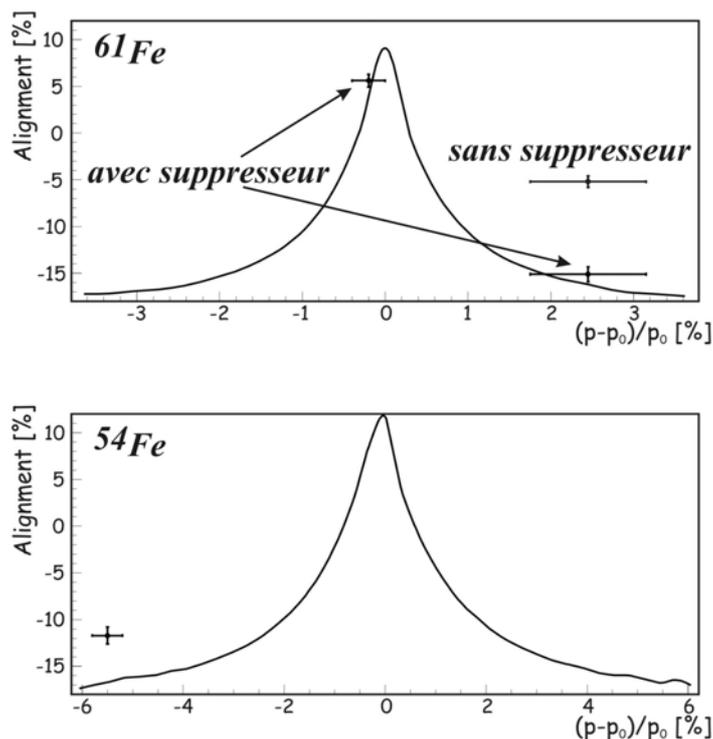
L'alignement des noyaux a été déduit des données expérimentales à partir de l'amplitude des oscillations en tenant compte de tous les facteurs correcteurs cités ci-dessus. Cela a été réalisé pour :

- ✓ Des noyaux de  $^{61}\text{Fe}$  sélectionnés au centre de la distribution en impulsion, correspondant à une vitesse proche de celle du projectile, et en utilisant le supprimeur de paquet de faisceau
- ✓ Des noyaux de  $^{61}\text{Fe}$  ayant une vitesse plus grande que celle du projectile, en utilisant le supprimeur de paquet de faisceau

- ✓ Des noyaux de  $^{61}\text{Fe}$  ayant une vitesse plus grande que celle du projectile, sans utiliser le supprimeur de paquet de faisceau
- ✓ Des noyaux de  $^{54}\text{Fe}$  ayant une vitesse plus petite que celle du projectile, en utilisant le supprimeur de paquet de faisceau

La figure 3.2.4 présente l'alignement,  $A$ , mesuré expérimentalement en fonction de la vitesse des fragments, pour les 4 cas cités ci-dessus, ainsi que les résultats des simulations avec le modèle participant spectateur [Dau01]. La valeur de l'alignement est déduite à partir de la valeur de  $B_2$  en utilisant la formule 3.1.29. La courbe théorique a été multipliée par un facteur 1.8 pour pouvoir la comparer avec les résultats expérimentaux. Les points expérimentaux sont en bon accord avec les simulations quand le supprimeur de paquet est utilisé. Les résultats sont surestimés en raison des coïncidences fortuites en l'absence d'utilisation du supprimeur de paquet. Les barres d'erreurs en x sont données par les ouvertures des fentes 31.

Nous en concluons que le modèle participant – spectateur, développé pour des énergies relativistes, donne des bons résultats qualitatifs, aux énergies intermédiaires, pour le type et le comportement de l'alignement en fonction de la distribution en impulsion des fragments.



**Figure 3.2.4.** Comparaisons de l'alignement obtenu dans la fragmentation des projectiles aux énergies intermédiaires avec le modèle participant-spectateur [Dau01]. La courbe théorique a été multipliée par un facteur 1.8. La différence entre les valeurs expérimentales de l'alignement avec et sans supprimeur vient de la mesure des fonctions  $R(t)$  et ne vient pas d'une différence dans l'alignement produit dans la réaction.

### 3.2.2. Dispositif de détection situé au point focal du spectromètre LISE

Le dispositif de détection au point focal est représenté dans la figure 3.2.5. Il est composé de :

- ✓ 1 détecteur en Silicium, escamotable (Dxy), de surface  $28 \times 28 \text{ mm}^2$ , d'épaisseur  $300 \mu\text{m}$ , sensible en position
- ✓ 1 détecteur en plastique (Dp), de surface  $40 \times 40 \text{ mm}^2$ , et d'épaisseur  $50 \mu\text{m}$
- ✓ 1 détecteur en Silicium (Dv), fixe, de surface  $600 \text{ mm}^2$ , d'épaisseur  $300 \mu\text{m}$
- ✓ 1 cristal recuit de cuivre (f.i.), d'épaisseur  $500 \mu\text{m}$ , dans lequel sont implantés les noyaux,
- ✓ 4 détecteurs germanium (Ge[i],  $i=1,4$ ) coaxiaux, d'efficacité intrinsèque 70%, positionnés autour du cristal d'implantation,
- ✓ 1 aimant, permettant d'appliquer des champs magnétiques statiques pouvant atteindre 0.7 T. La figure 3.2.7 représente la variation du champ appliqué en fonction de la position  $x$  à l'intérieur de l'aimant.

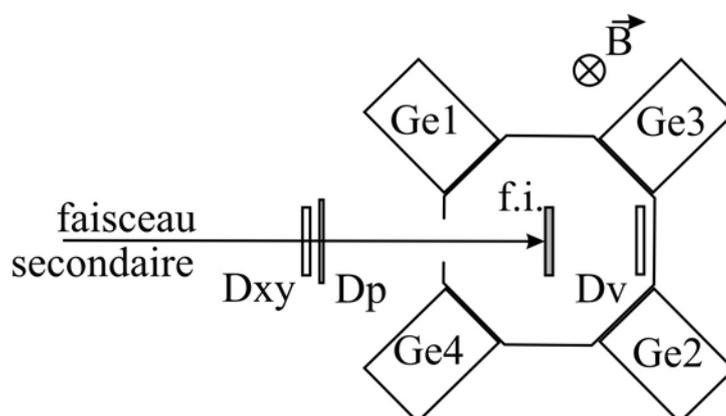


Figure 3.2.5. Dispositif expérimental pour la mesure de facteur  $g$  du  $^{61m}\text{Fe}$ .

#### 3.2.2.1. Identification des fragments

Les détecteurs de Silicium ont été utilisés pour optimiser la sélection des noyaux étudiés en utilisant des cartes d'identification perte d'énergie – temps de vol (DE-TOF) et le centrage des noyaux (Dxy). Pendant ces réglages, la feuille de Cuivre était retirée.

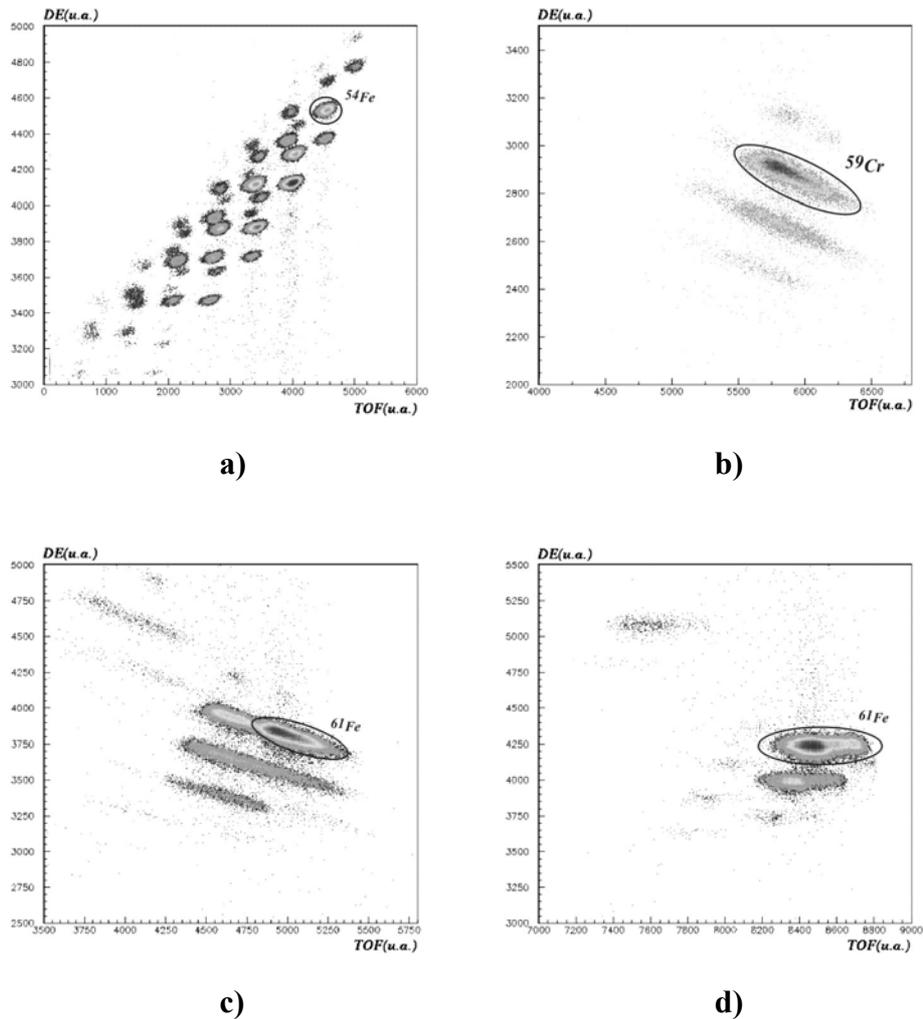
Pendant les mesures des moments gyromagnétiques, la feuille d'implantation était remise en place et le détecteur Dxy retiré. Le détecteur Dv, bien que fixe, ne perturbait pas l'alignement des noyaux : pendant les mesures de moment gyromagnétiques, les noyaux étaient arrêtés dans la feuille d'implantation placée avant ce détecteur. Les cartes d'identification DE-TOF pour chaque réglage du spectromètre LISE sont représentées dans la figure 3.2.6. Les différents noyaux sont suffisamment séparés sur ces matrices. La différence entre la figure 3.2.6 c) et 3.2.6 d) vient de la différence entre l'ouverture des fentes FH31 pour les deux cas. Pendant la sélection des fragments de  $^{61}\text{Fe}$  ayant des vitesses plus grandes que celles des projectiles, les fentes FH31 ont été plus ouvertes (voir le tableau 3.2.1) que pendant la sélection des fragments de  $^{61}\text{Fe}$  ayant la même vitesse que celle du projectile.

Le scintillateur plastique a été utilisé pendant les mesures TDPAD pour déclencher l'acquisition et pour avoir une mesure du temps de vol, le « start » étant donné par le plastique et le « stop » par la radiofréquence du deuxième cyclotron. A cause de sa

faible épaisseur (50  $\mu\text{m}$ ) et son inhomogénéité, la perte d'énergie dans ce détecteur n'a pas pu être mesurée avec une résolution satisfaisante pour identifier les noyaux.

Lors des mesures de facteurs g, les détecteurs de Silicium ont été retirés. Le fait de retirer les détecteurs de Silicium a minimisé la probabilité de capture d'électron par les noyaux étudiés en préservant ainsi l'alignement et nous a aussi permis d'augmenter le taux total d'implantation des noyaux dans le cristal. Un détecteur en Silicium accepte, sans détérioration notable, des taux de comptage inférieurs à 10 kHz, limitation que les scintillateurs en plastique n'ont pas. Dans cette configuration du dispositif expérimental, l'identification des noyaux n'a plus été possible car nous n'avons pas eu l'information sur la perte d'énergie.

La seule identification disponible, durant les mesures de moment gyromagnétique, a été le spectre gamma enregistré par les détecteurs germanium. Il ne faut cependant pas oublier que les réglages du spectromètre LISE ont été faits à l'aide des détecteurs Silicium et que ces réglages n'ont pas été modifiés pour les mesures des facteurs g.

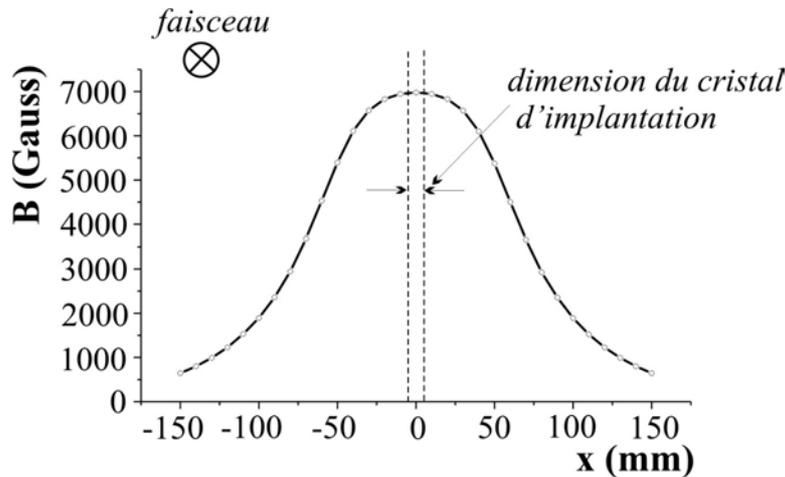


**Figure 3.2.6.** Identification des noyaux par temps de vol (axe x) et perte d'énergie (axe y). Les unités des axes sont arbitraires (u.a.). Sélections du  $^{54}\text{Fe}$  a), du  $^{59}\text{Cr}$  b), du  $^{61}\text{Fe}$  pour des vitesses plus grandes que celle du projectile c) et du  $^{61}\text{Fe}$  pour des vitesses équivalentes à celle du projectile d)

### 3.2.2.2. Cristal d'implantation et champ magnétique

L'implantation des noyaux a été faite dans un cristal de cuivre spécialement préparé pour éviter les imperfections du réseau cristallin. D'autre part, les ions implantés comme les ions de Fer ou de Chrome ont des rayons ioniques relativement similaires à celui du Cuivre minimisant la perturbation engendrée par les noyaux implantés dans le réseau du cristal. Ce type de perturbation est dû à la création des gradients de champ électrique locaux par la création des défauts dans le réseau atomique du cristal. Le cuivre semble donc un bon choix pour étudier les noyaux de Fe et de Cr.

Le champ magnétique a été créé avec un aimant ayant une intensité de champ limitée à 0.7 T. L'enceinte dans laquelle a été fixé le cristal de cuivre a été spécialement conçue, en taille, pour que le champ magnétique appliqué soit constant sur le volume du cristal d'implantation en approchant le plus possible les deux pôles de l'aimant.



**Figure 3.2.7.** Variation du champ magnétique en fonction de la distance  $x$  dans l'entrefer de l'aimant. Les dimensions du cristal s'étendent de  $-10$  à  $+10$  mm.

La variation du champ sur l'axe  $x$  est représentée dans la figure 3.2.7. Il varie très peu entre  $-10$  et  $+10$  mm, le rayon du cristal d'implantation étant de 7.5mm. Cette mesure a été faite avec une sonde de Hall. Une autre méthode pour contrôler le champ magnétique a consisté à remesurer le facteur  $g$  de l'isomère  $10^+$  du  $^{54}\text{Fe}$ . Le facteur  $g$  du  $10^+$  a déjà été mesuré [Raf83] sa valeur étant de 0.7281(10). La précision, inférieure à 1%, est suffisante pour s'en servir comme étalon. Pour l'analyse des données expérimentales du  $^{54}\text{Fe}$ , la valeur du facteur  $g$  a été fixée et la valeur du champ magnétique a été ajustée de façon à obtenir le meilleur  $\chi^2$ . Ce type de mesure tient aussi compte du fait que la distribution spatiale du  $^{54}\text{Fe}$  n'est pas ponctuelle. C'est donc une meilleure mesure que celle faite en utilisant un sonde de Hall (0.7 T). Cet effet sera le même pour le  $^{61}\text{Fe}$  car sa distribution spatiale sera comparable à celle du  $^{54}\text{Fe}$ . En effet, les réglages choisis du spectromètre LISE impliquent un élargissement angulaire et une perte d'énergie similaire pour ces 2 noyaux. La valeur du champ magnétique  $B = 6800(40)$  Gauss mesuré avec le  $^{54}\text{Fe}$  a été la même pour le  $^{61}\text{Fe}$ . Le choix de cette valeur a été fait en fonction du temps de vie du niveau isomère et de la valeur connue dans le cas du  $^{54}\text{Fe}$  et attendue dans le cas du  $^{61}\text{Fe}$  du facteur  $g$ . Plus l'intensité du champ magnétique est grande, plus le nombre de périodes d'oscillation des fonctions  $R(t)$  seront grandes dans le même intervalle de temps. Dans le cas du  $^{54}\text{Fe}$ , la période de la précession de Larmor a été de 132.5 ns et dans le cas de  $^{61}\text{Fe}$ , de 421.2 ns.

### 3.2.2.3. Etalonnage des détecteurs germaniums

L'étalonnage des détecteurs de germanium en énergie, servant pour l'identification des rayonnements  $\gamma$  dépeuplant les niveaux isomères, et en temps, pour le calcul des fonctions  $R(t)$ , est très important. Par contre, un étalonnage absolu en efficacité n'est pas nécessaire car la construction des fonctions  $R(t)$  est faite avec l'efficacité relative des détecteurs Ge1 et Ge2 par rapport aux détecteurs Ge3 et Ge4 (cf. formule 3.1.24).

L'étalonnage en énergie a été fait avec des sources standards de  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  et de  $^{137}\text{Cs}$  dont les raies couvrent une gamme en énergie de 0.080 MeV à 2 MeV, ce qui répond à nos besoins. Les différences entre les courbes d'étalonnage qui sont des polynômes du premier degré et les énergies des rayonnements  $\gamma$  mesurés sont présentées dans la figure 3.2.8. La résolution des détecteurs étant d'environ 2.7 keV pour un gamma de 1.3 MeV, les déviations par rapport à zéro sont négligeables. C'est la raison pour laquelle nous avons gardé l'étalonnage fait avec un polynôme du premier degré.

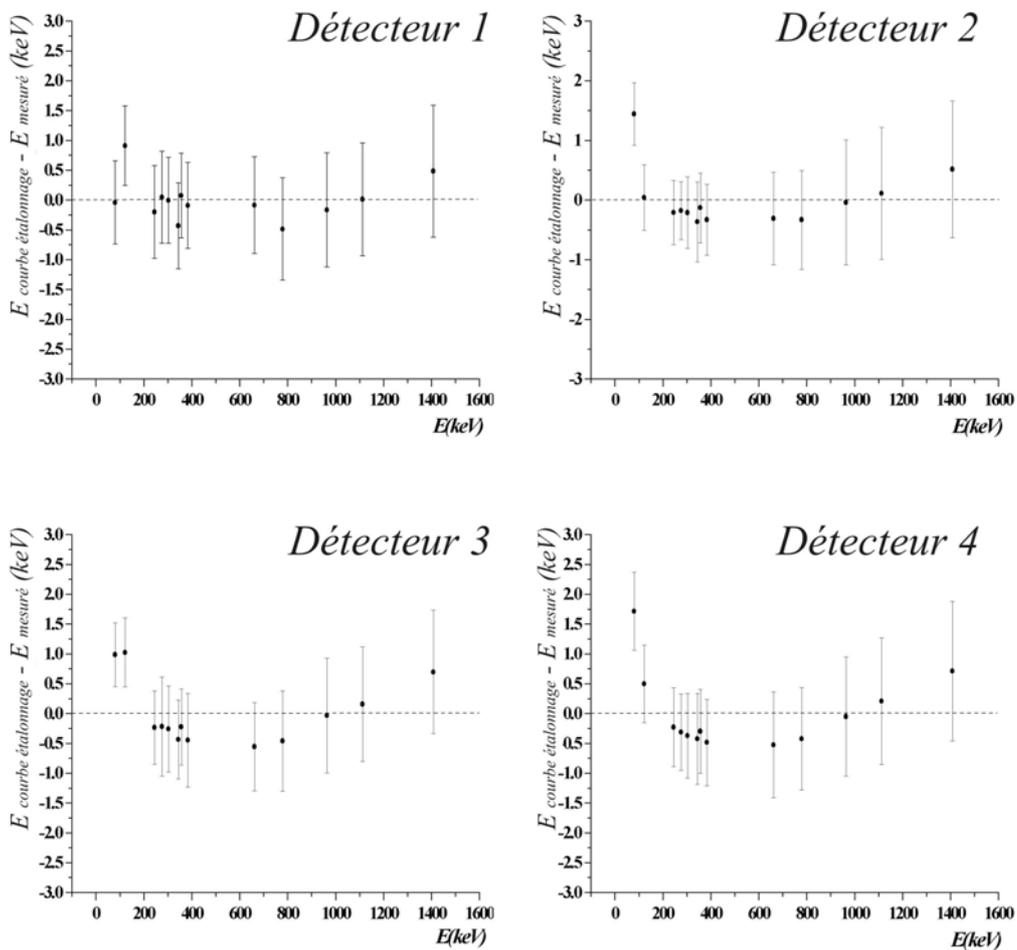
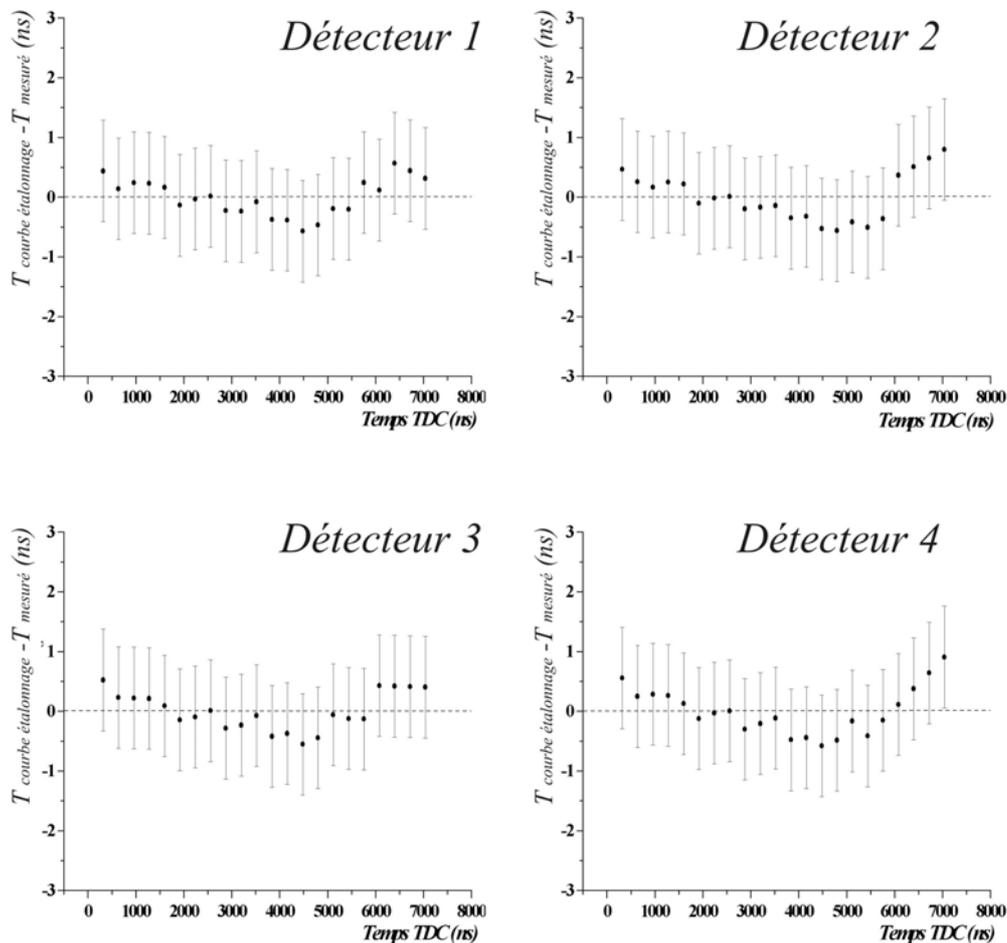


Figure 3.2.8. Etalonnage en énergie des détecteurs germaniums.

### 3.2.2.4. Etalonnage en temps

La mesure des facteurs  $g$  nécessite de détecter la variation de l'intensité des rayonnements  $\gamma$  de désexcitation au cours du temps après l'implantation de l'ion dans la fenêtre d'acceptation de l'acquisition.

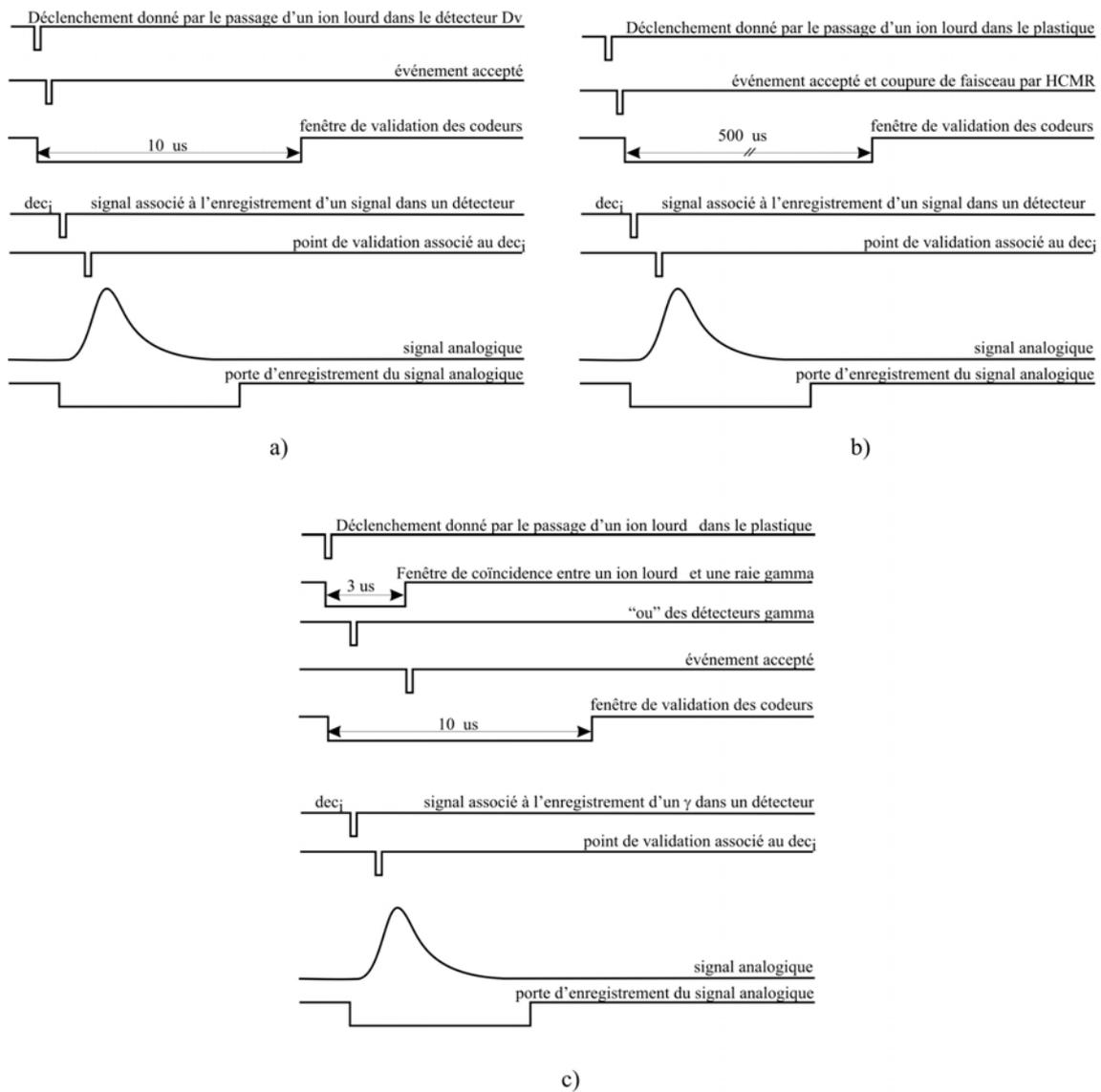
La précision de la mesure en temps de chaque détecteur est cruciale pour la précision qui sera obtenue sur le facteur  $g$ . Le signal temps de chaque détecteur de germanium a été traité par deux types de codeurs : un convertisseur temps-amplitude, TAC, combiné avec un convertisseur amplitude-digital, ADC, d'une part et un convertisseur temps-digital, TDC, d'autre part. Dans les deux cas, le « start » a été donné par un évènement accepté, c'est-à-dire la détection d'un ion lourd dans le plastique accepté par l'acquisition, et le « stop » par un rayonnement  $\gamma$  détecté dans le détecteur de germanium. La construction des fonctions  $R(t)$  consiste à rajouter et soustraire les spectres temps des détecteurs différents.



**Figure 3.2.9.** Etalonnage des modules TDC avec un polynôme du premier degré. La résolution temporelle du système de détection utilisé étant d'environ 15 ns, l'utilisation d'un polynôme de degré supérieur  $n$  n'est pas justifiée.

Il faut donc s'assurer que la réponse en temps de chaque voie électronique associée à chaque détecteur germanium est identique. Les modules TDCs et TACs codant sur une

gamme de 10  $\mu\text{s}$ , l'étalonnage en temps a été fait avec un Calibre Temps (TC) réglé sur une gamme de 10.24  $\mu\text{s}$  avec un pas de 320 ns. L'étalonnage des modules TDCs et TACs a été réalisé avec les mêmes caractéristiques du module TC et en utilisant un polynôme du premier degré pour la courbe d'étalonnage. Cela permet de tenir compte des non-linéarités intégrales de chaque voie électronique, de les ajuster et aussi de choisir le signal le plus précis (TAC+ADC ou TDC) pour l'analyse des données. Les différences entre les courbes d'étalonnage et les temps mesurés pour les TDCs sont représentées dans la figure 3.2.9. Les non-linéarités des modules TDC ont été de l'ordre de quelques centaines de ps jusqu'à 1 ns. Dans le cas des voies électroniques TAC+ADC, les non-linéarités ont été beaucoup plus importants, pouvant aller jusqu'à 100 ns.



**Figure 3.2.11.** a) Chronogramme pour les mesures concernant le réglage du spectromètre et l'optimisation de la production des noyaux ; b) chronogramme pour la mesure du temps de vie du niveau isomère du  $^{59}\text{Cr}$  ; c) chronogramme pour les mesures de facteur g.

Etant donnés ces observations et le fait que la résolution en temps de l'électronique associée à chaque détecteur était d'environ 15 ns à 500 keV les réponses temps associées aux modules TDC ont été retenues pour la construction des fonctions  $R(t)$ . Le temps  $t = 0$  est donné par le passage d'un noyau dans le détecteur plastique. La structure du faisceau décrite dans le paragraphe §3.2.1 a permis aussi de vérifier l'étalonnage en temps de l'électronique associé aux détecteurs de Ge. Le schéma logique de l'électronique de l'expérience a été dicté par chaque type de mesure. Les figures 3.2.11 a), b) et c) représentent les chronogrammes définis pour :

- ✓ le réglage du spectromètre et l'optimisation de la production pour les noyaux de  $^{61,54}\text{Fe}$  et  $^{59}\text{Cr}$  (a)
- ✓ la mesure du temps de vie du niveau isomère  $9/2^+$  du  $^{59}\text{Cr}$  (b)
- ✓ les mesures de facteurs g (c)

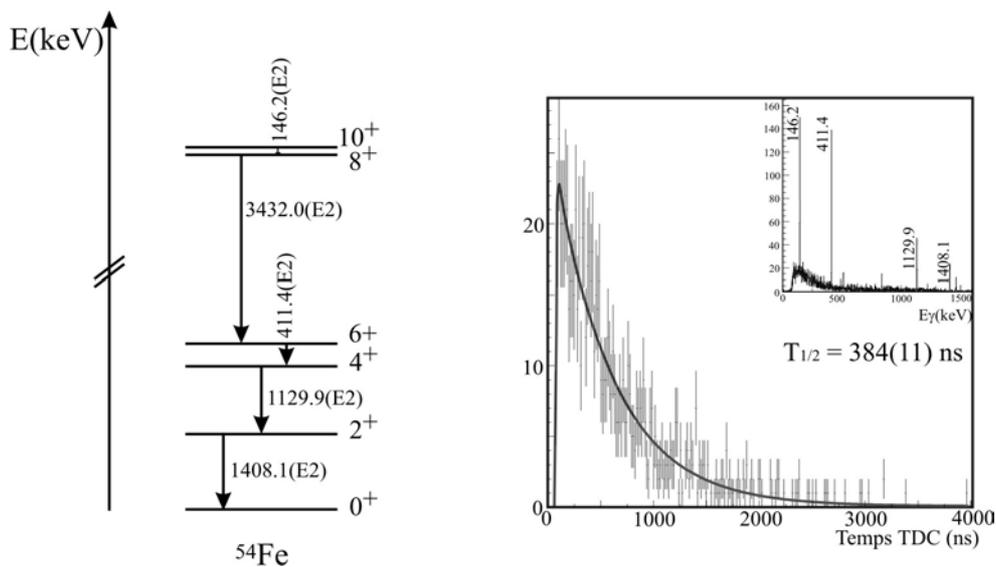
La figure 3.2.11. c) montre que la plage de temps utile pour la mesure de fonctions  $R(t)$  était de seulement 3  $\mu\text{s}$ , même si la fenêtre de validation était de 10  $\mu\text{s}$  (comme l'était aussi la plage des codeurs TDC). Les périodes d'oscillations pour les isotopes de Fe étant inférieures à 500 ns, cette restriction n'a pas affecté les mesures des facteurs g. Les schémas de l'électronique sont présentés dans l'annexe.

### 3.2.3. Résultats expérimentaux

La suite de ce chapitre concerne les résultats expérimentaux pour les noyaux de  $^{54\text{m}}\text{Fe}$ ,  $^{61\text{m}}\text{Fe}$  et  $^{59\text{m}}\text{Cr}$ .

#### 3.2.3.1. $\text{Fe}^{54}$ – noyau étalon

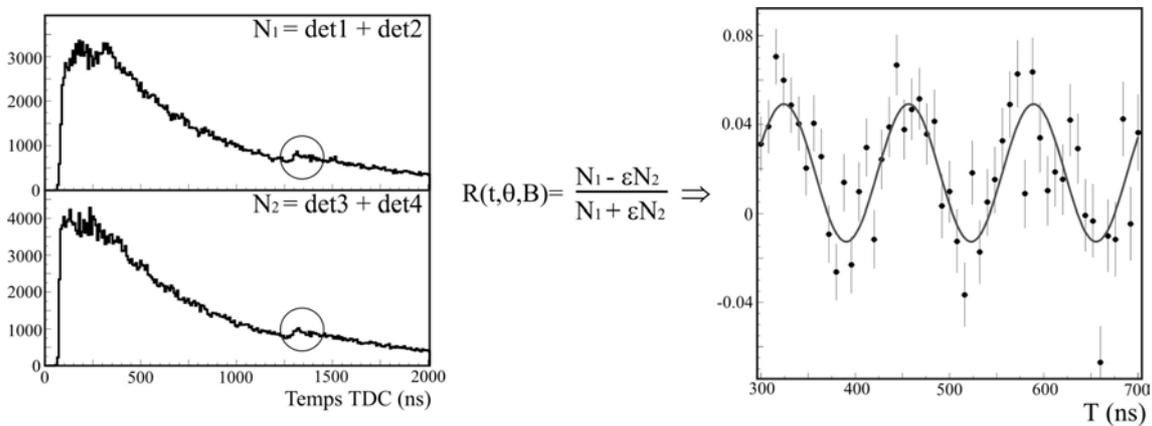
Ce noyau a servi pour l'étalonnage du dispositif expérimental. Il a permis, avant de mesurer des facteurs g inconnus, de vérifier le bon fonctionnement de l'électronique, d'estimer l'alignement produit dans la réaction de fragmentation et d'avoir une mesure du champ magnétique qui tient compte de la distribution spatiale des noyaux implantés dans le cristal de cuivre ainsi que des corrections dues au déplacement de Knight ou aux phénomènes paramagnétiques.



**Figure 3.2.12.** Schéma de niveaux et mesure du temps de vie du niveau  $10^+$  du  $^{54}\text{Fe}$ . Le temps de vie connu est de  $T_{1/2}(10^+) = 357(4) \text{ ns}$  [Raf83]

Pendant la mesure TDPAD du  $^{54}\text{Fe}$  nous avons utilisé le supprimeur de paquets. La cascade de transitions E2 (figure 3.2.12) ne diminue pas l'alignement présent dans l'état  $10^+$ . L'état  $6^+$  a un temps de vie de 1.22 ns, et son facteur g est de 1.367(33). La précession engendrée par ce niveau n'influence pas la mesure du facteur g du niveau  $10^+$  [Raf83]. La durée de vie du niveau  $6^+$  est du même ordre que la résolution de notre système. Quant aux autres niveaux  $2^+, 4^+$  et  $8^+$ , ils ont des durées de vie encore plus courtes. Cela permet de cumuler les spectres temps associés à toutes ces transitions. Il en résulte une meilleure statistique et une diminution des erreurs statistiques dans la valeur mesurée du facteur g.

La procédure employée pour déterminer le facteur g du  $10^+$  est présentée dans la figure 3.2.13. Nous pouvons observer la structure du faisceau en utilisant le supprimeur de paquets signalée par les deux cercles dans les spectres de gauche. Le temps de vie de l'état  $10^+$ , mesuré dans notre expérience, est en accord, dans  $3\sigma$ , avec les mesures faites auparavant (figure 3.2.12).



**Figure 3.2.13.**  $^{54}\text{Fe}$ , à gauche spectre temps associé aux détecteurs Ge à différents angles, à droite fonction d'asymétrie dépendante du temps. On peut observer la structure du faisceau en utilisant le supprimeur de paquets signalés par les deux cercles dans les spectres de gauche.

La fonction d'asymétrie dépendante du temps a été ajustée ( formule 3.2.1) de façon à reproduire les oscillations à l'aide de trois paramètres libres, par(1), par(2) et par(3):

$$f(t) = \text{par}(1) \cos \left[ 2 \left( \theta + \text{par}(2) \frac{\mu_N}{\hbar} g(t-t_0) + \theta_c \left( 1 - g \frac{A}{2Z} \right) \right) \right] + \text{par}(3) \quad (3.2.1)$$

où :

- ✓  $\text{par}(1)$  est l'amplitude  $a$  des oscillations,
- ✓  $\theta$  est l'angle entre la direction du faisceau et le détecteur gamma,
- ✓  $\text{par}(2)$  est le champs magnétique B appliqué
- ✓  $g$  est le facteur gyromagnétique,
- ✓  $t_0$  est le temps initial d'implantation  $t=0$ ,
- ✓  $\theta_c$  est l'angle de déviation du spectromètre LISE jusqu'après le deuxième dipôle et il est par construction de  $90^\circ$ ,
- ✓ A et Z sont la masse et la charge du noyau
- ✓  $\text{par}(3)$  est un paramètre qui tient compte du décalage de la fonction de corrélation  $R(t)$  par rapport à 0. Un tel décalage peut provenir, par exemple, d'un défaut dans l'estimation du bruit de fond pour chacun des détecteurs  $\gamma$ .

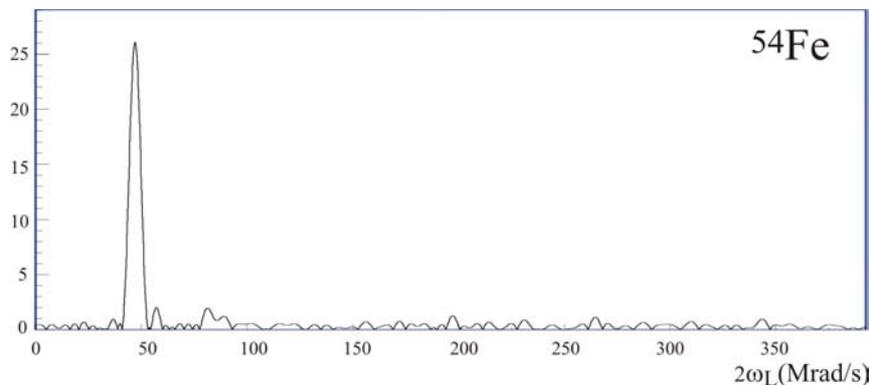
Pour les noyaux de  $^{61}\text{Fe}$ , le champ magnétique a été fixé et  $g$  a été ajusté en tant que paramètre libre  $par(2)$ .

Paramètre	Valeur
par(1) = $a$	$0.033 \pm 0.002$
par(2) = $B$	$6800 \pm 40$ Gauss
par(3)	$0.018 \pm 0.0017$

**Tableau 3.2.3** : Paramètres de la fonction d'asymétrie déterminés pour l'état isomère  $9/2^+$  du  $^{54}\text{Fe}$ .

L'ajustement des paramètres a été réalisé avec le logiciel PAW [PAW] en utilisant le programme MINUIT [MIN] pour le calcul du  $\chi^2$  et l'estimation des erreurs statistiques de chaque paramètre. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.2.3.

Une seconde méthode pour déterminer la valeur du facteur  $g$  est d'utiliser la Transformée Rapide de Fourier (FFT) [Teu93]. La figure 3.2.14 montre la transformée rapide de Fourier en fonction du double de la fréquence de Larmor ( $2\omega_L$ ). Un pic est présent à  $47.353 \pm 2.175$  Mrad/s qui correspond à une valeur du champ  $B$  de  $6790(300)$  Gauss. Pour extraire cette valeur, nous avons utilisé le même nombre de nanoseconde par canal que dans le cas de l'ajustement de la fonction  $R(t)$  par la fonction  $f(t)$ , c'est-à-dire 8 ns/canal. Les barres d'erreurs sont beaucoup plus importantes car la phase initiale des oscillations  $R(t)$  n'est pas fixée comme c'est le cas de l'ajustement direct.

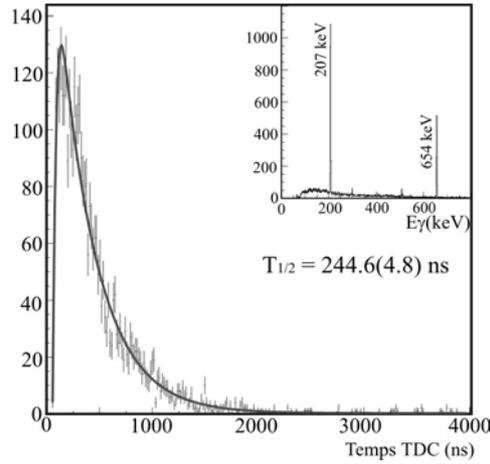


**Figure 3.2.14.** Transformée rapide de Fourier de la fonction d'asymétrie dépendante du temps pour le  $^{54}\text{Fe}$ .

### 3.2.3.2. $\text{Fe}^{61}$

Le schéma de niveau du  $^{61}\text{Fe}$ , connu avant ce travail, est présenté dans la figure 3.2.1 en début de ce chapitre. L'expérience, décrite dans cette thèse, a permis pour le  $^{61}\text{Fe}$ , outre la mesure du facteur  $g$ , de confirmer les spins et les parités des états connectés par les deux transitions de 207 et 654 keV et de préciser l'ordre de ces deux raies. De plus, l'alignement produit dans la réaction a été étudié en fonction de la distribution en moment de l'impulsion des fragments de  $^{61}\text{Fe}$  produits (figure 3.2.4).

Le temps de vie mesuré de  $244.6(4.8)$  ns à partir des rayonnements  $\gamma$  d'énergie 207 et 654 keV est en accord avec le temps de vie de l'isomère  $9/2^+$  mesuré auparavant, de  $250(10)$  ns [Grz98, Bro98] (figure 3.2.15).



**Figure 3.2.15.** Temps de vie du niveau  $9/2^+$  du  $^{61}\text{Fe}$ . Encart : spectre en énergie gamma du  $^{61}\text{Fe}$ .

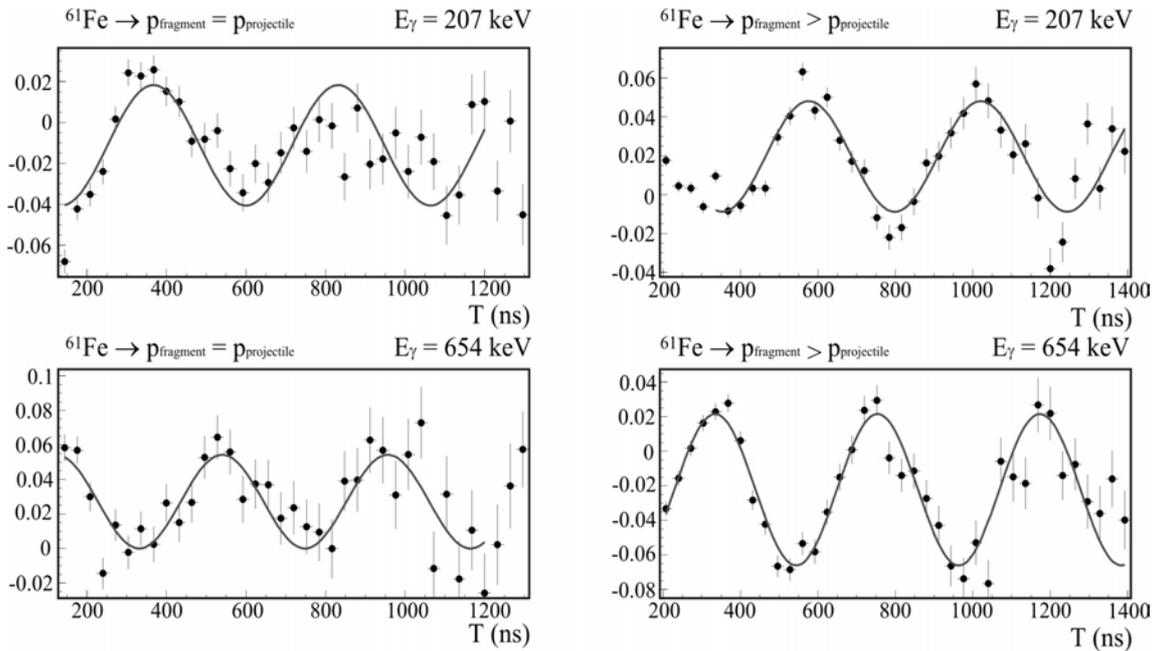
Les valeurs de  $g$  déduites à partir des deux transitions 207 et 654 keV sont résumées dans le tableau 3.2.4.

Transition	Valeurs de $g$
207 keV $\rightarrow$ $p_{\text{frag}} = p_{\text{proj}}$	(-)0.207(6)
654 keV $\rightarrow$ $p_{\text{frag}} = p_{\text{proj}}$	(-)0.231(3)
207 keV $\rightarrow$ $p_{\text{frag}} > p_{\text{proj}}$	(-)0.218(2)
654 keV $\rightarrow$ $p_{\text{frag}} > p_{\text{proj}}$	(-)0.229(1)

**Tableau 3.2.4.** Valeurs du facteur  $g$  pour le niveau  $9/2^+$  du  $^{61}\text{Fe}$ . Les erreurs données sur les valeurs expérimentales sont seulement statistiques.

Les valeurs de facteur  $g$  déterminées à partir de la transition d'énergie 207 keV, pour différentes sélections en moment des fragments de  $^{61}\text{Fe}$ , sont assez différentes, dans les barres d'erreurs statistiques, de celles obtenues à partir de la transition de 654 keV. Cette différence peut provenir du fait qu'à l'énergie 207 keV, contrairement à 654 keV, les discriminateurs à fraction constante utilisés ont eu des problèmes de réglage qui ont affecté les oscillations  $R(t)$ . D'autre part, il est possible que le temps de vie du niveau intermédiaire,  $5/2^-$ , soit suffisamment long pour affecter la valeur du facteur  $g$  du niveau  $9/2^+$  tout en étant trop court pour que nous puissions le mesurer avec une résolution temporelle de  $\sim 15$  ns. Il est cependant assez peu probable qu'une transition M1 soit si retardée.

La figure 3.2.16 montre un déphasage entre les fonctions  $R(t)$  obtenues à partir des raies aux énergies 207 keV et 654 keV. Ce déphasage est en accord avec les multipolarités assignées en tenant compte du rapport entre les amplitudes expérimentales des oscillations (M1 pour 207 keV  $5/2^- \rightarrow 3/2^-$  et M2 pour 654 keV  $9/2^+ \rightarrow 5/2^-$ ) et celles calculées à partir de la formule (3.1.28) en tenant compte du fait que  $A_2$  dépend du rapport de mélange multipolaire  $\delta$ . Les coefficients de désorientation  $U_2$  caractéristiques pour chaque transition (calculés à partir de la formule 3.1.8) donnent, de plus, l'ordre de la succession des transitions 207 keV et 654 keV en accord avec celui assigné auparavant (cf. figure 3.2.1).



**Figure 3.2.16.** Ajustement des fonctions  $R(t)$  pour le  $^{61}\text{Fe}$  obtenues à partir des raies d'énergie 207 keV (en haut) et 654 keV (en bas), à droite pour les fragments ayant une vitesse plus grande que le projectile, à gauche pour les fragments ayant une vitesse moyenne égale à la vitesse du projectile. Ces fonctions  $R(t)$  ont été mesurées dans le cas où nous avons utilisé le suppresseur de paquets.

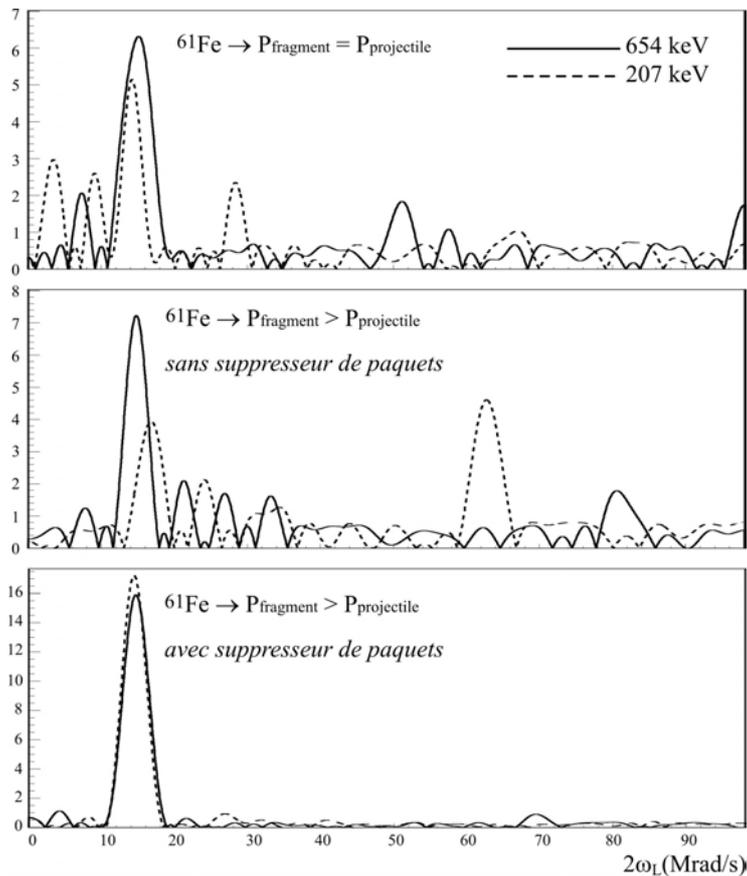
En conséquence, nous avons utilisé les valeurs mesurées à partir de la transition  $9/2^+ \rightarrow 5/2^-$  pour déduire la valeur de facteur  $g$  du niveau  $9/2^+$ . Pour cette transition d'énergie 654keV, en considérant les barres d'erreurs, la différence n'est pas significative entre la valeur déduite pour la sélection des fragments ayant la même vitesse que les projectiles et celle déduite pour la sélection des fragments avec une vitesse plus grande. De plus, nous éliminons toute influence du niveau intermédiaire  $5/2^-$  sur la précession du niveau isomère.

L'analyse FFT des fonctions d'asymétrie dépendantes du temps,  $R(t)$ , pour une condensation de 32 ns/canal donne une valeur pour le module du facteur  $g$  de 0.226(3) (figure 3.2.17). Cette valeur a été déterminée pour la transition de 654 keV avec sélection sur la queue de la distribution en moment des fragments de  $^{61}\text{Fe}$ . Elle est en accord avec celle déterminée précédemment avec PAW. La différence entre le cas avec suppresseur de paquet et sans suppresseur de paquet est assez importante, surtout pour la transition de 207 keV qui est apparemment plus affectée par la haute fréquence d'implantation.

La valeur du facteur  $g$  proposée est de (-)0.229(2). Elle est la moyenne pondérée des valeurs obtenues à partir de la transition  $9/2^+ \rightarrow 5/2^-$  (tableau 3.2.4) pour les deux sélections en moment :

$$\langle g \rangle = \frac{\sum_{i=1}^2 \frac{g_i}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^2 \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad \sigma_{\langle g \rangle}^{statistique} = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^2 \frac{1}{\sigma_i^2}}}$$

où  $g_i$  ( $i=1,2$ ) représentent les deux valeurs obtenues pour les deux sélections en moment et  $\sigma_i$  ( $i=1,2$ ) sont les erreurs associées.



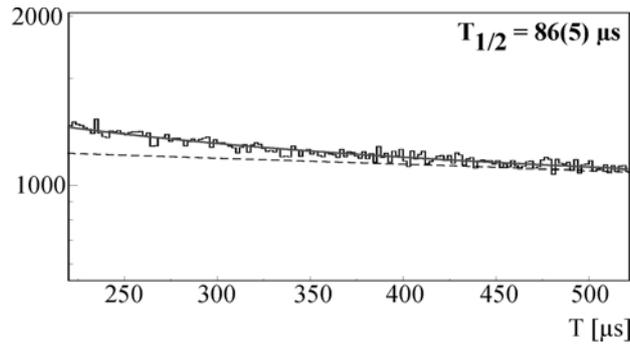
**Figure 3.2.17.** Transformée rapide de Fourier de la fonction d'asymétrie dépendante du temps,  $R(t)$ , pour le  $^{61}\text{Fe}$ .

### 3.2.3.3. $\text{Cr}^{59}$

#### Période radioactive

Le schéma de niveau de ce noyau, connu avant ce travail, est présenté dans la figure 3.2.1. Le temps de vie mesuré de l'isomère  $9/2^+$  était de  $96(20) \mu\text{s}$ .

Dans l'expérience présentée dans ce chapitre, nous avons produit le  $^{59}\text{Cr}$  et remesuré la durée de vie de l'état isomère. Pour la mesure de temps de vie et pour la construction de la fonction  $R(t)$ , nous avons utilisé seulement la transition d'énergie 193 keV car la transition de 208 keV était contaminée par la raie de 207 keV provenant du  $^{61\text{m}}\text{Fe}$  et celle de 102 keV était coupée par le seuil des discriminateurs.  $^{61\text{m}}\text{Fe}$  provenait de la décroissance  $\beta\gamma$  du  $^{61}\text{Mn}$  qui a été sélectionné en même temps que le  $^{59}\text{Cr}$ .

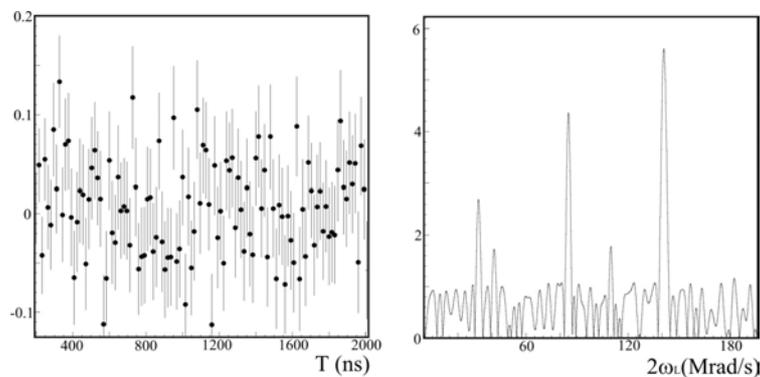


**Figure 3.2.18.** Spectre de décroissance en temps du niveau  $9/2^+$  à 503 keV du  $^{59}\text{Cr}$  mesuré à partir de la transition de 193 keV. La ligne en pointillé représente l'estimation du bruit de fond à partir du fond Compton.

Le spectre temps associé à la raie d'énergie 193(1) keV est présentée dans la figure 3.2.18. Le temps de vie mesuré est de 86(5)  $\mu\text{s}$ . Pour cette mesure de temps de vie nous avons utilisé une plage utile des TACs d'environ 300 $\mu\text{s}$  et le faisceau a été coupé pendant 500  $\mu\text{s}$  à chaque détection d'un ion lourd dans notre système de détection. L'estimation du fond a été faite sur le fond Compton à droite et à gauche de l'énergie de 193 keV.

#### Mesure du facteur g

Le temps de vie, 86  $\mu\text{s}$ , du niveau  $9/2^+$  mesuré pour le  $^{59}\text{Cr}$  est long comparé à celui (244ns) du  $^{61}\text{Fe}$  ou (364 ns) du  $^{54}\text{Fe}$ . Il en résulte beaucoup moins de désintégration gamma par nanoseconde que pour ces deux derniers noyaux. Aussi, la statistique acquise n'a pas été suffisante pour pouvoir faire une mesure de facteur g. La fonction  $R(t)$ , représentée dans la figure 3.2.19, ne présente pas, dans les barres d'erreurs, des oscillations permettant de déduire (ni d'estimer) la valeur du facteur g. L'analyse PAW, ainsi que l'analyse FFT, ne donnent aucune indication sur la période des oscillations comme c'est visible dans la figure 3.2.19 représentant l'analyse FFT du spectre temps conditionné par la raie d'énergie 193 keV. Cette dernière raie est la plus intense du spectre gamma. A titre indicatif, le nombre de  $^{59}\text{Cr}$  collectés pendant la mesure a été d'environ  $2.7 \times 10^9$  pour une durée d'expérience d'environ 14 heures. Le nombre de photons  $\gamma$ , d'énergie 193keV, détectés pendant la même durée a été d'environ  $5 \times 10^4$ .



**Figure 3.2.19.** Fonction  $R(t)$  pour la transition d'énergie 193 keV (gauche) et analyse FFT de cette même transition du  $^{59}\text{Cr}$  pour une condensation de 16 ns/canal (droite).

### 3.2.4. Interprétation des résultats

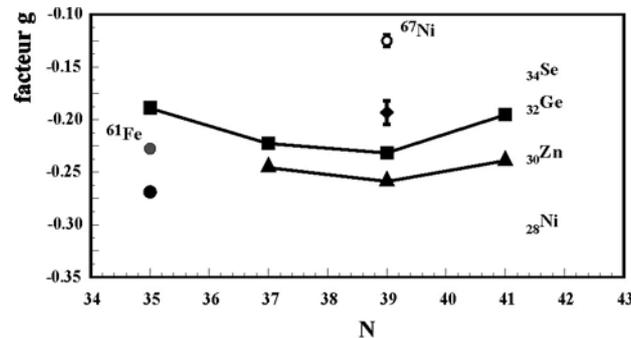
Pour mieux comprendre la valeur du facteur g mesurée pour  $^{61}\text{mFe}$ , nous avons effectué des calculs de modèle en couches avec le code ANTOINE [Cau89]. Nous avons aussi comparé avec la valeur calculée avec le modèle de HFB par M. Girod *et al* [Gou03].

Orbitale à une particule	$g_{\text{libre}}$	$g_{\text{effectif}}$
$\pi f_{7/2}$	1.655	1.412
$\pi f_{5/2}$	0.345	0.584
$\pi p_{3/2}$	2.528	1.97
$\pi p_{1/2}$	-0.52	0.03
$\nu f_{5/2}$	0.547	0.383
$\nu p_{3/2}$	-1.275	-0.893
$\nu p_{1/2}$	1.275	0.893
$\nu g_{9/2}$	-0.425	-0.298

**Tableau 3.2.5.** Valeurs de Schmidt des facteurs gyromagnétiques pour les orbitales considérées dans l'espace de valence. Les valeurs effectives sont calculées en utilisant  $g_i^{\text{eff}} = g_i^{\text{libre}}$  et  $g_s^{\text{eff}} = 0.7 g_s^{\text{libre}}$ . Ces valeurs sont à comparer avec une valeur expérimentale de 0.229(4).

Cependant, avant de réaliser des calculs élaborés, nous pouvons comparer la valeur mesurée de (-)0.229(4) avec les valeurs des facteurs g libres (valeurs de Schmidt) et effectifs à une particule pour l'espace considéré. Dans le tableau 3.2.5, ces valeurs sont données pour les orbitales (pfg).

La différence entre la valeur expérimentale et celles de ce tableau met en évidence que l'état isomère  $9/2^+$  de  $^{61}\text{Fe}$  n'est pas simplement décrit par un neutron dans l'orbitale  $g_{9/2}$ . La valeur expérimentale de (-)0.229(4) est bien en dessous de celle du  $g_{\text{libre}}$  ainsi que de celle du  $g_{\text{effectif}}$ . En conséquence, la fonction d'onde  $\Psi(9/2^+)$ , qui caractérise l'état  $9/2^+$  dans  $^{61}\text{Fe}$ , inclut d'autres configurations que  $(\pi f_{7/2}^6)_{0^+} \otimes (\nu f_{7/2}^8 \nu p_{3/2}^4 \nu f_{5/2}^2)_{0^+} \nu g_{9/2}^1$ .



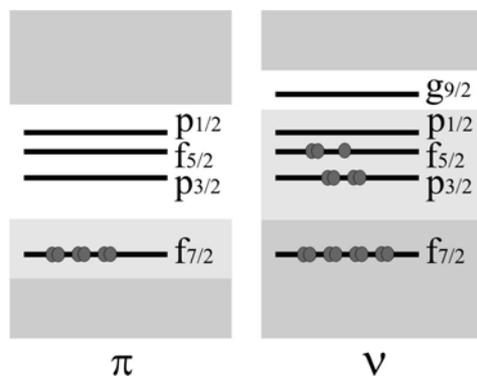
**Figure 3.2.20.** Systématique des valeurs mesurées des facteurs g pour des niveaux  $9/2^+$  autour de  $Z=28$ . Les données, autres que celles du  $^{61}\text{Fe}$ , proviennent des références [Sto98], [Mul89], [Geo02].

La systématique des facteurs  $g$  mesurés pour des états  $9/2^+$  dans la région du  $^{61}\text{Fe}$  est représentée sur la figure 3.2.20. On y observe que la valeur du facteur  $g$  du  $^{63\text{m}}\text{Ni}$  est la plus proche de la valeur de Schmidt d'un neutron dans l'orbitale  $g_{9/2}$  (voir le tableau 3.2.5). Dès qu'on enlève ou qu'on rajoute des paires de protons dans l'orbitale  $f_{7/2}$ , les valeurs du facteur  $g$  mesuré diminuent en absolu. Les comportements des facteurs  $g$  des isotopes de Fer (deux trous dans  $f_{7/2}$ ) et ceux des isotopes de Zinc (deux protons en plus d'une couche fermée  $f_{7/2}$ ) sont très similaires. Nous en déduisons que l'orbitale dans laquelle la paire de protons est rajoutée par rapport à  $Z=28$  n'est pas cruciale. Ces mesures montrent seulement qu'une paire de protons induit des effets de polarisation du cœur.

Un calcul complet de modèle en couches incluant toutes les configurations possibles de protons et de neutrons est difficilement envisageable étant donné la taille gigantesque des matrices qu'il engendrerait.

Pour cette raison, nous avons considéré un cœur de  $^{48}\text{Ca}$  avec un espace de valence qui inclut les orbitales  $f_{7/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$ ,  $p_{3/2}$  et  $g_{9/2}$  (figure 3.2.21).

Le formalisme d'isospin utilisé ignore l'interaction coulombienne. Le nombre d'excitations, à partir de l'espace représenté dans la figure 3.2.21 en gris clair vers l'espace représenté en blanc, a été limité à 6 ( $t = 6$ ). Cette troncation est suffisante pour que l'énergie de l'état  $9/2^+$  calculée et la valeur du facteur  $g$  convergent. Les excitations à partir de la couche  $f_{7/2}$  de neutrons sont interdites pour éviter l'intrusion dans les niveaux de basse énergie des états  $1^-$  dus au mouvement spurieux du centre de masse du noyau. L'interaction utilisée, appelée  $fp_g$ , est décrite dans [Sor02] et dans les références incluses. Une brève description sera faite aussi dans la dernière partie de cette thèse (chapitre §5).



**Figure 3.2.21.** Espace de valence utilisé pour le calcul du facteur  $g$  du  $^{61\text{m}}\text{Fe}$ . En gris foncé, espace extérieur qui ne contribue pas dans la construction de la fonction d'onde, en gris clair espace à partir duquel nous permettons un nombre total limité  $t$  d'excitations vers ( $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$ ) pour les protons et vers  $g_{9/2}$  pour les neutrons.

Les calculs de modèle en couches effectués avec le code ANTOINE nous ont permis de sonder la composition de la fonction d'onde  $\Psi(9/2^+)$ . Le tableau 3.2.6 représente les configurations qui participent dans la fonction d'onde avec un pourcentage  $> 2\%$ . Le reste,  $\sim 51\%$ , est partagé entre un grand nombre d'autres configurations.

L'occupation moyenne de chaque orbitale, pour la fonction d'onde de l'état  $9/2^+$  du  $^{61}\text{Fe}$ , est donnée dans le tableau 3.2.7 pour  $t=1$  à 6.

%	vf <sub>7/2</sub>	vp <sub>3/2</sub>	vf <sub>5/2</sub>	vp <sub>1/2</sub>	vg <sub>9/2</sub>	πf <sub>7/2</sub>	πp <sub>3/2</sub>	πf <sub>5/2</sub>	πp <sub>1/2</sub>
9.76	8	4	2	0	1	6	0	0	0
8.1	8	2	2	2	1	6	0	0	0
6.8	8	3	2	1	1	6	0	0	0
5.3	8	2	4	0	1	6	0	0	0
4.6	8	3	2	1	1	5	1	0	0
3.9	8	2	2	2	1	5	1	0	0
3.5	8	4	2	0	1	5	1	0	0
2.9	8	2	3	1	1	6	0	0	0
2.4	8	3	3	0	1	6	0	0	0
2.07	8	2	3	1	1	5	1	0	0

**Tableau 3.2.6.** Configurations mélangées dans la fonction d'onde de l'état  $9/2^+$  avec un pourcentage  $> 2\%$  pour  $t=6$ . Les chiffres dans les colonnes 2 à 10 indiquent le nombre de nucléons occupant l'orbitale correspondante.

On y voit que la fonction d'onde n'est pas dominée par une certaine configuration mais qu'elle est très mélangée. Toutes les configurations qui composent  $\Psi(9/2^+)$  sont caractérisées par la présence d'un neutron dans l'orbitale  $g_{9/2}$ . La troncation dominante (la troncation est donnée par la valeur de  $t$ ) est pour  $t=1$  avec  $\sim 40\%$ , suivie de  $t=2$  avec  $\sim 28\%$ ,  $t=3$  avec  $\sim 22\%$ ,  $t=4$  avec  $\sim 7\%$ ,  $t=5$  avec  $\sim 3\%$  et  $t=6$  avec  $0.3\%$ .

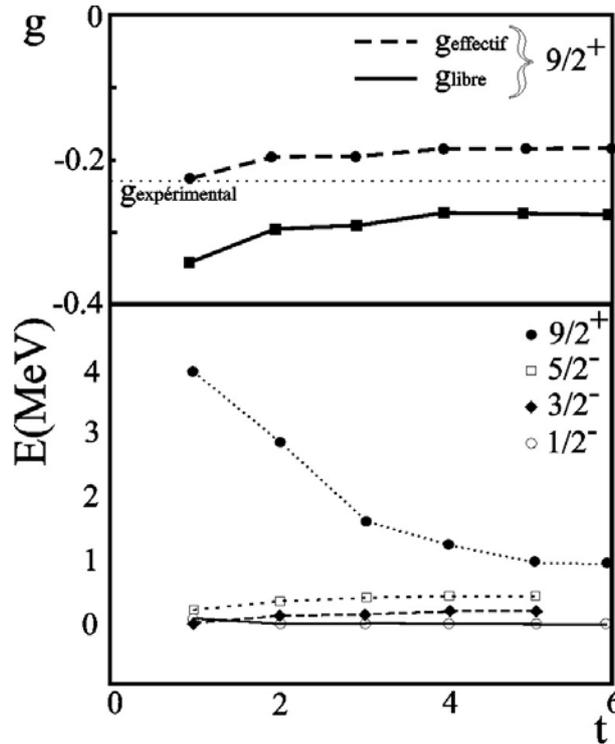
t	vf <sub>7/2</sub>	vp <sub>3/2</sub>	vf <sub>5/2</sub>	vp <sub>1/2</sub>	vg <sub>9/2</sub>	πf <sub>7/2</sub>	πp <sub>3/2</sub>	πf <sub>5/2</sub>	πp <sub>1/2</sub>
1	8	2.67	2.7	0.63	1	6	0	0	0
2	8	2.7	2.62	0.67	1	5.78	0.15	0.05	0.01
3	8	2.74	2.45	0.77	1.03	5.5	0.28	0.16	0.04
4	8	2.74	2.37	0.84	1.05	5.27	0.42	0.25	0.06
5	8	2.72	2.32	0.88	1.07	5.06	0.53	0.33	0.08
6	8	2.72	2.32	0.88	1.09	5.03	0.54	0.34	0.09

**Tableau 3.2.7.** Occupation moyenne de chaque orbitale pour l'état  $9/2^+$  du  $^{61}\text{Fe}$  calculée pour un nombre d'excitations du cœur de  $t=1$  à 6.

La figure 3.2.22 présente l'évolution des facteurs  $g$  libre et effectif pour le niveau  $9/2^+$  et des énergies des niveaux  $1/2^-$ ,  $3/2^-$ ,  $5/2^-$  et  $9/2^+$  calculées avec le nombre des excitations  $t$  permises (figure 3.2.21). Expérimentalement, nous ne connaissons pas la position du premier niveau  $1/2^-$ .

La valeur du facteur  $g$  calculée ne varie pas de manière significative au-delà de  $t=2$ . Sa valeur pour  $t=6$  est de  $-0.277$  en prenant  $g^s$  libre et de  $-0.1828$  avec  $g^s$  effectif. Par contre, l'énergie du niveau  $9/2^+$  diminue encore à  $t=5$ . Les corrélations apportées par le nombre croissant d'excitations du cœur font diminuer l'énergie de l'état  $9/2^+$ .

En résumé, le calcul de modèle en couches avec le code ANTOINE décrit bien la structure à basse énergie du  $^{61}\text{Fe}$  si les excitations de 6 particules-6 trous à partir des sous-couches  $\pi f_{7/2}$  et  $\nu p_{3/2}$ ,  $\nu f_{5/2}$ ,  $\nu p_{1/2}$  vers  $\pi p_{3/2}$ ,  $\pi f_{5/2}$ ,  $\pi p_{1/2}$  et  $\nu g_{9/2}$  sont prises en compte. En ce qui concerne la valeur calculée du facteur  $g$ , elle reste supérieure à celle expérimentale et elle est presque constante entre  $t=2$  et  $t=6$ .



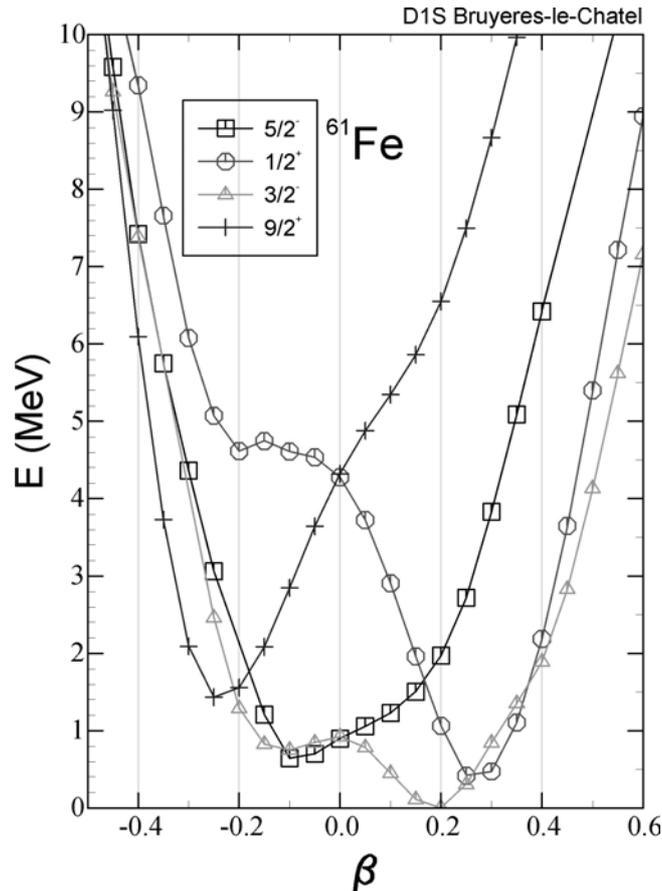
**Figure 3.2.22.** Evolution du facteur  $g$  calculé (en haut) et des énergies des premiers niveaux excités (en bas) avec le nombre des excitations,  $t$ . Les points sont connectés par des lignes pour guider l'œil. La valeur expérimentale du facteur  $g$  est représentée par le trait pointillé (en haut).

Une meilleure connaissance du rôle joué par l'orbitale  $g_{9/2}$ , dans cette région en augmentant le nombre de neutrons vers  $N=40$ , peut venir des mesures des moments électriques quadrupolaires des états isomères ou fondamentaux. Les moments quadrupolaires sont sensibles à la déformation nucléaire et, donc, au fait que  $g_{9/2}$  soit une orbitale intruse ou non.

Un indice sur la déformation de l'état  $9/2^+$  du  $^{61}\text{Fe}$  est donné par des calculs de champs moyens de type HFB [Gou03]. Ces calculs ont été faits en utilisant l'interaction nucléon-nucléon effective D1S proposé par Gogny [Dec80]. Les états fondamentaux et excités ont été calculés (figure 3.2.23) dans le formalisme de Hartree-Fock-Bogoliubov. L'état fondamental calculé est  $K^\pi = 3/2^-$  ayant une déformation quadrupolaire  $Q_{20} = 206 \text{ fm}^2$ . L'état avec  $K^\pi = 9/2^+$  se trouve à une énergie d'excitation de 1.435 MeV et a une déformation quadrupolaire oblate  $Q_{20} = -258 \text{ fm}^2$ . Le paramètre de déformation  $\beta$  et le moment quadrupolaire intrinsèque  $Q_{20}$  sont exprimés l'un par rapport à l'autre selon la formule :

$$\beta = \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{Q_{20}}{0.6 \cdot 1.2^2 \cdot A^{5/3}}$$

Pour le calcul du facteur  $g$  du niveau  $9/2^+$ , la fonction d'onde HFB a été projetée sur le bon moment angulaire. Le moment magnétique  $\mu_{9/2^+} = -1.5648 \mu_N$  résultant du calcul correspond à une valeur de facteur  $g$  de  $-0.348$ . Les facteurs  $g$  des nucléons libres ont été utilisés dans ce calcul.



**Figure 3.2.23.** Courbes d'énergie potentielle pour l'état fondamental et pour trois états excités du  $^{61}\text{Fe}$  en fonction du paramètre de déformation,  $\beta_2$  [Gou03].

Les calculs au-delà du champ moyen, employant la Méthode du Générateur des Coordonnées (GCM), ne changent pas beaucoup les valeurs calculées avec HFB. L'état fondamental avec des corrélations ainsi que les états excités collectifs qui incluent les effets de vibrations quadrupolaires ont été calculés. Le moment quadrupolaire de l'état  $9/2^+$  est calculé à  $-234 \text{ fm}^2$  et l'énergie de cet état à 1.64 MeV. Le moment magnétique du niveau  $9/2^+$  ne change pas de manière significative car le mélange de déformations est faible, dû au fait que la courbe de potentielle du niveau  $9/2^+$  est assez rigide et, aussi que les valeurs moyennes de  $\hat{l}_z$  et  $\hat{s}_z$  ne changent pas avec la déformation.

### 3.2.5. Conclusions

En conclusion, nous avons mesuré le facteur gyromagnétique de l'état isomère  $9/2^+$  du  $^{61}\text{Fe}$  ainsi que l'alignement résultant pour les noyaux  $^{61}\text{Fe}$  et  $^{54}\text{Fe}$  produits par fragmentation du projectile  $^{64}\text{Ni}$ , d'énergie de 54.67 MeV/u sur une cible de Béryllium. Nous avons aussi confirmé la succession des transitions 207 et 654 keV dans le  $^{61}\text{Fe}$ . L'utilisation de  $^{54\text{m}}\text{Fe}$  pour mesurer la valeur du champ magnétique nous a permis d'éliminer les erreurs systématiques dues aux inhomogénéités du champ magnétique sur le volume du cristal d'implantation. Les corrections dues aux interactions hyperfines dans le cristal de Cuivre ont été incluses aussi dans la valeur du champ magnétique mesurée.

Le dispositif expérimental utilisé a été amélioré par rapport à celui utilisé dans [Geo02]. L'utilisation d'un détecteur en plastique de 50  $\mu\text{m}$  à la place d'un détecteur en silicium

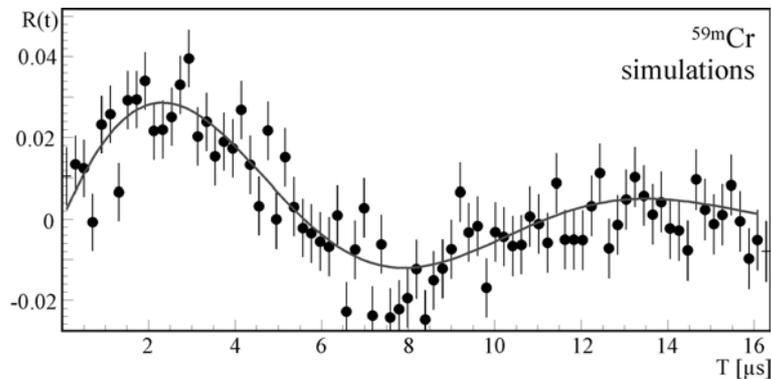
de 300  $\mu\text{m}$  pour marquer le temps  $t=0$  des spectres temps des détecteurs  $\gamma$  a permis une meilleure conservation de l'alignement en diminuant la probabilité de capturer des électrons par les fragments orientés. De plus, la géométrie de la chambre utilisée a permis le rapprochement des pôles de l'aimant créant ainsi un champ homogène sur les dimensions du cristal d'implantation.

L'utilisation des détecteurs de rayonnements  $\gamma$  coaxiaux à la place des détecteurs de type clover EXOGAM [Geo02] a simplifié la mise en place de l'électronique et l'analyse des données.

L'utilisation d'un suppresseur de paquets a réduit le bruit de fond  $\gamma$  engendré par la fréquence élevée d'implantation des fragments dans le cristal. Nous avons mesuré une augmentation d'un facteur  $\sim 3$  dans l'amplitude des fonctions  $R(t)$  mesurées en utilisant le suppresseur de paquets.

En ce qui concerne le  $^{59}\text{Cr}$ , la statistique accumulée n'a pas été suffisante pour la mesure du facteur  $g$  du niveau isomère  $9/2^+$ . Pour augmenter la statistique, il faut soit augmenter l'efficacité de détection  $\gamma$ , soit utiliser une valeur inférieure pour le champ magnétique. La première option demanderait l'utilisation de détecteurs soit dans une géométrie plus rapprochée soit avec une plus grande efficacité intrinsèque. La nécessité d'avoir des champs magnétiques homogènes dans la région d'implantation ne permet pas de rapprocher encore plus les détecteurs.

Une autre solution serait d'utiliser une intensité du champ magnétique de l'ordre de quelques centaines de Gauss. La diminution du champ magnétique conduit à une augmentation de la période des oscillations de Larmor. Elle permettrait une condensation de l'ordre de centaines de ns/canal ou plus et donc une augmentation de la statistique.



**Figure 3.2.24.** Simulation de la fonction  $R(t)$  pour la transition  $9/2^+ \rightarrow 5/2^-$  dans  $^{59\text{m}}\text{Cr}$ . Pour les détails voir le texte.

Les simulations GEANT faites pour le cas où on implante  $10^9$  fragments orientés de  $^{59\text{m}}\text{Cr}$  dans un cristal de cuivre placé dans un champ magnétique de 200 Gauss sont présentées dans la figure 3.2.24. L'alignement initial considéré est  $B_2 = 0.158$  et la transition mesurée est  $9/2^+ \rightarrow 5/2^-$  dans une fenêtre de temps de 16  $\mu\text{s}$ . Le nombre de  $\gamma$  d'énergie 193 keV détecté est de  $\sim 16 \cdot 10^6$ . La fonction  $R(t)$  est condensée à 200 ns par canal et le temps de relaxation du  $^{59}\text{Cr}$  dans cuivre, c'est-à-dire le temps pendant lequel la moitié des fragments de  $^{59\text{m}}\text{Cr}$  perdent leur orientation, a été estimé à 6.5  $\mu\text{s}$ .

L'alignement obtenu pour les fragments de  $^{54}\text{Fe}$  et  $^{61}\text{Fe}$  a été comparé avec des simulations faites en utilisant le modèle participant spectateur [Dau01]. Un accord assez bon entre les valeurs expérimentales et calculées a été obtenu pour le cas où le suppresseur des paquets a été utilisé.

Le facteur gyromagnétique mesuré de l'état isomère  $9/2^+$  du  $^{61}\text{Fe}$  a été comparé avec des prédictions du modèle en couches et des calculs de HFB.

Le modèle en couches reproduit bien le facteur  $g$  et l'énergie d'excitation de l'état  $9/2^+$ . La valeur calculée du facteur  $g$  ne change pas sensiblement pour des excitations du cœur avec  $t > 2$ . Par contre, pour reproduire l'énergie d'excitation du niveau  $9/2^+$  nous avons dû calculer jusqu'à  $t=6$ . Cela signifie que le mélange des différentes configurations  $9/2^+$  doit être assez important pour abaisser le premier niveau  $9/2^+$  jusqu'à l'énergie expérimentale.

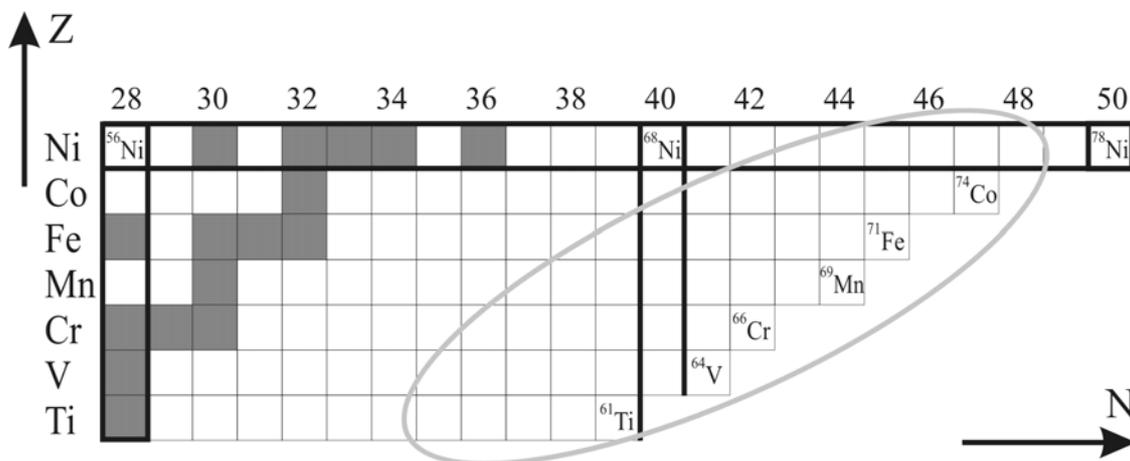
Les modèles de champ moyen de type HFB calculent l'énergie de l'état en fonction de déformation. Pour l'état  $9/2^+$  dans le  $^{61}\text{Fe}$  ils prédisent une déformation rigide oblate. Le facteur  $g$  calculé et l'énergie d'excitation de l'état  $9/2^+$  sont supérieurs aux valeurs calculées par le modèle en couches et aux valeurs expérimentales. Des calculs de type 'mélange de configurations' allant au-delà de l'approximation HFB pourraient éventuellement modifier les résultats actuels.

## 4. Spectroscopie $\gamma$ , $\beta$ et $\beta\gamma$ des noyaux riches en neutrons autour de $N=40$

Cette troisième partie de la thèse est consacrée à l'analyse et l'interprétation des résultats obtenus lors de l'expérience E243b. Pour les noyaux riches en neutrons produits par la fragmentation d'un faisceau de  $^{86}\text{Kr}$ , il a été envisagé d'étudier simultanément :

- ✓ les états isomères produits directement par la réaction
- ✓ les niveaux de basse énergie peuplés par décroissance bêta et les temps de vie des états fondamentaux

Les noyaux produits et identifiés dans cette expérience sont délimités, dans la figure 4.0.1, par la courbe grise.



**Figure 4.0.1.** Carte des noyaux produits dans la fragmentation d'un faisceau de  $^{86}\text{Kr}$  sur des noyaux cible de Ta.

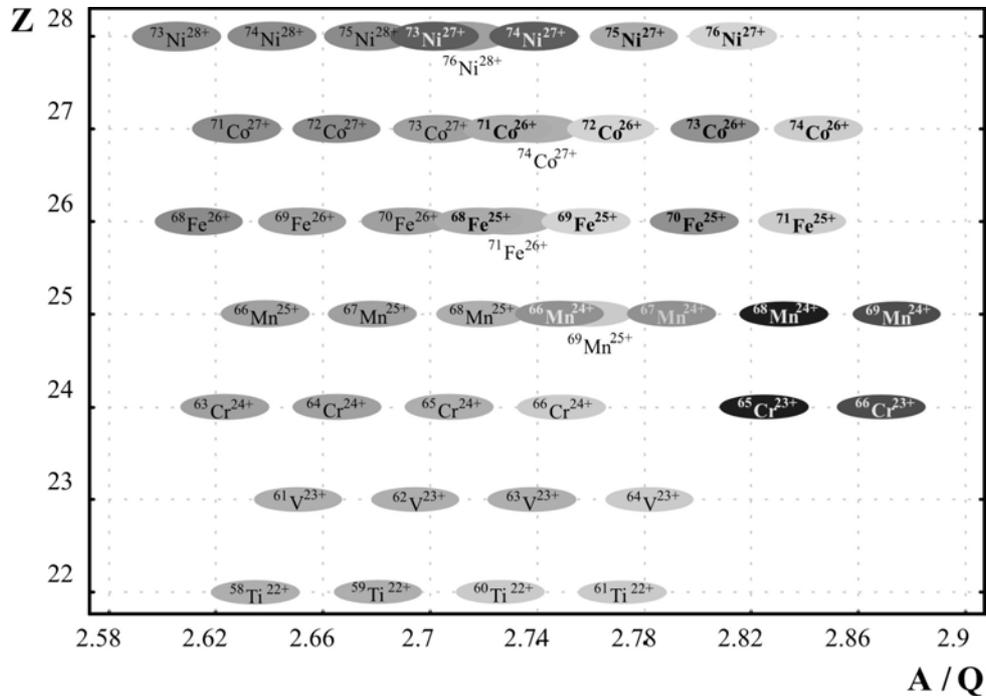
L'importance de l'étude de la décroissance  $\beta$  des noyaux riches en neutrons autour de  $N=40$  a été soulignée en début de cette thèse. En particulier, les mesures de temps de vie et les désexcitations des niveaux peuplés dans les noyaux-fils sont des données accessibles expérimentalement qui peuvent être comparées aux différentes théories.

### 4.1. Procédure expérimentale et dispositif de détection

Les noyaux délimités par la courbe grise dans la figure 4.0.1 ont été produits dans la fragmentation de  $^{86}\text{Kr}$ . Les ions de  $^{86}\text{Kr}$  ont été accélérés à une énergie finale de 57.8

MeV/A par les deux cyclotrons couplés du GANIL. Le faisceau ainsi constitué a été réglé pour avoir une intensité d'environ  $3\mu\text{Ae}$ .

La fragmentation des ions de  $^{86}\text{Kr}$  a été induite sur les noyaux d'une cible de Tantale située dans la boîte à cibles de LISE. Son épaisseur était de  $49.8\text{ mg/cm}^2$  et elle était inclinée à un angle de  $30^\circ$  par rapport à la direction incidente du faisceau. Derrière la cible de Tantale était placée une feuille de Carbone de  $22.6\text{ mg/cm}^2$  qui a servi à arracher des électrons du cortège électronique des fragments de projectile (éplucheur). Ainsi, nous avons minimisé la probabilité de transmettre des états de charge des fragments qui ont  $Q \neq Z$ . Ces états de charge peuvent conduire à une mauvaise identification des noyaux. Un tel exemple est montré dans la figure 4.1.1 où nous avons simulé avec le programme LISE la production des fragments en utilisant les mêmes conditions (faisceau, cible, éplucheur,  $B\rho$ , ouverture des fentes) que dans l'expérience réelle. Comme nous le verrons plus tard, l'utilisation de l'éplucheur n'a pas été suffisante pour éviter d'implanter au point focal des noyaux ayant l'état de charge  $Q < Z$ .

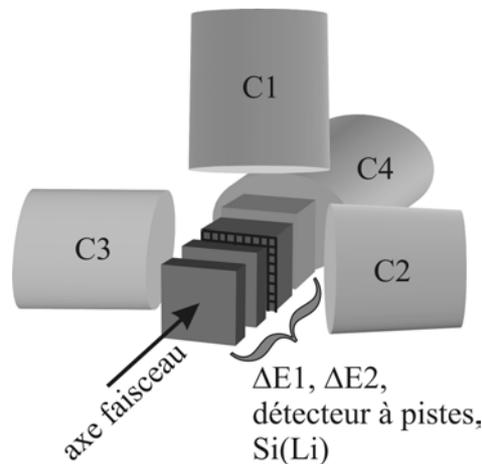


**Figure 4.1.1.** Simulation LISE pour la production de noyaux dans la fragmentation du  $^{86}\text{Kr}$ . La matrice  $Z$  vs  $A/Q$  montre que les états de charges des noyaux ( $Z,A$ ) se superposent approximativement sur les noyaux ( $Z,A+3$ ), ce qui rend l'identification difficile surtout pour les noyaux très riches en neutrons.

Le spectromètre LISE2000 a été utilisé pour optimiser la transmission des fragments très riches en neutrons. Il a une acceptance angulaire totale trois fois plus grande que celle de LISE standard (cf. §2.4.4). Combiné à la sélection en rigidité magnétique, un dégradeur de Béryllium ayant une épaisseur de  $220.2\text{ }\mu\text{m}$  a été utilisé entre les deux dipôles du spectromètre dans le but d'éliminer les particules légères transmises et de réduire ainsi le taux d'implantation dans les détecteurs de silicium placés au point focal. Le réglage du spectromètre avec  $B\rho_1 = 2.821\text{ Tm}$  et de  $B\rho_2 = 2.6956\text{ Tm}$  a été optimisé pour la sélection du noyau de  $^{76}\text{Ni}^{28+}$ .

Le dispositif expérimental est schématisé dans la figure 4.1.2. Il est constitué de quatre détecteurs silicium montés en télescope, dont deux jonctions simples, une jonction à pistes et une jonction de Si(Li). Quatre détecteurs germanium de type EXOGAM [EXO] segmentés ont été placés autour du télescope pour la mesure des rayonnements  $\gamma$  émis par les noyaux implantés.

Les noyaux sélectionnés avec le spectromètre LISE2000 ont été implantés dans le centre du détecteur à pistes d'épaisseur 1000  $\mu\text{m}$ .



**Figure 4.1.2.** Dispositif expérimental situé au point focal de LISE2000.

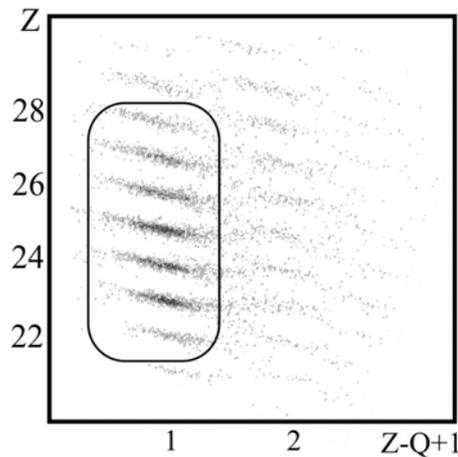
Le réglage du deuxième dipôle du spectromètre a été optimisé pour l'implantation des fragments de  $^{76}\text{Ni}^{28+}$  au centre de ce détecteur, c'est à dire à une profondeur de 500  $\mu\text{m}$ . Le parcours des autres noyaux a varié entre 500  $\mu\text{m}$ , pour les isotopes de Nickel, et 850  $\mu\text{m}$ , pour les isotopes de Titane, de profondeur avec une largeur à mi-hauteur d'environ 25  $\mu\text{m}$ . Ces parcours ont été calculés avec le programme LISE.

Les deux premiers détecteurs composant le télescope,  $\Delta E1$  et  $\Delta E2$  ont une épaisseur de 300  $\mu\text{m}$ . Ils ont été utilisés en parallèle pour construire les matrices d'identification  $\Delta E\%TOF$  (perte d'énergie–temps de vol). La première jonction a été utilisée pour déclencher l'acquisition relative à l'implantation d'un ion lourd.

L'énergie totale, perdue par les fragments dans le télescope, a été mesurée pour faire une identification en charge  $Q$  et en masse  $A$ . Comme la rigidité magnétique des particules dépend de leurs charges ioniques et non du numéro atomique  $Z$  (voir la première partie pour plus de détails), le spectromètre transmet simultanément des noyaux de même nature, mais ayant des charges différentes, donc des énergies différentes ; les charges les plus faibles correspondent à des énergies plus faibles. Une identification seulement en  $\Delta E\%TOF$  ne suffit pas pour séparer les états de charges avec  $Q < Z$  des fragments complètement épluchés ; cela conduit à la superposition des différents noyaux appartenant à la même chaîne isotopique ayant le même rapport  $A/Q$  sur une matrice  $\Delta E\%TOF$ . La mesure du temps de vol, TOF, de la perte d'énergie,  $\Delta E1$ , et de l'énergie totale, TKE, d'un fragment permet de déduire sa masse,  $A$ , son numéro atomique,  $Z$ , et sa charge ionique,  $Q$  (paragraphe 2.4.3). Les étalonnages de TOF,  $\Delta E1$  et TKE ont été faits avec des fonctions linéaires :

$$\begin{aligned}
TOF(ns) &= a_1 TOF(\text{canal}) + a_2 \\
\Delta E1(\text{MeV}) &= b_1 \Delta E1(\text{canal}) + b_2 \\
TKE(\text{MeV}) &= \Delta E1(\text{MeV}) + \Delta E2(\text{MeV}) + E_{\text{piste}}(\text{MeV})
\end{aligned}$$

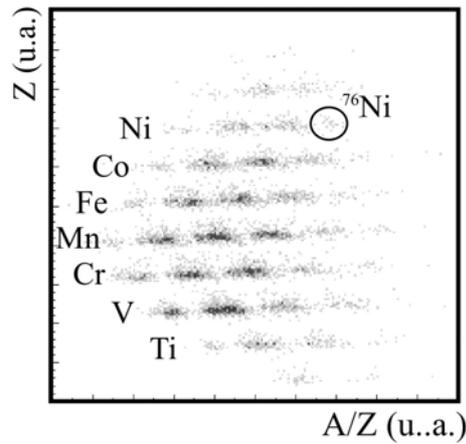
où  $\Delta E1$  et  $\Delta E2$  sont les pertes d'énergie dans le premier et le deuxième détecteur et  $E_{\text{piste}}$  est l'énergie résiduelle déposée dans le détecteur à pistes. Les paramètres  $a_i$ , et  $b_i$  ont été déterminés à partir des valeurs des pertes d'énergie calculées avec le code LISE et les valeurs expérimentales (en canaux) des pertes d'énergie des noyaux implantés. La dernière jonction, Si(Li) d'épaisseur 3500  $\mu\text{m}$ , a servi comme « veto » pour les noyaux qui n'ont pas été arrêtés dans le détecteur à pistes et qui, en conséquence, ont été éliminés de l'analyse.



**Figure 4.1.3.** *Identification des états de charges des fragments implantés. Le contour délimite les noyaux qui seront étudiés par la suite (nous avons sélectionné les noyaux complètement épluchés).*

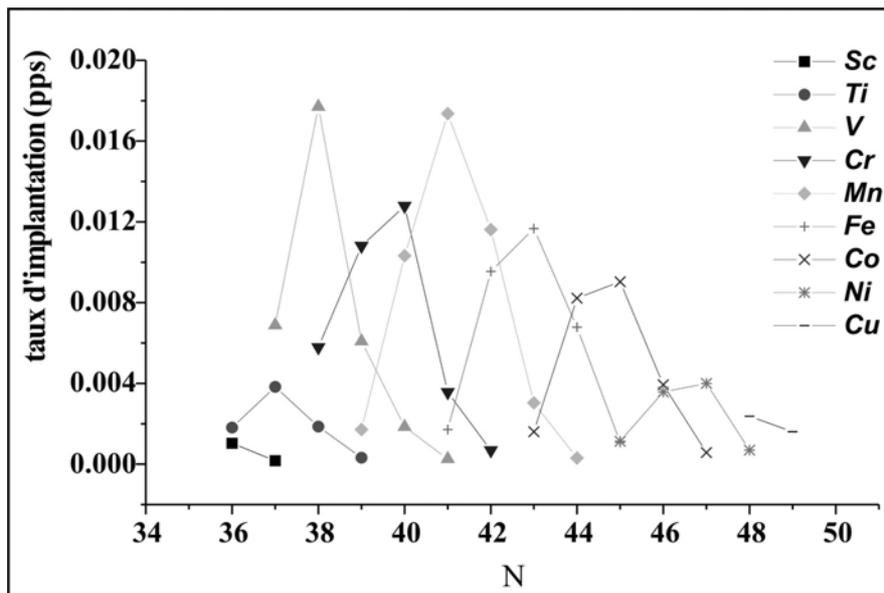
A partir de ces valeurs étalonnées et en utilisant les formules 2.4.6, 2.4.8, 2.4.9 et 2.4.11, nous avons pu séparer les différents états de charges et avoir une bonne identification des noyaux. La figure 4.1.3 montre la séparation des différents états de charges. Le contour désigne la sélection faite pour les noyaux ayant  $Q=Z$  qui ont été analysés.

La matrice d'identification  $Z$  vs.  $A/Z$  est représentée dans la figure 4.1.4.



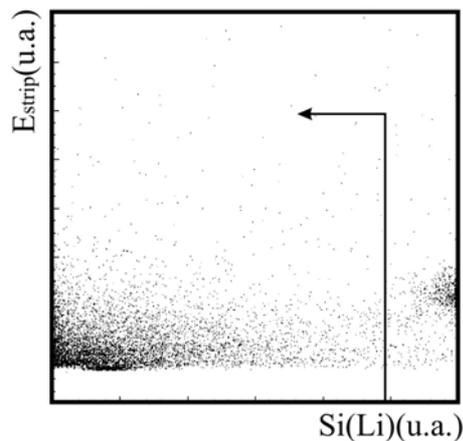
**Figure 4.1.4.** Matrice d'identification des noyaux complètement épluchés produits :  $Z$  en fonction de  $A/Z$ .

Les taux d'implantation par seconde des noyaux produits et transmis complètement épluchés jusqu'au point focal sont présentés dans la figure 4.1.5.



**Figure 4.1.5.** Taux d'implantation par seconde des noyaux produits et transmis complètement épluchés jusqu'au point de détection.

Pour l'étude des états isomères ainsi que pour les mesures de décroissance  $\beta$ , seuls les noyaux complètement épluchés et qui sont arrêtés dans le détecteur à pistes ont été sélectionnés dans l'analyse des données expérimentales. Dans l'étude de la décroissance  $\beta$ , pour éviter la confusion entre un 'vrai' déclenchement  $\beta$  de l'acquisition et un déclenchement par des particules légères, un détecteur Si(Li) (figure 4.1.6) a été utilisé. Les déclenchements  $\beta$  sont validés seulement si l'énergie déposée dans le détecteur Si(Li) est inférieure à 500 ou si elle est nulle (valeur donnée en canaux).



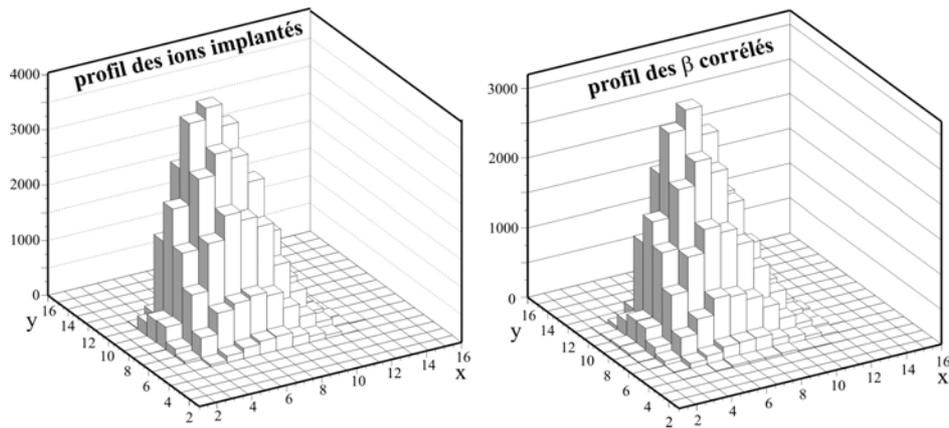
**Figure 4.1.6.** *Energie déposée dans le détecteur à pistes en fonction de l'énergie résiduelle déposée dans le détecteur Si(Li). Les événements à gauche de la flèche (inclus le canal zéro) correspondent à des bêtas tandis que ceux qui sont à droite correspondent à des particules légères ou des ions plus légers non implantés dans le détecteur à pistes.*

La figure 4.1.6 représente l'énergie déposée dans le détecteur à pistes en fonction de l'énergie résiduelle recueillie dans le détecteur Si(Li). Les événements à gauche de la flèche correspondent à des bêtas tandis que ceux qui sont à droite correspondent à des particules légères ou des ions plus légers non implantés dans le détecteur à pistes.

Comme plusieurs ions lourds différents sont transmis simultanément pour un même réglage en Bp du spectromètre, les bêtas de radioactivité des noyaux contaminants engendrent un bruit de fond pour le spectre bêta associé au noyau d'intérêt. Le détecteur à pistes a été utilisé pour les corrélations en position des événements « bon ion lourd » et « bêta ». Un événement bêta est retenu pour un noyau donné que si ce bêta a été émis depuis la piste où le noyau d'intérêt a été implanté. La largeur des pistes est de 2 mm en  $x$  et 2 mm en  $y$  ; ce qui correspond à une surface de coïncidence en position de  $4 \text{ mm}^2$  à comparer à une zone d'implantation des noyaux d'environ  $12 \times 16 \text{ mm}^2$ , soit une réduction du bruit pouvant atteindre un facteur 60 dans le cas où le noyau d'intérêt est autant produit que les autres contaminants.

Ainsi nous avons pu construire les spectres (temps) de décroissance  $\beta$  pour déterminer les périodes de décroissance  $\beta$ . La granularité de ce détecteur et les taux de comptage des fragments implantés, environ 0.16 ions/s, ont permis de travailler en régime de faisceau continu, sans devoir couper le faisceau pour enregistrer les événements de radioactivité  $\beta$  [Sor00].

La figure 4.1.7 présente le profil d'implantation des noyaux dans le détecteur à pistes (à gauche) ainsi que le profil de détection des événements de radioactivité  $\beta$  corrélés avec l'implantation (à droite).

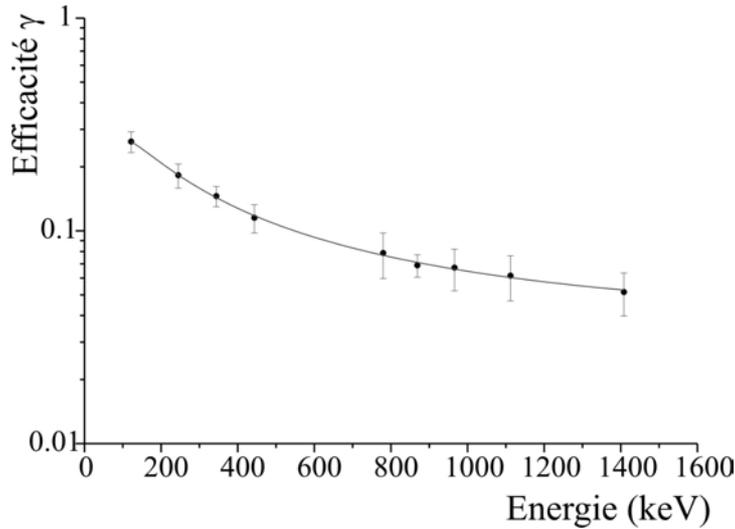


**Figure 4.1.7.** Profil d'implantation des noyaux (à droite) et des bêtas corrélés avec l'implantation de ces noyaux (à gauche).

Les quatre détecteurs Germanium de type « clover » ont été placés autour du détecteur d'implantation qui, dans ce cas, était le détecteur à pistes. Leurs positions sont indiquées dans la figure 4.1.2. Le détecteur Germanium positionné à zéro degré avait la plus grande efficacité gamma : environ 45% de l'efficacité totale en raison de son grand angle solide. L'étalonnage en énergie des détecteurs Germanium a été fait avec une source d'Europium<sup>152</sup>. La fenêtre en énergie des détecteurs a été choisie de 2 MeV. La résolution en énergie des détecteurs germanium est d'environ 2.4 keV à 1.33 MeV. La fonction de lissage utilisée pour l'étalonnage en énergie a tenu compte des non-linéarités présentes pour des énergies de rayonnements  $\gamma$  inférieures à 500 keV. L'étalonnage ainsi obtenu a été vérifié sur plusieurs raies  $\gamma$  connues provenant des décroissances des états isomères ou des états peuplés par décroissance  $\beta$ . L'accord obtenu est bon même à basse énergie. Quelques exemples de raies  $\gamma$  utilisées pour la vérification de l'étalonnage en énergie sont donnés dans le tableau 4.1.1. Les noyaux de  $^{78}\text{Ga}$  et  $^{78}\text{Zn}$  ont été produits dans un réglage différent du spectromètre LISE2000 et la décroissance  $\beta$  de  $^{78}\text{Ga}$  a été utilisée pour l'estimation de l'efficacité  $\beta$  de notre système de détection.

Noyau	Ce travail	Autres
$^{59}\text{Ti}$	114(2)	116(2)
$^{61}\text{Cr}$	125(2)	127(2)
$^{64}\text{Mn}$	189(2)	188(2)
$^{63}\text{Fe}$	357(1)	357(1)
	364(1)	363(1)
$^{67}\text{Fe}$	367(1)	367
	388(1)	387
$^{62}\text{Cr}$	446(1)	446(1)
	456(1)	455(1)
$^{66}\text{Fe}$	574(1)	573
$^{64}\text{Fe}$	747(1)	746
$^{58}\text{Cr}$	880(1)	879.7(4)

**Tableau 4.1.1.** Comparaison entre les énergies des raies  $\gamma$  obtenues avec notre fonction de lissage et des transitions déjà connues dans la littérature [Sor04, Man03].



**Figure 4.1.8.** Etalonnage en efficacité du système de détection  $\gamma$  (ensemble des 4 détecteurs germanium).

L'étalonnage en efficacité absolue  $\gamma$  a été fait avec la même source calibrée d'Europium. La courbe d'efficacité est représentée dans la figure 4.1.8. L'efficacité était maximum, 26%, pour l'énergie 120 keV et d'environ 5.5% pour l'énergie 1.33 MeV. L'incertitude dans la valeur de l'efficacité absolue varie de 10% à 20% sur une plage d'énergie comprise entre 120 keV et 1500 keV ; ces limites correspondant aux énergies minimum (121keV) et maximum (1408keV) disponibles de la source d'Europium. Ces erreurs incluent les erreurs statistiques et l'erreur dans la valeur de l'activité de la source d'Europium. La valeur de l'efficacité a été corrigée pour le temps mort de l'acquisition, une information que nous avons aussi enregistrée.

#### 4.1.1. Calcul du taux de production d'isomères, $F$

Le taux de production d'isomères,  $F$ , est défini comme le rapport entre le nombre d'isomères produits et le nombre total de noyaux implantés pour un noyau donné. Pour remonter au nombre total des états isomères produits à la sortie de la cible pour un noyau donné, il faut tenir compte de la décroissance en vol entre la cible et le site d'implantation et, si le temps de vie de l'isomère est long, de la décroissance après la fermeture de la fenêtre d'acquisition du système de détection. Le taux de production d'isomères s'écrit :

$$F = \frac{N_{iso} \left( e^{\ln 2 \cdot \frac{T}{\gamma \cdot T_{1/2}^Q}} + e^{-\ln 2 \cdot \frac{T+T_W}{T_{1/2}^{Q=0}}} \right)}{N_{ion}^{impl}} \quad (4.1.1)$$

où  $N_{ion}^{impl}$  est le nombre des ions implantés,  $N_{iso}$  le nombre d'isomères détectés,  $T$  est le temps de vol,  $T_W$  est le temps d'ouverture des codeurs TDC ou des modules TAC correspondant à la détection du rayonnement  $\gamma$  après l'implantation d'un ion lourd et  $\gamma$  est le facteur de Lorentz de la correction relativiste.  $T_{1/2}^Q$  et  $T_{1/2}^{Q=0}$  sont les temps de demi-vie de l'isomère ayant respectivement les états de charge  $Q$  et  $0$ .

Dans la littérature, les temps de vie des états isomères sont donnés pour les noyaux avec un état de charge  $Q = 0$ . Le temps de vie des isomères dépend de l'état d'ionisation de celui-ci. Afin d'obtenir le temps de vie pour l'état de charge considéré, il faut prendre en compte les coefficients de conversion interne. Comme nous avons sélectionné pour l'analyse seulement les noyaux complètement épluchés, la valeur de  $T_{1/2}^Q$  dans la formule 4.1.1 sera remplacée par :

$$T_{1/2}^Q \equiv T_{1/2}^{Q=Z} = T_{1/2}^{Q=0} \cdot (1 + \alpha_{tot})$$

Le nombre d'isomères détectés,  $N_{iso}$ , est calculé à partir du nombre  $N_\gamma$  de rayonnements  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$  dépeuplant le niveau isomère avec une probabilité  $P_i$ , de l'efficacité absolue de détection des rayonnements  $\gamma$  pour l'énergie  $E_\gamma$  et des coefficients de conversion interne  $\alpha_{tot}$  qui ne sont pas négligeables pour de faibles énergies  $E_\gamma$ :

$$N_{iso} = \frac{N_\gamma}{\varepsilon_\gamma(E_\gamma) P_i (1 + \alpha_{tot})}$$

#### 4.1.2. Détermination des intensités des processus radioactifs $\beta\gamma$

Un des buts des expériences de décroissance  $\beta$  est la mesure des intensités absolues d'alimentation des différents états du noyau fils par la décroissance du noyau précurseur. L'intensité absolue de la décroissance  $\beta$  vers un niveau excité du noyau fils s'écrit comme :

$$I_\gamma = \frac{N_\gamma^{rad}}{N_{ion}^{impl}}$$

$N_\gamma^{rad}$  est le nombre de rayonnements  $\gamma$  provenant d'un niveau peuplé lors de la décroissance  $\beta$  des  $N_{ion}^{impl}$  ions implantés dans le détecteur à pistes.

Le nombre d'ions produits et implantés est mesuré dans le spectre bidimensionnel d'identification  $Z$  vs.  $A/Z$ . Le nombre des événements de radioactivité  $\beta\gamma$  qui alimentent un certain niveau dans le noyau fils peut être déterminé à partir du nombre d'évènements  $\gamma$  enregistrés dans les spectres des détecteurs Germanium pour la désexcitation de ce même niveau. Cette relation s'écrit comme suit :

$$N_\gamma^{obs}(E_\gamma) = N_\gamma^{rad}(E_\gamma) \cdot \varepsilon_\gamma(E_\gamma) \cdot \varepsilon_\beta$$

$\varepsilon_\gamma(E_\gamma)$  est l'efficacité absolue pour la détection d'un rayonnement  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$  et  $\varepsilon_\beta$  est l'efficacité absolue d'un déclenchement  $\beta$  de l'acquisition.

Ainsi, l'intensité du processus radioactif  $\beta\gamma$  est donnée par :

$$I_\gamma = \frac{N_\gamma^{obs}}{N_{ion}^{impl} \cdot \varepsilon_\gamma(E_\gamma) \cdot \varepsilon_\beta}$$

Comme les paramètres impliqués dans la détermination de l'intensité  $I_\gamma$  sont indépendants les uns des autres, l'erreur sur la valeur mesurée de  $I_\gamma$  est donnée par :

$$\delta I_\gamma = I_\gamma \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta N_\gamma^{obs}}{N_\gamma^{obs}}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_{ion}^{impl}}{N_{ion}^{impl}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \varepsilon_\gamma(E_\gamma)}{\varepsilon_\gamma(E_\gamma)}\right)^2 + \left(\frac{\delta \varepsilon_\beta}{\varepsilon_\beta}\right)^2}$$

Il reste à déterminer l'efficacité de déclenchement  $\beta$  de notre système. Pour faire cela, nous avons produit et sélectionné, à l'aide du spectromètre LISE2000, le noyau de  $^{78}\text{Ga}$ . Le schéma de décroissance de ce noyau est suffisamment connu [ENS] pour pouvoir déterminer l'efficacité de coïncidence  $\varepsilon_{\beta\gamma}$  à partir de laquelle nous avons déterminé l'efficacité  $\varepsilon_\beta$  de déclenchement  $\beta$ . Ces deux quantités sont reliées par la formule :

$$\varepsilon_{\beta\gamma} = \varepsilon_\beta \cdot \varepsilon_\gamma(E_\gamma)$$

$\varepsilon_\gamma(E_\gamma)$  est déterminée avec la source d'Europium. Dans le cas considéré du  $^{78}\text{Ga}$ , l'énergie du premier niveau  $2^+$  du  $^{78}\text{Ge}$  est  $E_\gamma = 619 \text{ keV}$ . L'efficacité de détection  $\gamma$  est de 9.1(1.4)%. Son alimentation dans la décroissance  $\beta$  du  $^{78}\text{Ga}$  est de 77(3)% (figure 4.1.9).

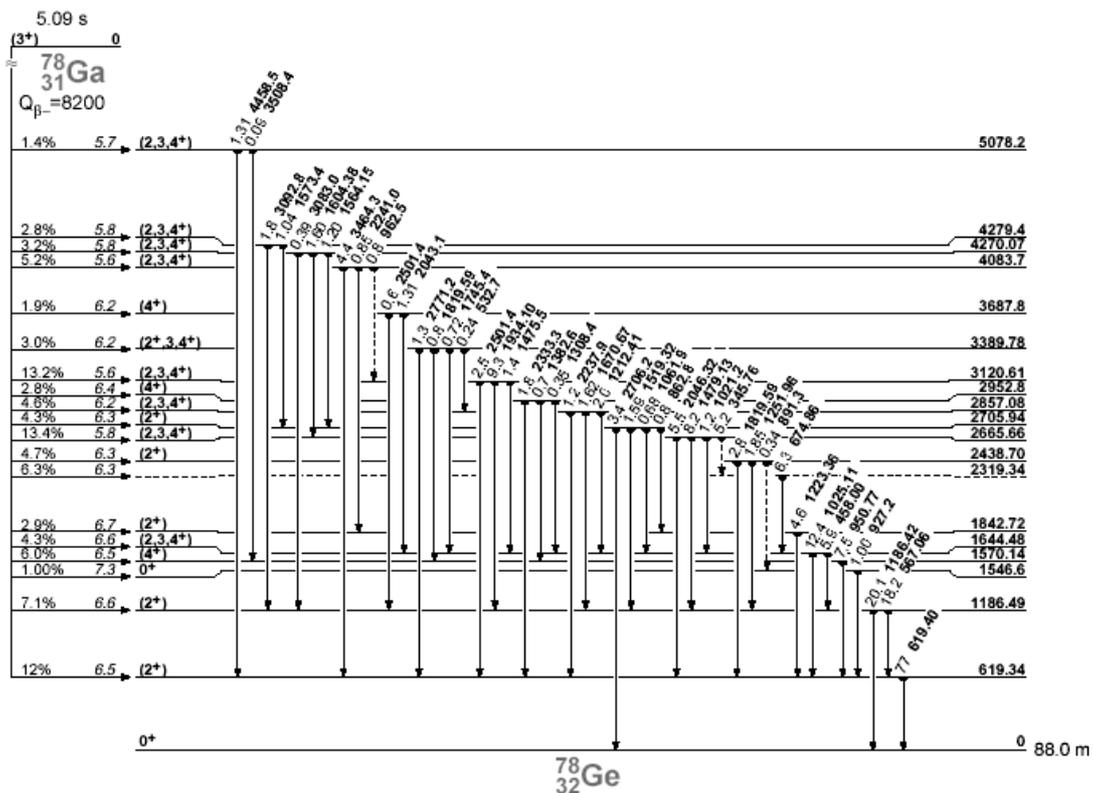


Figure 4.1.9. Schéma de décroissance du  $^{78}\text{Ga}$  [Fir96].

Ces valeurs permettent de déterminer une efficacité de déclenchement  $\beta$  de 20(3)%. Ce nombre est en très bon accord avec la valeur de 23(5)% qui est déduite à partir des spectres de décroissance des noyaux étudiés dans cette thèse. L'efficacité de

déclenchement  $\beta$  a été prise comme paramètre dans la fonction de lissage utilisée pour déterminer le temps de vie  $\beta$  des noyaux étudiés. Ce paramètre a été laissé varier librement dans le cas où le temps de vie du noyau était déjà connu. Quel que soit le noyau utilisé pour le lissage, l'efficacité  $\beta$  déduite n'a pas changé dans les limites des barres d'erreurs.

L'efficacité  $\gamma$  a compensé la faible efficacité de déclenchement  $\beta$ . Les préamplificateurs utilisés pour le détecteur à pistes ont été la principale cause de la limitation de l'efficacité de déclenchement  $\beta$ . Dans une autre expérience faite au GANIL [Sor03b] utilisant le même type de dispositif expérimental, une efficacité de déclenchement  $\beta$  de  $\sim 100\%$  a pu être atteinte en utilisant un autre type de préamplificateurs.

#### 4.1.3. Acquisition des données

Cette expérience était dédiée à la mesure simultanée des événements de décroissance  $\beta$ ,  $\beta\gamma$  et des états isomères produits lors de la réaction de fragmentation. Deux types de déclenchement ont été utilisés pour pouvoir enregistrer ces différents types de décroissance:

- ✓ Déclenchement par « le passage d'un ion lourd dans le détecteur  $\Delta E_1$  ». Les signaux d'énergie et de temps des détecteurs  $\gamma$  sont enregistrés dans deux fenêtres de temps de 10  $\mu\text{s}$  et 80  $\mu\text{s}$  respectivement. Pour pouvoir faire cela, nous avons utilisé à la fois des codeurs TDC (avec une gamme de temps de 10  $\mu\text{s}$ ) et des modules TAC (avec une gamme de temps de 80  $\mu\text{s}$ ). Cette configuration a été choisie pour avoir une dynamique variable pour les mesures de temps de vie des états isomères. La résolution temporelle des détecteurs germanium et de l'électronique associée était d'environ 30 ns. Ainsi, nous avons défini comme événement ion lourd -  $\gamma$  prompt, un événement dans lequel  $\gamma$  est détecté à  $t_0 \pm 30$  ns ou  $t_0$  est le moment du déclenchement de l'acquisition. Un événement ion lourd -  $\gamma$  retardé est défini par la détection d'un  $\gamma$  à un moment  $t > t_0 + 30$  ns.
- ✓ Déclenchement par un événement « bêta ». Un événement « bêta » est signé par le 'ou' logique des signaux donnés par les pistes, ayant un gain fort d'amplification, du détecteur  $E_{\text{piste}}$ . Deux voies, avec des amplifications différentes, étaient associées à chaque piste (en x et en y) pour respectivement la détection d'un ion lourd et la détection d'un électron émis lors de la décroissance  $\beta$ . Même si les énergies  $Q_\beta$  disponibles dans cette région des noyaux sont très grandes (de l'ordre de 12-13 MeV), l'énergie déposée par un électron dans les pistes est très faible (de l'ordre de quelques centaines de keV). D'autre part, la perte d'énergie d'un ion implanté dans le détecteur à piste est grande, entre 1.5 et 2.5 GeV. Cela impose d'utiliser deux amplifications différentes pour le signal de chaque piste. La mesure du seuil de détection d'un événement  $\beta$  n'a pas été disponible, mais il était probablement réglé assez haut ce qui explique la faible efficacité du déclenchement  $\beta$ . Un événement  $\beta$  -  $\gamma$  prompt, est défini par la détection d'une  $\gamma$  dans l'intervalle  $t_0 \pm 800$  ns où  $t_0$  est le moment du déclenchement de l'acquisition. Un événement  $\beta$  -  $\gamma$  retardé est défini par la détection d'un  $\gamma$  à un moment  $t > t_0 + 800$  ns.

A chaque événement enregistré a été associée la valeur d'un temps absolu donnée par une horloge universelle de type U2M, compteur sur 32 bits qui permet de compter des périodes de temps de 100 ns [ACQ]. Ainsi, nous avons eu le temps relatif entre

l'implantation d'un ion lourd et un événement  $\beta$  et, donc accès au temps de vie des différents isotopes.

#### 4.1.4. Détermination des temps de vie, $T_\beta$ , des noyaux produits

L'analyse des périodes de décroissance  $\beta$  a été réalisée en sélectionnant les corrélations en temps, via le temps associé à chaque événement, et en position, par l'identification de la piste  $(x_i, y_i)$  dans laquelle l'événement – ion lourd ou  $\beta$  – était produit.

Le temps de vie le plus long mesuré a été celui du  $^{67}\text{Fe}$  :  $T_{1/2} = 304(81)$  ms. La fenêtre de temps choisie pour les corrélations temporelles était de 3 secondes (10 fois la période radioactive). Tous les noyaux de  $^{67}\text{Fe}$  ont donc eu le temps de décroître et la détermination du bruit de fond résiduel a aussi été possible. Pour les autres noyaux, le temps de vie est encore plus court et le bruit de fond peut être directement estimé à partir des spectres de corrélations ion lourd -  $\beta$ .

Pour la détermination des périodes de décroissance  $T_\beta$ , les corrélations en temps entre un ion lourd implanté dans la piste  $(x_i, y_i)$  et les signaux  $\beta$  consécutifs dans la même piste ont permis de réduire le bruit de fond. Pour les corrélations  $\beta\gamma$  promptes ou retardées, nous avons utilisé aussi les pistes adjacentes, c'est-à-dire  $(x_{i-1}, y_i)$ ,  $(x_{i+1}, y_i)$ ,  $(x_{i-1}, y_{i-1})$ ,  $(x_i, y_{i-1})$ ,  $(x_{i+1}, y_{i-1})$ ,  $(x_{i-1}, y_{i+1})$ ,  $(x_i, y_{i+1})$ ,  $(x_{i+1}, y_{i+1})$ . Les spectres de corrélations ion lourd -  $\beta$  sont les spectres de différences de temps entre l'implantation d'un ion et la détection des événements  $\beta$  corrélés en temps et en position. Le temps d'origine est donné à chaque implantation d'un ion lourd. Si les événements  $\beta$  arrivent dans la même piste et dans un intervalle inférieur à 3 secondes, ils sont enregistrés dans le spectre de corrélation. Si, avant que la fenêtre de 3 secondes soit achevée, un autre ion lourd est enregistré dans la même piste, la fenêtre est fermée et le temps d'origine attribué à ce dernier noyau. Ce type d'événements arrive très rarement pour la fréquence d'implantation des noyaux dans notre expérience (figure 4.1.5). Par exemple, dans le cas du  $^{61}\text{V}$  qui a le plus grand taux d'implantation, nous avons eu 19 événements de ce type sur 4834 implantations, ce qui fait moins d'un pour cent. Les périodes de décroissance  $\beta$  ont été déterminées, à partir de ces corrélations, en utilisant une fonction de lissage qui inclut 5 paramètres :

- ✓ Période du noyau précurseur ( noyau définissant le temps d'origine)
- ✓ Période du noyau fils
- ✓ Période du noyau petit-fils (dans certains cas, ce temps de vie est plus court que celui du noyau fils)
- ✓ L'efficacité de déclenchement  $\beta$  qui, pour toutes les périodes déterminées, a été en accord avec celle qui a été déterminée par la décroissance  $\beta$  du  $^{78}\text{Ga}$
- ✓ Le bruit de fond créé par les décroissances des noyaux situés dans la chaîne de décroissance et qui, étant plus proche de la vallée de stabilité  $\beta$ , ont des temps de vie très longs.

La détermination de la forme de la fonction de lissage nécessite d'estimer le nombre moyen de  $\beta$  détectés dans l'intervalle de temps  $[t, t+\Delta t]$ . Ce nombre est donné par :

$$\Delta N(t) = N_{ion}^{impl} \cdot \wp(\lambda, b, \varepsilon, t) \cdot \Delta t$$

où  $N_{ion}^{impl}$  est le nombre total des fragments implantés,  $\wp(\lambda, b, \varepsilon, t)$  est la densité de probabilité de détecter, avec une efficacité  $\varepsilon$ , des événements  $\beta$  à un temps  $t$  après

l'implantation pour un noyau ayant une constante de désintégration  $\lambda$ . Les événements  $\beta$  peuvent être associés à la décroissance du noyau implanté, de son fils ou de son petit-fils mais, aussi, du bruit de fond.

La densité de probabilité,  $\wp(\lambda, b, \varepsilon, t)$ , pour une chaîne de décroissance de type

$$(Z, N) \xrightarrow{\lambda} (Z+1, N-1) \xrightarrow{\lambda_f} (Z+2, N-2) \xrightarrow{\lambda_{pf}} \dots$$

s'écrit alors :

$$\wp(\lambda, b, \varepsilon, t) = b + \varepsilon_\beta \cdot (\lambda \cdot N + \lambda_f N_f + \lambda_{pf} \cdot N_{pf})$$

où

$$N = e^{-\lambda t}$$

$$N_f = \frac{\lambda}{\lambda_f - \lambda} \cdot (e^{-\lambda t} - e^{-\lambda_f t})$$

$$N_{pf} = \frac{\lambda \lambda_f}{(\lambda_f - \lambda)(\lambda_{pf} - \lambda)} e^{-\lambda t} + \frac{\lambda \lambda_f}{(\lambda - \lambda_f)(\lambda_{pf} - \lambda_f)} e^{-\lambda_f t} + \frac{\lambda \lambda_f}{(\lambda - \lambda_{pf})(\lambda_{pf} - \lambda_{pf})} e^{-\lambda_{pf} t}$$

$\lambda$ ,  $\lambda_f$ ,  $\lambda_{pf}$  sont les probabilités de décroissance du noyau implanté, du fils et du petit-fils.

La fonction de lissage est alors donnée par :

$$\mathfrak{F}(\lambda, \lambda_f, \lambda_{pf}, \varepsilon_\beta, b, t) = N_{ion}^{impl} \cdot \wp(\lambda, b, \varepsilon, t)$$

Cette fonction a été testée sur les isotopes de Manganèse. Les périodes de décroissance de ces noyaux sont connues avec une bonne précision et mesurées lors de différentes expériences. De plus les temps de vie de leurs descendants sont bien connus et, en conséquence, nous avons pu fixer ces paramètres et laisser varier librement l'efficacité de déclenchement et le bruit de fond. La valeur déduite de l'efficacité à partir de ces interpolations a été de 23(5)%, en très bon accord avec celle déterminée par la décroissance du  $^{78}\text{Ga}$ .

En fixant aussi l'efficacité de déclenchement,  $\varepsilon_\beta$ , nous avons pu déterminer la valeur du bruit de fond pour chacun des isotopes de Manganèse. Ces valeurs ont ensuite été utilisées pour estimer le bruit de fond pour d'autres noyaux qui étaient implantés dans les mêmes pistes que l'un ou l'autre des isotopes de Manganèse.

Pour les noyaux autres que les isotopes de Manganèse et pour lesquels nous connaissions les temps de vie avec une bonne précision, le paramètre désignant le bruit de fond a été laissé varier librement. C'est le cas de  $^{59,60}\text{Ti}$  et  $^{61,62}\text{V}$ . Les valeurs de périodes déduites n'ont pas changé dans la limite des barres d'erreurs.

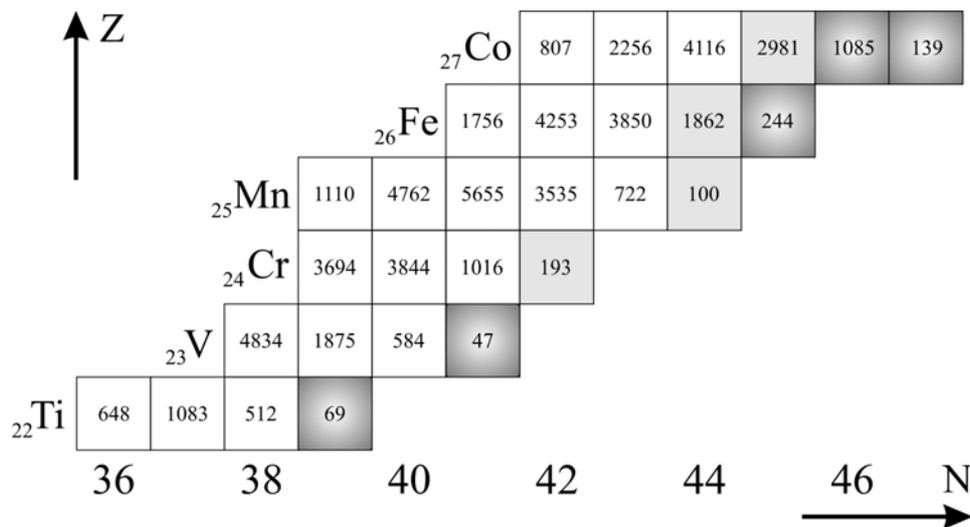
Les erreurs des paramètres ont été déterminées avec le logiciel PAW [PAW] par la minimisation de  $\chi^2$  pour les noyaux ayant un nombre de  $\beta$  corrélés plus grand que 400 et avec la méthode de maximum de vraisemblance [Bev91] pour les noyaux ayant moins de 400 événements  $\beta$  corrélés. La méthode de maximum de vraisemblance est plus efficace pour les cas où on a une faible statistique et pour lesquels nous ne pouvons pas supposer une distribution gaussienne pour le nombre des événements dans chaque canal.

## 4.2. Résultats expérimentaux

L'ensemble des noyaux dont nous avons étudié la décroissance  $\beta$  est présenté dans la figure 4.2.1. Le chiffre indiqué pour chaque noyau correspond à la quantité produite de chaque isotope complètement épluché. Les noyaux indiqués en gris sont ceux pour lesquels de nouveaux résultats ont été obtenus.

La suite de ce chapitre présente les résultats obtenus pour une sélection des isotopes concernant les états isomères et les périodes de décroissance des niveaux fondamentaux ainsi que les rayonnements  $\gamma$  observés dans les désexcitations  $\beta\gamma$  prompts et retardés. Nous avons choisi de présenter dans ce mémoire uniquement les noyaux pour lesquels des nouveaux isomères ou transitions ont été identifiés.

Dans la suite de ce chapitre, le nombre des événements  $\beta$  corrélés avec les fragments implantés  $N_{\beta}^{corr}$  et les temps de vie des noyaux-fils utilisés dans l'interpolation des courbes de décroissance  $T_{\beta}^{fils}$  seront insérés dans chaque figure présentant les courbes de décroissance. Les intensités de peuplement des niveaux excités dans les noyaux-fils seront les limites supérieures des valeurs réelles car elles sont calculées en faisant l'hypothèse que les niveaux dépeuplés par ces transitions  $\gamma$  observées sont directement alimentés (sans passer par un niveau excité supérieur).



**Figure 4.2.1.** Production des noyaux étudiés : en gris clair les noyaux pour lesquels le temps de vie a été déterminé avec une meilleure précision (conséquence d'une meilleure production) et en gris dégradé les noyaux pour lesquels le temps de vie a été mesuré pour la première fois.

Les schémas de niveaux que nous avons pu construire à partir de ces résultats seront aussi présentés. Ils ont été construits essentiellement en utilisant le temps de décroissance des rayonnements  $\gamma$  observés et les prédictions données par le modèle en couches. Le nombre d'événements dans les raies  $\gamma$  observées n'a pas été suffisant pour pouvoir utiliser les coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  pour construire les schémas de niveaux.

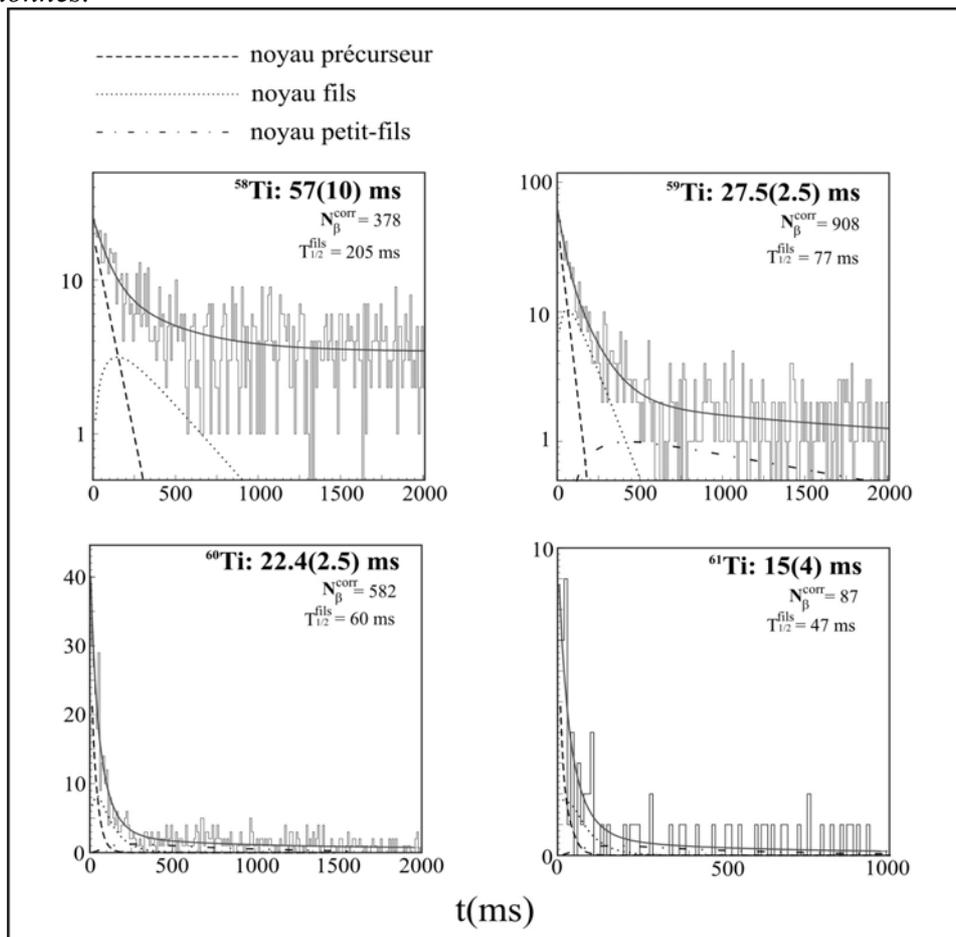
### 4.2.1. Les isotopes de Titane

Les isotopes de Titane produits et implantés dans le détecteur à pistes s'étendent du <sup>58</sup>Ti au <sup>61</sup>Ti. Les courbes de décroissance pour chaque isotope de Ti sont présentées dans la

figure 4.2.2. Les durées de vie extraites de ces courbes sont comparées dans le tableau 4.2.1 avec celles qui sont connues expérimentalement dans la littérature. Les temps de vie mesurés pour les noyaux de  $^{58-60}\text{Ti}$  sont en bon accord avec ceux déjà mesurés lors des expériences précédentes [Sor00, Sor04]. Le temps de vie du  $^{61}\text{Ti}$  a été mesuré pour la première fois.

Noyau	$T_{1/2}$ (ms)	$T_{1/2}^{fils}$ (ms)	Ref [Sor00]	Ref [Sor04]	$E_{\beta\gamma}$ (keV)
$^{58}\text{Ti}$	57(10)	200(50)	47(10)	59(9)	116(2) ( $^{58}\text{V}$ ) 880(1), 1058(1) ( $^{58}\text{Cr}$ )
$^{59}\text{Ti}$	27.5(2.5)	75(20)	58(17)	30(3)	111(2) ( $^{59}\text{V}$ ) 102(2), 208(1) ( $^{59}\text{Cr}$ )
$^{60}\text{Ti}$	22.4(2.5)	60(20)		22(2)	113(2) ( $^{60}\text{V}$ ) 644(1) ( $^{60}\text{Cr}$ )
$^{61}\text{Ti}$	15(4)	47(20)			

**Tableau 4.2.1.** Périodes de décroissance des isotopes de Titane étudiés. Comparaison avec les valeurs de la littérature. Les temps de vie des noyaux fils sont ceux utilisés dans l'interpolation des spectres de décroissance et les barres d'erreurs reflètent l'intervalle dans lequel ils ont pu varier. Les rayonnements  $\gamma$  provenant du fils ou du petit fils sont aussi donnés.



**Figure 4.2.2.** Courbes de décroissance et temps de vie des isotopes de Titane.

#### 4.2.1.1. $Ti^{59}$ :

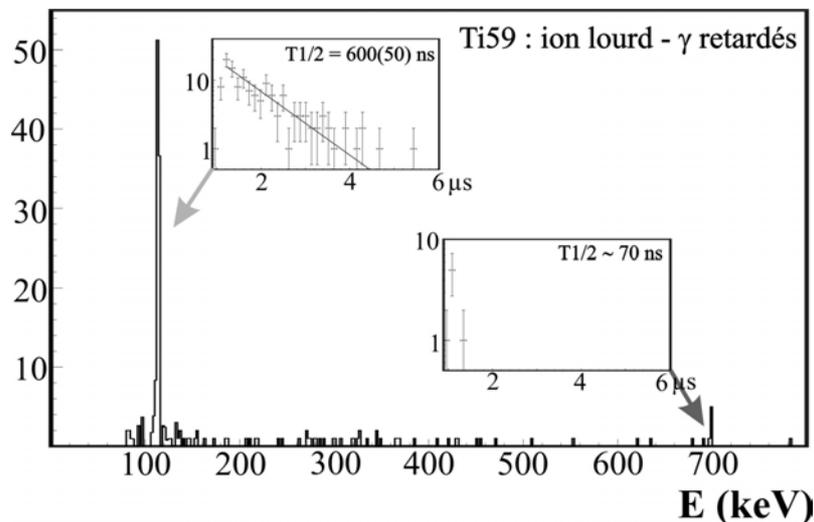
1083 noyaux de  $^{59}Ti$  complètement épluchés ont été implantés dans le détecteur à pistes.

Nous avons identifié à la fois deux états isomères dans le  $^{59}Ti$  et un niveau de basse énergie dans le noyau fils  $^{59}V$ .

L'étude des coïncidences ion lourd -  $\gamma$  a permis d'identifier deux rayonnements  $\gamma$  associés à l'implantation du noyau complètement épluché  $^{59}Ti$ . La figure 4.2.3 présente le spectre en énergie  $\gamma$ , correspondant à la statistique recueillie par les quatre détecteurs « clover ». Deux pics  $\gamma$  sont visibles : un à 114(2) keV et un autre à 699(1) keV. La distribution en temps de ces deux rayonnements, reportée dans les encarts de cette figure, semble être assez différente.

En raison du nombre de coups très faible dans le pic à l'énergie 699 keV, il est impossible d'exploiter les coïncidences  $\gamma$ - $\gamma$  pour voir si ces deux transitions sont en cascade ou non.

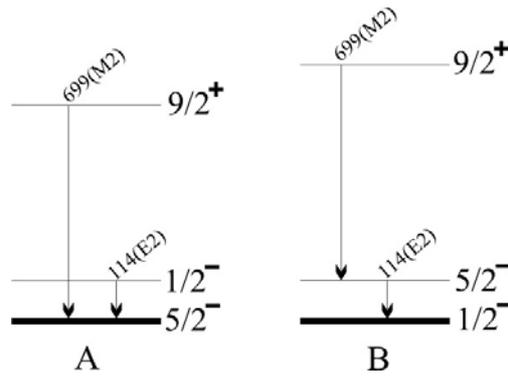
Pour être en accord avec les temps de vie qui caractérisent ces transitions, la transition d'énergie 114 keV serait plus probablement une transition E2 tandis que celle de 699 keV serait une transition M2.



**Figure 4.2.3.** Spectre en énergie gamma associé à la décroissance du  $^{59}Ti$ , ainsi que le spectre temps TDC pour les deux transitions  $\gamma$  d'énergie 114(2) keV et 699(1) keV.

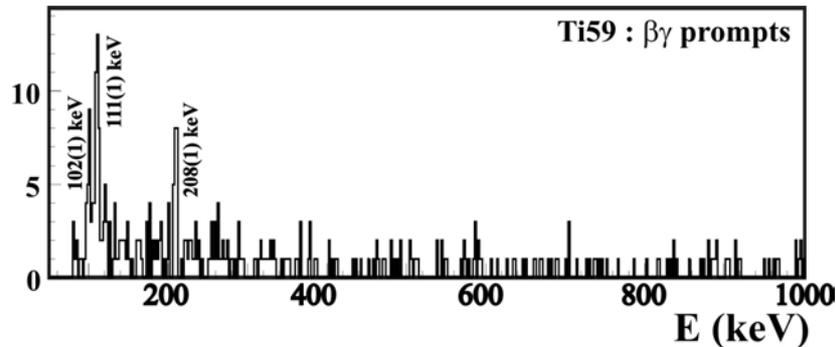
Nous retenons donc deux scénarios possibles pour le schéma de niveau du  $^{59}Ti$  :

- ✓ Si on suppose que les deux raies sont en cascade, pour avoir les multipolarités suggérées par les temps de vie, le séquençage de niveau pourrait être celui qui est proposé dans la figure 4.2.4.B. Cela implique que l'état fondamental du  $^{59}Ti$  est  $1/2^-$ . Cette valeur correspond à un neutron dans l'orbitale  $1p_{1/2}$  et deux trous dans celle  $0f_{5/2}$ .
- ✓ Si les deux états isomères décroissent directement sur le niveau fondamental, le schéma de niveau pourrait être celui de la figure 4.2.4.A. L'hypothèse d'un fondamental  $5/2^-$  serait en accord avec la systématique des isotones  $N=37$ .



**Figure 4.2.4.** Schémas possibles de décroissance des deux états isomères dans  $^{59}\text{Ti}$  (dans le paragraphe suivant, le schéma A sera favorisé).

La valeur mesurée 27.5 (2.5)ms du temps de vie  $\beta$  du niveau fondamental du  $^{59}\text{Ti}$  est en bon accord avec celle 30(3)ms rapportée par Sorlin *et al* [Sor04]. Comme valeur pour le temps de vie du noyau fils, nous avons pris la valeur de 75(7) ms mesurée par Sorlin *et al* [Sor00].

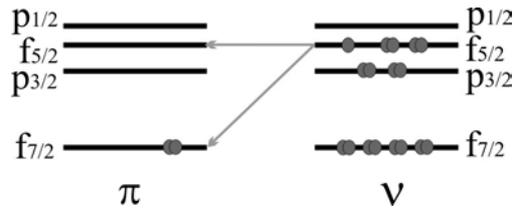


**Figure 4.2.5.** Spectre en énergie  $\gamma$  associé aux événements  $\beta\gamma$  prompts du  $^{59}\text{Ti}$  et du  $^{59}\text{V}$ .

Le spectre  $\gamma$  (figure 4.2.5), conditionné par des événements  $\beta$  corrélés avec l'implantation du  $^{59}\text{Ti}$ , présentent trois raies  $\gamma$  : 102(2), 111(2) et 208(1) keV. Les raies de 102(2) et 208(1) keV proviennent de la décroissance  $\beta$  du  $^{59}\text{V}$  [Sor00].

Un pourcentage de 47(10)% de la décroissance  $\beta$  du  $^{59}\text{Ti}$  passe par la raie d'énergie 111(2) keV. Cette transition peut soit faire partie d'une cascade dépeuplant un niveau de haute énergie dans le  $^{59}\text{V}$ , soit désexciter directement un état situé à 111(2) keV vers l'état fondamental du  $^{59}\text{V}$ . L'hypothèse d'un niveau excité à 111(2) keV semble plus raisonnable car nous n'observons pas, jusqu'à 2 MeV d'autres raies  $\gamma$  corrélées avec la décroissance du  $^{59}\text{Ti}$ . Une transition  $\gamma$  de 2 MeV peuplée à 25% aurait été présente dans les spectres  $\gamma$ . Si nous supposons qu'un seul état excité est peuplé par la décroissance  $\beta$ , alors 53(11)% des transitions irait vers l'état fondamental. Il n'est cependant pas exclu que des niveaux situés plus haut en énergie soient alimentés sans que l'on puisse détecter les raies  $\gamma$  qui les désexcitent à cause de leurs faibles intensités.

La décroissance permise du  $^{59}\text{Ti}$  vers  $^{59}\text{V}$  est dominée par l'échange du neutron impair  $\nu f_{5/2}$  en un proton  $\pi f_{7/2}$  ou en un proton  $\pi f_{5/2}$  (figure 4.2.6).



**Figure 4.2.6.** Transition de type Gamow Teller dominante dans l'espace 'pf' pour le cas de  $^{59}\text{Ti}$ .

L'état fondamental du  $^{59}\text{V}$  a été assigné comme étant de spin  $5/2^-$  dans l'étude de la décroissance  $\beta$  du  $^{59}\text{V}$  vers  $^{59}\text{Cr}$  par Sorlin *et al* [Sor00]. Il en résulte que le niveau fondamental du  $^{59}\text{V}$  pourrait être alimenté par la décroissance du  $^{59}\text{Ti}$  si l'état fondamental du  $^{59}\text{Ti}$  est un niveau de spin  $3/2^-$ ,  $5/2^-$  ou  $7/2^-$ . Dans la figure 4.2.4, nous avons proposé deux schémas de niveaux pour le  $^{59}\text{Ti}$  à partir des transitions isomères découvertes dans cette même expérience. Si nous tenons compte de la décroissance  $\beta$ , le spin le plus probable de l'état fondamental du  $^{59}\text{Ti}$  serait  $5/2^-$ .

Le spin du premier état excité dans le  $^{59}\text{V}$  doit différer d'une unité par rapport à celui de l'état fondamental ; autrement cet état, avec une telle énergie d'excitation, aurait été isomère.

Des calculs de modèle en couches ont été réalisés avec le code ANTOINE pour déterminer les intensités d'alimentation des différents états calculés dans le  $^{59}\text{V}$ . Deux interactions réalistes ont été utilisées : KB3G et *fpg*.

L'interaction KB3G, proposée par Povez *et al* [Pov01] est une modification de l'interaction KB3. Elle permet un meilleur traitement des noyaux avec N ou Z plus grand que 28. L'interaction de Kuo-Brown [Kuo68] avec des modifications monopolaires, KB3, décrit la structure des noyaux de la couche 'fp' en utilisant un potentiel réaliste déduit à partir des diffusions neutron-neutron libre. Ce potentiel est modifié par le formalisme de la matrice G pour décrire l'interaction à deux neutrons dans le noyau et pour reproduire les propriétés de saturation du noyau (comme le rayon ou l'énergie de liaison).

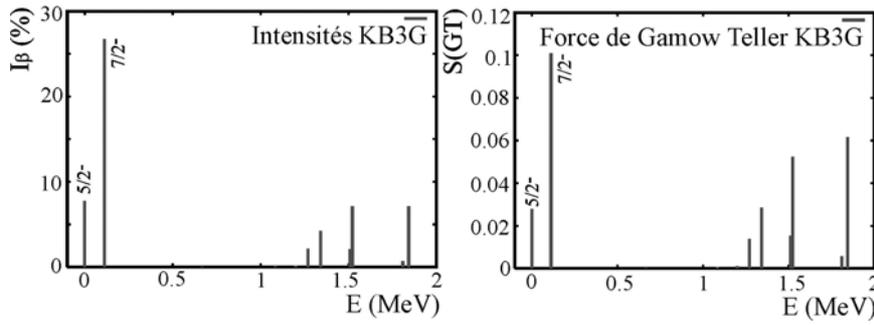
L'interaction *fpg* est décrite dans [Sor02] et dans les références incluses mais aussi dans la dernière partie de ce mémoire.

Pour l'interaction KB3G, l'espace de valence comprend les orbitales ( $f_{7/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$ ) pour les protons et pour les neutrons et le cœur inerte est le  $^{40}\text{Ca}$ . Pour l'interaction *fpg* nous avons utilisé comme espace de valence en protons les orbitales  $f_{7/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$  et en neutrons les orbitales  $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$ ,  $g_{9/2}$  avec un cœur inerte de  $^{40}\text{Ca}$  et 8 neutrons bloqués dans  $f_{7/2}$ .

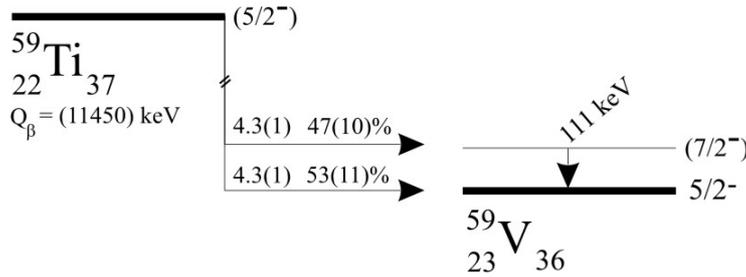
L'état fondamental calculé avec l'interaction KB3G pour le  $^{59}\text{Ti}$  est un niveau  $5/2^-$ . L'interaction *fpg* prédit un niveau fondamental  $1/2^-$  pour le  $^{59}\text{Ti}$  mais le calcul de la force de Gamow Teller indique une alimentation forte des niveaux ayant une énergie supérieure à 500 keV.

La distribution de la force de Gamow Teller ainsi que les peuplements  $I_\beta$  sont présentés dans la figure 4.2.7 pour une fenêtre en énergie de 2 MeV et pour un état fondamental du  $^{59}\text{Ti}$  ayant  $I^\pi = 5/2^-$ .

Le calcul indique une forte alimentation d'un niveau excité  $7/2^-$  situé à 112 keV. A partir de ces résultats théoriques et des résultats expérimentaux, nous déduisons que le premier état excité dans le  $^{59}\text{V}$  est probablement un état  $7/2^-$  à l'énergie 111(2) keV (figure 4.2.8).



**Figure 4.2.7.** Intensités d'alimentation  $\beta$  :  $I_\beta$  (gauche) et distributions de la force de Gamow Teller (à droite), pour une fenêtre en énergie de 2 MeV, obtenues avec le modèle en couches en utilisant l'interaction KB3G pour le noyau de  $^{59}\text{Ti}$ .



**Figure 4.2.8.** Schéma de décroissance  $\beta$  du niveau fondamental du  $^{59}\text{Ti}$  proposé dans ce travail. L'intensité d'alimentation donnée pour le niveau fondamental est une limite supérieure, car il peut y avoir des décroissances du  $^{59}\text{Ti}$  vers des états dans le  $^{59}\text{V}$  pour lesquelles nous n'observons pas les désexcitations.

#### 4.2.1.2. $\text{Ti}^{60}$ :

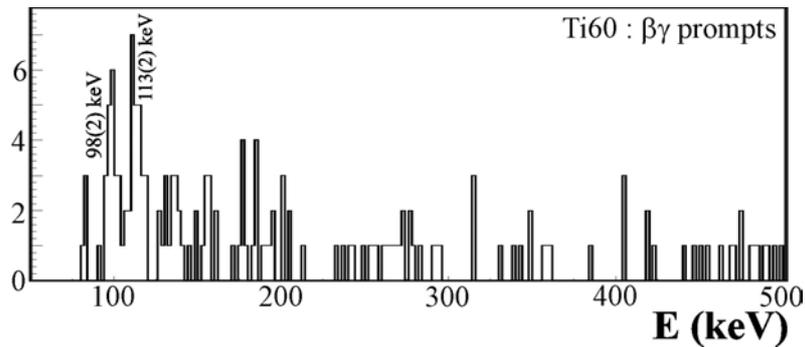
512 noyaux de  $^{60}\text{Ti}$  complètement épluchés ont été implantés dans le détecteur à pistes. La seule mesure du temps de vie 23(2) ms pour ce noyau vient du travail de Sorlin *et al* [Sor03a]. La valeur que nous avons mesurée, 22.4(2.5) ms, est en très bon accord avec celle-ci. La détermination de cette période a été réalisée en prenant pour la période du noyau-fils la valeur de 68(5) ms mesurée par Sorlin *et al* [Sor03b].

Les spectres  $\gamma$  conditionnés par des événements  $\beta$  corrélés avec l'implantation du  $^{60}\text{Ti}$  montrent trois raies  $\gamma$  : 98(2) keV, 113(2) (figure 4.2.9) et 644(1) keV. La raie de 644(1) keV a été assignée à la décroissance  $\beta$  du  $^{60}\text{V}$  par Sorlin *et al* [Sor03b]. Les deux autres transitions appartiennent à la décroissance  $\beta\gamma$  du  $^{60}\text{Ti}$ .

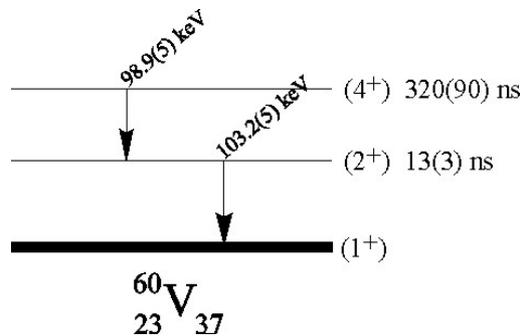
Un pourcentage de 55(15)% de la décroissance  $\beta$  du  $^{60}\text{Ti}$  passe par la raie d'énergie 113(2) keV. Comme les deux transitions, 98(2) et 113(2) keV, ont les mêmes intensités, nous pouvons en déduire qu'elles sont très probablement en cascade. La transition d'énergie 98(2) keV a déjà été observée par Daugas *et al* [Dau99] ; elle correspond à la décroissance d'un niveau isomère ( $4^+$ ) de 320(90) ns (figure 4.2.10). Dans cette même référence, un autre niveau isomère, ( $2^+$ ) de 13(3) ns, décroissant par une raie d'énergie 103(1) keV a été observée.

Si nous supposons que l'état qui décroît par la transition 113(2) keV que nous avons observé est alimenté directement par la décroissance  $\beta$  cet état serait un  $1^+$ , puisque le spin et la parité de l'état fondamental du noyau de  $^{60}\text{Ti}$  sont  $0^+$ . La valeur du

$\log ft=3.9(1)$  est dans le domaine des valeurs pour des transitions permises impliquant que le changement de spin entre l'état initial et l'état final ne doit pas dépasser 1.



**Figure 4.2.9.** Spectre en énergie  $\gamma$  associé aux événements  $\beta\gamma$  prompts du  $^{60}\text{Ti}$ .



**Figure 4.2.10.** Schéma de décroissance des deux états isomères observés par Daugas *et al* [Dau99]

Le niveau  $1^+$  ne peut pas alimenter directement l'isomère ( $4^+$ ) car une transition de 113 keV avec une multipolarité M3 aurait un temps de vie trop long. De plus, nous n'observons pas la transition d'énergie 103 keV qui, dans le schéma proposé par Daugas *et al* [Dau99], est alimenté par celle de 98 keV.

Les mesures de temps de vie du niveau fondamental du  $^{60}\text{V}$  indique aussi l'existence d'un isomère  $\beta$  dans la structure à basse énergie de ce noyau [Sor03b], similaire à celui présent dans l'isotone  $^{62}\text{Mn}$ .

En conséquence, nous ne pouvons pas inclure le niveau alimenté par la décroissance  $\beta$  dans le schéma de niveaux proposé par Daugas *et al* [Dau99]. Une nouvelle étude expérimentale de la structure à basse énergie du  $^{60}\text{V}$  serait bienvenue.

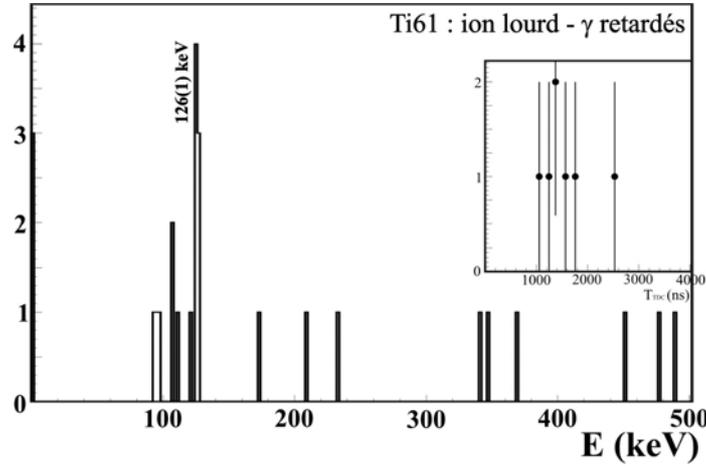
#### 4.2.1.3. $\text{Ti}^{61}$ :

Seulement 69 noyaux de  $^{60}\text{Ti}$  complètement épluchés ont été implantés dans le détecteur à pistes. Cette statistique a permis de déterminer, pour la première fois, le temps de vie du niveau fondamental.

La période radioactive du  $^{61}\text{Ti}$  est de 15(4) ms. La détermination de cette période a été réalisée en prenant pour la période du noyau-fils la valeur de 47(2) ms mesurée par Sorlin *et al* [Sor03b].

La faible statistique ne nous donne pas accès au schéma de niveaux du noyau fils  $^{61}\text{V}$ . Elle permet cependant avec les coïncidences ions lourds –  $\gamma$  de mettre en évidence la

présence d'un état isomère dans le  $^{61}\text{Ti}$ . Ce niveau est peuplé à 56(20)% dans la réaction. En effet, une raie  $\gamma$  à l'énergie 126(2) keV a été observée dans les coïncidences ion lourd -  $\gamma$  (figure 4.2.11). Le temps de vie de cet isomère a été estimé être inférieur à 600 ns, il indique une multipolarité E2 pour la transition de 126(2) keV.



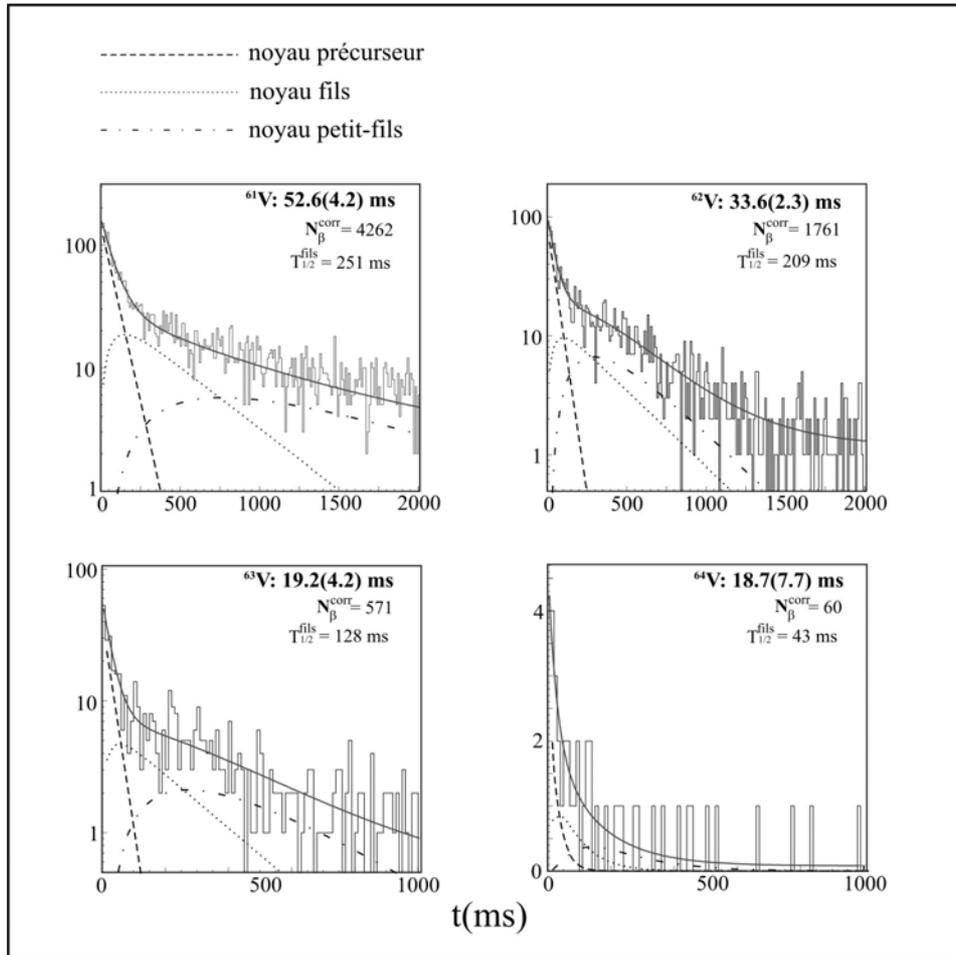
**Figure 4.2.11.** Spectre en énergie des  $\gamma$  associés aux coïncidences ion lourd -  $\gamma$  : isomère du  $^{61}\text{Ti}$ . Encart : Spectre temps associé à la raie 126 keV.

#### 4.2.2. Les isotopes de Vanadium

Les isotopes de Vanadium étudiés au cours de cette thèse par l'intermédiaire de leur décroissance  $\beta$  sont  $^{61,62,63,64}\text{V}$ . Les seules mesures de temps de vie et de décroissances  $\beta\gamma$  réalisées auparavant ont été faites au GANIL par Sorlin *et al* [Sor00, Sor03b, Sor04] pour les  $^{61-63}\text{V}$ . Le temps de vie du  $^{64}\text{V}$  a été mesuré pour la première fois. Les courbes de décroissances en temps sont présentées dans la figure 4.2.12. Les durées de vie extraites de ces courbes sont comparées dans le tableau 4.2.2 avec celles qui sont déjà connues expérimentalement dans la littérature. Nous allons commenter ces valeurs ainsi que les données des spectres  $\gamma$  mesurés noyau par noyau.

Noyau	$T_{1/2}$ (ms)	$T_{1/2}^{fils}$ (ms)	Ref [Sor00]	Ref [Sor03b]	$E_{\beta\gamma}$ (keV)
$^{61}\text{V}$	52.6(4.2)	250(100)	43(7)	47(1.2)	
$^{62}\text{V}$	33.6(2.3)	187(50)	65(31)	33.5(2.0)	154(2), 349(1), 446(1) ( $^{62}\text{Cr}$ )
$^{63}\text{V}$	19.2(2.4)	128(50)		17(3)	446 ( $^{62}\text{Cr}$ )
$^{64}\text{V}$	<b>19(8)</b>	42(20)			

**Tableau 4.2.2.** Périodes de décroissance des isotopes de Vanadium étudiés. Comparaison avec les valeurs de la littérature. Les temps de vie des noyaux fils sont ceux utilisés dans l'interpolation des spectres de décroissance ; les barres d'erreurs reflètent l'intervalle de temps dans lequel ils ont pu varier. Les rayonnements  $\gamma$  provenant du fils ou du petit fils sont aussi donnés.

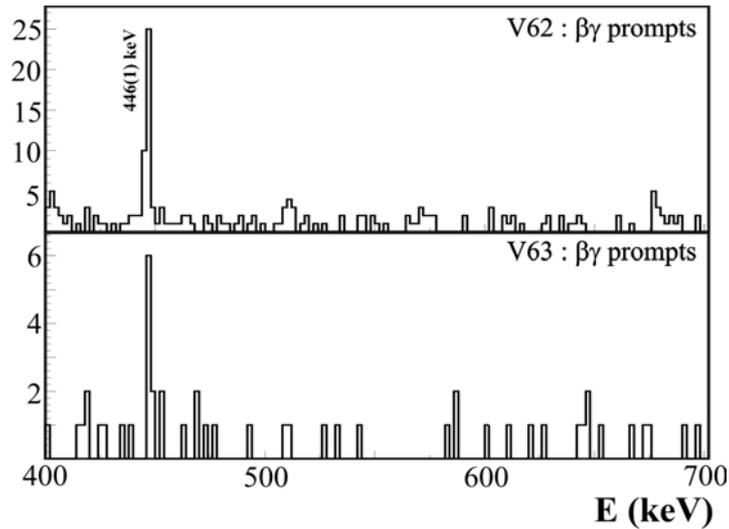


**Figure 4.2.12.** Courbes de décroissance et temps de vie des isotopes de Vanadium.

#### 4.2.2.1. $V^{63}$ :

Les spectres  $\gamma$ , conditionnés par des événements  $\beta$  corrélés avec l'implantation du  $^{63}\text{V}$ , présente une raie à l'énergie de 446(1) keV. Elle est une indication de la décroissance  $\beta n$  vers le  $^{62}\text{Cr}$ . A partir de son nombre de coups et du nombre de noyaux  $^{63}\text{V}$  implantés, une limite inférieure de 41(16)% a été déterminée pour la probabilité  $\beta n$ . Cette probabilité est une limite inférieure car nous avons utilisé pour la déterminer seulement la transition connue  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{62}\text{Cr}$ ; il est aussi probable que d'autres niveaux ont été peuplés. Les deux spectres associés respectivement aux décroissances du  $^{62}\text{V}$  et du  $^{63}\text{V}$  sont présentés dans la figure 4.2.13.

Dans la compilation des valeurs expérimentales et extrapolées des masses atomiques par Audi *et al* de 1997 [Aud97], la valeur de l'énergie de séparation d'un neutron pour le  $^{63}\text{Cr}$  est de 3180(780) keV. Il en résulte que la décroissance  $\beta$  du  $^{63}\text{V}$  peuple à plus de 40% des états ayant des énergies d'excitation supérieures à 3180 keV.



**Figure 4.2.13.** Spectre en énergie des  $\gamma$  associés à la décroissance  $\beta\gamma$  et  $\beta\nu\gamma$  du  $^{62}\text{V}$  et du  $^{63}\text{V}$ .

Les calculs de modèle en couches que nous avons réalisés avec l'interaction  $fp_g$  et en supposant un niveau fondamental du  $^{63}\text{V}$  ayant un spin et une parité de  $7/2^-$ , indiquent une alimentation de 47% vers les états du  $^{63}\text{Cr}$  avec une énergie d'excitation plus grande que 3 MeV. Cet accord entre les calculs et les résultats expérimentaux indique que l'assignation de spin et de parité du niveau fondamental du noyau  $^{63}\text{V}$  est probablement correcte.

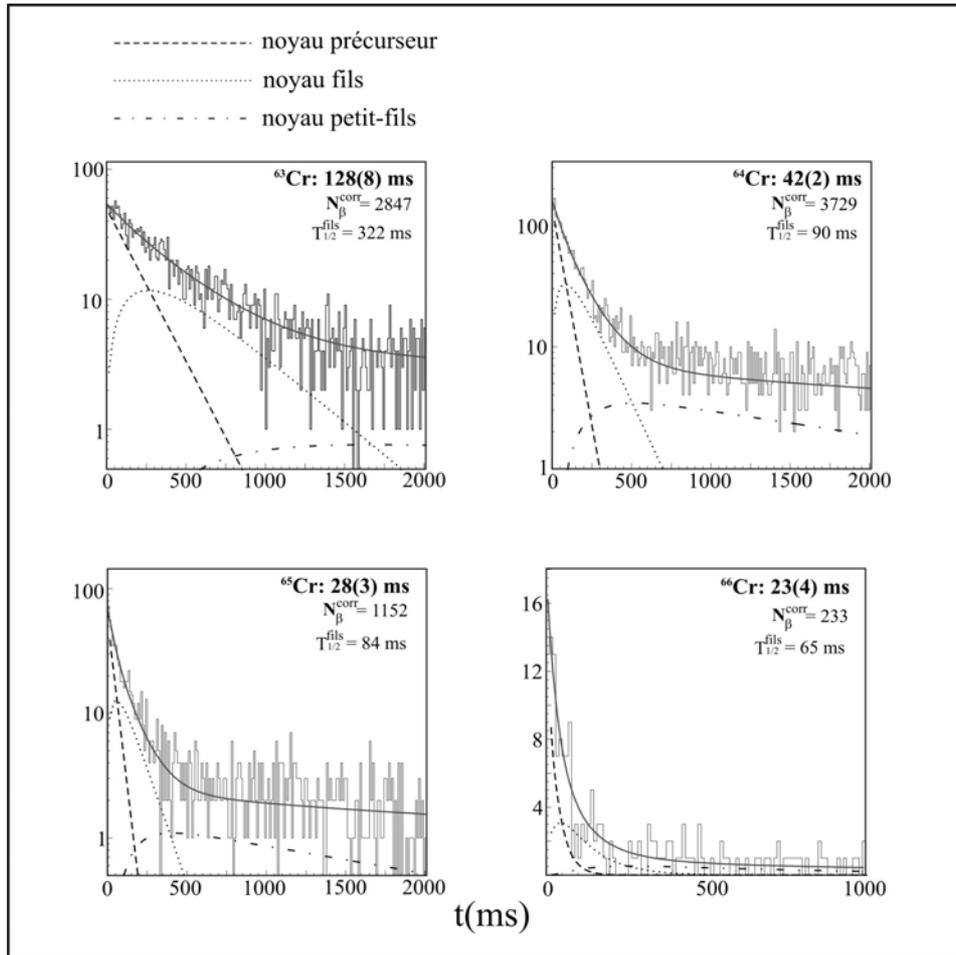
#### 4.2.3. Les isotopes de Chrome

Les isotopes de Chrome, étudiés par la décroissance  $\beta$ , ont été produits de  $^{63}\text{Cr}$  au  $^{66}\text{Cr}$ . Les mesures de temps de vie des niveaux fondamentaux ont été faites au GSI par Ameil *et al* pour le  $^{63}\text{Cr}$  [Ame97] et au GANIL par Sorlin *et al* pour les  $^{63-64}\text{Cr}$  [Sor00, Sor03a] et  $^{65-66}\text{Cr}$  [Sor03a].

Noyau	$T_{1/2}$ (ms)	$T_{1/2}^{fils}$ (ms)	ref [Sor00]	ref [Ame97]	ref [Sor04]	$E_\gamma$ (keV)
$^{63}\text{Cr}$	<b>128(8)</b>	322(50)	113(16)	110(70)	129(2)	357(1), 1464(1) ( $^{63}\text{Fe}$ )
$^{64}\text{Cr}$	<b>42(2)</b>	90(20)	44(12)		43(1)	189(1) ( $^{64}\text{Mn}$ ) 696(1), 747(1) ( $^{64}\text{Fe}$ )
$^{65}\text{Cr}$	<b>28(3)</b>	84(20)			27(3)	104(2)? ( $^{65}\text{Mn}$ ) 272(1), 364(1) ( $^{65}\text{Fe}$ )
$^{66}\text{Cr}$	<b>23(4)</b>	65(20)			10(6)	574(1) ( $^{66}\text{Fe}$ )

**Tableau 4.2.3.** Périodes de décroissance des isotopes de Chrome étudiés. Comparaison avec les valeurs de la littérature. Les temps de vie des noyaux fils sont ceux utilisés dans l'interpolation des spectres de décroissance. Les barres d'erreurs reflètent l'intervalle en temps dans lequel ils ont pu varier. Les rayonnements  $\gamma$  provenant du fils ou du petit fils sont aussi donnés.

Les courbes de décroissance pour chaque isotope de Cr sont présentées dans la figure 4.2.14. Les durées de vie extraites de ces courbes sont comparées dans le tableau 4.2.3 avec celles qui sont déjà connues expérimentalement dans la littérature.



**Figure 4.2.14.** Courbes de décroissance et temps de vie des isotopes de Chrome.

Etant donné que nos résultats sur la décroissance  $\beta\gamma$  des isotopes de Chrome ne font que confirmer les résultats de [Sor00] et [Sor04] nous n'allons pas les présenter ici.

La seule différence concerne le temps de vie du  $^{66}\text{Cr}$  pour lequel nous obtenons une valeur de 23(4)ms plus grande que celle de 10(6)ms, mesurée par Sorlin *et al* [Sor04]. Le temps de vie de ce noyau a été déterminé par Sorlin *et al* avec une statistique de seulement 9 noyaux.

#### 4.2.4. Les isotopes de Manganèse

La décroissance  $\beta$  des isotopes de Manganèse a été étudiée récemment auprès du CERN par des coïncidences  $\beta$ -neutrons pour les  $^{61-69}\text{Mn}$  [Han99], à GANIL pour les  $^{63-68}\text{Mn}$  [Sor00, Sor04] et à GSI pour les  $^{64-66}\text{Mn}$  [Ame97] par corrélations  $\beta$ -ion lourd dans des détecteurs segmentés.

Nous avons produit les isotopes de Manganèse entre  $A=64$  et  $A=69$ . Les courbes de décroissances mesurées lors de l'expérience décrite dans cette thèse sont présentées dans la figure 4.2.15. Les durées de vie extraites de ces courbes sont comparées dans le tableau 4.2.4 avec celles qui sont connues expérimentalement dans la littérature. Les temps de vie des niveaux fondamentaux des  $^{63-68}\text{Mn}$  obtenus lors de ces expériences faites au CERN et à GANIL sont en très bon accord avec nos résultats, ce qui nous donne confiance dans notre méthode de corrélation  $\beta$ -ion lourd et d'interpolation des spectres de décroissance  $\beta$ . Les temps de vie mesurés à GSI sont systématiquement plus

grands que ceux qui ont été mesurés au CERN et à GANIL. Cette différence pourrait venir d'une mauvaise détermination du bruit de fond dans les mesures effectuées au GSI. Les temps de vie des  $^{67-69}\text{Mn}$  ont été mesurés seulement au CERN.

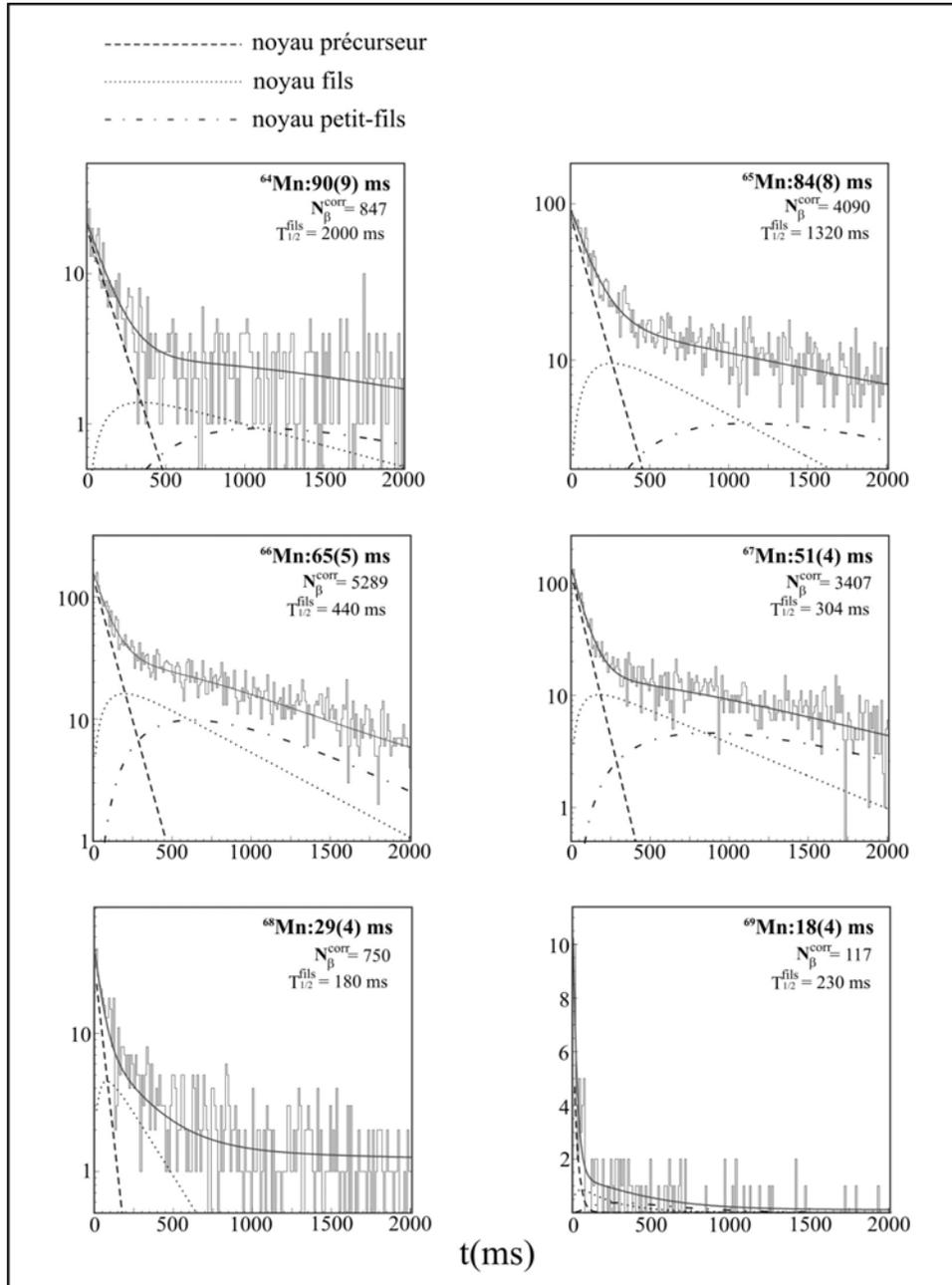


Figure 4.2.15. Courbes de décroissance et temps de vie des isotopes de Manganèse.

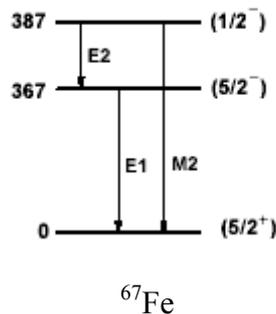
Noyau	$T_{1/2}$ (ms)	$T_{1/2}^{fils}$ (ms)	ref [Sor00]	ref [Ame97]	ref [Han99]	ref [Sor04]	$E_{\gamma}$ (keV)
$^{64}\text{Mn}$	90(9)	2000(500)	85(5)	140(30)	89(4)	91(4)	747(1) ( $^{64}\text{Fe}$ )
$^{65}\text{Mn}$	84(8)	1320(500)	100(8)	110(20)	88(4)	92(1)	212(2), 364(1), 456(1) ( $^{65}\text{Fe}$ ) 340(1), 884(1) ( $^{65}\text{Co}$ )
$^{66}\text{Mn}$	65(5)	440(100)	62(14)	90(20)	66(4)	64(2)	574(1) ( $^{66}\text{Fe}$ ) 885(1) ( $^{65}\text{Co}$ )
$^{67}\text{Mn}$	51(4)	304(100)			42(4)	47(4)	171(1) ?, 367(1), 388(1) ( $^{67}\text{Fe}$ ) 574(1) ( $^{66}\text{Fe}$ ) 192(2) ( $^{67}\text{Co}$ )
$^{68}\text{Mn}$	29(4)	187(50)			28(4)	28(8)	521(1), 867(1) ( $^{68}\text{Fe}$ ) 187(2), 631(1) ( $^{68}\text{Co}$ )
$^{69}\text{Mn}$	18(4)	110(50)			14(4)		

**Tableau 4.2.4.** Périodes de décroissance des isotopes de Chrome étudiés. Comparaison avec les valeurs de la littérature. Les temps de vie des noyaux fils sont ceux utilisés dans l'interpolation des spectres de décroissance. Les barres d'erreurs reflètent l'intervalle en temps dans lequel ils ont pu varier. Les rayonnements  $\gamma$  provenant du fils ou du petit-fils sont aussi donnés.

#### 4.2.4.1. $\text{Mn}^{67}$ :

Le temps de vie du niveau fondamental du  $^{67}\text{Mn}$  a été mesuré en prenant pour la période du noyau-fils la valeur de 304(81) ms mesurée dans la notre expérience et qui est en accord avec celle rapporté par Sorlin *et al* [Sor04]. Le temps de vie 51(4) ms obtenu (figure 4.2.15) est en bon accord avec la valeur rapportée de 47(4) ms par [Sor03a] et de 42(4) ms par Hannawald *et al* [Han99].

Le noyau-fils du  $^{67}\text{Mn}$  peuplé par décroissance  $\beta\gamma$  est le  $^{67}\text{Fe}$ . Ce noyau  $^{67}\text{Fe}$  possède un état isomère de 75(21)  $\mu\text{s}$ , observé pour la première fois par Grzywacz *et al* [Grz98]. Ce niveau du  $^{67}\text{Fe}$  avait été peuplé directement par fragmentation du projectile, implanté et identifié après une base de temps de vol ; l'identification des  $\gamma$  avait été faite en coïncidence avec les ions lourds de  $^{67}\text{Fe}$ . Deux transitions retardées, d'énergie 367 keV et 387 keV, ont été identifiées comme désexcitant le niveau isomère du  $^{67}\text{Fe}$ .



**Figure 4.2.16.** Schéma de niveaux de  $^{67}\text{Fe}$  proposé par Sawicka *et al* [Saw03] L'état isomère se trouve à 387 keV avec un spin et une parité de  $(1/2^-)$ . La transition  $(1/2^-) \rightarrow (5/2^-)$  n'a pas été observée.

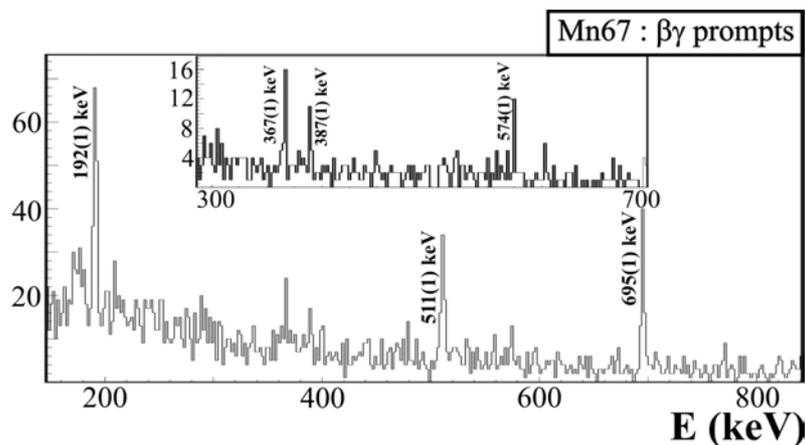
Ces transitions ont aussi été observées par Sawicka *et al* [Saw03] dans le même type d'expérience (coïncidences ions-lourds  $\gamma$ ) avec un rapport d'intensité entre ces deux

transitions de 0.12(2). Ces deux transitions ne sont donc pas en cascade car ce type de mesure aurait donné un rapport de 1. Le schéma proposé par ces auteurs est reporté dans la figure 4.2.16 et implique une transition ayant une énergie de 20 keV non observée dans leur travail.

La figure 4.2.17 montre le spectre de décroissance  $\beta\gamma$  du  $^{67}\text{Mn}$  que nous avons obtenu dans ce travail. Contrairement aux travaux précédents, nous avons produit le  $^{67}\text{Mn}$  et non le  $^{67}\text{Fe}$  par fragmentation du projectile, implanté et identifié en tant que  $^{67}\text{Mn}$  et observé les coïncidences  $\beta\gamma$  promptes et retardées. Le spectre a été intégré pour deux gammes de temps entre le noyau implanté et la détection  $\beta\gamma$  : 10 fois la période du  $^{67}\text{Mn}$  et seulement 5 fois la période du  $^{67}\text{Mn}$  (spectre dans l'encart de la figure 4.2.17). Le fait d'intégrer le spectre pour les corrélations  $\beta\gamma$  sur 5 fois le temps de vie du  $^{67}\text{Mn}$  permet de faire ressortir seulement les raies appartenant au noyau-fils  $^{67}\text{Fe}$ . En effet, le spectre de l'encart montre essentiellement les transitions 367 keV, 387 keV et 574 keV (décroissance  $\beta_n$  du  $^{67}\text{Mn}$ ). Les deux transitions observées par la décroissance de l'état isomère sont bien observées dans les deux spectres. Elles ressortent beaucoup plus du fond dans le spectre correspondant à seulement 5 fois la période.

Nous avons enregistré 19 événements  $\gamma$  avec une énergie de 367(1) keV et 14 événements  $\gamma$  avec une énergie de 388(1) keV. Ces intensités, corrigées par l'efficacité de détection, donnent un rapport  $I(387\text{keV})/I(367\text{ keV}) = 0.77(26)$ . La différence par rapport à la valeur de 0.12 du [Saw03] doit venir du fait que la décroissance  $\beta$  peuple les deux niveaux.

Cependant nous n'avons observé aucune de ces deux raies dans les spectres  $\beta\gamma$  retardés, c'est-à-dire ayant un temps long (gamme de 1  $\mu\text{s}$  à 80  $\mu\text{s}$ ) entre le  $\beta$  et le  $\gamma$ . Cela pourrait être expliqué si l'état isomère n'était pas le niveau à 387 keV, mais un autre niveau situé au-dessus de celui à l'énergie 387 keV ; ce niveau décroîtrait sur le niveau à 387 keV par une transition de faible énergie ou fortement convertie et ne serait pas peuplé par décroissance  $\beta\gamma$  mais uniquement dans la production directe de  $^{67}\text{Fe}$  par la fragmentation du projectile.



**Figure 4.2.17.** Spectre en énergie des  $\gamma$  associés à la décroissance  $\beta\gamma$  du  $^{67}\text{Mn}$  ; la fenêtre de coïncidence, entre l'implantation de l'ion  $^{67}\text{Mn}$  et la détection des  $\beta\gamma$ , correspond à 10 fois la période du  $^{67}\text{Mn}$  (seulement 5 fois la période pour le spectre dans l'encart). La raie à 695(1) keV correspond à la décroissance  $\beta\gamma$  du  $^{67}\text{Co}$  [Wei99].

L'observation de la transition d'énergie 574(1) keV correspondant à la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  du  $^{66}\text{Fe}$  (574(1) keV) est due à l'alimentation des niveaux situés en dessus du seuil

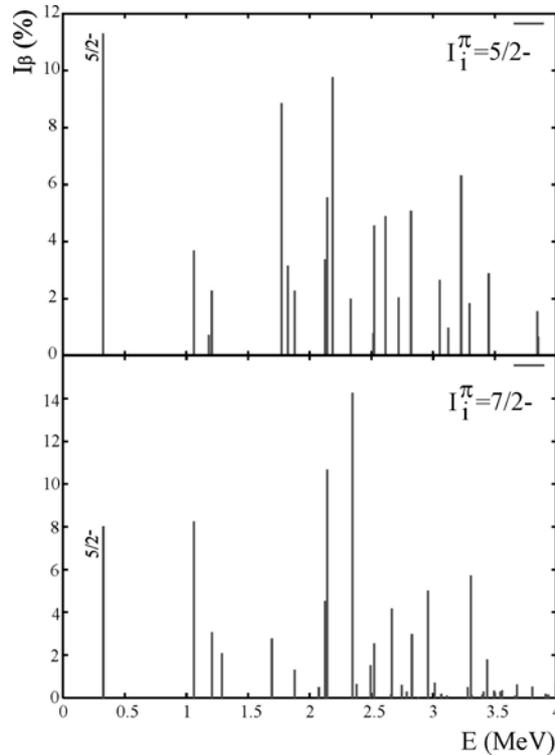
d'émission des neutrons du  $^{67}\text{Mn}$ . Elle permet d'estimer une limite inférieure pour la probabilité de décroissance  $\beta n$  de 10(5)%.

Nous avons effectué des calculs de modèle en couches pour la décroissance  $\beta\gamma$  de ce noyau en utilisant l'interaction  $fpg$ . Il faut cependant souligner que l'espace de valence utilisé n'est pas complet car il ne contient pas tous les partenaires de spin-orbite entre lesquels les transitions de type Gamow-Teller peuvent avoir lieu. De plus, comme nous le verrons dans le paragraphe §5, les niveaux  $2^+$  dans  $^{66}\text{Fe}$  et  $^{68}\text{Fe}$  ne sont pas reproduits par les calculs de modèle en couches en utilisant cet espace de valence.

L'état fondamental calculé de  $^{67}\text{Mn}$  a un spin et une parité  $7/2^-$ . Un niveau excité  $5/2^-$  est situé à seulement 24 keV au-dessus. Nous avons calculé la décroissance Gamow Teller pour deux cas : un niveau fondamental du noyau  $^{67}\text{Mn}$  de  $5/2^-$  et de  $7/2^-$ . Les résultats des deux calculs sont très similaires (figure 4.2.18). La décroissance Gamow Teller de  $^{67}\text{Mn}$  se disperse vers une multitude de niveaux excités dans le  $^{67}\text{Fe}$ . Le premier niveau  $5/2^-$  calculé dans le noyau de  $^{67}\text{Fe}$  est alimenté à  $\sim 11\%$  pour le cas où le niveau fondamental de  $^{67}\text{Mn}$  serait un  $5/2^-$ . Pour le cas où le niveau fondamental de  $^{67}\text{Mn}$  serait un  $7/2^-$ , cette alimentation est de  $\sim 8\%$ .

Dans les deux cas, les niveaux ayant une énergie d'excitation plus grande que l'énergie de séparation d'un neutron de  $^{67}\text{Fe}$ ,  $S_n = 4.19(51)$  MeV, sont alimentés avec une probabilité d'environ 13%.

Le fait que les résultats théoriques ne soient pas très éloignés de ceux expérimentaux indiquent que la décroissance Gamow-Teller est dominée par les transitions entre  $\nu f_{5/2}$  et  $\pi f_{7/2}$ .

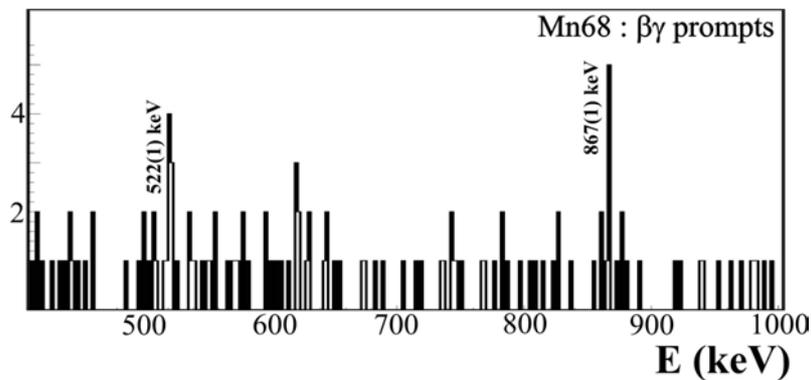


**Figure 4.2.18.** Intensités d'alimentation  $\beta$ ,  $I_\beta$ , dans une fenêtre en énergie de 4 MeV, obtenues avec le calcul de modèles en couches, utilisant l'interaction  $fpg$  pour  $^{67}\text{Mn}$ . Les calculs ont été faits en prenant un niveau fondamental du noyau  $^{67}\text{Mn}$   $5/2^-$  (en haut) et un niveau fondamental  $7/2^-$  (en bas). Dans les deux cas,  $\sim 87\%$  de la décroissance  $\beta$  passe par des niveaux situés en dessous de  $S_n = 4.19$  MeV.

#### 4.2.4.2. $Mn^{68}$ :

Le temps de vie du niveau fondamental de  $^{68}Mn$  obtenu est de 29(4) ms (figure 4.2.15). Un temps de vie de 187 ms [Sor04] a été pris en compte pour tenir compte de la durée de vie du noyau fils  $^{68}Fe$ . Cette valeur de 29(4) ms est en très bon accord avec les valeurs mesurées 28(4) ms par Hannawald *et al* [Han99] et 28(8) ms par Sorlin *et al* [Sor04].

Le spectre en énergie des  $\gamma$  associés à la décroissance  $\beta\gamma$  de  $^{68}Mn$ , mesurés dans cette thèse, est présenté sur la figure 4.2.19. Le nombre de noyaux implantés étant assez faible (722), la probabilité de détecter des transitions  $\gamma$  corrélées avec la décroissance  $\beta$  est faible. Deux raies aux énergies 522(1) et 867(1) keV y sont cependant observées. Compte tenu de la systématique des niveaux  $2^+$  dans les isotopes de Fer (figure 3 du paragraphe §1), la raie d'énergie 522(1) keV pourrait être attribuée à la transition  $2^+ \rightarrow 0^+$  dans le  $^{68}Fe$ . Cette assignation est aussi supportée par le fait que cette raie, ainsi que celle de 867(1) keV, sont présentes dans le spectre de décroissance  $\beta\gamma$  de  $^{67}Mn$ , pour lequel les corrélations ion lourd- $\gamma$  sont faites sur deux fois le temps de vie de  $^{67}Mn$ . Nous l'avons aussi assignée la raie d'énergie 867(1) keV à la décroissance  $\beta\gamma$  de  $^{68}Mn$ . Il est probable que cette raie correspond à la transition  $4^+ \rightarrow 2^+$  dans  $^{68}Fe$ .



**Figure 4.2.19.** Spectre en énergie des  $\gamma$  associés à la décroissance  $\beta\gamma$  du  $^{68}Mn$ .

#### 4.2.5. Les isotopes de Fer

Les isotopes de Fer étudiés dans ce travail par décroissance  $\beta\gamma$  s'étendent de  $^{67}Fe$  au  $^{71}Fe$ . Le temps de vie de  $^{71}Fe$  a été mesuré pour la première fois. Les courbes de décroissance pour chaque isotope de Fe sont présentées dans la figure 4.2.20. Les durées de vie extraites de ces courbes sont comparées dans le tableau 4.2.5 avec celles qui sont connues expérimentalement dans la littérature.

Même si, comme c'est le cas de  $^{70}Fe$ , nous observons de nouvelles transitions, nous n'avons pas pu les placer dans un schéma de niveaux des noyaux fils. Les calculs de modèle en couches dans l'espace *fpg* considéré ne donnent pas des résultats cohérents avec les résultats expérimentaux et, donc, nous ne pouvons pas proposer des scénarios pour la structure de ces noyaux.

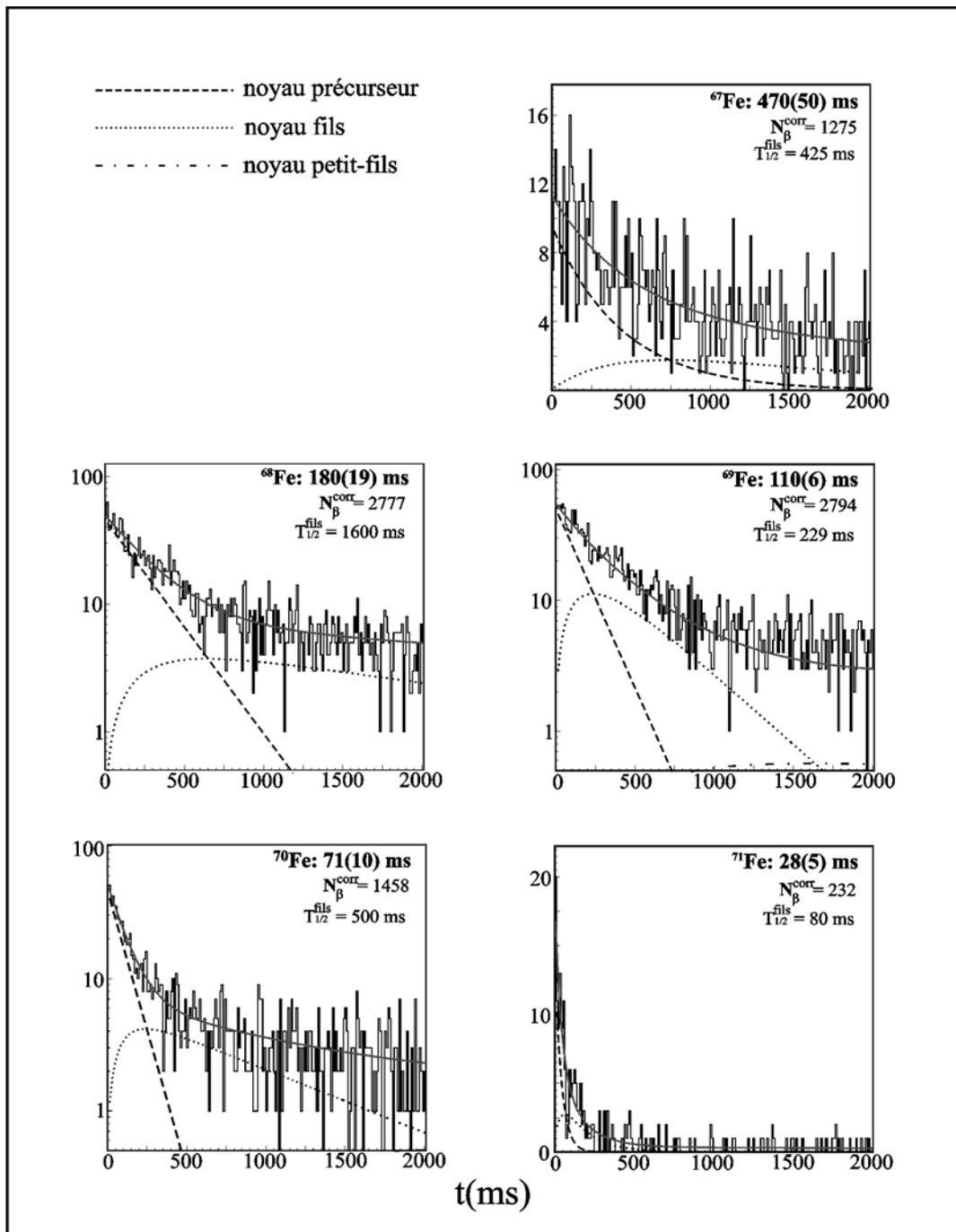


Figure 4.2.20. Courbes de décroissance et temps de vie des isotopes de Fer.

Noyau	$T_{1/2}$ (ms)	$T_{1/2}^{fils}$ (ms)	ref [Sor00]	ref [Ame97]	ref [Sor04]	$E_\gamma$ (keV)
$^{67}\text{Fe}$	304(81)	Libre	500(100)	470(50)	394(9)	192(2) ( $^{67}\text{Co}$ )
$^{68}\text{Fe}$	180(19)	1600(500)	155(50)		187(6)	187(2) ( $^{68}\text{Co}$ ) 114(2), 597(1), 813(1) ( $^{68}\text{Ni}$ )
$^{69}\text{Fe}$	110(6)	229(50)		170(30)	109(9)	273(1) ? ( $^{69}\text{Co}$ ) 290(1) ?, 595(1) ( $^{69}\text{Ni}$ )
$^{70}\text{Fe}$	71(10)	500(300)			94(17)	<b>256(1), 274(1)</b> ( $^{70}\text{Co}$ ) 1260(1) ( $^{70}\text{Ni}$ )
$^{71}\text{Fe}$	<b>28(5)</b>	80(40)				

**Tableau 4.2.5.** Périodes de décroissance des isotopes de Fer étudiés. Comparaison avec les valeurs de la littérature. Les temps de vie des noyaux fils sont ceux utilisés dans l'interpolation des spectres de décroissance. Les barres d'erreurs reflètent l'intervalle en temps dans lequel ils ont pu varier. Les rayonnements  $\gamma$  provenant du fils ou du petit-fils sont aussi donnés.

#### 4.2.6. Les isotopes de Cobalt

Les isotopes de Cobalt ont été produits de  $^{69}\text{Co}$  au  $^{74}\text{Co}$ . Les temps de vie de  $^{73}\text{Co}$  et de  $^{74}\text{Co}$  ainsi que la décroissance  $\beta\gamma$  des  $^{72-73}\text{Co}$  ont été mesurés pour la première fois. La décroissance  $\beta\gamma$  de  $^{70}\text{Co}$  a servi comme test pour les corrélations triples ion lourd -  $\beta$  -  $\gamma$  car la décroissance  $\beta\gamma$  de ce noyau a été étudiée par Mueller *et al* [Mue00].

Dans la suite de ce paragraphe, nous présenterons les résultats concernant les noyaux de  $^{70}\text{Co}$  et  $^{72}\text{Co}$ . Les résultats concernant le  $^{70}\text{Co}$  sont présentés car, à part le fait qu'ils nous aient permis de tester la méthode d'analyse, son schéma de décroissance a été utilisé pour construire celui de  $^{72}\text{Co}$ .

Nous ne pouvons pas proposer de schémas de niveaux pour les noyaux de  $^{71}\text{Ni}$  et  $^{73}\text{Ni}$  à partir des nouvelles transitions observées dans les décroissances  $\beta\gamma$  de  $^{71}\text{Co}$  et de  $^{73}\text{Co}$ .

Noyau	$T_{1/2}$ (ms)	$T_{1/2}^{fils}$ (ms)	ref [Sor00]	ref [Ame97]	69ref [Sor04]	$E_\gamma$ (keV)
$^{69}\text{Co}$	229(24)	11(4)s	190(40)		232(17)	595(1) ( $^{69}\text{Ni}$ )
$^{70}\text{Co}$	108(7)	6(2)s	92(25)	150(20)	121(8)	449(1), 608(1), 683(1), <b>916(1)</b> , 970(1), 1260(1) ( $^{70}\text{Ni}$ )
$^{71\text{m}}\text{Co}$	80(4)	Libre		210(40)	97(2)	281(2), 567(1), 776(1) ( $^{71}\text{Ni}$ )
$^{72}\text{Co}$	55(3)	1.5(5)s		90(20)		<b>455(1), 845(1), 1096(1),</b> <b>1197(1)</b> ( $^{72}\text{Ni}$ ) 377(1) ( $^{72}\text{Cu}$ )
$^{73}\text{Co}$	<b>37(3)</b>	840(200)				<b>238(2), 283(2), 524(1)</b> ( $^{73}\text{Ni}$ )
$^{74}\text{Co}$	<b>19(7)</b>	Libre				

**Tableau 4.2.6.** Périodes de décroissance des isotopes de Cobalt étudiés. Comparaison avec les valeurs de la littérature. Les temps de vie des noyaux fils sont ceux utilisés dans l'interpolation des spectres de décroissance. Les barres d'erreurs reflètent l'intervalle

en temps dans lequel ils ont pu varier. Les rayonnements  $\gamma$  provenant du fils ou du petit-fils sont aussi donnés. L'énergie du premier niveau  $2^+$  dans le  $^{72}\text{Ni}$  a été mesurée pour la première fois.

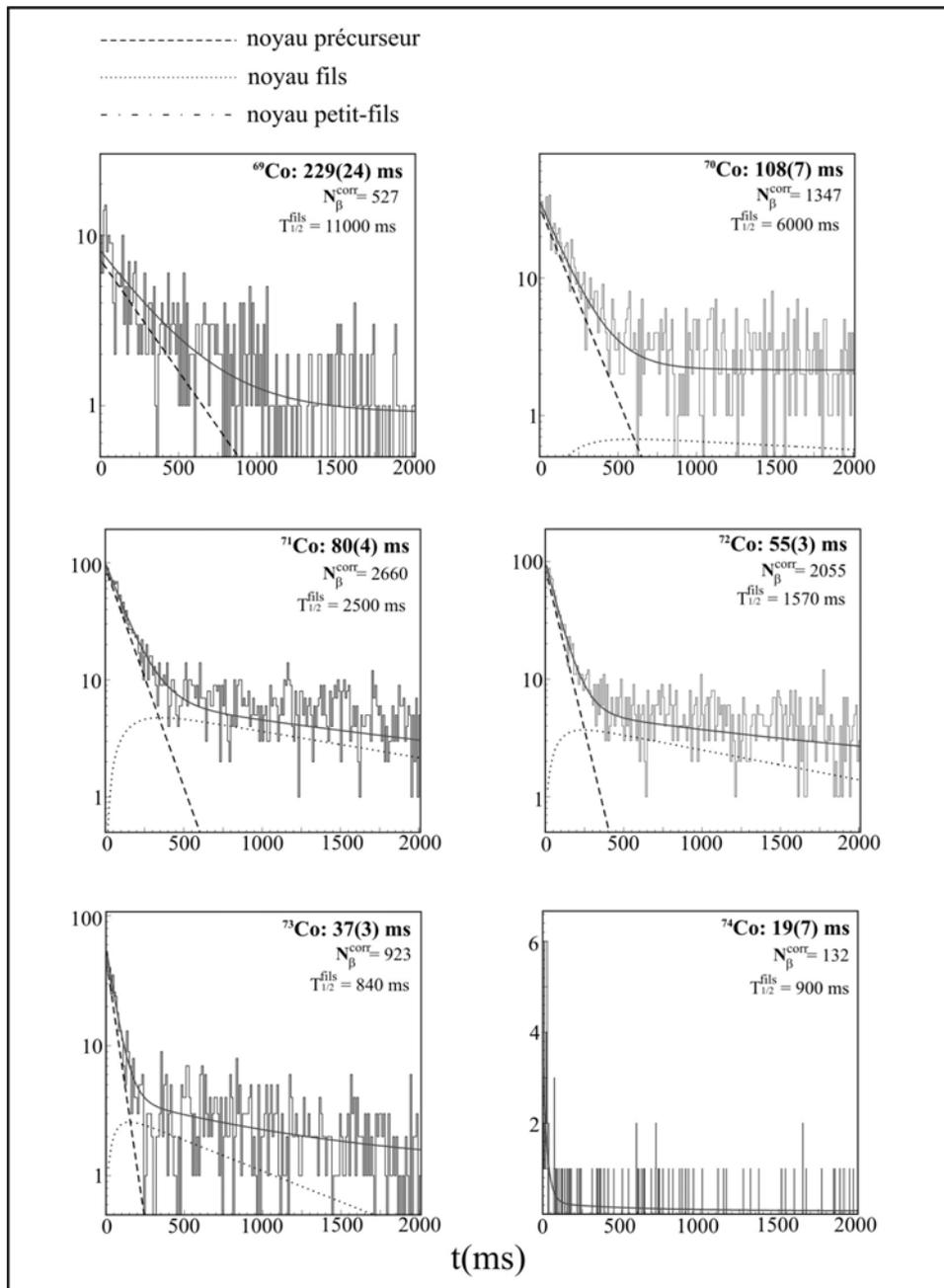


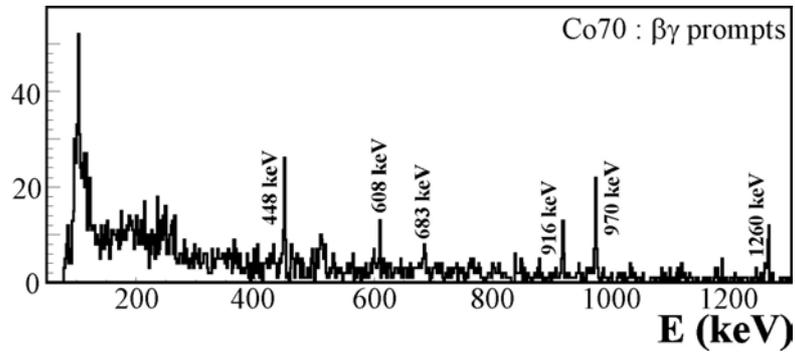
Figure 4.2.21. Courbes de décroissance et temps de vie des isotopes de Cobalt.

#### 4.2.6.1. $\text{Co}^{70}$ :

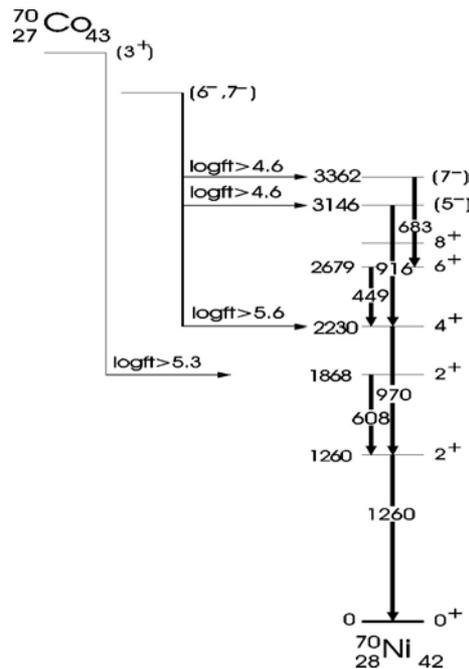
Le temps de vie mesuré du  $^{70}\text{Co}$  est en accord dans un intervalle de confiance de  $2\sigma$  avec les valeurs rapportées dans les références [Sor00, Ame97, Sor04]. Le temps de vie du noyau fils utilisé dans la fonction de lissage a été mesuré par Franchoo *et al* [Fra98]. La décroissance  $\beta\gamma$  de ce noyau a servi comme test de la méthode de corrélations ion lourd -  $\beta$  -  $\gamma$  employée dans notre mesure. Le spectre de décroissance  $\beta\gamma$  est présenté

dans la figure 4.2.22. Les corrélations ion lourd -  $\beta$  ont été faites sur une plage de temps d'une seconde. Ce qui équivaut à  $\sim 10$  fois le temps de vie du  $^{70}\text{Co}$ . Ce temps long a permis d'observer aussi la décroissance de l'isomère  $\beta$  du  $^{70}\text{Co}$  (figure 4.2.23) qui a un temps de vie de 500(120) ms [Mue00].

En plus des transitions  $\gamma$  observées par Mueller *et al* [Mue00], nous avons identifié une transition de 916(1) keV qui pourrait connecter les états ( $5^-$ ) et  $4^+$  (voir figure 4.2.23) dans  $^{70}\text{Ni}$ .



**Figure 4.2.22.** Spectre en énergie des  $\gamma$  associés à la décroissance  $\beta\gamma$  prompt du  $^{70}\text{Co}$ .



**Figure 4.2.23.** Schéma de décroissance de  $^{70}\text{Co}$  [Saw03a]

#### 4.2.6.2. $\text{Co}^{72}$ :

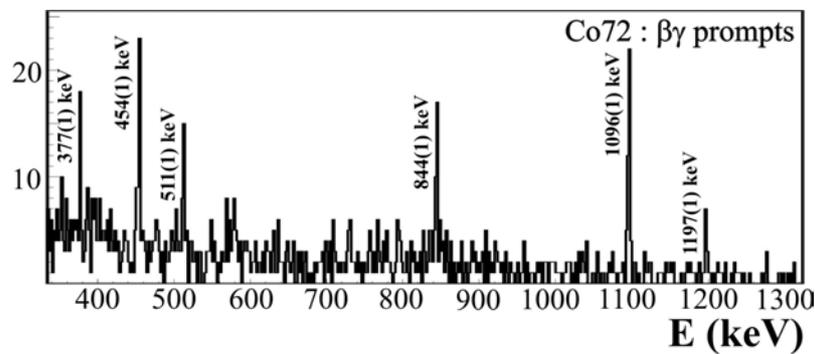
Le temps de vie du niveau fondamental du  $^{72}\text{Co}$  a été mesuré en prenant pour la période du noyau-fils la valeur de 1.57(5) s mesurée par Franchoo *et al* [Fra98].

Le spectre  $\gamma$ , en coïncidence avec la décroissance  $\beta$  de  $^{72}\text{Co}$ , est présenté sur la figure 4.2.24. Les transitions de 454(1), 844(1), 1096(1) et 1197(1) keV appartiennent à la

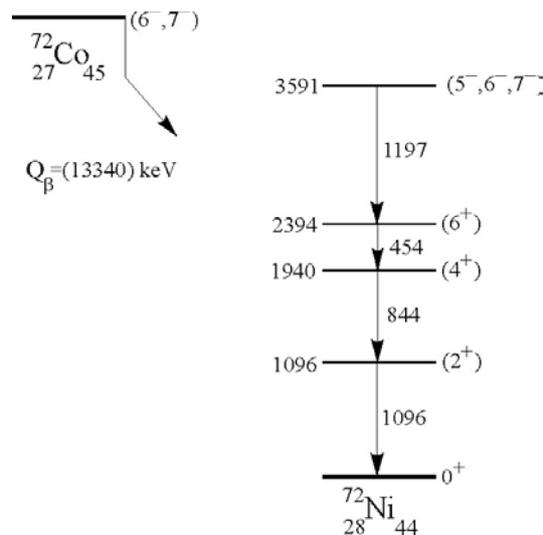
décroissance directe du  $^{72}\text{Co}$ , tandis que la raie à 377 keV provient de la décroissance  $\beta$  du fils,  $^{72}\text{Ni}$ .

Le schéma de décroissance proposé sur la figure 4.2.25 a été construit par comparaison avec le schéma de décroissance du  $^{70}\text{Co}$ . Il est très probable que le niveau fondamental du  $^{72}\text{Co}$  correspond au couplage  $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu g_{9/2}^1$  et a un spin et une parité de  $(6,7)^-$ . Nous n'avons pas d'évidence pour la persistance de l'isomère  $\beta$  de parité positive  $3^+$  dans ce noyau comme c'est le cas pour les noyaux de  $^{66-70}\text{Co}$ . Sa configuration correspondrait probablement au couplage  $\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \nu p_{1/2}^{-1} g_{9/2}^6$ . Il est cependant possible que ce type de configuration ne soit pas très bas en énergie, l'occupation importante de l'orbitale  $g_{9/2}$  empêchant la formation d'un trou dans  $p_{1/2}$ . La transition la plus intense est celle d'énergie 1096(1) keV. Nous l'avons attribué en raison de son intensité à la désexcitation du premier niveau  $2^+$  vers le fondamental de  $^{72}\text{Ni}$ .

La tentative d'attribution de spin et parité pour le niveau à 3591 keV a été faite sur la base de la valeur de  $\log ft$  associée,  $>4.8(2)$ , qui est caractéristique d'une transition  $\beta$  permise.



**Figure 4.2.24.** Spectre en énergie des  $\gamma$  associés à la décroissance  $\beta\gamma$  prompt de  $^{72}\text{Co}$ .



**Figure 4.2.25.** Schéma de décroissance proposé pour le noyau de  $^{72}\text{Co}$ .

#### 4.2.7. Résumé des décroissances $\beta$ des noyaux étudiés

Le tableau 4.2.7 résume les temps de vie des noyaux étudiés ainsi que les valeurs des périodes rapportées dans les références : ref1 = [Sor00], ref2 = [Ame97], ref3 = [Han99], ref4 = [Sor04], ref5 = [Sor03b].

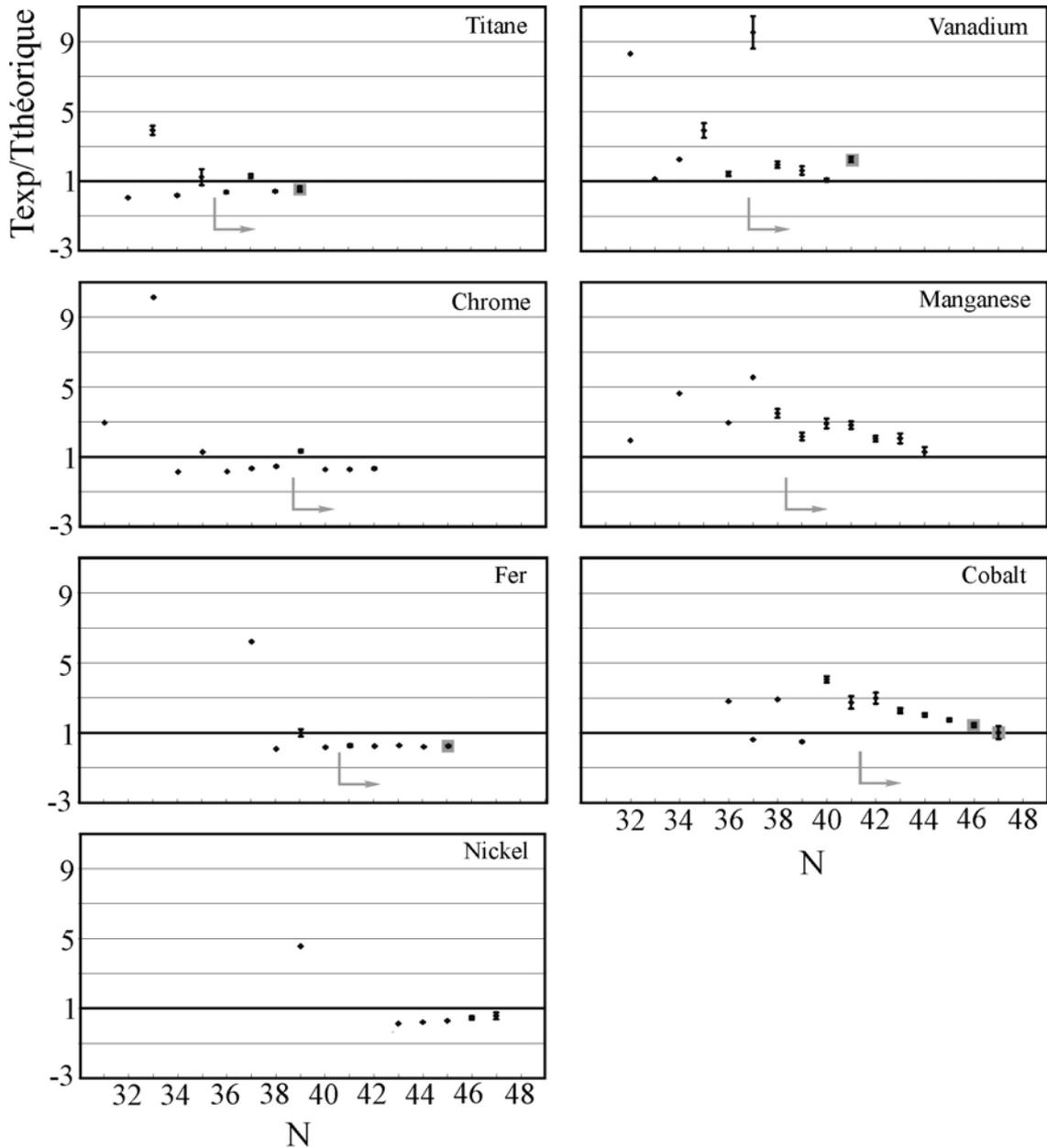
Noyau	A	$T_{1/2}$	ref1	ref2	ref3	ref4	ref5
<b>Ti</b>	58	57(10)	47(10)			59(9)	
	59	27.5(2.5)	58(17)			30(3)	
	60	22.4(2.5)				22(2)	
	61	<b>15(4)</b>					
<b>V</b>	61	52.6(4.2)	43(7)				47(1.2)
	62	33.6(2.3)	65(31)				33.5(2.0)
	63	19.2(2.4)					17(3)
	64	<b>19(8)</b>					
<b>Cr</b>	63	128(8)	113(16)	110(70)		129(2)	
	64	42(2)	44(12)			43(1)	
	65	28(3)				27(3)	
	66	23(4)				10(6)	
<b>Mn</b>	64	90(9)	85(5)	140(30)	89(4)	91(4)	
	65	84(8)	100(8)	110(20)	88(4)	92(1)	
	66	65(5)	62(14)	90(20)	66(4)	64(2)	
	67	51(4)			42(4)	47(4)	
	68	29(4)			28(4)	28(8)	
	69	18(4)			14(4)		
<b>Fe</b>	67	304(81)	500(100)	470(50)		394(4)	
	68	180(19)	155(50)			187(6)	
	69	110(6)		170(30)		109(9)	
	70	71(10)				94(17)	
	71	<b>28(5)</b>					
<b>Co</b>	69	229(24)	190(40)			232(17)	
	70	108(7)	92(25)	150(20)		121(8)	
	71	80(4)		210(40)		97(2)	
	72	55(3)		90(20)			
	73	<b>37(3)</b>					
	74	<b>19(7)</b>					

**Tableau 4.2.7.** Périodes de décroissance des noyaux étudiés. Les références pour les autres mesures sont, dans l'ordre : [Sor00], [Ame97], [Han99], [Sor03a], [Sor03b].

Des différences assez importantes existent entre nos résultats et ceux d'Ameil *et al* [Ame97] pour de nombreux cas. Ce désaccord avec les données de Ameil *et al* est aussi vrai pour d'autres mesures effectuées par d'autres groupes : Hannawald *et al* [Han99]

pour les isotopes de Manganèse, Sorlin *et al* [Sor03a] pour les isotopes de Manganèse, de Fer et de Cobalt. Il est donc possible que les mesures réalisées au GSI soient affectées par des erreurs systématiques.

Nous avons comparé les temps de vie des noyaux étudiés avec ceux calculés par Möller *et al* dans la compilation [Möl97] (figure 4.2.26).



**Figure 4.2.26.** Comparaison entre les valeurs calculées dans [Möl97] et les valeurs expérimentales des temps de vie pour les noyaux avec  $Z=22-28$  et  $N>32$ . Les nouveaux résultats expérimentaux sont encadrés par des carrés. Les flèches indiquent les temps de vie mesurés dans cette thèse.

Les calculs de périodes impliquent l'évaluation ou le calcul des masses (pour ce qui concerne  $Q_\beta$ ) et des probabilités de transition. Le modèle de Möller *et al* est un modèle macroscopique/microscopique. L'énergie potentielle totale est calculée en fonction de la déformation, du nombre de protons et de neutrons. Elle est donnée par la somme d'un

terme macroscopique calculé avec le modèle FRDM (Finite Range Droplet Model) et un terme microscopique qui inclut les corrections de couches et d'appariement. L'énergie de l'état fondamental est minimisée par rapport à la déformation. Les énergies à une particule sont calculées à partir d'un potentiel 'folded-Yukawa'. Une compilation des masses et les déformations ainsi calculées a été publiée dans la référence [Mö195].

Les temps de vie  $\beta$  ont été calculés seulement pour des transitions de type Gamow-Teller avec l'approximation QRPA (Quasi-particle Random Phase Approximation) et avec les fonctions d'onde et les niveaux à une particule calculés pour la déformation qui minimise l'énergie de l'état fondamental.

La figure 4.2.26 représente les rapports entre les valeurs expérimentales et celles théoriques pour les éléments de  $Z=22$  à  $Z=28$  en prenant les isotopes les plus exotiques. Ces rapports varient entre 0.08 pour  $^{65}\text{Fe}$  et 9.4 pour  $^{60}\text{V}$ . Nous observons une tendance vers  $T_{\text{expérimental}}/T_{\text{théorique}} = 1$  pour les noyaux très riches en neutrons.

Encore plus intéressante est la similitude entre ces rapports pour  $Z$  pair et pour  $Z$  impair. On observe que, sauf quelques exceptions, pour les noyaux très riches en neutrons les isotopes ayant  $Z$  pair ont le rapport expérience sur théorie inférieur à 1, tandis que ceux avec  $Z$  impair ont ce rapport supérieur à 1.

#### 4.2.8. Conclusions

Dans l'expérience décrite dans ce chapitre, nous avons étudié la structure à basse énergie des noyaux très riches en neutrons autour de  $N=40$ . Les états excités observés dans ces noyaux ont été peuplés par la décroissance  $\beta$  ou par la réaction de fragmentation dans le cas des états isomères.

Pour la sélection des fragments, le spectromètre LISE2000 a été utilisé pour la première fois. LISE2000 a une acceptance 3 fois plus grande que le spectromètre LISE standard. Pour la détection des rayonnements  $\gamma$ , nous avons utilisé 4 détecteurs EXOGAM dont 3 de grande taille. Ainsi, nous avons eu une efficacité de détection de 5.4(8) % pour l'énergie 1.33 MeV.

Nous avons observé deux nouveaux états isomères dans le noyau de  $^{59}\text{Ti}$  ainsi qu'un nouvel état isomère dans le noyau de  $^{61}\text{Ti}$ . Une tentative de schéma de niveau pour le noyau de  $^{59}\text{Ti}$  a été proposée en tenant compte des temps de vie des deux états isomères ainsi que de la décroissance  $\beta$  vers le  $^{59}\text{V}$ .

Nous avons mesuré 29 temps de vie  $\beta$  de noyaux riches en neutrons, dont 4 avec une meilleure précision ( $^{66}\text{Cr}$ ,  $^{69}\text{Mn}$ ,  $^{70}\text{Fe}$ ,  $^{72}\text{Co}$ ) et 5 pour la première fois ( $^{73,74}\text{Co}$ ,  $^{71}\text{Fe}$ ,  $^{64}\text{V}$  et  $^{61}\text{Ti}$ ).

Un schéma de niveaux a été proposé pour la première fois pour le noyau de  $^{72}\text{Ni}$  à partir de la décroissance  $\beta$  du noyau de  $^{72}\text{Co}$ . La transition de 1096(1) keV étant la plus intense, nous l'assignons à la désexcitation du premier état  $2^+$  vers l'état fondamental. Ainsi, nous avons ajouté un nouveau point sur la systématique des énergies des états  $E(2^+)$  présenté dans l'introduction. Nous n'avons pas eu d'indications sur le positionnement du premier état  $8^+$ . La persistance d'un état  $8^+$  isomère dans le noyau  $^{72}\text{Ni}$  reste encore une question ouverte.

Nous avons aussi une indication sur l'énergie du premier état  $2^+$  dans le noyau de  $^{68}\text{Fe}$ .

L'étude de la structure à basse énergie par décroissance  $\beta$  est complémentaire à celle faite par mesures des états isomères. Ainsi, nous avons remis en question le positionnement de l'état isomère et les assignations de spin et de parité des niveaux du  $^{67}\text{Fe}$  tels qu'ils ont été proposés dans la référence [Saw03]. La structure du noyau de  $^{61}\text{V}$  a été aussi remise en question.

## 5. Discussions

Nous avons sondé l'évolution de l'interaction spin-orbite dans des noyaux très riches en neutrons autour de  $N=40$  à l'aide de la décroissance  $\beta$  de type Gamow-Teller et de la mesure de moments magnétiques.

Les noyaux étudiés ont été produits par la réaction de fragmentation soit dans leurs états fondamentaux ou isomères soit peuplés par la décroissance  $\beta$  des noyaux produits dans la fragmentation.

Les mesures de facteurs  $g$  ou de l'énergie des états excités peuplés dans la décroissance  $\beta$  ne sont pas des informations directes sur la déformation des noyaux. Elles donnent des indications sur la sphéricité ou la collectivité des noyaux en faisant des comparaisons avec des modèles nucléaires.

Les calculs de modèles en couches faits dans cette thèse ont utilisé dans la plupart des cas l'interaction  $fp_g$  qui est une nouvelle interaction proposée pour décrire la structure à basse énergie des noyaux autour de  $N=40$ . Cette interaction a été construite à partir des éléments de matrice à deux corps proposée par Poves *et al* [Pov01] pour l'espace  $fp$ , KB3G. Cette interaction a été modifiée par Nowacki [Now96] pour inclure l'orbitale  $g_{9/2}$ . Elle est définie par un cœur de  $^{56}\text{Ni}$  et un espace de valence qui inclut l'orbitale  $g_{9/2}$  et porte le nom  $rg$ .

Les éléments de matrice à deux corps définis dans les espaces  $fp$  et  $rg$  ont été utilisés pour construire l'interaction  $fp_g$ . Ceux provenant de l'espace  $rg$  ont été recalés avec un facteur  $A^{-1/3}$  pour tenir compte du changement du rayon nucléaire entre les noyaux de  $^{56}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}$ .

Les éléments de matrices à deux corps manquants, qui décrivent le couplage entre les orbitales  $f_{7/2}$  et  $g_{9/2}$ , proviennent de la référence [Kah69].

Les énergies à une particule utilisées sont :  $\epsilon f_{7/2}=0.0$  MeV,  $\epsilon p_{1/2}=2.0$  MeV,  $\epsilon f_{5/2}=6.5$  MeV,  $\epsilon p_{1/2}=4.0$  MeV et  $\epsilon g_{9/2}=9.0$  MeV. Elles sont les mêmes pour les protons et pour les neutrons car le formalisme utilisé est celui de l'isospin et l'interaction coulombienne est négligée. Comme elle n'est pas connue expérimentalement, l'énergie de l'orbitale  $g_{9/2}$  a été fixée à 9 MeV dans le noyau de  $^{41}\text{Ca}$ . Le centroïde  $V_{f_{7/2}g_{9/2}}$  est défini comme :

$$V_{f_{7/2}g_{9/2}} = \frac{\sum_J (2J+1) \langle f_{7/2}g_{9/2}; J | V | f_{7/2}g_{9/2}; J \rangle}{\sum_J (2J+1)} \quad (5.1)$$

Il a été varié pour reproduire l'énergie d'excitation du premier niveau  $9/2^+$  dans le noyau  $^{57}\text{Ni}$  en considérant un cœur fermé de  $^{56}\text{Ni}$ .  $V$  représente le potentiel d'interaction à deux corps et  $J$  est le couplage entre les deux orbitales.

Cette interaction a donné de bons résultats pour les noyaux pair-pair de Nickel, ainsi que pour les noyaux de Fer et de Chrome jusqu'à  $N=36$  [Cau02].

Pour les calculs effectués dans ce travail, nous avons modifié le centroïde défini dans la formule 5.1 pour augmenter l'énergie de l'orbitale  $g_{9/2}$  qui était trop basse dans les noyaux de  $^{57}\text{Ni}$  et de  $^{49}\text{Ca}$ . Cela a été réalisé en ajoutant 120 keV de répulsion dans les éléments de matrice à deux corps avec  $T=1$  et 240 keV d'attraction dans les éléments de matrice à deux corps avec  $T=0$ . Cette modification a été faite sur les centroïdes :

$$\begin{aligned} V_{f_{7/2}g_{9/2}}^{T=1} &= V_{f_{7/2}g_{9/2}}^{T=1} + 120 \text{ keV} \\ V_{f_{7/2}g_{9/2}}^{T=0} &= V_{f_{7/2}g_{9/2}}^{T=0} - 240 \text{ keV} \end{aligned}$$

Nous avons utilisé comme espace de valence en protons les orbitales  $f_{7/2}$ ,  $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$  et en neutrons les orbitales  $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$ ,  $p_{1/2}$ ,  $g_{9/2}$  avec un cœur inerte de  $^{40}\text{Ca}$  et 8 neutrons bloqués dans  $f_{7/2}$ .

### 5.1. L'énergie des états $2^+$ dans les isotopes pairs-pairs de Nickel, Fer et Chrome

La figure 5.1 présente la comparaison des énergies  $E(2^+)$  calculées et expérimentales. Pour les isotopes de Nickel, l'accord est bon et l'effet de couches à  $N=40$  est bien reproduit. L'énergie calculée  $E(2^+)$  dans le noyau  $^{68}\text{Ni}$  est plus grande que celle calculée avec l'interaction initiale  $fpg$  dans la référence [Cau02]. Cette différence est due au changement que nous avons fait pour augmenter l'énergie de l'orbitale  $g_{9/2}$ .

Les points expérimentaux entourés par des contours gris sont les énergies  $E(2^+)$  des noyaux  $^{72}\text{Ni}$  et  $^{68}\text{Fe}$  assignées pour la première fois dans ce travail.

L'énergie  $E(2^+)$  du  $^{72}\text{Ni}$  ne change pas beaucoup par rapport à celle du noyau  $^{70}\text{Ni}$  (seulement 164 keV de différence). Ce comportement est en accord avec le fait que ces états dans les deux noyaux sont caractérisés par le couplage à  $2^+$  de deux neutrons dans l'orbitale  $g_{9/2}$ . Il est très probable que jusqu'à  $N=48$  l'énergie du niveau  $2^+$  dans les isotopes de Nickel reste presque constante et égale à l'énergie nécessaire pour coupler 2 neutrons de  $0^+$  à  $2^+$  dans l'orbitale  $g_{9/2}$ .

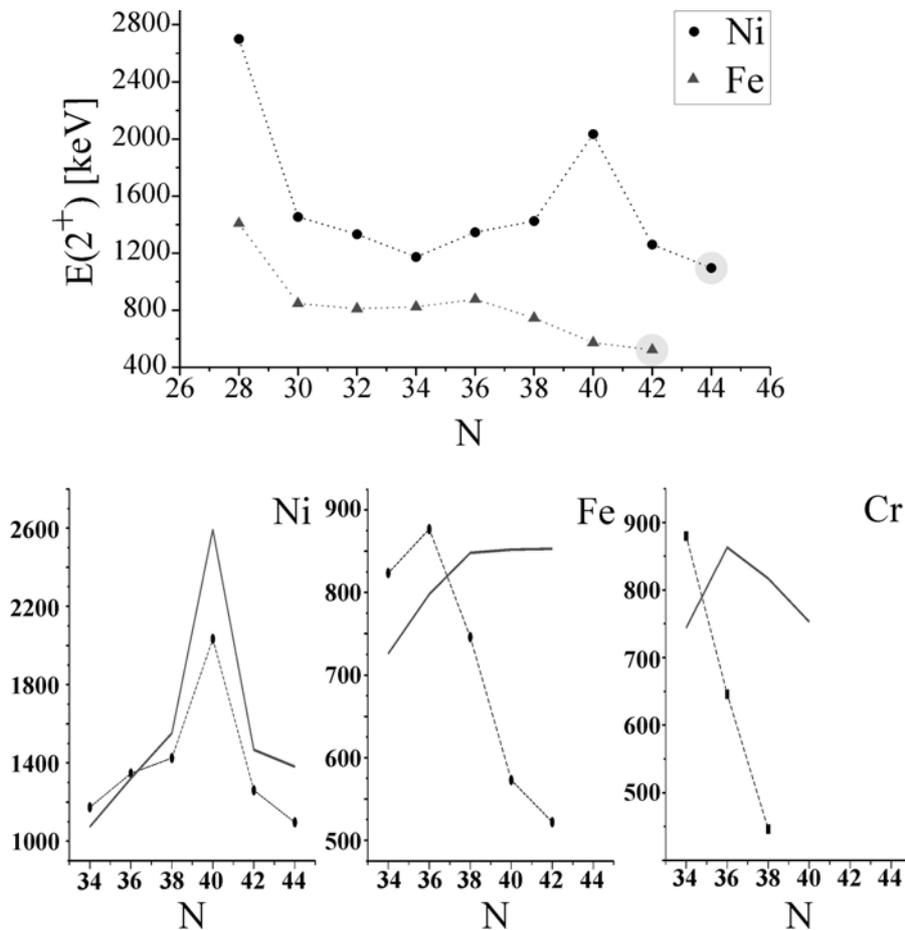
L'énergie du premier état  $2^+$  dans le noyau de  $^{68}\text{Fe}$  reste aussi basse que dans son voisin,  $^{66}\text{Fe}$ . Le paramètre de déformation,  $\beta$ , peut être calculé à partir de la formule empirique de Raman [Ram01] :

$$\beta_2 = \text{const} \times \sqrt{A^{-0.69} / E(2^+)}$$

En utilisant comme référence le noyau de  $^{76}\text{Ge}$  dont nous connaissons le paramètre de déformation  $\beta_2=0.26$  et à partir de la valeur mesurée de la probabilité de transition  $B(E2)$  ( $E(2^+)=563$  keV) [Ram01], nous pouvons déduire une déformation  $\beta_2 \sim 0.25$  pour le  $^{66}\text{Fe}$  et de  $\beta_2 \sim 0.24$  pour le  $^{68}\text{Fe}$ .

De plus, si nous assignons la raie de 867 keV observée dans le  $^{68}\text{Fe}$  à la transition  $4^+ \rightarrow 2^+$ , le rapport  $E(4^+)/E(2^+)$  est égal à 2.7 ce qui indique une collectivité très importante

dans ce noyau. Dans le noyau voisin,  $^{66}\text{Fe}$ , Hannawald *et al* [Han98] ont aussi indiqué un niveau  $4^+$  à 1414 keV, ce qui fait un rapport  $E(4^+)/E(2^+) = 2.5$ .

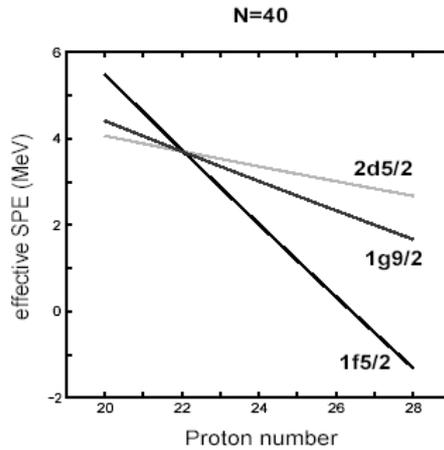


**Figure 5.1.** *Systématique des états  $2^+$  mesurés pour les isotopes de Nickel et de Fer (en haut). Les points entourés par des contours gris sont des résultats obtenus lors de ce travail. En bas, les valeurs expérimentales des niveaux  $2^+$  (représentées par les points connectés par les traits pointillés) sont comparées aux valeurs calculées avec le modèle en couches utilisant l'interaction *fpg* modifiée (les lignes continues).*

Les isotopes de Nickel sont bien décrits par le modèle en couches car ils sont caractérisés par une couche fermée en protons. Cette fermeture fait que l'interaction proton-neutron, qui est responsable de la déformation au milieu des couches, est négligeable.

La comparaison entre les valeurs calculées et expérimentales pour les isotopes de Fer et de Chrome amène à une conclusion similaire à celle présentée par Caurier *et al* [Cau02]. Les calculs de modèle en couches dans l'espace *fpg* ne reproduisent pas l'abaissement de  $E(2^+)$  à partir de  $N=36$ .

La réponse à cette défaillance est que nous ne pouvons pas développer la collectivité dans un modèle en couches sphérique avec un espace de valence constitué d'une seule couche majeure [Zuk95]. La collectivité peut se développer dans un modèle en couches sphériques que si on considère 2 couches majeures ou, au moins, une couche majeure plus l'orbitale de parité opposée qui est présente au-dessus de cette couche majeure.



**Figure 5.2.** Les énergies individuelles effectives pour les noyaux avec  $N=40$  [Now02].

Les énergies individuelles effectives pour les noyaux avec  $N=40$  sont représentées dans la figure 5.2. Les corrélations quadrupolaires qui sont à l'origine de la déformation peuvent être prises en compte si, dans l'espace de valence considéré, nous avons au moins une séquence d'orbitales de type  $(j, j-2)$ . Cela implique dans notre cas l'inclusion de l'orbitale  $vd_{5/2}$  dans l'espace de valence. Ainsi, les deux conditions nécessaires pour pouvoir développer la déformation dans les isotopes de Fer et de Chrome sont réunies :

- ✓ Le nombre des protons diminue lorsqu'on va vers les isotopes de Fer et de Chrome. Cela a pour conséquence la diminution de l'interaction entre les partenaires de spin-orbite  $\nu f_{5/2}$  et  $\pi f_{7/2}$ . L'orbitale  $\nu f_{5/2}$  s'approche de l'orbitale  $g_{9/2}$  ce qui diminue l'effet de couches à  $N=40$ .
- ✓ La quasi-dégénérescence entre les orbitales  $g_{9/2}$  et  $d_{5/2}$  donne lieu à une séquence  $(j, j-2)$  au dessus de la surface de Fermi qui favorise les configurations déformées de type 2 particules-2 trous.

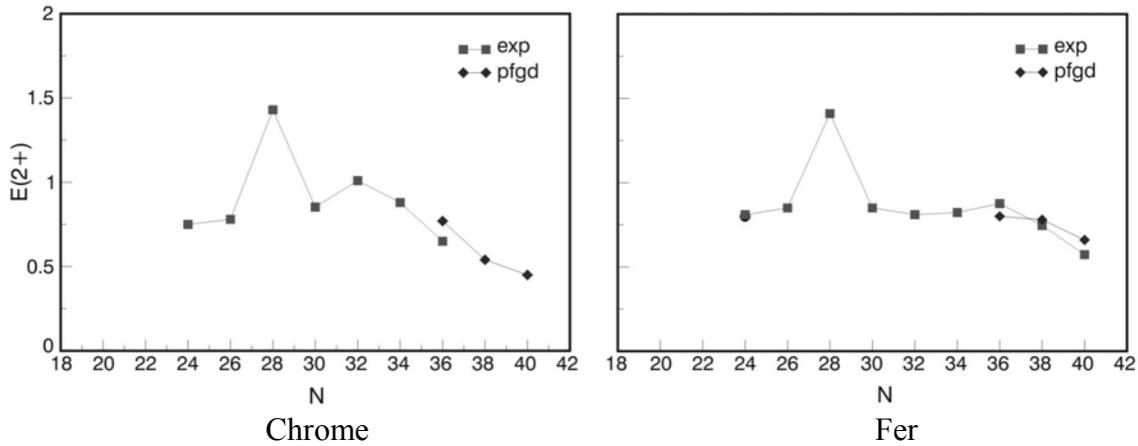
Le même type d'argument a été utilisé pour expliquer 'l'îlot de déformation' autour du  $^{34}\text{Si}$  [Cau02].

Les calculs de modèle en couches dans un espace de valence  $fpg+d_{5/2}$  demandent des ordinateurs avec une très grande puissance de calculs et de stockage. Ces calculs ont été faits par Caurier *et al* [Cau02] pour les isotopes de Fer et de Chrome avec un cœur fermé de  $^{52}\text{Ca}$  et en permettant les excitations des neutrons dans les orbitales  $g_{9/2}$  et  $d_{5/2}$ . Les éléments de matrice à deux corps qui incluent l'orbitale  $d_{5/2}$  ont été pris à partir de la référence [Kah69]. Les résultats sont en bon accord (figure 5.3) avec les valeurs expérimentales des énergies  $E(2^+)$  même au-delà de  $N=36$ .

Nous pouvons conclure par comparaison avec les résultats de modèle en couches que l'abaissement des énergies  $E(2^+)$  est une indication sur l'installation de la déformation dans les isotopes de Fer et encore plus dans ceux de Chrome riches en neutrons. Une déformation importante est attendue dans les noyaux de  $^{60,62}\text{Cr}$  [Sor03b].

Il est nécessaire de tester les interactions  $fpg$  et  $fpg+d_{5/2}$  sur un plus grand nombre de données expérimentales. Cependant, peu de données sont disponibles pour cette région. Les probabilités de transition réduites  $B(E2)$  sont connues dans les isotopes de Nickel jusqu'à  $N=42$ , dans les isotopes de Fer jusqu'à  $N=34$  et dans ceux de Chrome jusqu'à

N=32. La structure à basse énergie d'excitation dans les autres noyaux est aussi assez peu connue.



**Figure 5.3.** Calculs de modèle en couches dans un espace de valence  $fpg+d_{5/2}$  pour les isotopes de Fer et de Chrome avec un cœur fermé de  $^{52}\text{Ca}$  et en permettant les excitations des neutrons dans les orbitales  $g_{9/2}$  et  $d_{5/2}$  [Cau02].

Les moments magnétiques expérimentaux et la distribution expérimentale de la force de Gamow Teller sont des quantités qui peuvent, elles aussi, être prises en compte pour tester l'interaction considérée.

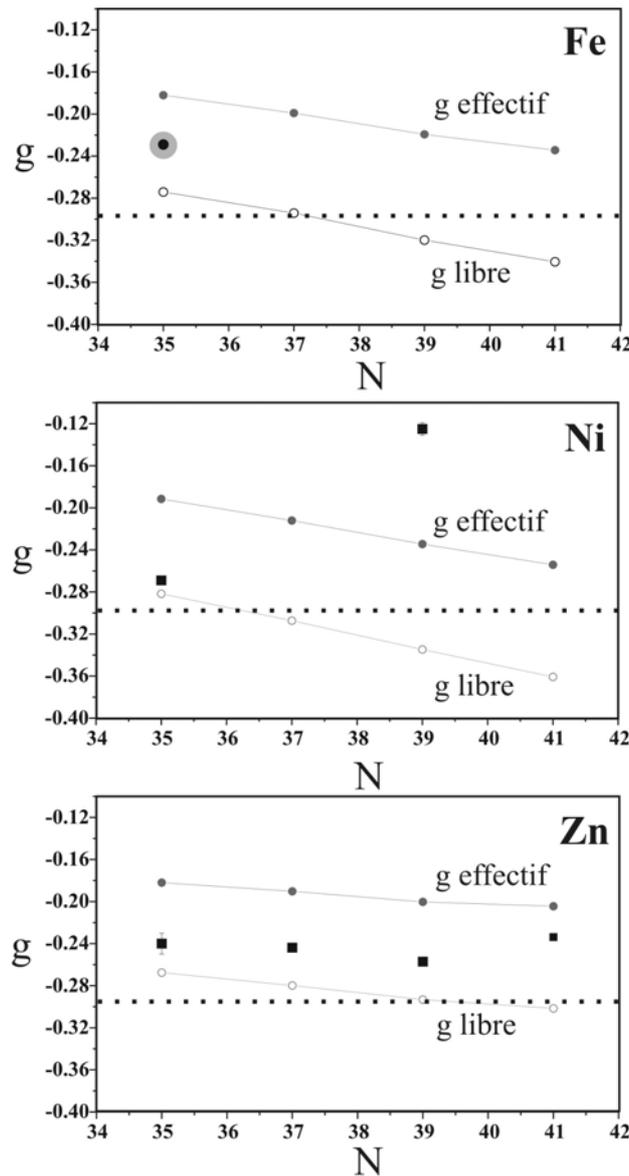
Nous avons calculé la distribution de la force de Gamow Teller pour le noyau de  $^{67}\text{Mn}$  (§4.2.4) avec l'interaction  $fpg$ . Ainsi, nous avons comparé les probabilités d'alimentation des états excités dans le  $^{67}\text{Fe}$  mesurées avec celles calculées. Les résultats expérimentaux et théoriques sont en bon accord bien que les calculs ne reproduisent pas correctement la somme de Ikeda [Ike63], en vertu de laquelle la force de Gamow Teller devrait être égale à  $3(N - Z)$ .

Ce problème vient du fait que l'espace  $fpg$  considéré n'inclut pas tous les partenaires de spin-orbite. L'orbitale  $\nu f_{7/2}$  est fermée, il n'y a pas de conservation de l'isospin et l'orbitale  $g_{7/2}$  ne fait pas partie de l'espace de valence tandis que son partenaire de spin-orbite,  $g_{9/2}$ , en fait partie. Le fait que les calculs arrivent à reproduire assez bien les résultats expérimentaux est dû au fait que les transitions de Gamow Teller vers les états de basse énergie dans le noyau fils sont dominées par  $\nu f_{5/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ . Il est donc peu probable que les calculs de la distribution de la force de Gamow Teller, dans les noyaux autour de  $N=40$ , puisse être réalisée dans le cadre du modèle en couches classique. Considérer tous les partenaires de spin-orbite dans un espace incluant l'orbitale  $g_{9/2}$  est peu réalisable car les dimensions des calculs dépassent de loin les possibilités des ordinateurs d'aujourd'hui.

En ce qui concerne les temps de vie  $\beta$  des noyaux très riches en neutrons, les calculs sont beaucoup plus sensibles aux valeurs de  $Q_\beta$  utilisées. La probabilité de transition Gamow Teller dépend de  $Q_\beta$  selon la relation  $(Q_\beta - E^*)^5$ , où  $E^*$  est l'énergie d'excitation de l'état peuplé par la décroissance  $\beta$  dans le noyau fils. Les fenêtres en énergie  $Q_\beta$  des noyaux que nous avons utilisées sont des extrapolations faites par Audi *et al* [Aud95] qui ont aussi de grandes barres d'erreurs. Il est donc impératif que les masses de ces noyaux soient connues si possible avec une meilleure précision.

## 5.2. Facteurs gyromagnétiques des états isomères $9/2^+$ dans les isotopes de Fer, Nickel et Zinc

Nous avons aussi comparé sur la figure 5.4 les moments magnétiques des états  $9/2^+$  calculés avec ceux expérimentaux présentés dans cette thèse (pour le  $^{61}\text{mFe}$ ) ou dans d'autres références [Sto98, Mul89, Geo02] pour les isotopes de Fer, Nickel et Zinc entre  $N=35$  et  $N=41$ . Les résultats expérimentaux sont représentés par des carrés, tandis que les valeurs calculées, en considérant  $g_{\text{libre}}^s$  et  $g_{\text{effectif}}^s = 0.7 \cdot g_{\text{libre}}^s$ , par des cercles.



**Figure 5.4.** Facteurs gyromagnétiques expérimentaux et calculés pour les états isomères  $9/2^+$  dans les isotopes de Fer, Nickel et Zinc entre  $N=35$  et  $N=41$ . Les valeurs expérimentales sont représentées par les carrés. Le point expérimental entouré par le contour gris est un résultat de ce travail. Les valeurs calculées, en considérant  $g_{\text{libre}}^s$  et  $g_{\text{effectif}}^s = 0.7 \cdot g_{\text{libre}}^s$ , sont représentées par des cercles. La valeur effective du facteur  $g$  de Schmidt est indiquée par les lignes horizontales pointillées.

Pour les isotopes de Fer et de Zinc, les valeurs expérimentales se situent entre les valeurs de facteurs g libres et effectifs. La valeur expérimentale du  $^{67}\text{Ni}$  n'est pas reproduite par les calculs.

Il est intéressant de remarquer que les valeurs expérimentales de facteurs gyromagnétiques des états  $9/2^+$  dans les isotopes de Zinc ont une tendance ascendante à  $N=41$ . Le même comportement apparaît pour les facteurs g des états  $9/2^+$  dans les isotopes de Germanium (figure 3.2.20, paragraphe 3.2.4). Si à  $N=40$  apparaît un effet de couches, les valeurs expérimentales auraient dû s'approcher de la valeur de Schmidt pour un neutron dans l'orbitale  $g_{9/2}$ , c'est-à-dire  $-0.425$  pour  $g_{libre}^s$  ou  $-0.298$  pour

$g_{effectif}^s$ .

Les calculs de modèle en couches dans l'espace de valence  $fp_g$  n'arrivent pas à reproduire cette tendance ascendante. Il est peu probable que les valeurs calculées changent si on inclut dans l'espace de valence l'orbitale  $d_{5/2}$ . Sa présence est nécessaire pour créer des excitations quadrupolaires auxquelles les facteurs g sont peu sensibles [Ney03].

Dans le paragraphe §2.3.3, nous avons précisé quelques facteurs qui peuvent influencer la valeur du facteur gyromagnétique. Parmi eux, d'un intérêt particulier est le mélange dans la fonction d'onde décrivant l'état nucléaire des configurations de type 'spin-flip'. Le mélange d'environ 2% d'une configuration  $(\pi f_{7/2}^{-1} \otimes \pi f_{5/2}^1)_{J^\pi=1^+}$  dans la fonction d'onde de l'état  $9/2^+$  peut expliquer la valeur expérimentale anormale du facteur g [Geo02] dans le noyau de  $^{67}\text{Ni}$ . Il est possible que ce type de configurations ne soit pas pris en compte correctement dans l'interaction  $fp_g$ .



## 6. Conclusions et perspectives

Dans ce travail nous avons présenté les résultats acquis dans deux expériences différentes qui ont eu comme but commun l'étude du rôle joué par l'orbitale  $g_{9/2}$  dans la structure des noyaux riches en neutrons autour de  $N=40$ .

Les noyaux étudiés ont été produits dans les deux cas par la fragmentation du projectile aux énergies intermédiaires et séparés en vol avec le spectromètre LISE ou LISE2000.

Dans la première expérience, nous avons mesuré le facteur gyromagnétique de l'état isomère  $9/2^+$  du  $^{61}\text{Fe}$  ainsi que l'alignement résultant pour les noyaux  $^{61}\text{Fe}$  et  $^{54}\text{Fe}$  produits par fragmentation du projectile  $^{64}\text{Ni}$ , d'énergie de 54.67 MeV/u sur une cible de Béryllium.

Le dispositif expérimental utilisé a été amélioré par rapport à celui utilisé par Georgiev *et al* [Geo02]. L'utilisation d'un détecteur en plastique de 50  $\mu\text{m}$  à la place d'un détecteur en silicium de 300  $\mu\text{m}$  a permis une meilleure conservation de l'alignement en diminuant la probabilité de capturer des électrons par les fragments orientés.

L'utilisation d'un suppresseur de paquets a réduit le bruit de fond  $\gamma$  engendré par la fréquence élevée d'implantation des fragments dans le cristal. Nous avons mesuré une augmentation d'un facteur  $\sim 3$  dans l'amplitude des fonctions  $R(t)$  mesurées en utilisant le suppresseur de paquets.

L'alignement obtenu pour les fragments de  $^{54}\text{Fe}$  et  $^{61}\text{Fe}$  a été comparé avec des simulations faites en utilisant le modèle participant spectateur [Dau01]. Un accord assez bon entre les valeurs expérimentales et calculées a été obtenu dans le cas où le suppresseur des paquets a été utilisé.

Le facteur gyromagnétique mesuré de l'état isomère  $9/2^+$  du  $^{61}\text{Fe}$  a été comparé avec des prédictions du modèle en couches et des calculs de HFB. Le modèle en couches reproduit assez bien le facteur  $g$  et l'énergie d'excitation de l'état  $9/2^+$ . Les modèles de champ moyen de type HFB calculent l'énergie de l'état en fonction de déformation. Pour l'état  $9/2^+$  dans le  $^{61}\text{Fe}$ , les calculs prédisent une déformation rigide oblate avec un moment quadrupolaire intrinsèque  $Q_{20} = -234 \text{ fm}^2$ .

Dans la deuxième expérience, nous avons étudié la structure à basse énergie des noyaux très riches en neutrons autour de  $N=40$ . Les états excités observés dans ces noyaux ont été peuplés par la décroissance  $\beta$  ou directement par la réaction de fragmentation dans le cas des états isomères. Pour la sélection des fragments, le spectromètre LISE2000 a été utilisé pour la première fois.

Nous avons observé deux nouveaux états isomères dans le noyau de  $^{59}\text{Ti}$  ainsi qu'un nouvel état isomère dans le noyau de  $^{61}\text{Ti}$ . Un schéma partiel de niveaux pour le noyau de  $^{59}\text{Ti}$  a été proposé en tenant compte des temps de vie des deux états isomères ainsi que de la décroissance  $\beta$  vers le noyau de  $^{59}\text{V}$ .

Pour les noyaux de  $^{73,74}\text{Co}$ ,  $^{71}\text{Fe}$ ,  $^{64}\text{V}$  et  $^{61}\text{Ti}$ , nous avons mesuré pour la première fois les temps de vie.

Un schéma de niveaux a été proposé pour la première fois pour le noyau de  $^{72}\text{Ni}$  à partir de la décroissance  $\beta$  du noyau de  $^{72}\text{Co}$ . La transition de 1096(1) keV étant la plus intense, nous l'avons assignée à la désexcitation du premier état  $2^+$  vers l'état fondamental. Nous avons eu aussi une indication sur l'énergie des premiers niveaux  $2^+$  et  $4^+$  dans  $^{68}\text{Fe}$ .

Le positionnement des états isomères et les assignations de spin et de parité des niveaux du  $^{67}\text{Fe}$  et  $^{61}\text{V}$  tels qu'ils ont été proposés dans les références [Saw03, Dau99] ont été remis en question.

Dans le chapitre §5 nous avons pu remarquer le manque de données expérimentales sur la structure des noyaux dans cette région de masse.

Pour certains états isomères de cette région, les facteurs  $g$  n'ont pas été mesurés. Pour les noyaux de  $^{65m}\text{Fe}$ ,  $^{65m}\text{Ni}$ ,  $^{69m}\text{Ni}$  et  $^{70m}\text{Ni}$  ces mesures sont envisageables et pour certains en cours. Pour tous ces états isomères, les neutrons présents dans l'orbitale  $g_{9/2}$  dominant la configuration de la fonction d'onde. La mesure de  $g(9/2^+)$  du  $^{65}\text{Ni}$  pourrait peut-être aider à expliquer la valeur anormale du  $g(9/2^+)$  dans le  $^{67}\text{Ni}$ .

Dans les isotopes du Chrome, les facteurs  $g$  sont plus difficile à mesurer. Nous connaissons seulement l'isomère  $9/2^+$  du  $^{59m}\text{Cr}$ . La structure des autres isotopes impairs plus lourds du Chrome n'est pas connue. Même la mesure du facteur  $g(9/2^+)$  du  $^{59m}\text{Cr}$  s'est avérée être difficile. Elle n'est pas pour autant impossible (cf. chapitre §4).

La mesure des moments quadrupolaires électriques serait une information directe sur la forme des noyaux. Elle est faisable pour les états isomères  $9/2^+$  dans les isotopes de Fer en utilisant toujours la méthode de TDPAD.

Pour conclure, les données expérimentales accumulées lors des deux expériences présentées dans la deuxième et la troisième partie de ce mémoire indiquent la présence d'une région des noyaux déformés; l'effet de couches à  $N=40$  suggéré dans les isotopes de Nickel semble être due à la présence d'une fermeture de couche en protons,  $Z=28$ . Si  $Z$  est différent de 28, les effets collectifs deviennent très importants.

## ***ANNEXE***

### ***Schémas électroniques des deux expériences décrites dans ce mémoire***

#### LEGENDE:

- PA** — préamplificateur
- A** — amplificateur
- AC** — amplificateur CAEN 16 voix
- XOUT**— amplificateur CAEN (sorties amplifiées x10)
- OUT**— amplificateur CAEN (sorties amplification normale)
- AR** — amplificateur rapide
- DFC** — discriminateur à fraction constante
- DS** — discriminateur à seuil
- LA** — adaptateur de niveaux
- DISTR**— distributeur des signaux logiques
- RP** — retard passif
- RDV**— retard à durée variable
- ECL et NIM** — standards des signaux logiques
- HF** — haute fréquence du CSS2
- TAC** — convertisseur temps-amplitude
- ADC** — convertisseur analogique-digital
- TDC** — convertisseur temps-digital
- U2M**— "universal marker module"
- GMT** — "GANIL master trigger"
- FTA** — "fast trigger" acceptation

Mesure de facteur gyromagnétique (E384)

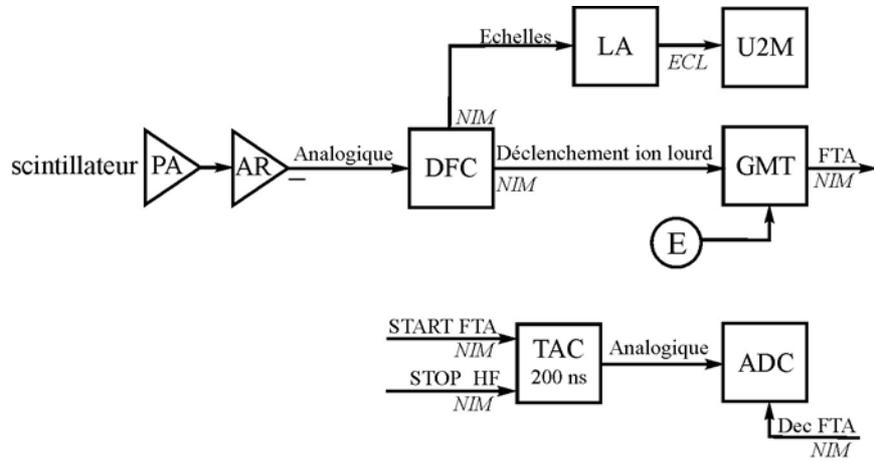


Figure A1. Schéma électronique associée au scintillateur plastique

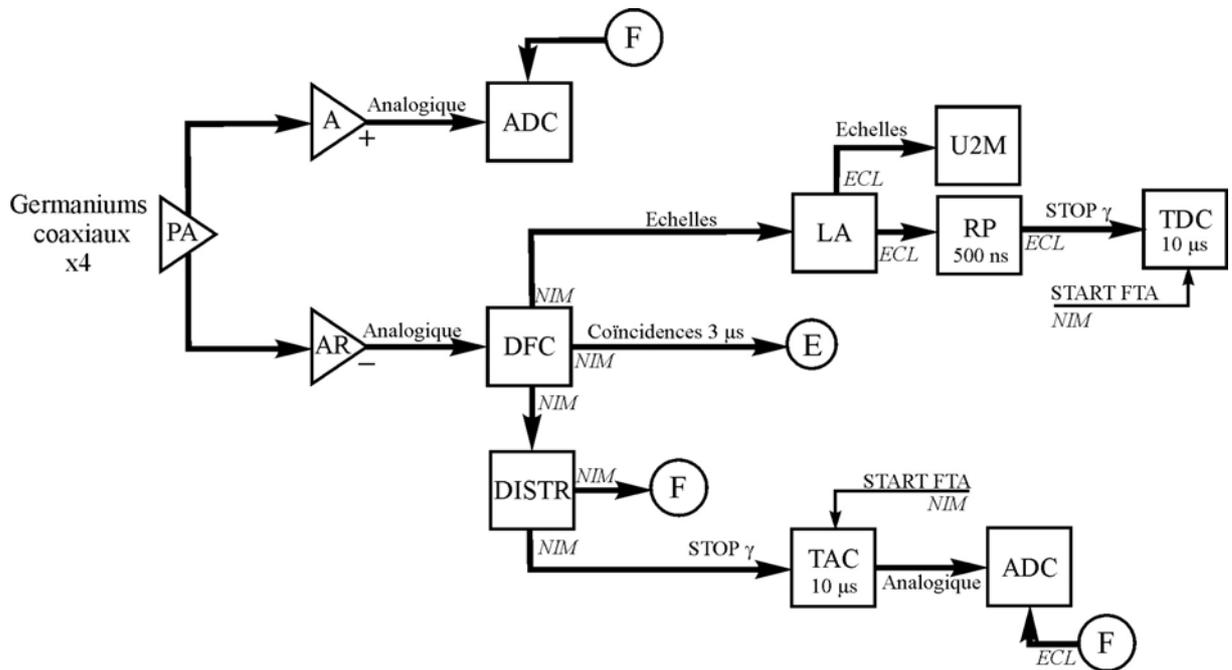
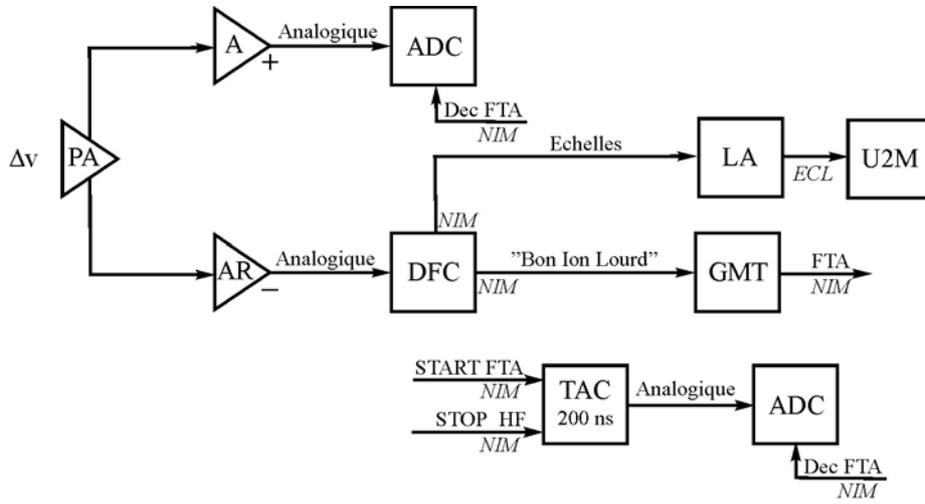
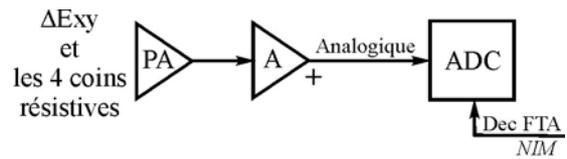


Figure A2. Schéma électronique associé aux détecteurs germanium coaxiaux

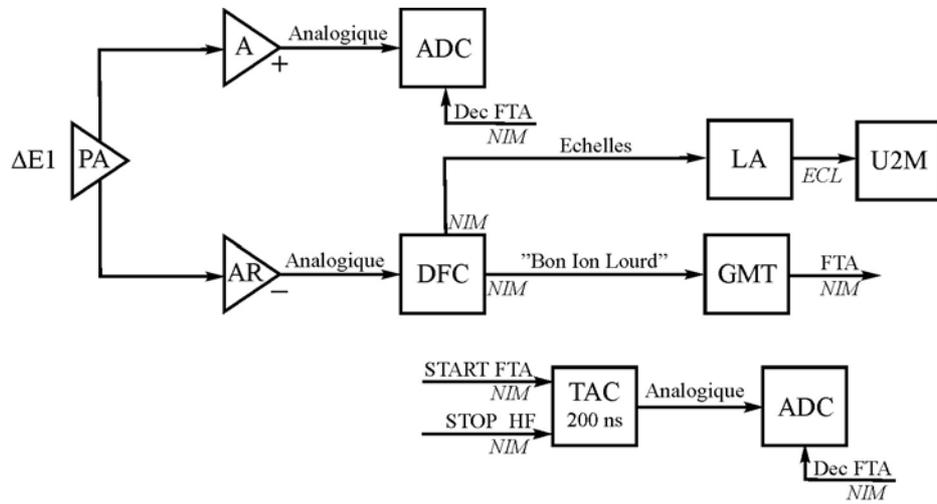


**Figure A3.** Schéma électronique associé au détecteur veto

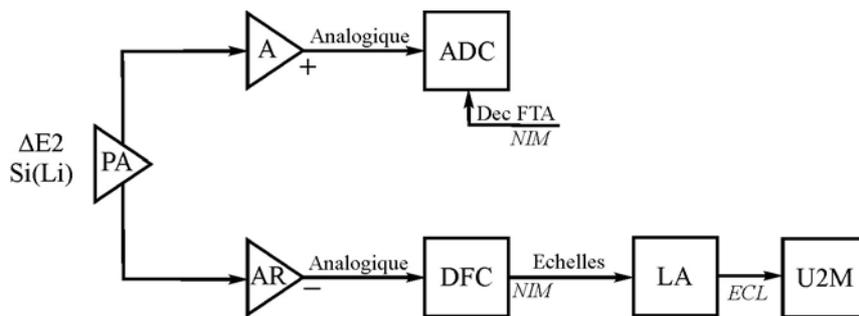


**Figure A4.** Schéma électronique associé au détecteur Silicium xy (énergie et position)

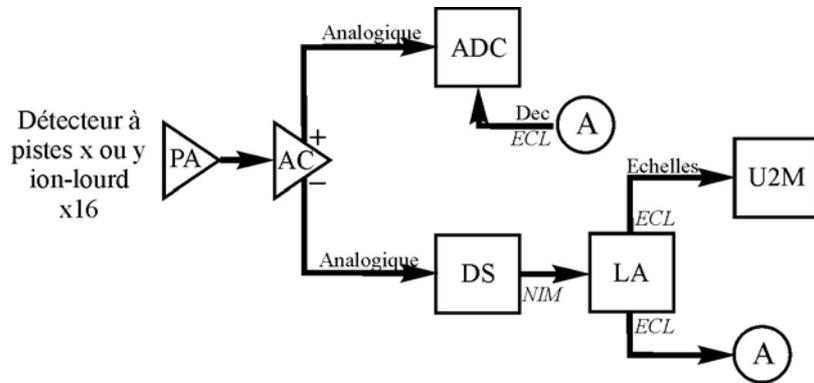
*Mesure de la décroissance  $\beta$  et  $\beta\gamma$  (E243B)*



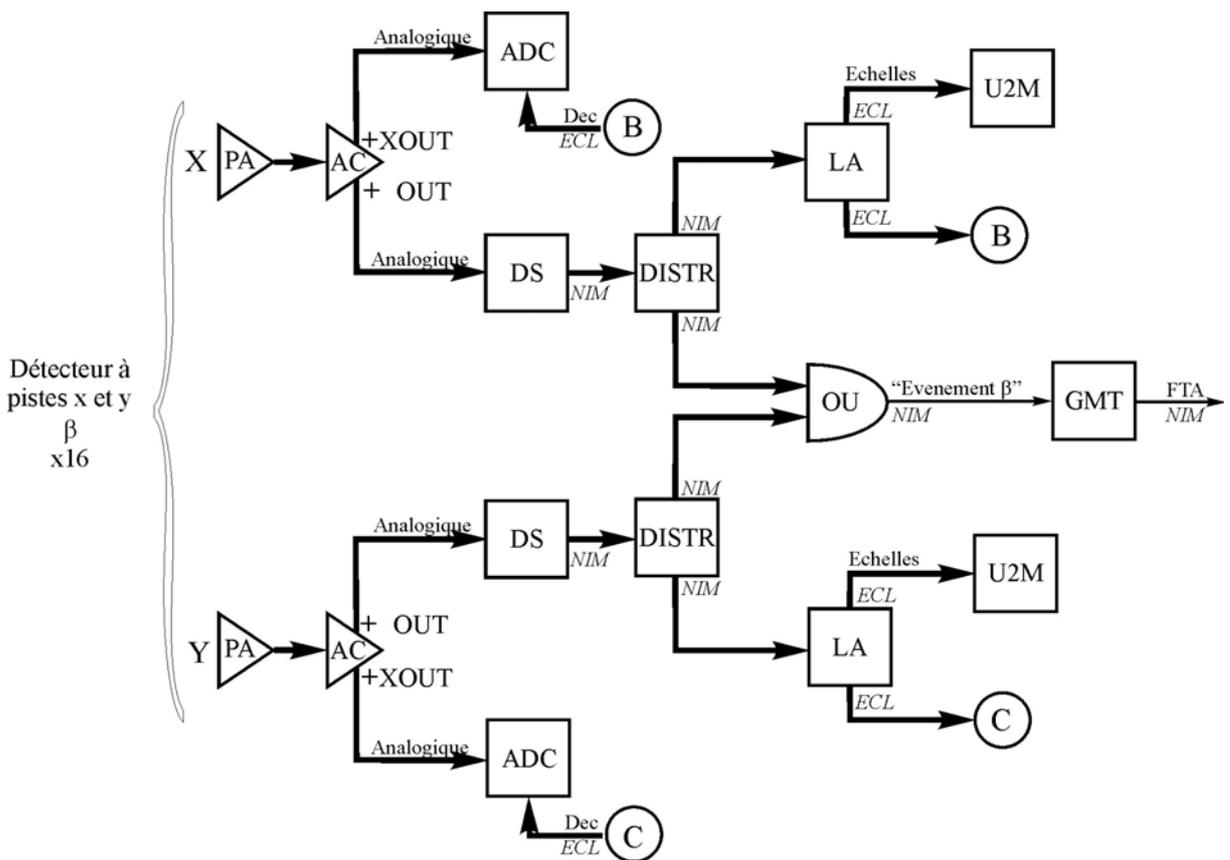
**Figure A5.** Schéma électronique associé au détecteur Silicium  $\Delta E1$



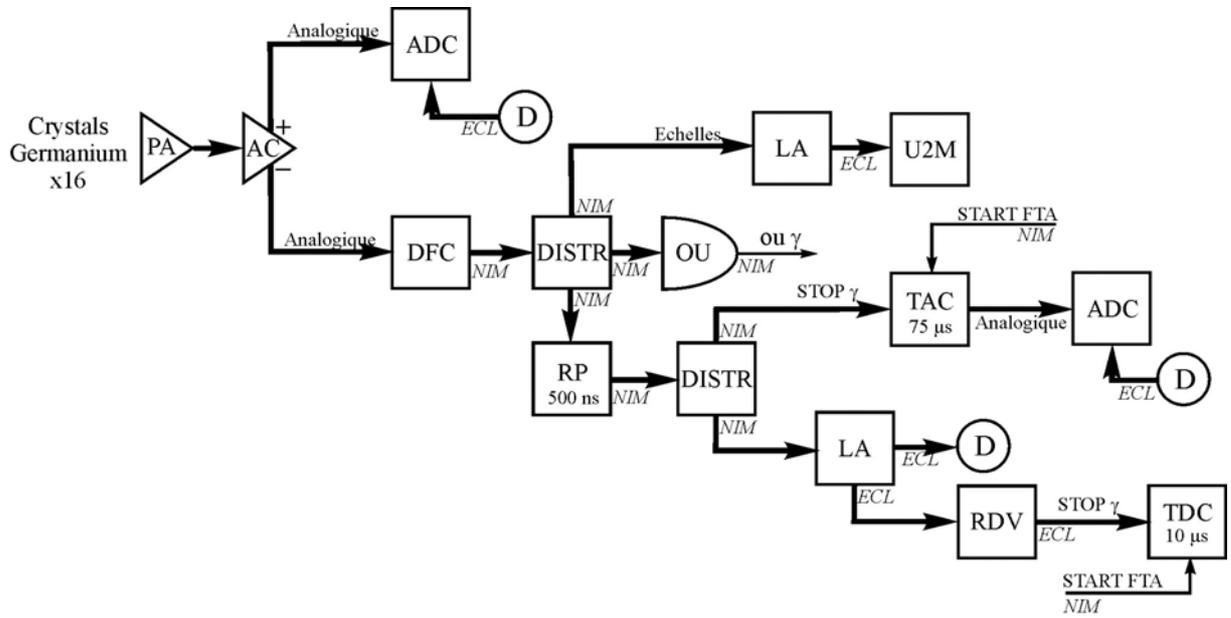
**Figure A6.** Schéma électronique associé aux autres détecteurs en silicium



**Figure A7.** Schéma électronique associé au détecteur à pistes pour la détection des ions lourds



**Figure A8.** Schéma électronique associé au détecteur à pistes pour la détection des événements  $\beta$



**Figure A9.** Schéma électronique associé aux détecteurs  $\gamma$

## Bibliographie

- [ACQ] *Système d'Acquisition du GANIL*.  
[http://www.ganil.fr/www\\_ganil/gip/electronique/trigger/docframe.htm](http://www.ganil.fr/www_ganil/gip/electronique/trigger/docframe.htm).
- [Ame97] F. Ameil, "Mesure de périodes de 22 isotopes très excédentaires en neutrons de la région Ti-Ni produits par la fragmentation de  $^{86}\text{Kr}$  à 500 AMeV",  
Thèse, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand II (1997).
- [Ann87] R. Anne et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A257** (1987) 215.
- [Asa84] K. Asahi et al., Nucl. Instrum. Methods **220** (1984) 389.
- [Asa90] K. Asahi et al., Phys. Lett. **B251** (1990) 488.
- [Asa91] K. Asahi et al., Phys. Rev. **C43** (1991) 456.
- [Aud95] G. Audi and A. H. Wapstra, Nucl. Phys. **A595** (1995) 409.
- [Aud97] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot and A. H. Wapstra, Nucl. Phys. **A624** (1997).
- [Bar57] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108** (1957) 1175.
- [Baz90] D. Bazin et al., Nucl. Phys. **A515** (1990) 349.
- [Baz02] D. Bazin, O. Tarasov, M. Lewitowicz and O. Sorlin, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A482** (2002) 307.
- [Ber84] M. Bernas et al., J. Phys.(Paris) Lett. **45** (1984) L-851.
- [Bev91] P. Bevington and D.K. Robinson, "Data Reduction and Error Analysis for The Physical Sciences", (McGraw-Hill Science/Engineering/Math 2<sup>nd</sup> edition, 1991).
- [Bil95] J. Billowes and P. Campbell, J. Phys.(London) **G21** (1995) 707.
- [Bon85] P. Bonche et al., Nucl. Phys. **A443** (1985) 39.
- [Bor02] D. Borremans et al, Phys. Lett. **B537** (2002) 45.
- [Bro95] R. Broda et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 868.
- [Bro98] R. Broda et al., Fission and Properties of Neutron-rich Nuclei, Proceedings of the International Conference, Sanibel Island, Florida 1997 (1998) 202.
- [Bru77] P. Brussaard and P. W. M. Glaudemans, "Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy", (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1977).
- [Cau89] E. Caurier, code ANTOINE, CRN, Strasbourg, 1998.
- [Cau02] E. Caurier, F. Nowacki and A. Poves, Eur. Phys. J. **A15** (2002) 145.
- [Cou01] N. Coulier et al., Phys. Rev. **C63** (2001) 054605.
- [Dau99] J. M. Daugas, "Etude de la structure et du mécanisme de production des états isomères aux énergies intermédiaires", Thèse, Université de Caen (1999).
- [Dau00] J. Daugas et al., Phys. Lett. **B476** (2000) 213.
- [Dau01] J. Daugas, 2001. private communication.
- [Dec80] J. Dechargé and D. Gogny, Phys. Rev. **C21** (1980) 1568.
- [Dob94] J. Dobaczewski, I. Hamamoto, W. Nazarewicz and J. Sheikh, Phys. Rev. Lett.

- 72 (1994) 981.
- [Duf86] J. Dufour et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A248** (1986) 267.
- [End79] P. Endt, At. Data Nucl. Data Tables **23** (1979) 547.
- [ENS] *Evaluated Nuclear Structure Data File*, <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/ensdf/>.
- [EXO] *EXOGAM collaboration*. <http://www.ganil.fr/diraces/exogam.html>.
- [Fir96] R. Firestone, *Table of Isotopes*, (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1996).
- [Fra98] S. Franchoo et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 3100.
- [GAN] *Grand Accélérateur National d'Ions Lourds*. <http://www.ganil.fr/>.
- [GEA] GEANT - Detector Description and Simulation Tool,  
<http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geantold/GEANTMAIN.html>.
- [Geo02] G. Georgiev et al., Journ. of Physics **G28** (2002) 2993.
- [GM49] M. Goeppert-Mayer, Phys. Rev. **75** (1949) 1969.
- [Gol74] A. Goldhaber, Phys. Lett. **B53** (1974) 306.
- [Gou03] H. Goutte, private communication.
- [Gra01] H. Grawe and M. Lewitowicz, Nucl. Phys. **A693** (2001) 116.
- [Grz95] R. Grzywacz et al., Phys. Lett. **B355** (1995) 439.
- [Grz98] R. Grzywacz et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 766.
- [GSI] *Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt, Germany*.  
<http://www.gsi.de/>.
- [Ham74] *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*,  
(Eds: W.D. Hamilton, North Holland, Amsterdam, 1974).
- [Han99] M. Hannawald et al., Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1391.
- [Has91] M. Hass et al., Phys. Rev. **C43** (1991) 2140.
- [Hax49] O. Haxel, J. Jensen and H. Suess, Phys. Rev. **75** (1949) 1766.
- [Hay03] A. Hayes, P. Navratil and J. Vary, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 012502.
- [Hon95] M. Honma, T. Mizusaki and T. Otsuka, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1284.
- [Huc85] A. Huck et al., Phys. Rev. **C31** (1985) 2226.
- [Ike63] K. Ikeda, S. Fujii and J.I. Fujita, Phys. Lett. **3** (1963) 271.
- [Isa03] P. Isacker, C.R. Physique **4** (2003) 529.
- [Ish02] T. Ishii et al., Eur. Phys. J. **A13** (2002) 15.
- [ISO] *ISOLDE Radioactive Ion Beam Facility, CERN, Suisse*. <http://greybook.cern.ch/>.
- [Jan02] R. Janssens et al., Phys. Lett. **B546** (2002) 55.
- [JYF] *Department of Physics, University of Jyväskylä, Finland*.  
<http://www.phys.jyu.fi/>.
- [Kah69] S. Kahana, H. C. Lee and C. K. Scott, Phys. Rev. **180** (1969) 956.
- [Ken01] O. Kenn et al., Phys. Rev. **C63** (2001) 021302.
- [Ken02] O. Kenn et al., Phys. Rev. **C65** (2002) 034308.
- [Kop69] U. Kopf, H. J. Besch, E. W. Otten and C. Platen, Z. Physik **226** (1969) 297.
- [Kra95] G. Kraus et al., Phys. Scr. **T56** (1995) 114.
- [Kuo68] T. Kuo and G. E. Brown, Nucl. Phys. **A114** (1968) 241.
- [Lan03] K. Langanke et al., Phys. Rev. **C67** (2003) 044314.
- [LBN] *Lawrence Berkeley National Laboratory*.  
<http://www.lbl.gov/LBL-Programs/index.html>.
- [Lee02] S. Leenhardt et al., Eur. Phys. J. **A14** (2002) 1.
- [Lew94] M. Lewitowicz et al., Phys. Lett. **B332** (1994) 20.
- [LIS] *Ligne d'Ions Super Epluchés*. <http://www.ganil.fr/diraces/lise.html>.
- [Man03] P. Mantica et al., Phys. Rev. **C67** (2003) 014311.
- [Mat71] E. Matthias et al., Phys. Rev. **A4** (1971) 1626.
- [Möl90] P. Möller and J. Randrup, Nucl. Phys. **A514** (1990) 1.
- [Möl95] P. Möller, J. Nix, W. Myers and W. Swiatecki, At. Data Nucl. Data Tables **59**

- (1995) 185.
- [Mö197] P. Möller, J.R.Nix and K.-L.Kratz, *At. Data Nucl. Data Tables* **66** (1997) 131.
- [MIN] *Function Minimization and Error Analysis*.  
<http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/>.
- [Miz99] T. Mizusaki et al., *Phys. Rev.* **C59** (1999) R1846.
- [Mor76] H. Morinaga and T. Yamazaki, *In-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy*, (North Holland, Amsterdam, 1976).
- [MSU] *National Superconducting Cyclotron Laboratory at Michigan State University*.  
<http://www.nscl.msu.edu>.
- [Mue99] W. Mueller et al., *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 3613.
- [Mue00] W. Mueller et al., *Phys. Rev.* **C61** (2000) 054308.
- [Mul89] W. Muller et al., *Phys. Rev.* **B40** (1989) 7633.
- [Ney03] G. Neyens, *Rep. Prog. Phys.* **66** (2003) 633.
- [Nil55] S. Nilsson, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-fys. Medd.* **29**, **16** (1955) 1.
- [Now96] F. Nowacki, *Description microscopique des processus faibles dans les noyaux sphériques*, Thèse, Université Louis Pasteur, Strasbourg (1996).
- [Now02] F. Nowacki. in: *Proc. Ecole Internationale Joliot-Curie 2002, Maubuisson, France*, 2002.
- [Ots01] T. Otsuka et al., *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 082502-1.
- [PAW] *Physics Analysis Workstation Package*. <http://paw.web.cern.ch/paw/>.
- [Pos86] H. Postma and N.J.Stone, *Low Temperature Nuclear Orientation*, (Elsevier Science, 1986).
- [Pov01] A. Poves, J.Sanchez-Solano, E.Caurier and F.Nowacki, *Nucl. Phys.* **A694** (2001) 157.
- [Raf83] M. Rafailovich, E.Dafni, J.M.Brennan and G.D.Sprouse, *Phys. Rev.* **C27** (1983) 602.
- [Ram01] S. Raman, C.W.Nestor and P.Tikkanen, *At. Data Nucl. Data Tables* **78** (2001)
- [RIK] *RIKEN*. <http://www.rarf.riken.go.jp/>.
- [Rik00] J. Rikowska et al., *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 1392.
- [Saw03] M. Sawicka et al., *Eur. Phys. J.* **A16** (2003) 51.
- [Saw03a] M. Sawicka et al., *Phys. Rev.* **C68** (2003), in print.
- [Sei94] H. Seifert et al., *Z. Phys.* **A349** (1994) 25.
- [Sie65] K. Siegbahn, editor, in *Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy*, p. 1193, (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, New York, Oxford, 1965).
- [SIS] *Source d'Ions secondaires à Supraconducteurs Intense*.  
<http://www.ganil.fr/diraces/sissi.html>.
- [Sky59] T. Skyrme, *Nucl. Phys.* **9** (1959) 615.
- [Smi99] A. Smith et al., *Phys. Rev.* **C60** (1999) 064611.
- [SO94] W.-D. Schmidt-Ott et al., *Z. Phys.* **A350** (1994) 215.
- [Sor98] O. Sorlin et al., *Nucl. Phys.* **A632** (1998) 205.
- [Sor00] O. Sorlin et al., *Nucl. Phys.* **A669** (2000) 351.
- [Sor02] O. Sorlin et al., *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 092501.
- [Sor03a] O. Sorlin et al., *Nucl. Phys.* **A719** (2003) 193c.
- [Sor03b] O. Sorlin et al., *Eur. Phys. J.* **A16** (2003) 55.
- [Sor03c] O. Sorlin, L. Gaudefroy, K. Kratz and T. Rauscher, *C.R. Physique* **4** (2003) 541.
- [Sor04] O. Sorlin et al., (2004) to be published.
- [SPIa] *Spiral, GANIL*. <http://www.ganil.fr/spiral/index.html>.
- [SPIb] *SPIRAL2*. <http://www.ganil.fr/research/developments/spiral2/index.html>.

- [Ste74] R. Steffen and K. Alder, "*Angular Distribution and Correlation of  $\gamma$ -rays*", in: "*The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*", (Eds: W.D. Hamilton, North Holland, Amsterdam, 1974).
- [Sto98] *Table of Nuclear Moments*.  
[http://www.nndc.bnl.gov/nndc/stone\\_moments/nuclear-moments.pdf](http://www.nndc.bnl.gov/nndc/stone_moments/nuclear-moments.pdf).
- [Teu93] Teukolsky S A, Vatterling W T and Flannery B P 1993, *Numerical Recipes (The Art of Scientific Computing)* ed W H Press (Cambridge, UK: Cambridge University Press), webpage: [http://www.ulib.org/webRoot/Books/Numerical\\_Recipes/](http://www.ulib.org/webRoot/Books/Numerical_Recipes/)
- [TRI] *Canada's National Laboratory for Particle and Nuclear Physics*.  
<http://www.triumf.ca/>.
- [Vau70] D. Vautherin and D. Brink, Phys. Lett. **B32** (1970) 149.
- [Wei99] L. Weissman et al., Phys. Rev. **C59** (1999) 2004.
- [Wil74] D. Wilkinson and B. Macefield, Nucl. Phys. **A232** (1974) 58.
- [Zuk95] A. Zuker, J.Retamosa, A.Poves and E.Caurier, Phys. Rev. **C52** (1995) R1741.

## Résumé

L'évolution de la structure nucléaire loin de la stabilité est un sujet d'actualité de la physique nucléaire expérimentale et théorique.

Dans cette étude nous nous sommes intéressés à la structure des noyaux riches en neutrons autour de  $N=40$ . L'évolution en énergie de l'orbitale  $g_{9/2}$  avec le nombre de neutrons est un des points clés pour définir la structure à basse énergie de ces noyaux.

Comme outils d'investigation, nous avons utilisé la mesure des moments magnétiques dipolaires et la décroissance  $\beta$ .

Pour la mesure du facteur gyromagnétique de l'état  $9/2^+$  du  $^{61m}\text{Fe}$  nous avons appliqué la méthode TDPAD. Cette méthode (comme la majorité des méthodes de mesure de moments nucléaires statiques) nécessite que le spin du noyau mesuré soit orienté. L'orientation du  $^{61m}\text{Fe}$  a été obtenue lors de la réaction de fragmentation du  $^{64}\text{Ni}$  à 55 MeV/u et par sélection en moment des fragments avec le spectromètre LISE au GANIL. Le dispositif expérimental utilisé nous a permis de garder cette orientation jusqu'au point d'implantation. La valeur mesurée du facteur  $g$  a été comparée avec les prédictions des calculs de modèle en couches à grande échelle et Hartree-Fock-Bogoliubov.

Pour l'étude de la décroissance  $\beta$  nous avons produit les noyaux riches en neutrons autour de  $N=40$  par la fragmentation du  $^{86}\text{Kr}$  à 58 MeV/u. La sélection des produits de réaction a été faite en utilisant pour la première fois le spectromètre LISE2000. Les rayonnements  $\gamma$  ont été détectés avec quatre détecteurs segmentés EXOGAM. Nous avons ainsi déterminé pour la première fois les valeurs de 5 périodes radioactives et amélioré la précision sur 4 autres valeurs. Le peuplement des états excités dans les noyaux fils nous a permis d'identifier de nouvelles transitions et de déterminer pour la première fois la position en énergie du premier état  $2^+$  de  $^{68}\text{Fe}$  et de  $^{72}\text{Ni}$ . Les résultats expérimentaux ont été comparés avec des prédictions de modèle en couches. D'autres transitions ont été observées pour la première fois dans la décroissance  $\beta\gamma$  du  $^{60}\text{Ti}$ ,  $^{70}\text{Fe}$ ,  $^{71,73}\text{Co}$ .

**Mots-clés :** Structure Nucléaire, Moments Nucléaires, Désintégration  $\beta$ .

**Title: Beta Decay and Nuclear Moments as Tools to Probe the Nuclear Structure. Study of neutron-rich nuclei around  $N=40$ .**

## Abstract

The evolution of nuclear structure in nuclei far from the  $\beta$  stability line is one of the "hot topics" in modern experimental and theoretical nuclear physics.

The present thesis is devoted to the study of structure of neutron-rich nuclei around  $N=40$ . The evolution of the neutron  $g_{9/2}$  orbital with increasing number of neutrons is one of the key points defining the structure of these nuclei at low excitation energy.

We used for this investigation as experimental tools the magnetic dipole moments measurements and the  $\beta$  decay spectroscopy.

For the measurement of the gyromagnetic factor of the  $9/2^+$  isomeric state in  $^{61}\text{Fe}$  we have applied the TDPAD method. This method (like most of measurements of nuclear moments) needs an oriented ensemble of nuclei. The orientation of  $^{61m}\text{Fe}$  was achieved via the fragmentation of  $^{64}\text{Ni}$  at 55 MeV/u and the selection of the fragment momentum with the LISE spectrometer at GANIL. The experimental device was specially conceived to preserve the alignment up to the implantation point. The measured value of the  $g$  factor was compared with large-scale shell model and Hartree-Fock-Bogoliubov model predictions.

The nuclei studied via  $\beta$  decay were produced by the fragmentation of  $^{86}\text{Kr}$  at 58 MeV/u. For the selection of reaction products we used for the first time the LISE2000 spectrometer and for the detection of  $\gamma$  rays four EXOGAM clover detectors. We measured 5 new lifetimes and 4 lifetimes with a higher precision. From the prompt  $\beta\gamma$  coincidences we identified new states in the daughter nuclei, as it is the case of the first  $2^+$  excited states in  $^{68}\text{Fe}$  and  $^{72}\text{Ni}$ . The results were compared with the predictions of the large-scale shell model. Other transitions were observed for the first time in  $\beta\gamma$  decay of  $^{60}\text{Ti}$ ,  $^{70}\text{Fe}$  and  $^{71,73}\text{Co}$ .

**Keywords :** Nuclear Structure, Magnetic Moments,  $\beta$  Decay.