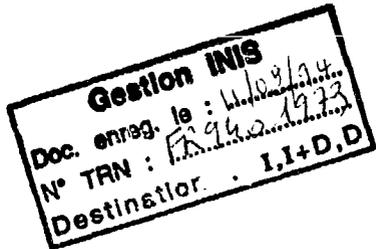
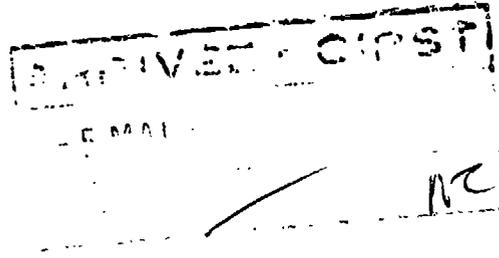


<sup>1+E</sup>  
Institut de Physique Nucléaire de Lyon

IN2P3-CNRS/Université Claude Bernard

LYCEN T 9235



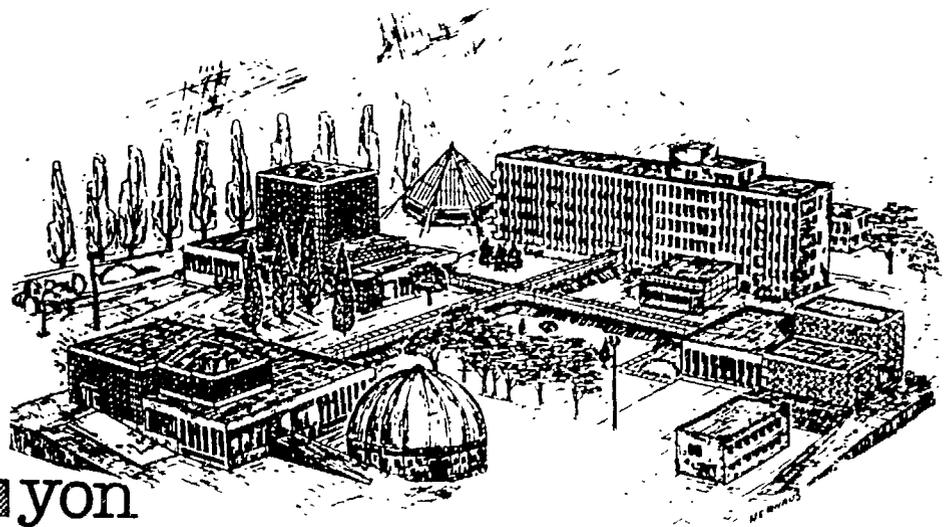
103 pages

Maryvonne DE JESUS

\* \* \* \* \*

**Moments nucléaires de noyaux de transition  
près des couches  $Z = 40$  et  $Z = 82$**

**IPN** Lyon



43, Bd du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne Cedex, France

No d'ordre 76-92

Année 1992

# THESE

présentée

devant l'Université Claude Bernard Lyon-1

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT

par

Maryvonne DE JESUS

\* \* \* \* \*

Moments nucléaires de noyaux de transition  
près des couches  $Z = 40$  et  $Z = 82$

soutenue le 27 Avril 1992  
devant la Commission d'Examen

Jury :            M. I. Berkes                    (Président)  
                     Mme A. Gizon  
                     MM. H. Haas  
                             J. Sau  
                             R. Seltz

## Université Claude Bernard Lyon-1

\*\*\*\*\*

. Président de l'Université	M. le Professeur G. FONTAINE
. 1er Vice-Président "Fédération Santé"	M. le Professeur P. ZECH
. 1er Vice-Président "Fédération Sciences"	M. le Professeur Y. LEMOIGNE
. Président du Comité de Coordination des Etudes Médicales (CCEM)	M. le Professeur P. ZECH
. Secrétaire Général	M. FLACHER

### Fédération "Santé"

\*\*\*\*\*

U.F.R. de Médecine GRANGE-BLANCHE	Directeur : Mme le Professeur H. PELLET
U.F.R. de Médecine ALEXIS-CARREL	Directeur : M. le Professeur EVREUX
U.F.R. de Médecine LYON-NORD	Directeur : M. le Professeur L.M. PATRICOT
U.F.R. de Médecine LYON-SUD	Directeur : M. le Professeur H. DEJOUR
U.F.R. de PHARMACIE	Directeur : M. le Professeur VILLARD
U.F.R. d'ODONTOLOGIE	Directeur : M. le Professeur H. MAGLOIRE
INSTITUT de TECHNIQUES de READAPTATION	Directeur : M. le Professeur M. EYSSETTE
Département de BIOLOGIE HUMAINE	Directeur : M. le Professeur P.A. BRYON
Département d'INNOVATION et de COORDINATION PEDAGOGIQUE	Directeur : M. le Professeur LAVILLE

### Fédération "Sciences"

\*\*\*\*\*

INSTITUT des SCIENCES de la MATIERE (I.S.M.)	Directeur : M. le Professeur E. ELBAZ
INSTITUT des SCIENCES de l'INGENIERIE et du DEVELOPPEMENT TECHNOLOGIQUES (I.S.I.D.T.)	Directeur : M. le Professeur J. DIMNET
INSTITUT de CHIMIE et BIOLOGIE MOLECULAIRE et CELLULAIRE (I.C.B.M.C.)	Directeur : Mme A. VARAGNAT, Maître de Conférences
INSTITUT d'ANALYSE des SYSTEMES BIOLO- GIQUES et SOCIO-ECONOMIQUES (I.A.S.B.S.E.)	Directeur : M. le Professeur J.M. LEGAY
INSTITUT des SCIENCES de la TERRE, de l'OCEAN, de l'ATMOSPHERE, de l'ESPACE et de l'ENVIRONNEMENT (I.S.T.O.A.E.E.)	Directeur : M. le Professeur S. ELMI
U.F.R. des ACTIVITES PHYSIQUES et SPORTIVES (U.F.R.A.P.S.)	Directeur : M. le Professeur J. CAMY
I.U.T. - A	Directeur : M. le Professeur J. GIELLY
I.U.T. - B	Directeur : M. le Professeur J. PIVOT
Département de 1er Cycle Pluridisciplinaire Sciences	Directeur : M. P. PONCET, Maître de Conférences
Départements de 2ème Cycle :	
.. Sciences de la Vie et de la Terre	Directeur : M. le Professeur J.P. BLANCHET
.. Sciences pour l'Ingénieur	Directeur : M. le Professeur G. ASCH
.. Sciences de l'Analyse et de la Matière	Directeur : Mme le Professeur C. BARBIER-CHAPELET

A minha mãe, a meus irmãos e a minha irmã.

## Résumé

Nous avons obtenu des informations sur la forme des états fondamentaux des noyaux de transition situés loin de la vallée de stabilité en utilisant la technique d'orientation nucléaire à basse température auprès du réfrigérateur à dilution  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  NICOLE en ligne sur le séparateur d'isotopes ISOLDE-3. Les facteurs gyromagnétiques des noyaux  $^{182,184m,184g}\text{Au}$  ont été mesurés à partir de la relaxation des spins nucléaires dans un solide; cette nouvelle technique utilise un faisceau radioactif pulsé et une détection différentielle dans le temps.

Nous avons mis au point un algorithme basé sur la théorie de la relaxation, et permettant de calculer l'évolution en fonction du temps de l'anisotropie  $W(\theta)$  du rayonnement émis par les noyaux radioactifs. La relaxation est un processus qui dépend fortement du facteur gyromagnétique  $g$ ; ainsi l'ajustement de  $W(\theta)$  aux courbes expérimentales permet de déterminer différents paramètres intervenant dans  $W(\theta)$  et en particulier les facteurs  $g$ . Avec cette méthode nous avons pu restreindre l'intervalle des possibilités pour le spin de  $^{182}\text{Au}$  à  $I=2,3,4$ ; sa période a également été réévaluée  $T_{1/2}(^{182}\text{Au})=15.6(4)$  s. Dans le cas de  $^{184}\text{Au}$  les premières mesures effectuées à NICOLE ont mis en évidence l'existence d'un isomère de longue période et de bas spin relié à l'état fondamental de courte période et de haut spin par une transition M3. Nos résultats combinés avec ceux de spectroscopie laser indiquent que les valeurs les plus probables des spins sont, pour l'isomère  $3^+$  et pour le fondamental  $6^+$ . Les périodes de ces deux états ont également été évaluées:  $T_{1/2}(^{184m}\text{Au})=48(1)$  s et  $T_{1/2}(^{184}\text{Au})=19(1)$  s.

Les moments magnétiques des noyaux  $^{91m}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Zr}$  et  $^{97}\text{Nb}$  et les moments quadrupolaires des noyaux  $^{95}\text{Zr}$  et  $^{95}\text{Nb}$  ont été mesurés en utilisant les techniques d'orientation nucléaire et de résonance magnétique nucléaire sur noyaux orientés à basse température. Les résultats obtenus pour les noyaux Y et Nb faiblement aplatis montrent que les moments magnétiques varient peu pour les isotopes de formes sphériques ou aplatis (entre  $N=46$  et  $N=52$ ,  $N=54$  pour Nb); par contre, pour les isotopes de formes allongées le mélange de configurations diminue le module des moments magnétiques. Dans le cas particulier de  $^{95}\text{Zr}$  le moment magnétique mesuré  $|\mu(^{95}\text{Zr})|=1.131(20)\mu_N$  conduit à une déformation quadrupolaire  $\epsilon=0.06-0.07$  calculée à partir du modèle de Nilsson avec un terme de Coriolis. Cette déformation à son tour peut expliquer la valeur mesurée du moment quadrupolaire  $Q(^{95}\text{Zr})=+0.29(5)$  eb. La mesure de l'interaction quadrupolaire de  $^{95}\text{NbZr}$  a permis de déduire une valeur pour le moment quadrupolaire de  $^{95}\text{Nb}$ :  $Q(^{95}\text{Nb})=-0.28(10)$  eb. Cette valeur est en accord avec la faible déformation aplatie de  $^{95}\text{Nb}$  déduite à partir du moment magnétique.

## Abstract

With the NICOLE facility on-line to the isotope separator ISOLDE-3 at CERN we obtain information on ground state shapes of nuclei far from stability using low temperature nuclear orientation technique. The gyromagnetic factors of  $^{182,184m,184g}\text{Au}$  have been determined using the nuclear spin-lattice relaxation phenomena; this new method uses a radioactive pulsed beam and a time resolved detection.

We develop an algorithm based on the relaxation theory which allows to calculate the time evolution of the angular distribution of  $\gamma$ -radiation emitted in radioactive decay of oriented nuclei. The relaxation process depends strongly on the nuclear g-factor which can be derived fitting  $W(\theta)$  to experimental curves. The possibilities for the  $^{182}\text{Au}$  spin value were reduced to  $I=2,3,4$ ; its half-life was reevaluated  $T_{1/2}(^{182}\text{Au})=15.6(4)\text{s}$ . The first on-line experiment carried out at NICOLE on  $^{184}\text{Au}$  showed the existence of an unknown long-lived isomeric state which decays to the short-lived ground state through an M3 transition. Our results combined with those of laser spectroscopy indicate that the most probable spin sequence is  $3^+$  and  $6^+$  for the isomeric and ground state, respectively; the half-lives are:  $T_{1/2}(^{184m}\text{Au})=48(1)\text{s}$  and  $T_{1/2}(^{184}\text{Au})=19(1)\text{s}$ .

Magnetic moments of  $^{91m}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Zr}$  and  $^{97}\text{Nb}$  and quadrupole moments of  $^{95}\text{Zr}$  and  $^{95}\text{Nb}$  have been measured using the time-integral nuclear orientation and the nuclear magnetic resonance methods at low temperature. The results obtained for the small oblate Y and Nb nuclei indicate small variations of magnetic moments for spherical or oblate isotopes (between  $N=46$  and  $N=52$ ,  $N=54$  for Nb). For prolate deformations, on the other hand, configuration mixing induces a decrease of magnetic moments. The measured magnetic moment  $|\mu(^{95}\text{Zr})| = 1.131(20)\mu_N$  gives a quadrupole deformation  $\epsilon = 0.06-0.07$   $^{95}\text{Zr}$  using the Nilsson model with a Coriolis mixing term. This deformation explains the observed value for the quadrupole moment  $Q(^{95}\text{Zr}) = +0.29(5)$  eb. The small oblate deformation of  $^{95}\text{Nb}$  is in agreement with the spectroscopic quadrupole moment  $Q(^{95}\text{Nb}) = -0.28(10)$  eb.

## Remerciements

Je remercie sincèrement Monsieur le Professeur I. Berkes qui a assuré la direction de ce travail. Sa constante disponibilité, ses conseils riches et efficaces ont été d'une aide précieuse.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur le Professeur J. Sau pour son aide et sa grande compétence dans le domaine de l'analyse et du calcul numérique, n'hésitant pas à sacrifier ses jours de repos, pour que ce travail puisse être mené à bien.

Monsieur R. Seltz, Directeur de recherches au CNRS, a accepté d'être rapporteur de cette thèse; qu'il trouve ici l'expression de mes remerciements.

Que Madame A. Gizon, Directeur de recherches au CNRS, et Monsieur H. Haas, Directeur de recherches au CERN, trouvent ici l'expression de mes chaleureux remerciements pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et l'honneur qu'ils m'ont accordé en siégeant à mon jury.

Je tiens à joindre à ces remerciements les membres des collaborations NICOLE et ISOLDE, et en particulier E. Zech pour les fructueuses discussions que nous avons eues concernant l'analyse de l'or-184. Je remercie également Monsieur le Professeur K. Heyde pour son accueil chaleureux et sa disponibilité lors de mon séjour dans son laboratoire à Gand en Belgique. Les discussions théoriques que nous avons eues ont été très enrichissantes.

J'ai apprécié la sympathie de mes collègues de l'IPN, et en particulier ceux avec qui j'ai travaillé: R. Bouvier, J.P. Hadjout, M. Massaq, B. Hlimi et E.H. Sayouti.

Je voudrais également remercier Messieurs M. Chartoire, A. Combroux et T. Ollivier, membres du service informatique; Mademoiselle J. Roche, Mesdames J. Charnay et A. Ducloux et tout le service de documentation; Messieurs M. Combe et Z. Hernaus que j'ai souvent sollicité et qui ont toujours répondu à mes demandes avec amabilité.

Je remercie tous les enseignants-chercheurs qui m'ont fait partager leur goût pour la physique tout au long de mon cursus universitaire.

# Sommaire

## Introduction

## Chapitre I

### Structure nucléaire

I] Rappels sur le modèle en couches de Nilsson.....	p. 1
II] Les moments nucléaires .....	p. 6
1) Généralités .....	p. 6
2) Les moments nucléaires dans les noyaux A impair .....	p. 8
3) Les moments nucléaires dans les noyaux impair-impair.....	p. 13
III] Traitement au moyen des méthodes Hartree-Fock .....	p. 14
Références.....	p. 17

## Chapitre II

### Orientation nucléaire à basse température Formalisme et dispositif expérimental

I] Distribution angulaire du rayonnement émis par une source orientée .....	p. 3
1) Expression des énergies suivant l'interaction .....	p. 3
a- Interaction magnétique.....	p. 3
b- Interaction électrique.....	p. 4
2) Distribution angulaire.....	p. 5

3) Les coefficients de distribution angulaire $A_\lambda$ .....	p. 6
4) Les paramètres d'orientation $B_\lambda$ .....	p. 7
5) Rayonnements intermédiaires non-observés: les coefficients $U_\lambda$ .....	p. 8
6) Corrections sur les détecteurs et distribution de champ .....	p. 9
a- Corrections sur les détecteurs: les coefficients $Q_\lambda$ .....	p. 9
b- Distribution de champ: fraction $f$ .....	p. 9
II] Relaxation nucléaire. Traitement dynamique et décroissance .....	p. 18
1) Vecteur population .....	p. 12
2) Equation de l'évolution temporelle .....	p. 13
3) Structure de la matrice $A$ et conséquences dans le traitement dynamique .....	p. 14
4) Solution dans différents cas typiques .....	p. 16
a- Le cycle initial .....	p. 16
b- Le régime permanent .....	p. 17
c- Les conditions expérimentales .....	p. 19
III] Résonance magnétique nucléaire sur des noyaux orientés .....	p. 19
IV] Dispositif expérimental .....	p. 22
Références .....	p. 25

## Chapitre III

### Etude des isotopes $^{182,184}\text{Au}$ par la méthode de la relaxation nucléaire

I] Acquisition et traitement des données .....	p. 2
1) Acquisition des données .....	p. 2
2) Traitement des données expérimentales .....	p. 5
a- Détermination de la température .....	p. 5
b- Traitement des mesures .....	p. 5
II] Application aux isotopes $^{182,184}\text{Au}$ .....	p. 7
A] $^{182}\text{Au}$	
1) Evaluation des mesures à haute température .....	p. 8
2) Evaluation des mesures à basse température .....	p. 12
B] $^{184}\text{Au}$	
1) Evaluation des mesures à haute température .....	p. 8
a- Sélection des mesures .....	p. 14
b- Etude spectroscopique .....	p. 14
2) Evaluation des mesures de relaxation .....	p. 17

<b>Références.....</b>	<b>p. 19</b>
------------------------	--------------

## **Chapitre IV**

### **Etude des noyaux $^{91m}\text{Y}$ , $^{95}\text{Zr}$ , $^{95}\text{Nb}$ et $^{97}\text{Nb}$ par résonance magnétique nucléaire et par orientation nucléaire**

<b>I] Description de l'expérience.....</b>	<b>p. 2</b>
1) Préparation des sources.....	p. 2
a- Pour les mesures de moments magnétiques.....	p. 2
b- Pour les mesures de moments quadrupolaires.....	p. 4
2) Acquisition des données.....	p. 4
<b>II] Résultats expérimentaux.....</b>	<b>p. 4</b>
1) RMN/NO de $^{91m}\text{YFe}$ .....	p. 4
2) RMN/NO de $^{95}\text{ZrFe}$ .....	p. 6
3) RMN/NO de $^{97}\text{NbFe}$ .....	p. 7
4) Orientation nucléaire de $^{95}\text{ZrZr}$ et $^{95}\text{NbZr}$ .....	p. 8
<b>Références.....</b>	<b>p. 10</b>

## **Chapitre V**

### **Interprétation des résultats expérimentaux et discussion**

<b>I] Les noyaux d'or.....</b>	<b>p. 2</b>
<b>II] Les noyaux Y, Zr et Nb.....</b>	<b>p. 8</b>
<b>Références.....</b>	<b>p. 15</b>

## **Conclusion**

## Introduction

Différents modèles de structure nucléaire prédisent l'existence de régions où s'opèrent des changements de forme très importants. Ces changements, étant produits par l'occupation ou la non-occupation de configurations particulières par quelques nucléons de valence dans diverses régions du tableau périodique, fournissent des tests très sensibles aux modèles théoriques. Dans ce travail nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux régions  $Z < 82$  et  $A \simeq 100$ . Nos expériences ont pour but la mise en évidence de ces régions de transitions en mesurant les moments magnétiques et quadrupolaires qui donnent des indications, soit directement soit à travers les mélanges de configurations, sur les déformations nucléaires. Nos expériences ont été menées auprès du réfrigérateur à dilution  $^3\text{He}-^4\text{He}$  NICOLE (Nuclear Implantation into Cold On-Line Equipment) installé en ligne sur le séparateur d'isotopes ISOLDE-3 du CERN. Contrairement aux accélérateurs à ions lourds, ISOLDE-3 offre la possibilité de production de noyaux riches en neutrons.

Dans la région de transition située entre les noyaux bien déformés des terres-rares et le noyau doublement magique  $^{208}\text{Pb}$ , des coexistences de formes et des transitions de formes ont été mise en évidence pour les noyaux Hg, Au et Pt. Des variations brutales du rayon de charge entre les noyaux de mercure déficients en neutron pair-pair et impairs ont été observées [ULM86]. Ces changements ont par la suite été attribués à des transitions de la forme aplatie à la forme allongée pour  $A \leq 185$ ; les noyaux impairs étant allongés dans leur état fondamental et les noyaux pair-pair gardant une forme faiblement aplatie jusqu'à  $A=182$ .

Dans les noyaux d'or, l'étude des niveaux de haut spin a révélé une coexistence de formes dans les noyaux  $^{185,187,189}\text{Au}$ ; deux groupes d'états ont été observés dans chacun de ces noyaux, l'un (le système  $h_{9/2}$ ) correspond à une forme allongée et l'autre (le système  $h_{11/2}$ ) correspond à une forme aplatie. La tête de bande du système  $h_{9/2}$  décroît en énergie avec  $A$  et devient l'état fondamental pour  $A \leq 185$ . Des mesures de spectroscopie laser ont mis en évidence une transition de forme pour les noyaux d'or entre  $A=187$  et  $A=186$  [WAL88].

Dans les noyaux de platine la transition de la forme faiblement aplatie à la forme allongée se fait entre  $A=187$  et  $A=185$  [EDE89], [DUO89]. Des calculs théoriques supposant la symétrie axiale ont donné de manière satisfaisante les moments de  $^{185}\text{Pt}$  (allongé) et  $^{185}\text{Pt}$  (aplati). Par

## 2 Introduction

contre entre ces deux isotopes seul un modèle tenant compte de la triaxialité a pu reproduire les valeurs expérimentales de moments nucléaires [LEB89].

Une partie de ce travail est consacrée à l'étude des noyaux  $^{182,184}\text{Au}$ . Une nouvelle technique a été mise au point et utilisée pour l'étude de ces noyaux. Cette technique utilise un faisceau radioactif pulsé pour l'implantation directement à froid des noyaux dans une matrice ferromagnétique ou monocristalline. La thermalisation des noyaux implantés se fait par le processus de relaxation qui dépend de la température de l'échantillon, de l'interaction hyperfine, mais également de la constante de relaxation  $C_R$  qui dans un métal ferromagnétique vérifie la relation  $(C_R g^2)^{-1} = \text{cste}$  pour un alliage donné. C'est grâce à ce phénomène de relaxation que nous avons pu étudier  $^{182,184}\text{Au}$  en effectuant des mesures d'anisotropie en fonction du temps.

Dans la région  $A \simeq 100$ , la déformation d'équilibre des noyaux situés autour de la fermeture des couches  $Z=40$  et  $N=50$  montre des variations importantes en passant, en général, de la forme aplatie des isotopes plus légers vers une forme allongée pour des isotopes plus lourds. Dans ce domaine particulier le niveau de Fermi reste assez proche de l'état Nilsson  $1g_{9/2}$  pour des noyaux impairs en protons et de l'état  $2d_{5/2}$  pour les impairs en neutrons, si la déformation est aplatie. Par contre le niveau de Fermi traverse plusieurs états Nilsson dans le domaine allongé. Pour ces noyaux le mélange de configuration diminue appréciablement le module du moment magnétique. Pour les noyaux faiblement déformés l'énergie potentiel présente des minima très plats en fonction de la déformation. Les déformations d'équilibre des états fondamentaux ou métastables sont donc plus faciles à appréhender par la mesure des moments nucléaires. Nous avons utilisé les techniques d'orientation nucléaire et de résonance magnétique nucléaire (RMN/NO) pour étudier les noyaux  $^{91m}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Zr}$  et  $^{95,97}\text{Nb}$ . Les mesures de RMN/NO ont été effectuées avec des sources radioactives de Rb riche en neutrons produits par le séparateur d'isotopes ISOLDF-2, dont la filiation conduit aux noyaux étudiés.

## Références

- [DUO89] H.T. Duong, J. Pinard, S. Liberman, G. Savard, J.K.P. Lee, J.E. Crawford, G. Thekkadath, F. Le Blanc, P. Kilcher, J. Obert, J. Oms, J.C. Putaux, B. Roussière, J. Sauvage, Phys. Lett. B Vol. 217 no. 4 (1989) 401
- [EDE90] R. Eder, I. Berkes, D.E. Brown, I.S. Grant, E. Hagn, P. Harding, R. Hassani, P. Herzog, B. Kastelein, A. Knipper, G. Marguier, M. Massa, S. Ohya, H. Postma, J. Prinz, C. Richard-Serre, I. Romanski, K. Schlösser, N.J. Stone, W. Vanderpoorten, J. Vanhaverbeke, L. Vanneste, T. Wölfe, E. Zech and the ISOLDE Collaboration Hyp. Int. 60 (1990) 83
- [LEB89] F. Le Blanc, Thèse, Paris 7 (1989)
- [ULM86] G. Ulm, S.K. Bhattacharjee, P. Dabkiewicz, G. Huber, H.-J. Kluge, T. Kühl, H. Lochmann, E.-W. Otten, K. Wendt, S.A. Ahmad, W. Klempt, R. Neugart and The ISOLDE Collaboration Z. Phys. 325 (1986) 247
- [WAL89] K. Wallmeroth, G. Bollen, A. Dohn, P. Egelhof, U. Krönert, K. Heyde, J.L. Wood, H.-J. Kluge and the ISOLDE Collaboration Nucl. Phys. A493 (1989) 224

## Chapitre I

### Structure nucléaire

La description correcte de la structure nucléaire nécessite de faire intervenir tous les constituants du noyau, et très vite on est confronté au problème à  $N$  corps. Les propriétés des nombres magiques ont conduit les physiciens nucléaires à transposer dans leur domaine le modèle en couches de la physique atomique. Dans un tel modèle l'idée de base est de considérer que les nucléons vont se déplacer indépendamment les uns des autres dans un champ moyen. Un grand nombre de travaux théoriques étudiant la structure nucléaire sont développés autour de l'idée que la matière nucléaire est structurée en couches [RAG88], [HEY89], [CAB90], [SKO90].

Ce chapitre est consacré à des rappels sur le modèle en couches nucléaire, sur quelques corrections qui peuvent lui être rajoutées ainsi que sur le calcul des moments nucléaires. On trouvera également en fin de chapitre quelques remarques sur la méthode microscopique Hartree-Fock [MEY83], actuellement exploitée dans de nombreux secteurs de la physique nucléaire.

#### I<sup>0</sup>] Rappels sur le modèle en couches de Nilsson

Le potentiel utilisé dans le modèle en couches était un potentiel moyen intermédiaire entre celui de l'oscillateur harmonique et celui d'un puits rectangulaire, avec une interaction spin-orbite. Ce modèle simple a permis de retrouver la séquence des nombres magiques, les spins et parités des états fondamentaux des noyaux, l'ordre de grandeur des moments magnétiques et des

## 2 Chapitre I

moments quadrupolaires de certains noyaux, l'ordre de grandeur des probabilités de transition entre états nucléaires et l'existence d'îlots d'isométrie.

Dans le modèle de Nilsson le potentiel de l'oscillateur harmonique isotrope du modèle en couches sphérique  $m\omega_0^2 r^2/2$  est remplacé par un potentiel harmonique à symétrie cylindrique:

$$\begin{aligned} V_{o.h.m} &= \frac{1}{2}m[\omega^2(x'^2 + y'^2) + \omega_z^2 z'^2] \\ &= \frac{1}{2}m\omega^2 r'^2 - \frac{1}{2}m(\omega^2 - \omega_z^2)z'^2 \end{aligned} \quad (1)$$

Le Hamiltonien du modèle en couches déformé prend alors la forme suivante:

$$H = -\frac{\hbar}{2M}\Delta^2 + V_{o.h.m} + C\vec{l}\cdot\vec{s} + D\vec{l}^2 \quad (2)$$

La déformation  $\epsilon$  du noyau, intervenant dans les expressions de  $\omega$  et  $\omega_z$ :

$$\omega^2 = \omega_o^2(\epsilon)\left(1 + \frac{2}{3}\epsilon\right)$$

$$\omega_z^2 = \omega_o^2(\epsilon)\left(1 - \frac{4}{3}\epsilon\right)$$

Si on suppose que le volume du noyau est indépendant de la déformation on a:

$$\omega^2\omega_z = \omega_o^3(\epsilon = 0) = \bar{\omega}_o^3$$

avec dans l'approximation sphérique:  $\frac{1}{2}M\bar{\omega}_o^2 = \frac{V_o}{R_o^2}$  où  $V_o$  est la profondeur du puits de potentiel,  $R_o$  le rayon nucléaire du noyau sphérique équivalent et  $M$  la masse du noyau.

Les termes  $V_{\vec{l}\cdot\vec{s}} = C\vec{l}\cdot\vec{s}$  et  $V_{\vec{l}^2} = D\vec{l}^2$  ont été rajoutés pour retrouver la séquence des nombres magiques et donc les valeurs expérimentales des énergies. Dans la littérature les constantes  $\kappa$  et  $\mu$  sont plus couramment utilisées plutôt que C et D:

$$\kappa = \frac{C}{2\hbar\bar{\omega}_o} \quad \mu = \frac{2D}{C}$$

Zang et al. [ZAN89] ont déterminé ces constantes pour les masses situées dans la région  $A \simeq 120 - 140$ .

L'expression du Hamiltonien devient:

$$H = H_o + H_\epsilon + V_{\kappa\mu} \quad (3)$$

avec:

$$H_o = -\frac{\hbar}{2M}\Delta^2 + \frac{1}{2}M\omega_o^2 r^2$$

$$H_\epsilon = -\epsilon M \omega_o^2 \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} r^2 Y_o^2$$

$$V_{\kappa\mu} = -\hbar\omega_o \kappa (2\vec{l}\cdot\vec{s} + \mu l^2)$$

Nilsson a développé deux solutions pour calculer les états propres et les fonctions propres du noyau. La première consiste à supposer que la déformation est petite. On a le choix entre deux systèmes de base:

- non couplé

$$\Psi_{\tau\Omega} = \sum_{N\Lambda\Sigma} a_{N\Lambda\Sigma}^{\tau\Omega} |N\Lambda\Sigma\rangle$$

- couplé

$$\Psi_{\tau\Omega} = \sum_{N\Lambda\Sigma} c_{N\Lambda\Sigma}^{\tau\Omega} |Nlj\Omega\rangle$$

Il existe naturellement une relation entre ces deux systèmes:

$$c_{Nlj\Omega}^{\tau\Omega} = \sum_{\Lambda} \langle l\Lambda \frac{1}{2}\Sigma | j\Omega \rangle a_{N\Lambda\Sigma}^{\tau\Omega}$$

Dans la seconde solution de Nilsson la déformation est supposée importante; les termes  $\vec{l}^2$  et  $\vec{l}\cdot\vec{s}$  sont négligés en première approximation. C'est la représentation asymptotique extrême, qui a été utilisée avec succès pour la classification des niveaux des noyaux déformés.

L'indexation des états se fait de la manière suivante:

$$[NN_z|\Lambda|\Omega^\pi$$

$N, N_z, \Lambda$  sont les nombres asymptotiques qui vérifient la relation:

$$N = N_l + N_z = 2n + N_z + |\Lambda|,$$

Les états de Nilsson sont donnés sous la forme de diagrammes de niveaux d'énergie exprimé en unité  $\hbar\omega_o$  en fonction de la déformation  $\epsilon$ .

Aux énergies précédentes il faut inclure les contributions dues aux forces d'appariement et à la répulsion de Coulomb.

Dans l'approximation de BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer), l'expression de l'énergie totale d'appariement est:

$$E(\epsilon) = \sum_{\nu} 2V_{\nu}^2 e_{\nu} - \frac{\Delta^2}{G} - G \sum_{\nu} V_{\nu}^4 \quad (4)$$

où  $V_{\nu}^2$  est la probabilité qu'une paire de nucléons occupe le niveau d'énergie  $e_{\nu}$  et  $\Delta$  l'énergie du gap. Ce terme  $\Delta$  est lié à la force d'appariement  $G$  par:

$$\Delta = G \sum_{\nu} U_{\nu} V_{\nu} \quad \text{avec} \quad U_{\nu}^2 + V_{\nu}^2 = 1$$

On exprime la force  $G$  de la façon suivante:

$$G.A = g_0 - (-)^q g_1 \frac{N - Z}{A}$$

avec:

$$\begin{cases} q = 1 & \text{pour les protons} \\ q = 0 & \text{pour les neutrons} \end{cases}$$

et

$$\begin{cases} g_0 = 19.2 \text{ MeV} \\ g_1 = 7.4 \text{ MeV} \end{cases}$$

et  $A$  nombre de nucléons.

Pour le calcul de l'énergie de Coulomb due à la répulsion entre les protons, on a supposé que le noyau était un ellipsoïde de densité de charge uniforme. Cette énergie va dépendre de la déformation par l'intermédiaire de l'excentricité de l'ellipsoïde. Le noyau pourra ainsi prendre deux formes : allongée avec  $\epsilon > 0$  et aplatie avec  $\epsilon < 0$ .

Le modèle de Nilsson a donné de manière satisfaisante les niveaux d'énergie des noyaux proches des noyaux magiques [NIL69] (voir figure I-1). Dès qu'on s'éloigne des couches fermées les séquences des niveaux d'énergie sont rarement reproduites et les énergies de liaison des noyaux ne sont pas retrouvées. Le modèle de Nilsson ne permet donc pas, à lui seul, de décrire correctement la structure nucléaire.

K. Heyde [HEY77] a développé un modèle basé sur le modèle de Nilsson et qui a donné d'excellents résultats pour les noyaux de masse impair dans la région  $50 < Z, N < 82$ . Ce modèle reprend l'image de la particule célibataire où on considère que le noyau est constitué d'un cœur pair-pair et d'une ou plusieurs particules célibataires; le hamiltonien s'écrit:

$$H = H_{\text{cœur}} + H_{\text{Nil}} \quad (5)$$

où  $H_{\text{Nil}}$  est le Hamiltonien de Nilsson donné par l'expression (3). Le terme  $H_{\text{cœur}}$  s'écrit:

$$H_{\text{cœur}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \vec{R}^2 \quad \text{avec} \quad \vec{R} = \vec{I} - \vec{J}$$

d'où

$$H_{\text{cœur}} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \vec{I}^2 + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \vec{J}^2 - \frac{\hbar^2}{\mathcal{J}} \vec{I} \cdot \vec{J}$$

avec  $\vec{I}$  moment angulaire total du noyau et  $\vec{J}$  moment angulaire de la particule et  $\mathcal{J}$  le moment d'inertie du cœur. Dans  $H_{\text{cœur}}$  le premier terme dépend uniquement du moment angulaire total, le deuxième uniquement de l'état du nucléon et le troisième est appelé terme de Coriolis qui décrit l'interaction spin-orbite entre la particule et le cœur pair-pair; ce terme aura pour conséquence de mélanger les bandes collectives du cœur sur tous les niveaux de Nilsson de la particule célibataire.

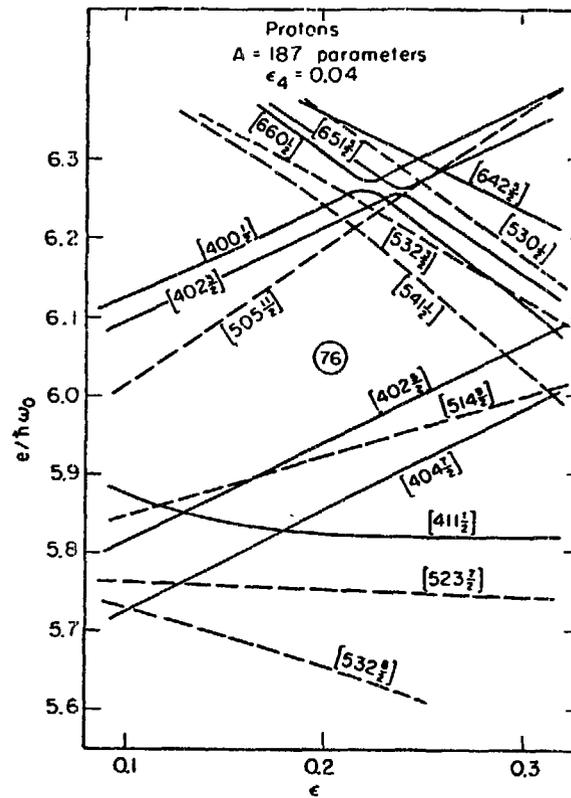


Figure I-1: Niveaux d'énergies donnés par le modèle de Nilsson pour les masses  $175 < A < 190$  impairs en protons [NIL69].  
avec:  $\kappa = 0.0620$ ,  $\mu = 0.614$ .

K. Heyde a mis au point un programme basé sur cette méthode et dont le principe de calcul est le suivant. On calcule les niveaux de Nilsson pour une déformation nulle afin d'ajuster les paramètres  $\kappa$  et  $\mu$ . Le paramètre  $\Delta$  est ensuite déterminé en incluant la force d'appariement et en comparant avec les valeurs connues des noyaux pair-pair voisins. Les énergies des bandes de ces noyaux sont moyennées et utilisées pour le calcul final des niveaux d'énergie et du moment d'inertie, pour une déformation  $\epsilon$  fixée.

## II<sup>0</sup>] Les moments nucléaires

Les moments quadrupolaires fournissent des informations sur la forme des noyaux; les moments magnétiques indiquent de quelles manières les nucléons externes interagissent entre eux. En orientation nucléaire on utilise un gradient de champ électrique et une interaction magnétique pour mesurer respectivement le moment quadrupolaire électrique et le moment magnétique d'un noyau.

### 1) Généralités

On définit l'opérateur moment quadrupolaire électrique  $Q_2^{\text{él}}$  de la manière suivante:

$$Q_2^{\text{él}} = e \sum_{k=1}^Z 2R_k^2 P_2(\cos \theta) \quad (6)$$

La sommation s'effectue sur tous les protons situés à une distance  $R_k$  du centre de masse du noyau et faisant un angle  $\theta$  par rapport à l'axe principal du gradient de champ électrique. Le moment quadrupolaire spectroscopique est la valeur maximale que prend  $Q_2^{\text{él}}$  dans l'état  $m=I$ .

$$Q = \langle II | Q_2^{\text{él}} | II \rangle = \langle I | Q_2^{\text{él}} | I \rangle \begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -I & 0 & I \end{pmatrix} \quad (7)$$

L'équation (7) montre que les noyaux avec  $I \leq 1/2$  ont  $Q=0$ , ce qui ne signifie nullement que le noyau est sphérique mais tout simplement que l'énergie d'interaction quadrupolaire est nulle et qu'il est alors exclu de mesurer une déformation par interaction quadrupolaire électrique. Les modèles théoriques permettent de calculer la quantité  $Q_0$ , appelé moment quadrupolaire intrinsèque, défini dans le système d'axes du noyau ( $Oz'$ ) (voir fig. I-2); par contre la quantité observable expérimentalement,  $Q$  est définie dans le système du laboratoire ( $Oz$ ).

En adoptant les notation de la figure I-2 et en utilisant la règle d'addition des harmoniques sphériques pour  $\phi = \phi'$ , l'expression (6) devient:

$$Q = 2e \langle II | \sum_k R_k^2 \sum_r (-1)^r \frac{4\pi}{5} Y_2^{-r}(\beta, \phi) Y_2^r(\theta', \phi) | II \rangle \quad (8)$$

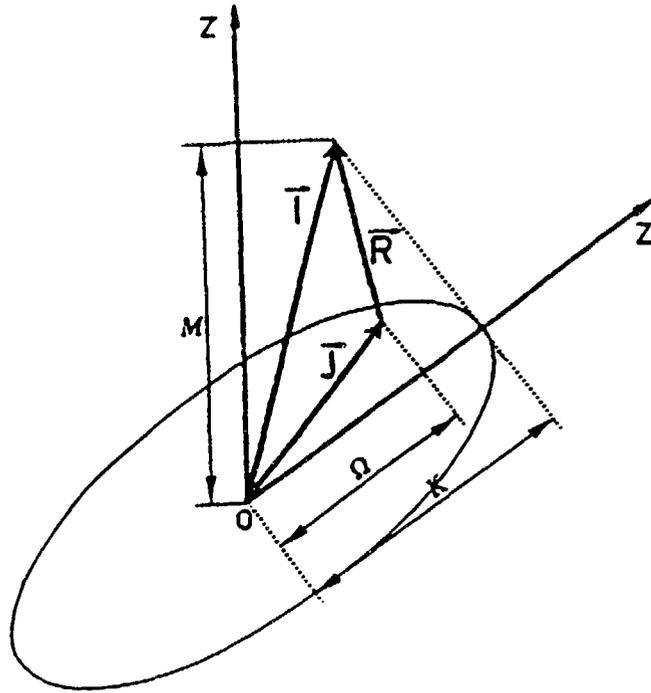


Figure I-2: Définition du référentiel laboratoire par rapport à l'axe de symétrie du noyau [LEB89].

Si on considère que le noyau est symétrique par rapport à l'axe  $z'$ , les harmoniques sphériques se réduisent aux polynômes de Legendre; en posant:

$$Q_o = 2e \langle II | \sum_k R_k^2 P_2(\theta') | II \rangle, \quad (9)$$

on obtient

$$Q = P_2(\cos \beta) Q_o \quad (10)$$

La valeur maximale de  $Q$  est obtenue pour  $\beta$  minimum. Dans un système quantique  $(\cos \beta)_{\max} = \sqrt{I/(I+1)}$ , et donc:

$$Q = \frac{2I-1}{2(I+1)} Q_o \quad (11)$$

Il existe une relation entre  $Q_o$  et la forme du noyau; d'un point de vue classique, pour un noyau de forme sphéroïdale d'axes  $a$ ,  $b$  et d'excentricité  $\epsilon = (a^2 - b^2)/a^2$ , de densité de charges uniforme  $\rho = 3Ze/4\pi ab^2$ :

$$Q_o = \frac{2}{5} Ze(a^2 - b^2)$$

## 8 Chapitre I

pour une faible déformation, c'est à dire  $\epsilon \ll 1$ :

$$Q_o = \frac{2}{5} Z e R_m^2 \epsilon (1 + 2\epsilon/3)$$

avec  $R_m$  rayon moyen défini par :  $R_m^3 = ab^2$ . Pour  $a > b$   $Q_o$  est positif et le noyau est dit allongé, pour  $a < b$   $Q_o$  est négatif et le noyau est aplati.

L'opérateur moment magnétique d'un noyau comportant  $A$  nucléons est la somme des opérateurs de moment orbital et de spin des nucléons considérés comme libres:

$$M = \mu_N \sum_{i=1}^A (g_l^i l_i + g_s^i s_i) \quad (12)$$

où  $\mu_N = \frac{e\hbar}{2M_p c}$  est le magnéton nucléaire, et où:

$$g_l^i = \begin{cases} 1 & \text{pour un proton} \\ 0 & \text{pour un neutron} \end{cases}, \quad g_s^i = \begin{cases} g_p \simeq 5.58 & \text{pour un proton} \\ g_n \simeq -3.83 & \text{pour un neutron} \end{cases}$$

Le moment magnétique est la valeur moyenne de  $M_z$  pour la projection maximale du spin nucléaire  $I$  sur l'axe de quantification (axe du champ magnétique). On aura donc par définition:

$$\mu = \mu_N g I = \langle II | M_z | II \rangle \quad (13)$$

où  $g$  est appelé facteur gyromagnétique nucléaire.

On remarque que pour les noyaux de spin nul  $\mu = 0$ , ce qui est vrai en particulier pour l'état fondamental des noyaux pair-pair.

### 2) Les moments nucléaires dans les noyaux $A$ impairs

Considérons un noyau impair voisin d'un noyau magique. Si la particule célibataire est un proton on va avoir brisure de la symétrie sphérique et le moment quadrupolaire électrique devient, avec  $I = l + 1/2$ :

$$Q = -e \langle R_n^2 \rangle \frac{2I - 1}{2(I + 1)}, \quad (14)$$

où  $\langle R_n^2 \rangle$  est le rayon carré moyen. En utilisant la relation (9) le moment quadrupolaire intrinsèque s'écrit:

$$Q_o = -e \langle R_n^2 \rangle / 2 \quad (15)$$

Comme  $\langle R_n^2 \rangle$  est positif,  $Q_o$  est négatif pour un noyau impair en protons, et positif pour un noyau impair en neutrons.

Pour un noyau impair en neutrons, l'existence d'un moment quadrupolaire a pour origine le déplacement du centre de masse du noyau qui ne coïncide plus avec le centre des charges du cœur. On aura donc pour un noyau impair en neutrons:

$$Q_o(\text{neutron célibataire}) = \frac{Z}{(A-1)^2} Q_o(\text{proton célibataire})$$

Ce terme existe également dans le cas d'un proton célibataire mais il est négligé par rapport au terme (15).

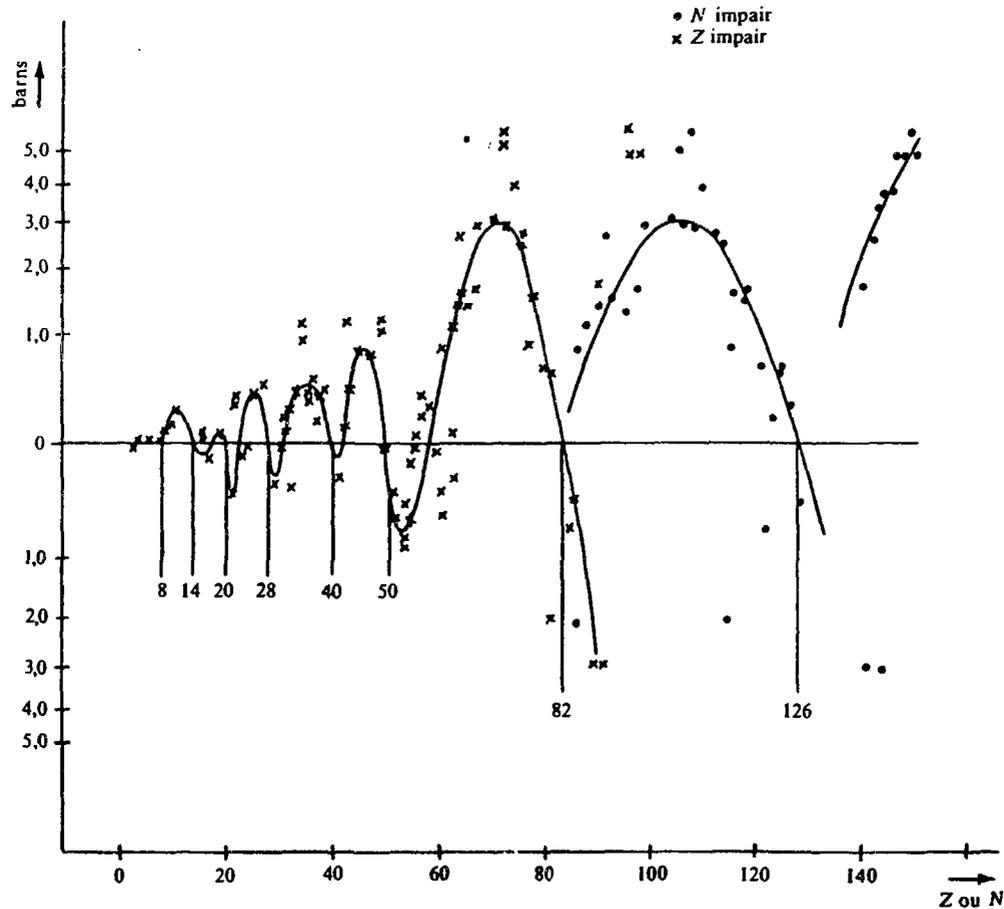


Figure I-3: Moment quadrupolaire des noyaux impairs dans leurs états fondamentaux [PRE82].

## 10 Chapitre I

Nous devons également tenir compte de la polarisation du cœur par la particule célibataire:

$$Q_{pol} = (Z/A)Q(\text{proton célibataire})$$

Les moments quadrupolaires des noyaux impairs dans leur état fondamental sont reportés sur la figure I-3.

On constate que les noyaux de forme sphérique sont concentrés au voisinage des nombres magiques. Lorsqu'on franchit l'un d'eux le moment quadrupolaire change de signe: de positif pour un noyau magique - 1 proton, il devient négatif pour un noyau magique + 1 proton. De plus seuls quelques moments quadrupolaires des noyaux impairs voisins de noyaux magiques sont reproduits.

Pour le moment magnétique le modèle de la particule célibataire a été développé dès 1937 par Schmidt [SCH37]. Dans ce modèle l'expression (12) devient:

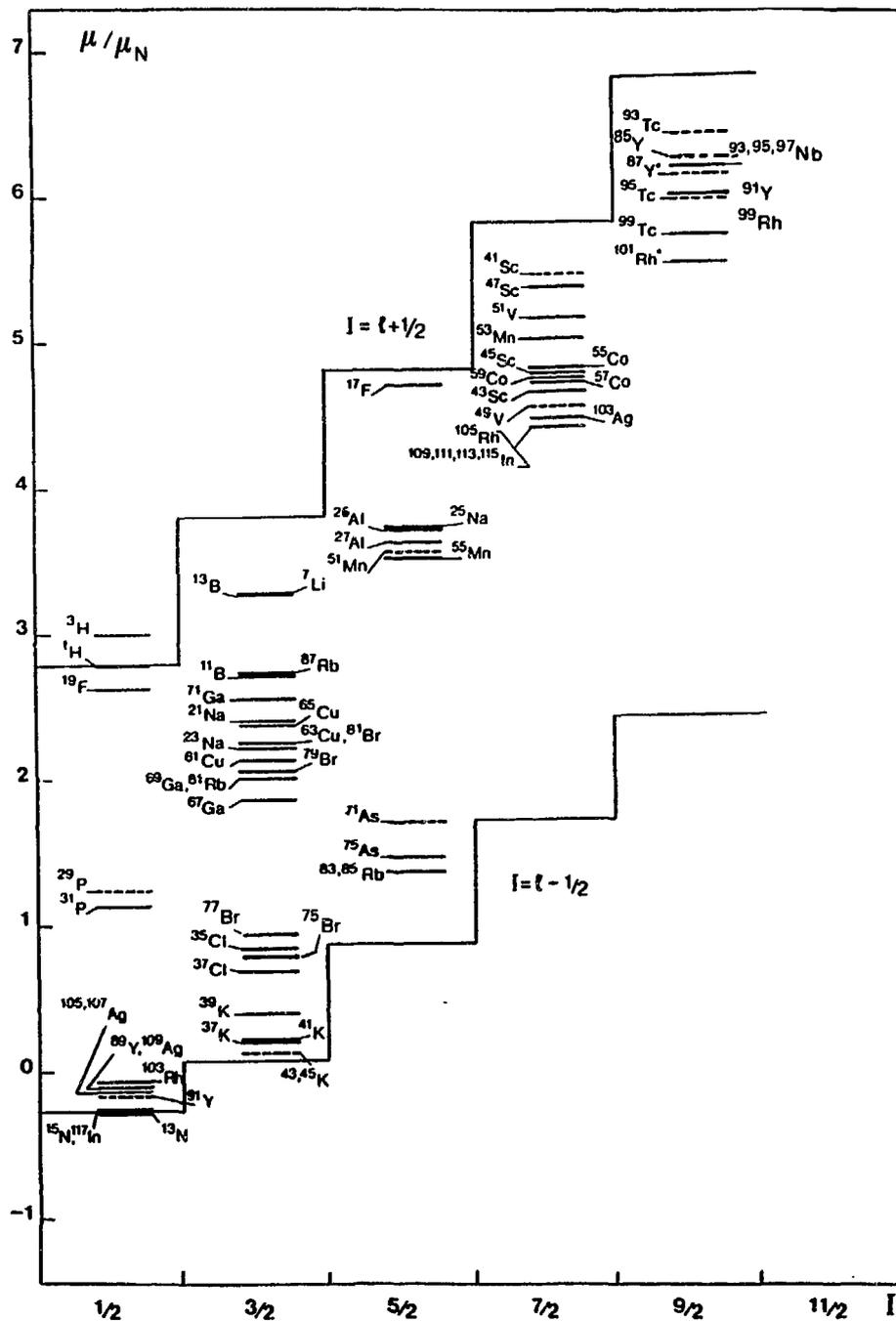
$$\begin{cases} \mu/\mu_N = \frac{1}{2}g_s + \left(j - \frac{1}{2}\right)g_l & \text{si } j = l + \frac{1}{2} \\ \mu/\mu_N = \frac{1}{j+1} \left[ -\frac{1}{2}g_s + \left(j + \frac{3}{2}\right)g_l \right] & \text{si } j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (16)$$

Ces estimations pour les noyaux impairs en protons sont tracées en fonction du spin sur les figures I-4.

Les valeurs expérimentales sont comprises entre les deux lignes de Schmidt définies par les équations (16); l'ensemble des moments magnétiques est compris entre ces deux lignes. Arima et al. [ARI72] ont montré que l'écart à la valeur de Schmidt des moments magnétiques pouvaient s'expliquer à l'aide des deux mécanismes suivants:

- la polarisation du cœur par le ou les nucléons célibataires: ce mécanisme décrit l'excitation d'un nucléon du cœur sous l'effet de l'interaction résiduelle entre celui-ci et la particule célibataire. Cet effet réduit le facteur gyromagnétique de spin  $g_s$  du nucléon libre, son influence sur  $g_l$  est peu importante.
- les courants d'échange mésoniques: le nuage de mésons fictifs caractérisant la structure du nucléon donne naissance dans le noyau à des processus d'échange de mésons entre protons et neutrons. Ces courants d'échange entraînent une diminution des moments magnétiques; cette contribution affecte essentiellement la valeur de  $g_l$ .

Expérimentalement on calcule les moments magnétiques en utilisant un facteur gyromagnétique effectif de spin  $g_s \simeq 0.6 - 0.7g_s^{free}$ ; ceci pour rendre compte des effets précédents mais aussi pour rendre compte de l'effet induit par les écarts de la fonction d'onde utilisée à la fonction d'onde réelle.



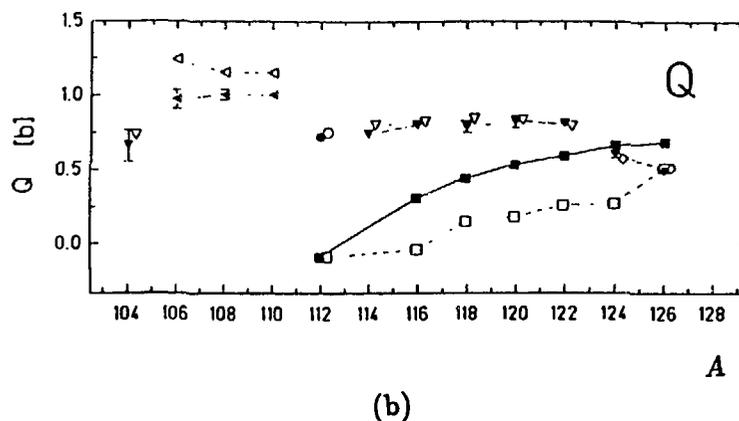
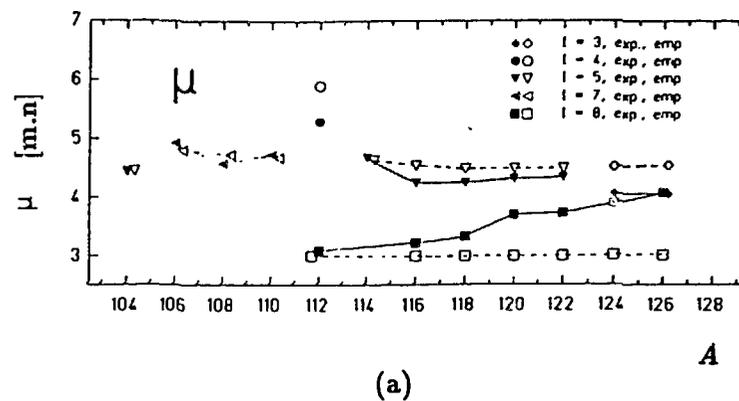
Figures I-4-a: Moments magnétiques mesurés du fondamental et de certains états isomériques (\*) des noyaux impairs en protons pour  $Z \leq 49$  [RAG89].



Dans la fonction d'onde utilisée le mélange de configurations est d'une grande importance. Lorsque plusieurs nucléons sont en dehors du cœur l'interaction qu'ils exercent entre eux les obligent à se déplacer sur plusieurs orbites situées au-dessus de la couche fermée. La fonction d'onde résultante sera un mélange de fonctions d'ondes individuelles avec différents poids [PRE82],[HEY90]; l'accord entre les prédictions théoriques et l'expérience dépend donc du choix de la base formée par les états individuels.

### 3) Les moments nucléaires dans les noyaux impair-impair

Pour les noyaux impair-impair proches des noyaux magiques, il existe une règle d'addition pour les moments magnétiques et quadrupolaires qui a donné d'assez bons résultats, notamment pour les noyaux d'indium [EBE87].



Figures I-5: Moments magnétiques (a) et moments quadrupolaires (b) de noyaux d'indium i-i calculés (symboles vides) à partir de la règle d'addition. (Symboles noirs: valeurs expérimentales) [EBE87].

La méthode consiste à prendre le noyau impair en protons avec  $|j_p \rangle, \mu(j_p), Q(j_p), \dots$  les moments qui lui correspondent et le noyau impair en neutrons avec les moments correspondants  $|j_n \rangle, \mu(j_n), Q(j_n), \dots$ . Si on suppose que le couplage entre les deux nucléons célibataires est faible dans le noyau impair-impair et que l'on peut négliger l'interaction entre deux couches différentes, on obtient les expressions suivantes:

$$\begin{aligned} \mu(J) &= \frac{J}{2} \left[ \frac{\mu(j_p)}{j_p} + \frac{\mu(j_n)}{j_n} + \left( \frac{\mu(j_p)}{j_p} - \frac{\mu(j_n)}{j_n} \right) \frac{j_p(j_p+1) - j_n(j_n+1)}{J(J+1)} \right] \\ Q(J) &= \begin{pmatrix} J & 2 & J \\ -J & 0 & J \end{pmatrix} (-)^{j_p+j_n+J} (2J+1) \quad \times \\ & \left[ \begin{Bmatrix} j_p & J & j_n \\ J & j_p & 2 \end{Bmatrix} \frac{Q(j_p)}{\begin{pmatrix} j_p & 2 & j_p \\ -j_p & 0 & j_p \end{pmatrix}} + \begin{Bmatrix} j_n & J & j_p \\ J & j_n & 2 \end{Bmatrix} \frac{Q(j_n)}{\begin{pmatrix} j_n & 2 & j_n \\ -j_n & 0 & j_n \end{pmatrix}} \right] \end{aligned} \quad (17)$$

avec  $|J \rangle = |j_p \otimes j_n; J \rangle$ .

Les résultats obtenus pour l'indium, par Eberz et al. sont reportés sur les figures I-5.

Toutefois il est important de respecter les conditions d'utilisation de cette règle. Les noyaux de masse impaire, dont les moments sont utilisés dans la règle d'addition, doivent être les plus proches possibles du noyau impair-impair étudié.

### III<sup>o</sup>] Traitement au moyen des méthodes Hartree- Fock

La méthode Hartree-Fock fut développée en physique atomique; c'est une méthode self-consistante, microscopique utilisant le principe variationnel. Elle est basée sur la construction d'un potentiel moyen auquel est soumis chaque nucléon du noyau. Ce potentiel moyen est calculé à partir d'un potentiel à deux corps, suivant la définition:

$$V_i(r_i) = \sum_{j \neq i} \int \psi_j^*(r_j) V(r_i, r_j) \psi_j(r_j) d^3 r_j \quad (18)$$

Les fonctions  $\psi$  sont les fonctions d'onde du modèle en couches. Le potentiel moyen obtenu est introduit dans le Hamiltonien du modèle en couches et les fonctions d'onde de ce nouvel Hamiltonien sont recalculées. Celles-ci sont à nouveau utilisées dans l'expression (19) pour obtenir un meilleur potentiel moyen... et ainsi de suite jusqu'à convergence de la méthode, c'est à dire jusqu'à ce que l'effet de la dernière itération devienne négligeable [VAU72], [FLO73]. Au terme de ce calcul on peut extraire les fonctions d'onde individuelles des nucléons, l'énergie de l'état fondamental, la densité d'état, l'énergie de liaison, etc....

Des calculs Hartree-Fock ont été effectués dans la région  $Z=76-80$  [RED87], [LEB89], où se produit une transition de la forme allongée vers la forme aplatie en passant par la forme triaxiale.

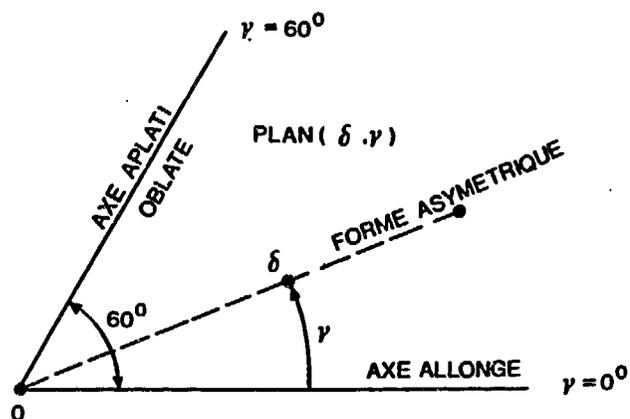
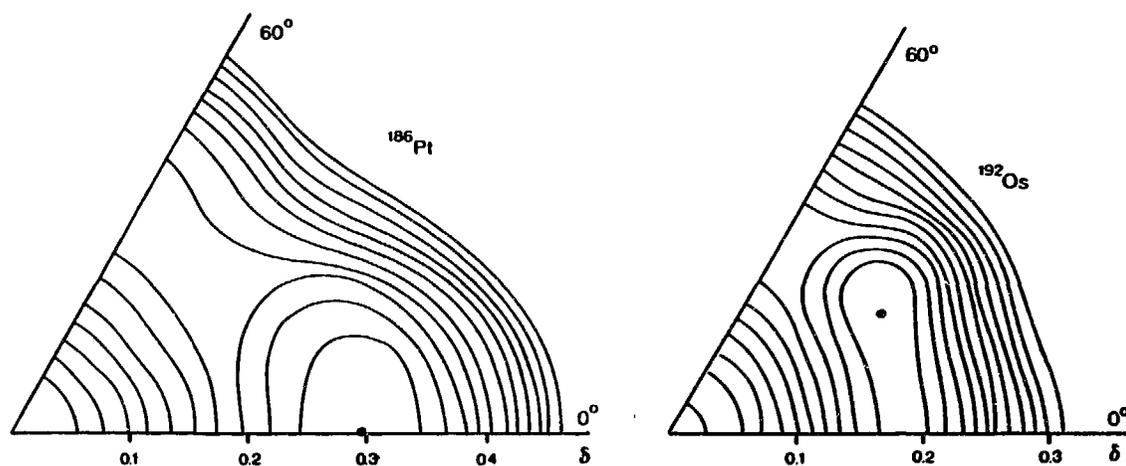


Figure I-6: Diagramme de représentation des déformations en fonction des paramètres  $\delta$  et  $\gamma$  [RED87].



Figures I-7 : Surfaces d'énergie potentielle des noyaux  $^{186}\text{Pt}$  et  $^{192}\text{Os}$  [RED87].

16 Chapitre I

Les surfaces d'énergie potentielle des noyaux  $^{186}\text{Pt}$  et  $^{192}\text{Os}$  en fonction des paramètres  $\delta = Q_0 A^{-5/3} (\text{fm}^2)$  et  $\gamma$  sont représentées sur la figure I-6; ces paramètres caractérisent la déformation du noyau. Si on pose:

$$\begin{cases} R_x = R_0(1 + \delta r_x) \\ R_y = R_0(1 + \delta r_y) \\ R_z = R_0(1 + \delta r_z) \end{cases}$$

alors les paramètres  $\delta$  et  $\gamma$  vérifient la relation:

$$\delta r_k = \frac{2}{3} \delta \cos\left(\gamma - \frac{2}{3} \pi k\right)$$

où  $k=1,2,3$  pour  $x,y,z$ . On remarque en particulier qu'on a la symétrie axiale pour  $\gamma = 0^\circ, 60^\circ, 120^\circ, \dots$ . A titre d'exemple pour  $^{186}\text{Pt}$  et  $^{192}\text{Os}$  les déformations en fonction des paramètres  $\delta$  et  $\gamma$  sont représentées sur la figure I-7.

## Références

- [ARI72] A. Arima and L.J. Huang-Lin, Phys. Lett. 41B (1972) 435
- [CAB90] J.A.Caballero, E. Moya de Guerra, Nuc. Phys. A509 (1990) 117
- [EBE87] J. Eberz, U. Dinger, G. Huber, H. Lochmann, R. Menges, R. Neugart, R. Kirchner, O. Klepper, T. Kühl, D. Marx, G. Ulm, K. Wendt and The ISOLDE Collaboration, Nucl. Phys. A464 (1987) 9
- [FLO73] H. Flocard, A.K. Kerman, P. Quentin, D. Vautherin, Nucl. Phys. A203 (1973) 433
- [HEY77] K. Heyde, M. Waroquier, P. Van Isacker and H. Vincx Nucl. Phys. A292 (1977) 237
- [HEY88] K. Heyde Hyp. Int. 43 (1988) 15
- [HEY89] K. Heyde, C. De Coster, J. Ryckebush and M. Waroquier, Phys. Lett. B218 (1989) 287
- [HEY90] "The nuclear shell model" K. Heyde Springer-Verlag (1990)
- [LEB89] F. Le Blanc, Thèse, Paris 7 (1989)
- [MEY83] M. Meyer "Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire" Bombannes, 1983
- [NIL69] S.G. Nilsson, C.F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymanski, S. Wycech, C. Gustafson, I.-L. Lamm, P. Möller and B. Nilsson, Nuc.Phys. A131 (1969) 1
- [PRE82] "Structure of the nucleus." M.A. Preston, R.K. Bhaduri Addison-Wesley Publishing Company (1982)
- [RAG88] I. Ragnarsson, P. Semmes, Hyp. Int. 43 (1988) 425
- [RED87] N. Redon, Thèse, Lyon (1987)
- [SCH37] Th. Schmidt, Z. Physik 106 (1937) 358
- [SKO90] L.D. Skouras, P. Van Isacker, M.A. Nagarajan, Nuc.Phys. A516 (1990) 255
- [VAU72] D. Vautherin, D.M. Brink, Phys. Rev. C Vol. 5 no. 3 (1972) 626
- [ZAN89] J. Zang, N. Xu, D.B. Fossan, Y. Liang, R.Ma, and E.S. Paul Phys. Rev. C Vol. 39 no. 2 (1989) 714

## Chapitre II

### Orientation nucléaire à basse température Formalisme et dispositif expérimental

La probabilité d'émission d'un rayonnement électromagnétique dépend, en général, de l'angle  $\theta$  entre le vecteur moment angulaire  $\vec{I}$  du système considéré et la direction d'émission  $\vec{k}$  du rayonnement. Dans le cas d'un ensemble de noyaux libres émettant un rayonnement le vecteur  $\vec{I}$  total aura pour valeur moyenne  $\langle \vec{I} \rangle = 0$ ; le rayonnement sera isotrope dans l'espace. Par contre, si un système est orienté, donc  $\langle \vec{I} \rangle \neq 0$ , l'intensité du rayonnement émis peut montrer une anisotropie dans l'espace.

L'orientation nucléaire peut s'obtenir de différentes manières. Parmi les plus couramment utilisées nous avons:

- l'orientation nucléaire obtenue par abaissement de la température (orientation statique). Cette orientation est produite en levant la dégénérescence des sous-niveaux nucléaires par application d'un champ magnétique et/ou d'un gradient de champ électrique. C'est la technique utilisée pour les expériences décrites dans ce travail.
- les réactions nucléaires qui vont produire des noyaux dans des états orientés; cette orientation est transitoire. Le processus de relaxation spin-milieu, qui sera décrit plus loin, détruira cette orientation.
- les techniques laser qui produisent une orientation dynamique par pompage optique. De la lumière polarisée est envoyée sur des atomes; l'absorption de cette lumière va induire une différence de population entre les sous-niveaux hyperfins. Cette orientation est transmise

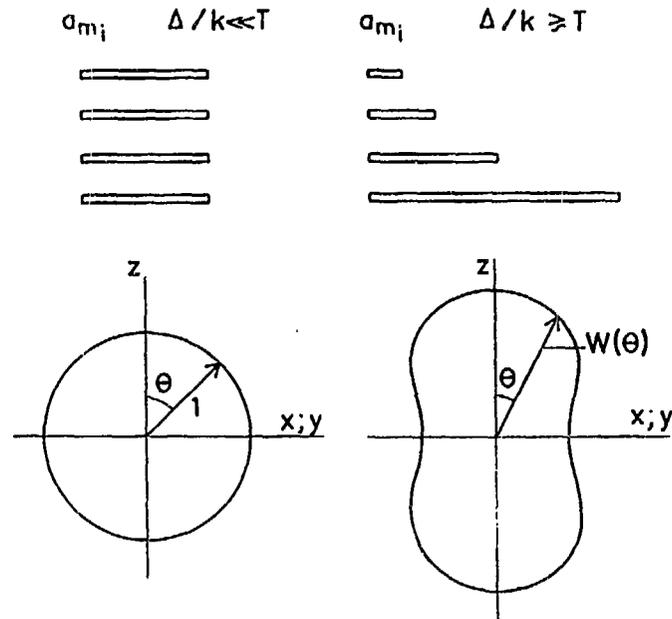


Figure II-1: Distribution angulaire du rayonnement émis par une source à haute et à basse température.

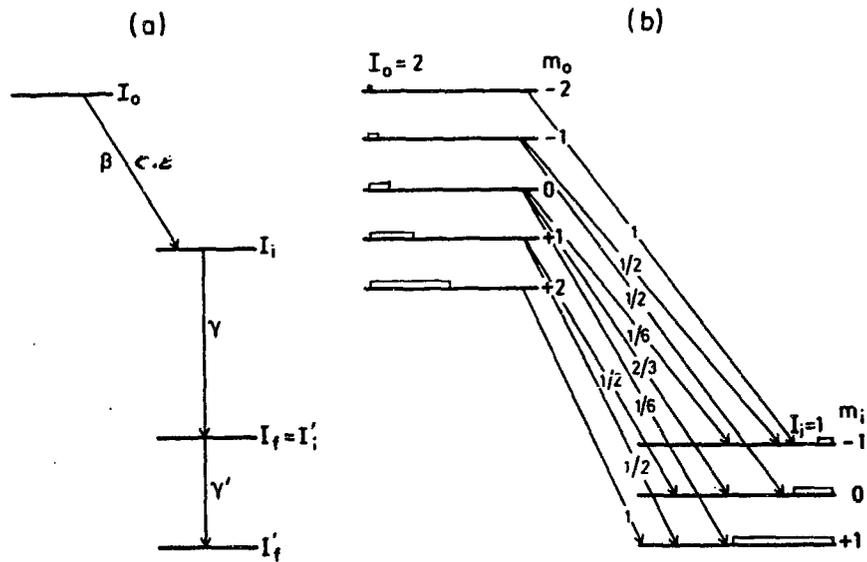


Figure II-2: a) Transition  $\beta$  ou C.E. suivie de transitions  $\gamma$ . b) Transitions dipolaires entre sous-niveaux d'un état de spin 2 et un autre état de spin 1.

aux noyaux via les interactions hyperfines, et là aussi elle sera détruite par le processus de relaxation dès l'arrêt du pompage optique.

Pour orienter l'ensemble des spins des noyaux étudiés, il faut créer une différence de population entre les sous-niveaux; ceci se fait en abaissant suffisamment la température jusqu'à une valeur  $T_L$  telle que l'énergie de Boltzmann  $kT_L$  soit du même ordre de grandeur que l'écart en énergie entre deux sous-niveaux consécutifs (voir figure II-1). Le système est ainsi orienté dans l'espace suivant un axe défini par la direction du champ. L'étude de l'orientation du système se fait en observant des raies  $\gamma$  émises à la suite d'une désintégration  $\beta$  ou d'une capture électronique de l'échantillon orienté (voir figure II-2-a).

La distribution angulaire du rayonnement observé dépend de plusieurs facteurs importants:

- du degré d'orientation du noyau père émetteur  $\beta$  (voir figure II-2-b).
- de la proportion de noyaux implantés qui subissent le champ total.
- du caractère multipolaire du rayonnement émis.

Dans la première partie de ce chapitre nous décrirons les différents paramètres intervenant dans la distribution angulaire du rayonnement émis par une source orientée. Ensuite nous discuterons deux techniques de mesures utilisant l'orientation nucléaire à basse température: la relaxation nucléaire et la résonance magnétique nucléaire. Concernant la première technique, nous avons mis au point un programme informatique permettant l'analyse de ce type d'expérience. La méthode de calcul utilisée dans ce programme est également détaillée. Enfin dans une dernière partie on trouvera une brève description du réfrigérateur à dilution  $^3\text{He} - ^4\text{He}$  NICOLE, couplé en ligne sur le séparateur d'isotopes ISOLDE-3 au CERN.

## I<sup>o</sup>] Distribution angulaire du rayonnement émis par une source orientée

Un ensemble de noyaux se trouvant à très basse température et soumis à un très fort champ magnétique ou un gradient de champ électrique va voir ses niveaux nucléaires de spin  $\vec{I}$  se scinder en sous niveaux appelés niveaux hyperfins. Suivant la nature de l'interaction les sous-niveaux auront des énergies différentes.

### 1) Expression des énergies suivant l'interaction

#### a- interaction magnétique

Le Hamiltonien d'interaction d'un moment dipolaire magnétique  $\vec{\mu} = g\mu_N\vec{I}$  avec un champ magnétique  $\vec{B}$  a la forme:

$$H = -\vec{B} \cdot \vec{\mu} = -\mu_N g \vec{B} \cdot \vec{I} \quad (1)$$

où  $\mu_N$  est le magnéton nucléaire ( $=5.05 \times 10^{-27} \text{ J/T}$ ) et  $g$  est le rapport gyromagnétique des noyaux de spins  $\vec{I}$ . Cette interaction fait apparaître  $(2I+1)$  sous-niveaux nucléaires dans la base  $\{|Im\rangle\}$ . Ces sous-niveaux sont équidistants et ont pour énergies  $E_m = -\mu_N g B m$ . La figure II-3-a décrit le cas  $I=2$  et  $\vec{\mu} \cdot \vec{B} > 0$ .

#### b- interaction électrique

L'interaction quadrupolaire électrique produit un espacement en énergie des sous-niveaux nucléaires qui dépend de la composante maximale du gradient de champ électrique et de l'asymétrie des gradients. Au cas où le gradient de champ possède une symétrie axiale ( $\eta \neq 0$ ), comme c'est le cas d'un cristal hexagonal, cette énergie est:

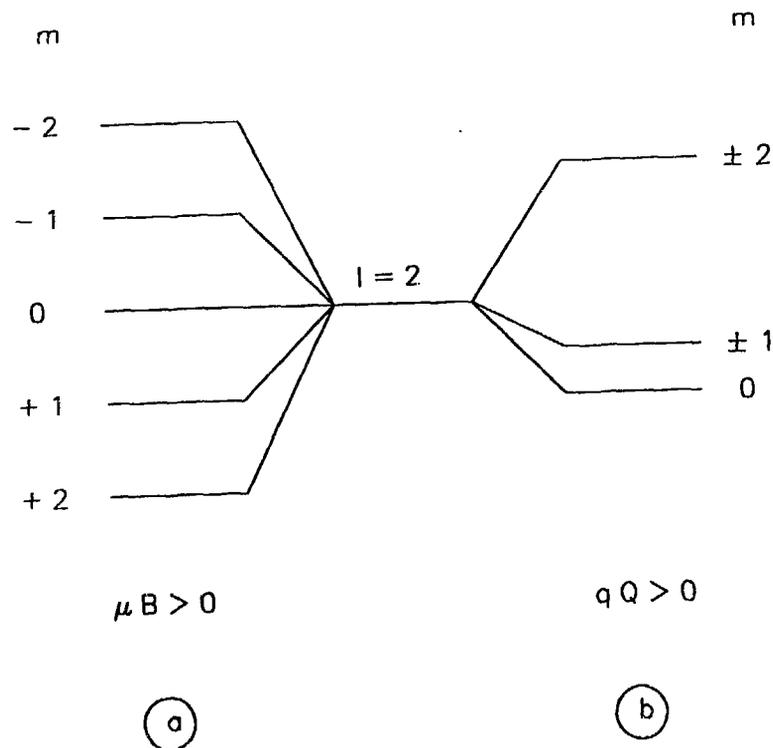


Figure II-3: Eclatement des sous-niveaux nucléaires de spin  $I=2$  par interaction magnétique pure a) et par interaction électrique pure b).

$$E_m = \frac{3e^2 Qq}{4I(2I-1)} \left\{ m^2 - \frac{1}{3} I(I+1) \right\} \quad (2)$$

$eQ$  est le moment quadrupolaire électrique et  $eq$  est le gradient de champ électrique également noté  $V_{zz}$ .

On remarque que les sous-niveaux ne sont plus équidistants, et qu'une dégénérescence en énergie apparaît, comme décrit sur la figure II-3-b (avec  $I=2$  et  $qQ>0$ ). Pour les spins entiers on aura  $I+1$  sous-niveaux; pour les spins demi-entier on en aura  $I+1/2$ .

## 2) Distribution angulaire

L'ensemble des sous-niveaux d'un état de spin  $I$  peut être décrit par une fonction d'onde  $|\psi_j\rangle$ , fonction propre de l'Hamiltonien nucléaire,  $H_N$ :

$$H_N |\psi_j\rangle = E_j |\psi_j\rangle \quad (3)$$

La fonction d'onde  $|\psi_j\rangle$  peut se développer dans la base  $|Im\rangle$  où  $m$  est la projection du spin  $\vec{I}$  sur l'axe  $z$ :

$$\begin{aligned} |\psi_j\rangle &= \sum_{m=-I}^{+I} \langle Im | \psi_j \rangle |Im\rangle \\ &= \sum_{m=-I}^{+I} a_m^j |Im\rangle \end{aligned} \quad (4)$$

Dans toutes les représentations,  $I$  est un bon nombre quantique; par contre  $m$  ne peut être un bon nombre quantique que pour les systèmes possédant la symétrie axiale suivant l'axe  $z$ . Une telle condition est satisfaite si le système est soumis à un champ magnétique et/ou à un gradient de champ électrique à symétrie axiale. Ainsi un état nucléaire peut être décrit par une fonction d'onde  $|\psi_j\rangle = |\alpha, Im\rangle$ , où  $\alpha$  regroupe les autres nombres quantiques caractérisant cet état. Ces nombres quantiques n'intervenant pas dans la distribution de l'intensité, on n'en fera pas mention dans la suite de la discussion.

La théorie de la distribution angulaire d'un rayonnement émis par un ensemble de noyaux orientés a été développée en détails par Steffen et Alder [STE75].

L'expression de la distribution angulaire d'un rayonnement  $\gamma$  émis par un état orienté de spin  $\vec{I}$  dans une direction  $\vec{k}$  et dans l'angle solide  $d\Omega$  s'écrit [KRA86]:

$$dW(k, Q) = \frac{d\Omega}{4\pi} [I] \sum_{\lambda q q'} \rho_q^{\lambda*}(I) A_{\lambda q'}(\gamma; Q) D_{q q'}^{(\lambda)}(e_z \rightarrow kx') \quad (5)$$

- le tenseur statistique  $\rho_q^\lambda(I)$  décrit l'orientation de l'état émetteur du rayonnement.

## 6 Chapitre II

- les coefficients de distribution angulaire  $A_{\lambda q}(\gamma, Q)$  décrivent les propriétés du rayonnement.
- les matrices rotation  $D_{qq'}^{(\lambda)}(e_z \rightarrow kx')$  permettent le passage du système de coordonnées lié à l'axe de quantification  $e_z$  au système de coordonnées du laboratoire  $(k, x)$ .
- on utilise la notation  $[x] = \sqrt{2x+1}$

Dans la suite on omettra le coefficient  $d\Omega/4\pi$ , qui sera pris en considération lors d'une normalisation correcte de  $W$ .

Dans ce travail on n'aura à traiter que le cas d'un rayonnement  $\gamma$ ; ceci va nous permettre de simplifier de manière considérable l'expression (5). Si le système possède une symétrie axiale et si on ne mesure pas la polarisation du rayonnement, seuls les termes pairs subsistent et  $q'=0$ :

$$\rho_q^\lambda(I) = [I]^{-1} B_\lambda(I) \delta_{q0} \quad (6)$$

où les  $B_\lambda$  sont les paramètres d'orientation de l'état initial qu'on notera dorénavant  $I_o$ .

L'expression de la distribution angulaire devient dans ces conditions:

$$W(\theta) = \sum_{\lambda} B_\lambda(I_o) A_\lambda(\gamma) P_\lambda(\cos\theta) \quad (7)$$

les  $P_\lambda$  sont les polynômes de Legendre et  $\theta$  l'angle entre l'axe de l'orientation ( $\vec{B}$  ou  $\vec{\text{grad}}\vec{E}$ ) et l'axe de la direction d'émission du rayonnement.

### 3) Les coefficients de distribution angulaire $A_\lambda$

Les coefficients  $A_\lambda$  dépendent de la raie  $\gamma$  observée, c'est à dire des spins initial et final et du rapport de mélange des multipolarités  $\delta$  intervenant dans la transition. Dans le cas où on a deux multipolarités  $L$  et  $L'$ , les coefficients  $A_\lambda$  sont donnés par:

$$A_\lambda = \frac{F_\lambda(LLI_j I_i) + 2\delta F_\lambda(LL'I_j I_i) + \delta^2 F_\lambda(L'L'I_j I_i)}{1 + \delta^2} \quad (8)$$

Les coefficients  $F_\lambda$  de Ferentz et Rosenzweig sont donnés par:

$$F_\lambda(LL'I_j I_i) = (-1)^{J_i+J_j-1} [L][L'] [I_i][I_j] \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} L & L' & \lambda \\ I_i & I_i & I_j \end{matrix} \right\} \quad (9)$$

où  $\begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}$  et  $\left\{ \begin{matrix} L & L' & \lambda \\ I_i & I_i & I_j \end{matrix} \right\}$  sont respectivement les coefficients 3-j et 6-j de Wigner.

Les propriétés des symboles 3-j et 6-j impliquent que les transitions faisant intervenir dans l'état initial les spins 0 ou 1/2 ont  $A_2=0$  et sont par conséquent isotropes. On peut remarquer que  $A_\lambda(I_i I_f LL/\delta) \neq A_\lambda(I_f I_i LL/\delta)$ , il est donc important de respecter l'ordre des spins.

4) Les paramètres d'orientation  $B_\lambda$ 

Les paramètres  $B_\lambda$  sont obtenus à partir des tenseurs statistiques  $\rho_q^\lambda$ . Ces derniers se déduisent de la matrice densité de l'état initial  $I_o$ :

$$\rho_q^\lambda(I_o) = [\lambda] \sum_m (-1)^{I_o+m'} \begin{pmatrix} I_o & I_o & \lambda \\ 1 & -1 & q \end{pmatrix} \langle I_o m | \rho | I_o m' \rangle \quad (10)$$

Les éléments de matrice  $\langle I_o m | \rho | I_o m' \rangle$  ont une forme simple dans la représentation  $\{|Im\rangle\}$ .

$$\langle I_o m | \rho | I_o m' \rangle = p(m) \delta_{mm'} \quad (11)$$

où les paramètres population  $p(m)$  se déduisent des facteurs de Boltzmann:

$$p(m) = \frac{e^{-E_m/kT_L}}{\sum_m e^{-E_m/kT_L}} \quad (12)$$

$E_m$  sont les énergies propres des sous-états  $|I_o m\rangle$ .

De l'expression (6) on déduit celle des paramètres  $B_\lambda$ :

$$B_\lambda(I_o) = [\lambda][I_o] \sum_m (-1)^{I_o+m} \begin{pmatrix} I_o & I_o & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} p(m) \quad (13)$$

comme d'après (12) les  $p(m)$  sont normalisés  $\sum_m p(m) = 1$ , alors

$$B_{\lambda=0} = 1$$

De même si  $\lambda > 2I_o \rightarrow B_\lambda = 0$ . Ceci limite le nombre des termes dans l'expression (7).

Le comportement asymptotique des paramètres  $B_\lambda$  a été étudié en détails par Krane [KRA86].

Pour une interaction magnétique on définit le paramètre  $\Delta_M = \mu B_z/kI_o = 0.366gB_z$ . Pour  $\Delta_M/T_L \ll 1$ ,  $B_\lambda(I_o)$  varie comme  $(\frac{\Delta_M}{T_L})^\lambda$ . En général les termes d'ordre supérieur à quatre sont négligeables par rapport aux premiers. Par contre pour  $T_L \rightarrow 0$ ,  $B_\lambda$  tend vers une valeur maximale  $B_\lambda^{max}$ :

$$B_\lambda^{max}(I_o) = \frac{[\lambda][I_o]!}{\sqrt{(2I_o - \lambda)!(2I_o + \lambda + 1)!}}$$

L'approche de la valeur à saturation est approximativement exponentielle:

$$B_\lambda(I_o) \simeq B_\lambda^{max}(I_o) \left[ 1 - \frac{\lambda(\lambda + 1)}{2I_o} \exp(-|\Delta_M|/T_L) \right], \quad \frac{\Delta_M}{T_L} \gg 1$$

Dans le cas d'une interaction quadrupolaire électrique on définit le paramètre  $P$  (ou  $\Delta_E$ ):

$$P = \frac{eQV_{zz}}{4I_o(2I_o - 1)}$$

A la limite des hautes températures  $P/kT_L \ll 1$  et  $B_\lambda$  varie comme  $(\frac{-P}{kT_L})^{\lambda/2}$ . Il existe des tables des valeurs des paramètres  $B_\lambda(I_o)$ , à la limite des hautes températures, en fonction de  $(\frac{\Delta_M}{T_L})^\lambda$  ou de  $(\frac{-P}{kT_L})^{\lambda/2}$  [STO86].

### 5) Rayonnements intermédiaires non-observés: les coefficients $U_\lambda$

Lorsqu'on observe un rayonnement  $\gamma$ , celui-ci n'est, en général, pas émis directement par l'état orienté. Il y a auparavant une cascade de transitions (figure II-4) qui n'est pas observée et qui tend à égaliser les populations des sous niveaux; l'orientation transmise est alors atténuée.

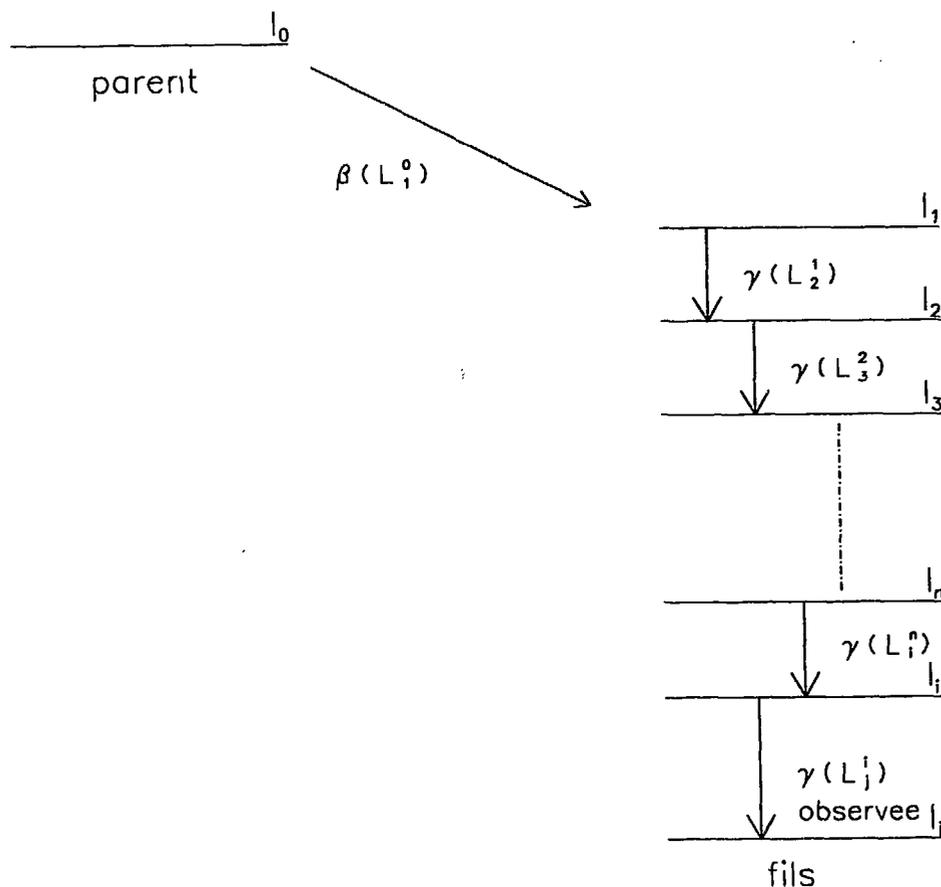


Figure II-4: Exemple d'un cas où une raie  $\gamma$  observée est précédée d'une cascade de transitions non-observées.

Cette atténuation peut être factorisée en termes de  $\lambda$ :

$$B_\lambda(I) = B_\lambda(I_0)U_\lambda(I, I_0, L) \quad , \quad (14)$$

où

$$U_\lambda(I_1, I_2, L) = (-1)^{I_1+I_2+L+\lambda} [I_1][I_2] \begin{Bmatrix} I_1 & I_1 & \lambda \\ I_2 & I_2 & L \end{Bmatrix} \quad (15)$$

Contrairement aux  $A_\lambda$ , les  $U_\lambda$  sont symétriques si on intervertit  $I_1$  et  $I_2$ , c'est à dire:

$$U_\lambda(I_1, I_2, L) = U_\lambda(I_2, I_1, L) \quad (16)$$

Pour une transition  $L=0$ ,  $U_\lambda=1$ . Les coefficients  $U_\lambda(I_1, I_2, L)$  sont tabulés dans [STO86].

## 6) Correction sur les détecteurs et distribution de champ

### a- Correction sur les détecteurs: les coefficients $Q_\lambda$

Les dimensions du détecteur définissent un angle solide d'ouverture par rapport à la source. Comme la direction d'émission  $\theta$  du rayonnement observé dépend de son endroit d'absorption dans le détecteur, celui-ci mesure une valeur moyenne pondérée de la distribution angulaire  $W(\theta)$ . La distribution angulaire mesurée sera donc atténuée; cette atténuation peut être factorisée en termes de  $\lambda$ , exprimée dans des facteurs  $Q_\lambda$  qui dépendent du type et des dimensions du détecteur, de la distance de la source émettrice et de l'énergie du rayonnement détecté. Ils ont été tabulés par Camp [CAM69] et Krane [KRA72].

### b Distribution de champ: fraction f

Une grande partie des expériences décrites dans ce travail utilise des échantillons préparés par implantation de noyaux, à l'aide d'un séparateur d'isotopes, dans une matrice solide ferromagnétique. Lorsqu'un ion lourd est implanté avec une certaine énergie cinétique, la plus grande partie de cette énergie est perdue lors des collisions avec les électrons de la matrice. En fin de parcours les ions vont s'arrêter en faisant apparaître des régions "défectueuses"; chaque ion implanté est soumis à un champ hyperfin différent. Un model simple suppose qu'une fraction  $f$  des noyaux implantés voit un champ correspondant au site substitutionnel, et que le reste  $(1-f)$  ne subit aucun champ. Le facteur  $f$  est appelé fraction de bons sites.

On aboutit ainsi à une expression pour la distribution angulaire mesurée qui est la suivante:

$$W(\theta) = 1 + f \sum_{\lambda=2,4,\dots}^{\lambda_{max}} B_{\lambda} U_{\lambda} A_{\lambda} Q_{\lambda} P_{\lambda}(\cos\theta) \quad (17)$$

Cette expression peut-être séparée en deux termes qui dépendent des états pères et fils,

- i) pour les états pères: la fraction de bons sites  $f$ , fractions de noyaux pères qui voient le champ total. Les coefficients  $B_{\lambda}$ , qui décrivent l'orientation et qui sont seulement fonction de l'interaction hyperfine et de la température.
- ii) pour les états fils: les coefficients  $U_{\lambda}$  qui caractérisent les transitions intermédiaires non-observées, les coefficients  $A_{\lambda}$  qui dépendent des propriétés de la raie  $\gamma$  observée.

Dans une mesure dite intégrale on mesure la dépendance en température de  $W(\theta)$  qui est contenue dans les coefficients  $B_{\lambda}$ ; ainsi la mesure de  $W(\theta, T_L)$  permet de déterminer les interactions hyperfines et les produits  $fU_{\lambda}A_{\lambda}$ . En fixant la température et en mesurant  $W(\theta)$  en fonction du temps, les expériences de relaxation donnent des informations dynamiques du comportement du noyau dans sa matrice.

## II<sup>o</sup>] Relaxation nucléaire.

### Traitement dynamique et décroissance

L'étude de l'orientation nucléaire à basse température de noyaux exotiques doit tenir compte du processus de relaxation nucléaire spin-milieu qui était négligé dans le cas des noyaux de longue période. Ce phénomène englobe l'ensemble des mécanismes par lesquels les spins nucléaires sont "informés" de la température du réseau et se mettent en équilibre thermique avec celui-ci. Ce processus établit entre les populations des sous-niveaux nucléaires l'équilibre de Boltzmann. Ce retour à l'équilibre va s'établir plus ou moins rapidement suivant l'intensité du couplage qui existe entre les spins nucléaires et la matrice froide. Pour décrire ce mécanisme on introduit une constante de temps  $T_1$  proportionnelle à l'inverse du couplage spin-milieu. Plus ce couplage sera fort et plus rapidement le système recouvrira l'équilibre et inversement. Pour des noyaux radioactifs, l'orientation va dépendre essentiellement de la valeur de  $T_1$  par rapport à celle de leur période  $T_{1/2}$ . Si ces noyaux sont créés non orientés et si  $T_1$  est plus important que la période  $T_{1/2}$ , alors l'orientation n'aura pas le temps de s'installer. Par contre si  $T_{1/2}$  est supérieure au temps  $T_1$  alors les noyaux vont acquérir une certaine orientation dont le degré dépendra du rapport de ces deux temps. On aura une orientation complète si  $T_1 \ll T_{1/2}$ . L'orientation sera incomplète si  $T_1$  est du même ordre de grandeur que  $T_{1/2}$ , et c'est ce qui se passe pour les noyaux exotiques.

Le temps de relaxation  $T_1$  dépend en général de la température. A haute température, c'est à dire pour  $T_L \gg T_{int}$  avec  $T_{int} = \Delta E/k$  ( $\Delta E$  écart énergétique entre deux sous-niveaux consécutifs), la dépendance en temps de la relaxation sera décrite par une exponentielle et on

défini sans ambiguïté le temps de relaxation  $T_1$ . Dans ce cas la relaxation spin-milieu est décrite par la loi de Korringa [KOR50]:

$$C_K = T_1 T_L. \quad (18)$$

où la constante de proportionnalité  $C_K$  est appelée constante de Korringa.

A basse température,  $T_{int} \gg T_L$ , la relaxation ne dépend plus de la température [BAC72], et la relation (19) n'est plus valable; néanmoins, le processus de relaxation peut être entièrement décrit par une constante  $C_R$ , si  $\Delta E$  et les conditions initiales sont connues;  $C_R$  sera appelée constante de relaxation. Stone et ses collaborateurs [STO71] ont montré que pour un alliage ferreux donné, on a la relation:  $r = (C_R g^2)^{-1} = \text{constante}$ , où  $g$  est le facteur gyromagnétique défini dans la relation (1).

La théorie de la relaxation nucléaire spin-milieu en rapport avec l'orientation nucléaire a suscité l'intérêt de nombreux auteurs tels que Spanjaard [SPA70], Turrell [TUR80] et Klein [KLE83],[KLE85]. J.Sau et moi-même avons mis au point un algorithme permettant de calculer l'évolution de l'anisotropie  $W(\theta)$  en fonction du temps pour une température donnée. La théorie utilisée dans ce programme a été développée de manière complète par Klein [KLE86]. Avec ce programme on peut ajuster  $W(\theta)$  aux courbes expérimentales pour déterminer différents paramètres intervenant dans l'expression de l'anisotropie. La procédure d'ajustement utilise le programme de minimisation MINUIT, mis au point au CERN. Ce paragraphe est consacré à la description de cet algorithme.

Un ensemble non-orienté de noyaux radioactifs identiques est implanté dans une matrice solide maintenue à très basse température. La matrice solide est ferromagnétique ou monocristalline dont le champ magnétique ou le gradient de champ électrique est très intense. La durée de vie des noyaux à étudier doit être suffisamment grande par rapport au temps de relaxation associé, pour qu'une certaine orientation puisse s'établir avant que la décroissance n'intervienne. Les transitions nucléaires considérées ne seront que des transitions  $\beta$ , des captures électroniques et des transitions  $\gamma$  (voir figure II-2). Le faisceau des noyaux implantés est puisé; la durée des pulsations sera choisie en fonction de la durée de vie du noyau dont on veut étudier l'orientation.

Dans la suite nous utiliserons les notations du schéma général de décroissance de la figure II-5.

On veut étudier la distribution angulaire du rayonnement  $\gamma$  émis de l'état  $j$  vers l'état  $j+1$  du  $N$ -ième noyau de la chaîne de décroissance. L'état  $j$  est alimenté par les états appartenant au noyau  $N$  ou au noyau  $N-1$ . Une fois l'évolution temporelle des populations des sous-niveaux de tous les états connue, on pourra calculer la distribution angulaire de la raie  $\gamma$  en question, dont la forme générale a été établie précédemment:

$$W(\theta, t) = 1 + f \sum_{i, \lambda > 0} B_\lambda(i, t) U_\lambda(i) A_\lambda Q_\lambda P_\lambda(\cos(\theta)) \quad (19)$$

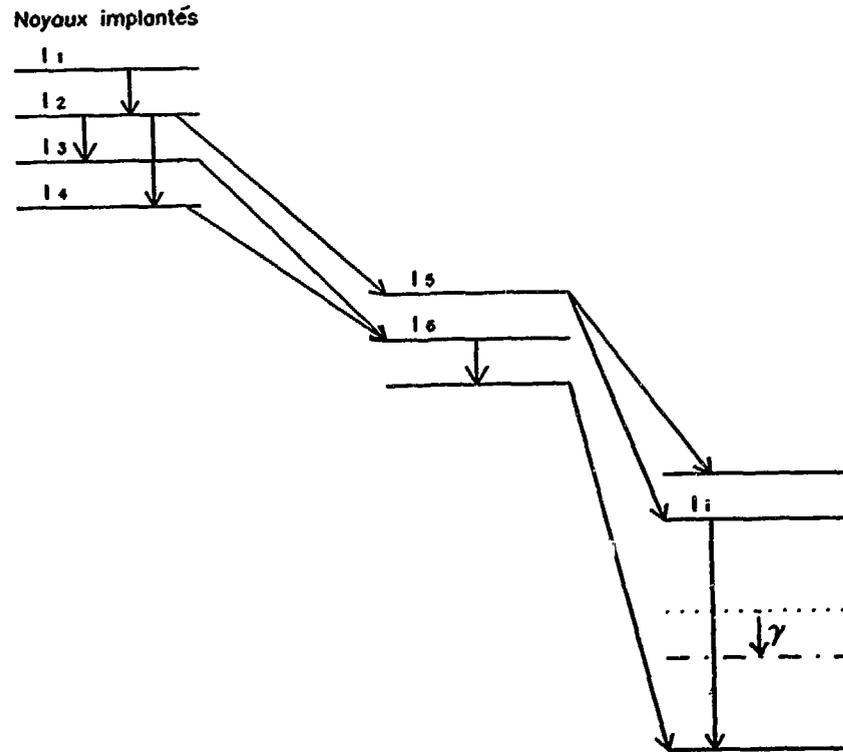


Figure II-5: Schéma standard de décroissance.

Les termes  $U_\lambda, A_\lambda, Q_\lambda, P_\lambda$  de l'équation (19) gardent la même signification, par contre les paramètres  $B_\lambda$  vont dépendre de la dynamique du système. L'indice  $i$  représente la sommation sur les différents états du noyau dont on étudie l'orientation.

Comme le montre la figure II-5, seuls les états situés au-dessus de l'état  $j$  sont susceptibles d'alimenter la transition  $\gamma$  étudiée. On se limitera donc dans la suite à cet ensemble d'états.

### 1) Vecteur population

La principale difficulté est d'établir l'évolution en temps de la population des différents états. Pour cela on définit un grand vecteur population  $\mathcal{P}$ , dont la structure est la suivante:

$$\mathcal{P} = \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ \vdots \\ p_n \end{pmatrix} \quad (20)$$

avec :

-  $n$  nombre total d'états composants la chaîne jusqu'au noyau précédant le noyau émetteur  $\gamma$ .

-  $p_i$  sous-vecteur population de l'état  $i$  dont la dimension est le nombre de sous-niveaux correspondant au spin  $I_i$  de cet état:

$$p_i = \begin{pmatrix} p(-I_i) \\ \vdots \\ p(+I_i) \end{pmatrix} \quad (21)$$

Au total  $\mathcal{P}$  possède  $(2I_1 + 1) + \dots + (2I_n + 1)$  composantes.

## 2) Equation de l'évolution temporelle

Deux phénomènes physiques gouvernent l'évolution dans le temps du vecteur population: la relaxation et la décroissance. Comme nous avons pu le voir dans la partie précédente, la relaxation n'intervient qu'à l'intérieur des sous-niveaux d'un état donné sans perturber la population des sous-niveaux des autres états. La numérotation des états (voir figure II-5) se fait de telle sorte que l'état  $i$  ne puisse être alimenté que par les états de rang inférieur strictement à  $i$ .

L'évolution dans le temps du vecteur population  $\mathcal{P}$  sera donc régi par l'équation:

$$\frac{d\mathcal{P}}{dt} = \mathcal{A} \cdot \mathcal{P} + \mathcal{F} \quad (22)$$

où:

-  $\mathcal{A}$  est la matrice évolution, dont la structure est donnée par le processus physique exposé ci-dessus. Cette structure sera décrite plus en détails dans le paragraphe suivant.

-  $\mathcal{F}$  est le vecteur taux d'implantation. Ce vecteur est non-nul uniquement pendant l'implantation. Sa structure est la suivante:

$$\mathcal{F} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_{N(1)} \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix} \quad (23)$$

$f_i$  le vecteur taux d'implantation de l'état  $i$ , sera non nul si  $i$  est un état appartenant au noyau implanté.  $f_i$  possède  $(2I_i + 1)$  composantes identiques.  $N(i)$  représente le  $N$ -ième état du noyau  $i$ .

La solution générale de l'équation (22) est:

$$\mathcal{P}(t) = e^{\mathcal{A}(t-t_0)} \cdot \mathcal{P}(t_0) + \mathcal{A}^{-1} \cdot (e^{\mathcal{A}(t-t_0)} - 1) \cdot \mathcal{F} \quad (24)$$

où  $\mathcal{P}(t_0)$  est le grand vecteur population à l'instant  $t = t_0$ .

Ainsi pour le cycle  $j$  de durée  $T$  (voir figure II-6), où  $T_I$  est la durée pendant laquelle on implante:

$$\mathcal{P}(t) = e^{A(t-t_j)} \cdot \mathcal{P}(t_j) + A^{-1} \cdot (e^{A(t-t_j)} - 1) \cdot \mathcal{F} \quad (25)$$

pour  $t - t_j < T_I$

$\mathcal{P}(t_j)$  est la population résiduelle au début du cycle.

$$\mathcal{P}(t) = e^{A(t-(t_j+T_I))} \cdot \mathcal{P}(t_j + T_I) \quad (26)$$

pour  $t_j + T_I < t < t_j + T$

La principale difficulté est de calculer  $e^{At}$ . En effet  $A$  est une matrice carrée qui peut être très grande, ses dimensions étant la somme des  $(2I_i+1)$  sous-niveaux des différents états composant le système.

Néanmoins nous allons voir que le problème sera grandement simplifié grâce à la structure particulière de la matrice  $A$ .

### 3) Structure de la matrice $A$ et conséquences dans le traitement dynamique

Le choix de la convention précédente pour la numérotation des états donne à la matrice  $A$  la structure en bloc décrite dans la figure II-7.

Les blocs diagonaux  $A_{ii}$  sont des matrices carrées  $(2I_i + 1)(2I_i + 1)$  décrivant le phénomène de relaxation et la décroissance de l'état  $i$ . Ses éléments de matrice sont:

$$(A_{ii})_{k+1,k} = W_{k \rightarrow k+1}$$

$$(A_{ii})_{k,k+1} = W_{k+1 \rightarrow k}$$

$$(A_{ii})_{k,k} = -(W_{k \rightarrow k+1} + W_{k \rightarrow k-1}) - \frac{1}{\tau_i} \quad (27)$$

où les matrices  $W$  sont les amplitudes de relaxation utilisées par Klein,  $\tau_i$  est la durée de vie de l'état  $i$ :

$$W_{m \rightarrow n} = \frac{-1}{2kC_R} \frac{E_m - E_n}{1 - e^{-\frac{(E_m - E_n)}{kT_L}}} (I(I+1) - m.n) \quad (28)$$

$m, n = k, k+1$

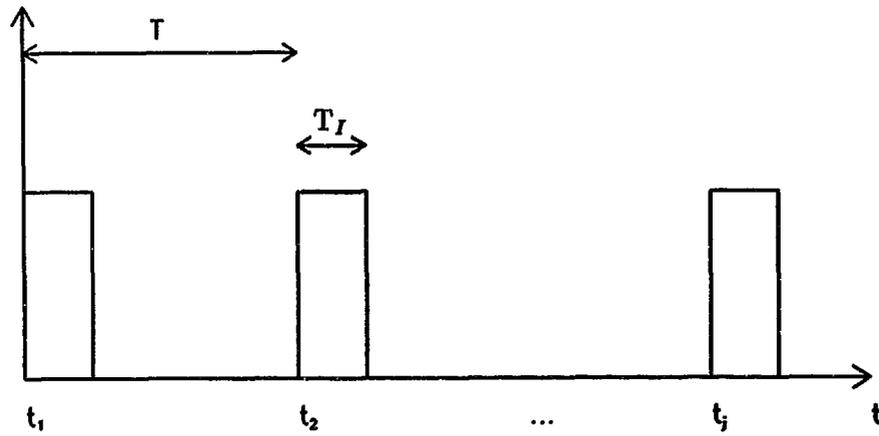


Figure II-6: Cycles d'implantation et de décroissance.

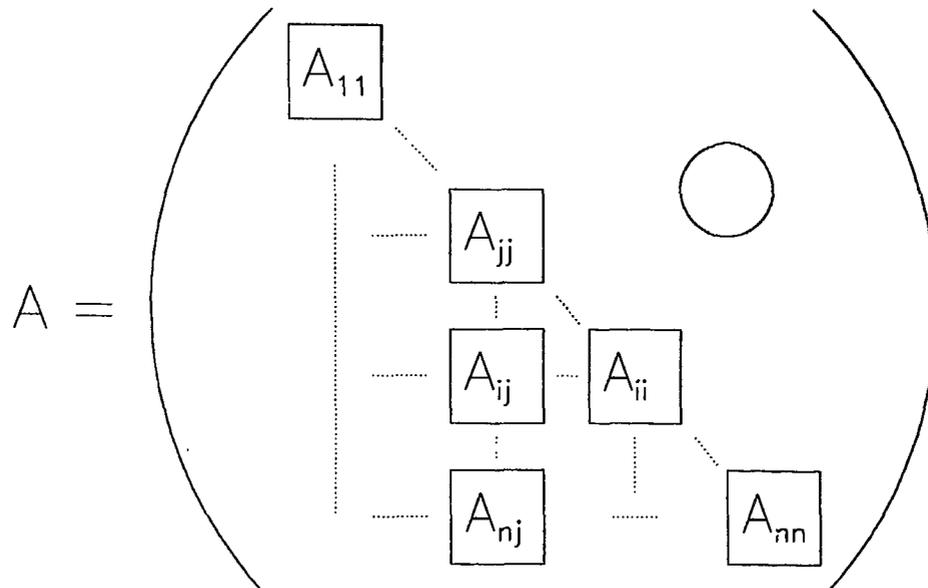


Figure II-7: Structure de la matrice  $\mathcal{A}$ .

## 16 Chapitre II

Les blocs non-diagonaux  $\mathcal{A}_{ji}$  sont des matrices rectangulaires  $(2I_j+1)(2I_i+1)$  qui décrivent la décroissance de l'état  $i$  vers l'état  $j$ . Les éléments de matrice sont de la forme :

$$(\mathcal{A}_{ji})_{k,l} = \frac{1}{\tau_{i \rightarrow j}} \sum_{\lambda} (-1)^{I_j+k+I_i-l} (2\lambda+1) U_{\lambda, i \rightarrow j} \begin{pmatrix} I_j & I_j & \lambda \\ -k & k & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_i & I_i & \lambda \\ -l & l & 0 \end{pmatrix} \quad (29)$$

où:

- $U_{\lambda, i \rightarrow j}$  sont les coefficients de désorientation de l'état  $i$  vers l'état  $j$  d'ordre  $\lambda$ , défini précédemment.
- $\tau_{i \rightarrow j}$  est la durée de vie partielle de transition de l'état  $i$  vers l'état  $j$ .

La matrice  $\mathcal{A}$  est semblable à une matrice  $\mathcal{B}$  possédant la même structure en blocs, mais ayant en plus la particularité d'avoir ses matrices diagonales symétriques .

$$\mathcal{B} = \mathcal{D} \cdot \mathcal{A} \cdot \mathcal{D}^{-1} \quad (30)$$

Les matrices  $\mathcal{D}$  sont diagonales, elles sont définies par :

$$(\mathcal{D}_{ij})_{l,l} = e^{-\frac{E_l}{2kT_L}} \quad (31)$$

La matrice  $\mathcal{B}$  possède des propriétés particulièrement intéressantes qui vont permettre une simplification du traitement numérique:

- a- Les valeurs propres de  $\mathcal{B}$  sont la réunion des valeurs propres des matrices  $\mathcal{B}_{ii}$  formant la diagonale. Ainsi il n'est plus nécessaire de diagonaliser  $\mathcal{B}$ , ce qui ne serait pas une tâche facile. Donc seules les matrices  $\mathcal{B}_{ii}$  seront diagonalisées.
- b- Les vecteurs propres de  $\mathcal{B}$  sont calculés à l'aide d'une méthode récursive à partir des vecteurs propres des matrices  $\mathcal{B}_{ii}$  qui sont connus.

### 4) Solutions dans différents cas typiques

#### a- Le cycle initial

Les populations sont nulles au début du cycle; les solutions des équations (25) et (26) s'écrivent:

$$\mathcal{P}(t) = \mathcal{A}^{-1} \cdot (e^{\mathcal{A}(t)} - 1) \cdot \mathcal{F} \quad (32)$$

pour  $0 < t < T_I$

$$\mathcal{P}(t) = e^{\mathcal{A}(t-T_I)} \cdot \mathcal{P}(T_I) \quad (33)$$

pour  $T_I < t < T$

Le calcul du rapport  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  avec les solutions ci-dessus donne:

$$\lim_{t \rightarrow 0} \frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} = 1 \quad (34)$$

### b- Le régime permanent

Quand le nombre de cycles augmente un régime permanent est atteint. Le résidu  $\mathcal{P}$  à la fin du cycle N à  $t_N$  est égale au résidu du début du cycle N+1 à  $t_{N+1}$ .

En partant des équations (25) et (26) valables pour le cycle N:

$$\mathcal{P}(t) = e^{\mathcal{A}(t-t_N)} \cdot \mathcal{P}(t_N) + \mathcal{A}^{-1} \cdot (e^{\mathcal{A}(t-t_N)} - 1) \cdot \mathcal{F} \quad \text{pour } t_N < t < t_N + T_I \quad (35)$$

$$\mathcal{P}(t) = e^{\mathcal{A}(t-(t_N+T_I))} \cdot \mathcal{P}(t_N + T_I) \quad \text{pour } t_N + T_I < t < t_N + T \quad (36)$$

et en écrivant les conditions du régime permanent, c'est à dire :

$$\mathcal{P}(t_{N+1}) = \mathcal{P}(t_N) = \mathcal{P}(\infty) \quad (37)$$

on obtient, pour la population résiduelle dans le cas du régime permanent, l'expression:

$$\mathcal{P}(\infty) = (e^{-\mathcal{A}T} - 1)^{-1} \cdot \mathcal{A}^{-1} \cdot (1 - e^{-\mathcal{A}T_I}) \cdot \mathcal{F} \quad (38)$$

Une évaluation du nombre L de cycles nécessaires pour atteindre ce régime donne:

$$L > 1 + \frac{\ln 0.1}{\lambda_m T} \quad (39)$$

où  $\lambda_m$  est la plus grande valeur propre de  $\mathcal{A}$ , ou bien, vue que toutes les valeurs propres sont négatives (voir eq. 27 et 28), la valeur propre ayant la plus petite valeur absolue. Cette valeur est égale à moins l'inverse de la durée de vie de l'état le plus long. Donc les conditions de régime permanent sont valables pour tous les états composant la chaîne étudiée.

La figure II-8 illustre le cas de  $^{182}\text{Au}$ , qui sera traité plus en détail dans le chapitre suivant. La durée totale du cycle est de 120 s et la durée de vie la plus longue était celle de l'or  $\simeq 21$  s. On constate que le régime permanent s'installe dès la fin du premier cycle.

Du fait qu'en général  $\mathcal{P}(t_N) \neq 0$ , contrairement au cas du cycle initial, le calcul du rapport  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  au début du cycle donne:

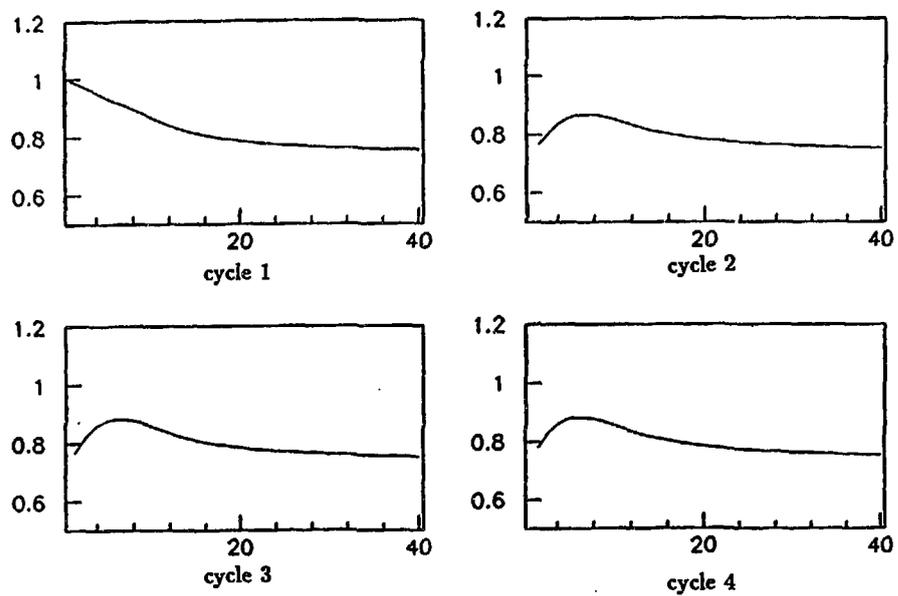


Figure II-8: Cycles successifs observés montrant l'installation du régime permanent dans le cas de  $^{182}\text{Au}$ .

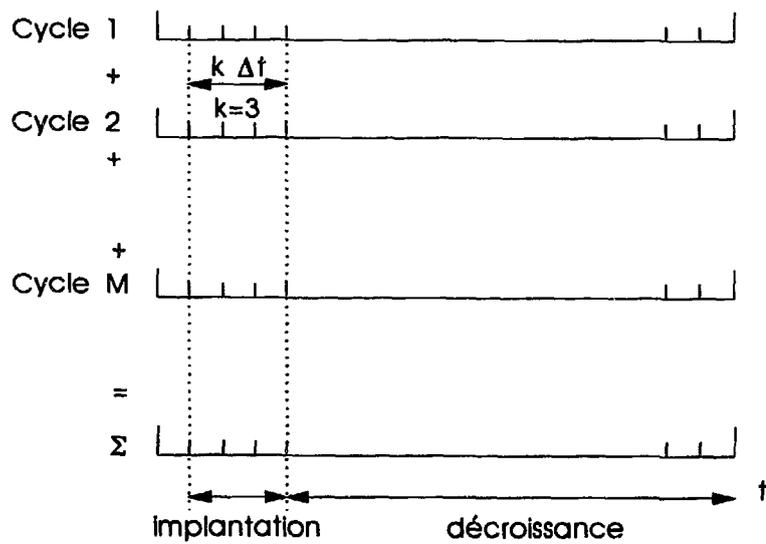


Figure II-9: Les spectres enregistrés correspondent à la sommation de M cycles.

$$\lim_{t \rightarrow t_N} \frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} \neq 1 \quad (40)$$

### c- les conditions expérimentales

Expérimentalement,  $W(\theta, t)$  se déduit de mesures correspondant à la somme d'un certain nombre  $M$  de cycles comme décrit sur la figure II-9 .

Néanmoins on n'est dans aucun des deux cas précédents. Cependant, si le régime permanent est rapidement atteint, le rapport  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  mesuré sera très proche de celui donné par le régime permanent. Ce sera le cas, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, lorsqu'on applique cette méthode aux noyaux 182-184-Au.

## III<sup>o</sup>] Résonance magnétique nucléaire sur des noyaux orientés

L'idée d'associer la résonance magnétique nucléaire avec la technique d'orientation nucléaire à basse température a été proposée en 1953 par Bloembergen et Temmer [BLO53]. Mais il fallut attendre 1966 pour que Matthias et Holliday [MAT66] puissent observer la première raie de résonance du  $^{60}\text{Co}$  orienté dans le fer. Le grand nombre d'expériences de RMN/NO effectuées depuis montre que la technique est bien maîtrisée et qu'elle reste l'une des plus efficaces pour mesurer les moments nucléaires, les champs hyperfins et parfois des spins nucléaires. Ces expériences ont été tabulées par Herzog [HER86].

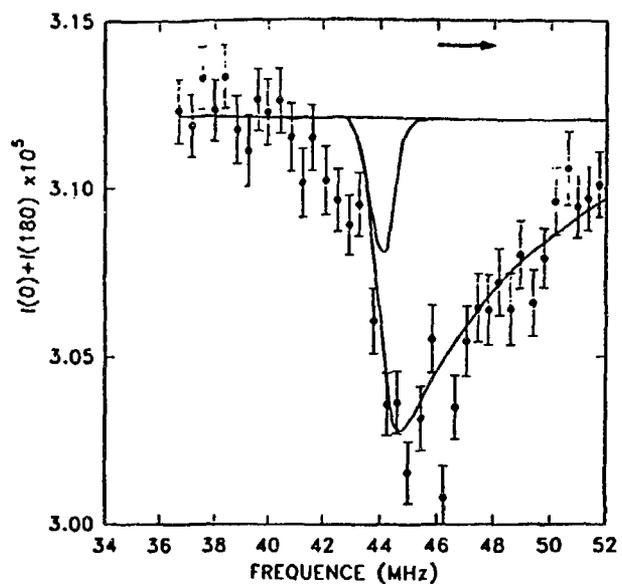
La fréquence  $\nu$  du champ magnétique radiofréquent, à la résonance, doit vérifier les relations:

$$\nu = \nu_0$$

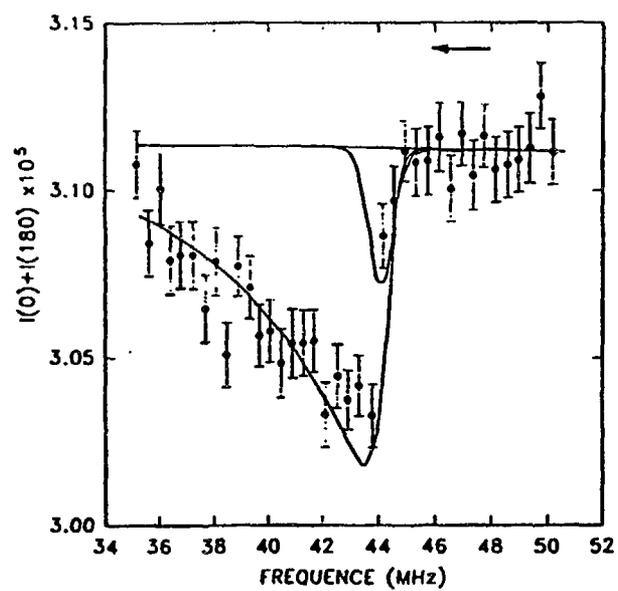
avec:

$$h\nu_0 = E_{n,j} - E_{m+1} \quad (41)$$

Le résonance se manifeste par la destruction de l'orientation des noyaux; elle est détectée à travers l'anisotropie du rayonnement émis. Nous avons vu dans le premier paragraphe que même les noyaux occupant les sites substitutionnels ne subissaient pas tous exactement le même champ magnétique hyperfin, mais étaient soumis à une distribution de champs  $B_{hf}$  autour de  $B_{hf,0}$ . Cette distribution des champs magnétiques entraîne une distribution en fréquence autour de la fréquence de résonance  $\nu_0$ . Un champ radiofréquent R.F. avec une fréquence bien définie ne pourra désorienter qu'une très faible fraction de noyaux. Pour pouvoir observer la destruction de l'orientation autour de la fréquence de résonance il faut donc moduler le champ R.F. [STO86\*], [MAS91]. On obtient le maximum de destruction à la fréquence de résonance  $\nu = \nu_0$ .



a) *Incrémentation*



b) *Decrémentation*

Figure II-10: Résonance de la raie 1116 keV de  $^{65}\text{Zn}$  avec  $\Delta t \ll T_1$ :  
Modulation =  $\pm 200$  kHz,  $1/T = 133 \text{ K}^{-1}$ .

En s'éloignant de la fréquence  $\nu_0$ , la relaxation nucléaire rétablit l'équilibre thermique et l'ensemble des noyaux recouvre son anisotropie hors résonance. Si  $\Delta t$ , le temps de mesure, est beaucoup plus grand que  $T_1$  chaque période de comptage sera indépendante de la précédente et on aura un signal de résonance symétrique par rapport à la fréquence de résonance  $\nu_0$ , quelque soit le sens de variation de  $\nu$ . Par contre si  $\Delta t \leq T_1$  la courbe de résonance présentera une asymétrie dans la direction du déplacement de la fréquence. Dans ce cas la fréquence de résonance  $\nu_0$  s'obtient en superposant les deux courbes obtenues en incrémentant et en décrémentant la fréquence de balayage. Nous avons effectué une mesure de RMN/NO sur  $^{65}\text{Zn}$  ( $T_{1/2} = 244.1 \text{ j}$ ) implanté dans une matrice de fer [BER92]. Le temps de relaxation est de l'ordre de 1 heure. Afin d'étudier l'effet de la relaxation nous avons fait une mesure avec un temps  $\Delta t = 180 \text{ s}$ . Nous nous trouvons ainsi dans le cas où  $\Delta t$  est beaucoup plus faible que le temps de relaxation  $T_1$ . On peut voir sur la figure II-10 l'asymétrie du signal due à la réorientation lente des noyaux chauffés par la résonance.

Les courbes symétriques correspondent à un ajustage gaussien dans le cas où  $\Delta t \gg T_1$ . Ce cas illustre bien l'influence de la relaxation sur la forme du signal de résonance.

Au processus de relaxation peuvent se superposer des résonances thermiques, qui sont dues aux variations de la température dues à une résonance de couplage entre la bobine RF et le porte-échantillon, et qui induisent également une destruction de l'anisotropie. Cet effet est très nette sur l'intensité de la raie 586 keV (voir figure II-11) d'une mesure de RMN/NO, que nous avons effectuée sur le  $^{77}\text{Br}$  [MAS91]. La variation de l'intensité du bruit de fond montre la présence d'une résonance thermique.

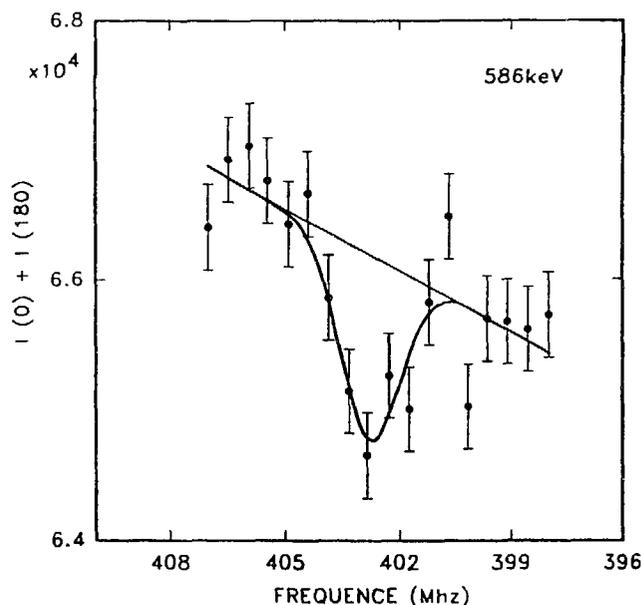


Figure II-11: Destruction de l'anisotropie de la raie 586 keV de  $^{77}\text{Br}$ :  
 $B_{ext} = 0.1 \text{ T}$ ,  $\langle 1/T \rangle = 105 \text{ K}^{-1}$ ,  $P_{as} = 500 \text{ kHz}$ ,  $\text{Modulation} = \pm 500 \text{ kHz}$ .

Ces expériences de RMN/NO ( $^{65}\text{Zn}$  et  $^{77}\text{Br}$ ), dont le but était la détermination de moments magnétiques nucléaires et de champs magnétiques hyperfins, ont fait l'objet d'une thèse préparée dans notre laboratoire par M. Massa [MAS91]. Un programme informatique permettant le calcul théorique du signal de résonance a également été mis au point par B. Hlimi [BER91].

Dans le chapitre IV on a utilisé la RMN/NO pour déterminer les moments nucléaires des noyaux  $^{91m}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Zr}$  et  $^{97}\text{Nb}$ .

#### IV<sup>o</sup>] Dispositif expérimental

Toutes les expériences rapportées dans ce travail ont été effectuées au CERN auprès du réfrigérateur à dilution  $^3\text{He}$  -  $^4\text{He}$  NICOLE (Nuclear Implantation Into Cold On Line Equipement), couplé en ligne sur le séparateur ISOLDE-3. Le séparateur ISOLDE-3 est l'aboutissement d'une longue évolution qui a commencé en 1967 avec la première version ISOLDE-1. Les faisceaux primaires utilisés étaient des protons de 600 MeV ou des  $^3\text{He}$  de 910 MeV fournis par le synchrocyclotron. L'installation ISOLDE est caractérisée par de grandes productions de noyaux riches ou déficients en neutrons sur une très large gamme du tableau périodique (voir tableau II-1).

GROUP	IA											IIIA	IVA	VA	VIA	VIIA	VIIIA	
	H																He	
	Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
	Na	Mg	III B	IV B	V B	VIB	VII B	VIII		IB	II B	Al	Si	P	S	Cl	Ar	
	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
	Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
	Fr	Ra	Ac															
LANTHANIDES			Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu		
ACTINIDES			Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr		

Tableau II-1: Eléments disponibles en faisceau à ISOLDE.

D'autres éléments peuvent être produits par filiation ( par exemple Ir, Pt).

Tableau II-2: Caractéristiques des systèmes d'orientation nucléaire en ligne avec des séparateurs d'isotopes.

	FOLBIS (Bonn)	LISOL - KOOL (Louvain)	DOLIS - COLD (Daresbury)	ISOLDE - NICOLE (CERN - Genève)	UNISOR - NOF (Oak-Ridge)	SPIN - 2 (Dubna)
Acc. de part.	(a)	Cyclotron isochrone	Tandem	SC(CERN)(b)	Tandem	Phasotron
Part.		$p - {}^{40}\text{Ar}$		$p$ et ${}^3\text{He}$		$p$
Energie par unité de masse (meV/A)		$\leq 110Z^2_{eff}$	$\leq 20\text{MV}$	$p : 600$ ${}^3\text{He} : 300$	25MV	680
Type du séparateur d'isotopes	55° $r = 1.5m$	55° $r = 1.5m$	60° $r = 1.0m$	90° $r = 1.0m$	90°	55° $r = 1.5m$
Puissance frigorifique à 100 mK	300μW	300μW pour 400μmol/s	300μW	400μW	170μW pour 500μmol/s	5μW à 10mK
Température de base	5mK	$\approx 6mK$	5.4mK	5mK	$\approx 7.6mK$	$\leq 7mK$
Température avec ligne d'accès ouverte	$\approx 100mK$	$< 12mK$	$\approx 7mK$	$\approx 6mK$	12mK	10mK
Bobine radiofréquence	oui	oui	oui	oui	non	non
Champ magn. max. direction	5.0T vertical	0.5T et 1.5T vertical	1.5T horizontal	2.0T horizontal	1.5T horizontal	3.0T horizontal
Distance min. source-détecteur	137mm	50mm	70mm	80mm	90mm	75mm
Nb. de positions possibles pour détecteurs		1 - 0° 3 - 90°	2 - 0° 2 - 90°	2 - 0° 2 - 90°	2 - 0° 4 - 45° 2 - 90°	2 - 0° 2 - 90°
1 <sup>ère</sup> implantation	Janvier 1987	Novembre 1980	Novembre 1983	Juillet 1988	Juin 1988	

(a): Ce système n'est pas en ligne avec un accélérateur.  
 (b): A partir de juillet 1992: booster (CERN) protons de 900MeV.

Depuis une dizaine d'années, plusieurs réfrigérateurs à dilution  $^3\text{He} - ^4\text{He}$ , répertoriés dans le tableau II-2, ont été installés en ligne sur des accélérateurs à ions lourds. La production d'ISOLDE-2 ou 3 peut aller jusqu'à  $10^3$  fois celle des accélérateurs à ions lourds au voisinage de la vallée de stabilité et permet aussi la production d'isotopes riches en neutrons.

Le système NICOLE résulte de la collaboration de plusieurs laboratoires de cinq pays européens (Allemagne, Belgique, France, Grande Bretagne, Pays-Bas) avec le CERN. Tous ces groupes travaillent depuis longtemps sur la physique des basses températures et ont une grande expérience des réfrigérateurs à dilution. De plus la technique d'orientation nucléaire en ligne est connue de plusieurs de ces groupes. Le chargement d'un échantillon dans un réfrigérateur a été utilisé pour la première fois dans notre laboratoire. L'université de Bonn a installé en ligne, pour la première fois en 1978, un réfrigérateur à dilution  $^3\text{He}-^4\text{He}$  nommé FOLBIS (Fridge On Line Bonn Isotope Separator) sur un séparateur d'isotopes [HER78]. Par la suite il y a eu LISOL-KOOL à Louvain (1981) et DOLIS-COLD à Daresbury; dans ces installations le séparateur d'isotopes était en ligne sur un accélérateur à ions lourds. Ces réfrigérateurs ont donc été les précurseurs de NICOLE, qui a bénéficié de la maîtrise technologique acquise par les concepteurs de ces systèmes qui sont également, en grande partie, les fondateurs de NICOLE.

On trouvera une description complète du séparateur ISOLDE et des performances du réfrigérateur NICOLE dans la thèse de M. Massa [MAS91] et dans la référence [SCH88].

Les premières mesures hors ligne ont eu lieu en février 1988 suivies par des expériences en ligne en juillet de la même année. Pour le traitement des spectres nous avons utilisé le programme GENDAT mis au point à Oxford, pour les traitements consécutifs nos programmes, le tout installé sur le VAX-6210 de l'IPN de Lyon. Pour l'analyse des expériences de relaxation nous avons mis au point et utilisé un programme sur l'IBM 3090 du centre de calcul de l'IN2P3.

## Références

- [BAC72] F. Bacon, J.A. Barclay, W.D. Brewer, D.A. Shirley and J.E. Templeton, Phys.Rev. B5 (1972) 2397
- [BER91] I. Berkes, M. De Jésus, B. Hlimi, M. Massaq, E.H. Sayouty and K. Heyde Phys. Rev. C Vol. 44 No. 1 (1991) 104
- [BER92] I. Berkes, B. Hlimi, M. De Jésus et M. Massaq  
"Hyperfine magnetic field of Zn in iron"  
A paraître dans Hyperfine Interactions, 1992
- [BLO53] N. Bloembergen and G.R Temmer, Phys.Rev. 92 (1953) 943
- [CAM69] D.C. Camp and A.L. Van Lehn, Nucl.Inst.Meth., 76 (1969) 192
- [HER78] P. Herzog, H.-R. Folle, A. Kluge, M. Reuschenbach and E. Bodenstedt, Nucl. Inst. Meth. 155 (1978) 421
- [HER86] P. Herzog réf. [STO86] Chap. XV
- [KRA72] K.S. Krane, Nucl. Instr. Meth. 98 (1972) 205
- [KRA86] K.S. Krane réf. [STO86] Chap. II
- [KOR50] J. Korringa Physica XVI, no.7-8 (1950) 601
- [KLE83] E. Klein, Hyp. Int. 15 (1983) 557
- [KLE85] E. Klein, Hyp. Int. 22 (1985) 111
- [KLE86] E. Klein réf. [STO86] Chap. XII
- [MAS91] M.Massaq, Thèse, Lyon (1991)
- [MAT66] E. Matthias et R.J. Holliday, Phys.Rev.Lett. 17 (1966) 897
- [SCH88] K. Schlösser, I. Berkes, E. Hagn, P. Herzog, T. Niinikoski, H. Postma, C. Richard-Serre, J. Rikowska, N.J. Stone, L. Vanneste, E. Zech and The ISOLDE Collaboration, Hyp.Int. 43 (1988) 161
- [SPA70] D. Spanjaard and F. Hartmann-Boutron, Solid State Comm. 8 (1970) 233
- [STE75] R.M. Steffen and K. Alder dans " The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy" ed. N.D. Hamilton North Holland Publ. Co. Amsterdam 1975
- [STO71] N.J. Stone dans " Hyperfine Interactions in Excited Nuclei", Ed. G. Goldring et R. Kalish (Gordon & Breach, New York) 273 [rev]
- [STO86] " Low Temperature Nuclear Orientation" ed. N.J. Stone, H. Postma North Holland Publ. Co. Amsterdam 1986
- [STO86\*] N.J. Stone réf. [STO86] Chap. XIII
- [TUR80] B.G. Turrell, Hyp. Int. 7 (1980) 429

## Chapitre III

### Etude des isotopes $^{182,184}\text{Au}$ par la méthode de la relaxation nucléaire

L'étude de la structure nucléaire des isotopes déficitaires en neutron de la région de transition de forme située entre les noyaux très déformés que sont les terres rares et le noyau  $^{208}\text{Pb}$  doublement magique ( $Z=82$ ,  $N=126$ ), a fait l'objet de nombreuses expériences. Dans les noyaux d'or au voisinage de  $^{185}\text{Au}$  il semble que l'état  $\pi 1h_{9/2}$  soit le fondamental, ce qui habituellement correspond à un état excité; cet état  $\frac{9}{2}^+$  donne aux noyaux une forme allongée  $^{181,189}\text{Ir}$  et  $^{185,189}\text{Au}$  [MAC84]. Ce chapitre est consacré à l'étude des isotopes  $^{182,184}\text{Au}$ , issus de faisceaux de mercure déficitaires en neutrons produits par ISOLDE-3 et implantés directement à basse température dans le réfrigérateur NICOLE [ROM92]. Le processus de RMN/NO, habituellement utilisé pour la détermination directe des facteurs  $g$ , ne donne pas de résultats satisfaisants dans le cas des noyaux d'or. L'implantation en ligne imposée par les courtes périodes interdit tout recuit thermique de la source, le nombre de noyaux radioactifs dans les sites substitutionnels est trop faible, il en résulte un signal de résonance faible et trop large, pour  $^{186}\text{Au}$  Schlösser et al. ont obtenu  $\Gamma \simeq 10\text{MHz}$  [SCH88]. Par contre des mesures de RMN/NO effectuées sur  $^{189\text{m}}\text{Au}$  par implantation à basse température de noyaux d'or ont donné de bons résultats [VAN86]. Malheureusement des faisceaux radioactifs d'or ne sont pas encore produits à ISOLDE. On a donc mis au point une nouvelle technique utilisant un faisceau radioactif pulsé permettant de mesurer l'orientation nucléaire en fonction du temps. Le processus dynamique de relaxation spin-milieu décrit dans le chapitre précédent va ainsi permettre de mesurer indirectement le facteur  $g$  du noyau orienté.

Les spins et moments magnétiques des isotopes  $^{182,184}\text{Au}$  sont inconnus. La première expérience NICOLE en ligne [EDE90] a mis en évidence un état isomérique pour l'or 184. Les spins des états isomérique et fondamental sont également inconnus. Deux séquences de spins possibles seraient,  $2^+$  ou  $3^+$  pour l'isomère et  $5^+$  ou  $6^+$  pour le fondamental.

## I°] Acquisition et traitement des données

Dans le chapitre précédent nous avons décrit tous les termes intervenant dans la distribution angulaire du rayonnement  $\gamma$  émis par la décroissance radioactive de noyaux orientés:

$$W(\theta) = 1 + f \sum B_k A_k U_k Q_k P_k(\cos \theta)$$

Dans les mesures classiques d'orientation nucléaire en ligne l'implantation est continue et  $W(\theta)$  est mesurée en fonction de la température, ce sont les mesures intégrales. Par contre dans les mesures de relaxation le faisceau radioactif est pulsé, et  $W(\theta)$  est mesurée en fonction du temps pour une température fixé.

Expérimentalement la distribution angulaire  $W(\theta)$  est déterminée par le rapport:

$$W(\theta) = I_{c,BT}(\theta)/I_{c,HT}(\theta)$$

où  $I_{c,HT}, I_{c,BT}$  sont les intensités corrigées. Les différentes corrections sont décrites dans la suite.

Les intensités normalisées axiale et équatoriale sont respectivement  $W(0^\circ$  ou  $180^\circ)$  et  $W(90^\circ$  ou  $270^\circ)$ , les termes axiale et équatoriale désignant les directions parallèle et orthogonale à l'axe d'orientation du champ magnétique extérieur. Les corrections sur les variations d'intensité du faisceau sont très difficile à effectuer; pour s'affranchir de ce problème on utilise le rapport  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  et les ajustements sont effectués sur ce rapport.

### 1) Acquisition des données

On a utilisé quatre détecteurs disposés comme indiqué sur la figure III-1. Un générateur d'impulsions est associé à chaque détecteur qui permet de corriger les intensités des raies sur le temps mort introduit par la chaîne de détection. La nature de ce temps mort n'était pas comprise pendant longtemps. Nos mesures sont effectuées en faisceau pulsé où le taux de comptage varie très fortement entre l'injection du faisceau et la fin d'un cycle de comptage quand seulement les isotopes à longues périodes sont présents. L'empilement des impulsions déforme le spectre d'amplitudes, si l'on ne rejette pas les impulsions empilées; ou diminue le contenu d'un pic, si la réjection est appliquée. Cette diminution est proportionnelle à  $D = \exp(-N\tau)$  où  $N$  est le comptage intégrale par seconde et  $\tau$  la durée pendant laquelle l'empilement est considéré comme

perturbateur, typiquement de l'ordre de 7 fois la constante de mise en forme. Traditionnellement, et c'est ce que nous avons fait dans nos expériences, on effectue la correction en normalisant sur le comptage d'un générateur d'impulsions très stable. Toutefois, si la fréquence de comptage de ce dernier est  $f$ , l'écart-type relatif de la correction sera  $\sqrt{(1-D)/ft}$ , ce qui montre l'intérêt d'augmenter  $f$ , surtout si  $D$  diminue. Or les générateurs traditionnels sont limités à  $f \simeq 100Hz$ , sinon le préamplificateur de charge n'est pas correctement attaqué. Caldero et al. [CAL91] ont mis au point un générateur d'impulsions rapides qui résoudra ce problème d'empilement d'impulsions dans l'avenir, mais ce générateur n'était pas disponible encore lors de ces mesures.

Pour les mesures de relaxation chaque spectre  $\gamma$  enregistré correspond à la somme de 10 cycles (voir Chap.II,&II). Pour une bonne statistique on effectue plusieurs mesures à une même température, par exemple dix spectres à haute température et dix spectres à basse température. Pour les mesures intégrales les spectres sont enregistrés en continue pendant la descente ou la montée en température. Un spectre tiré des mesures effectuées sur  $^{182}Au$  est représenté sur la figure III-2.

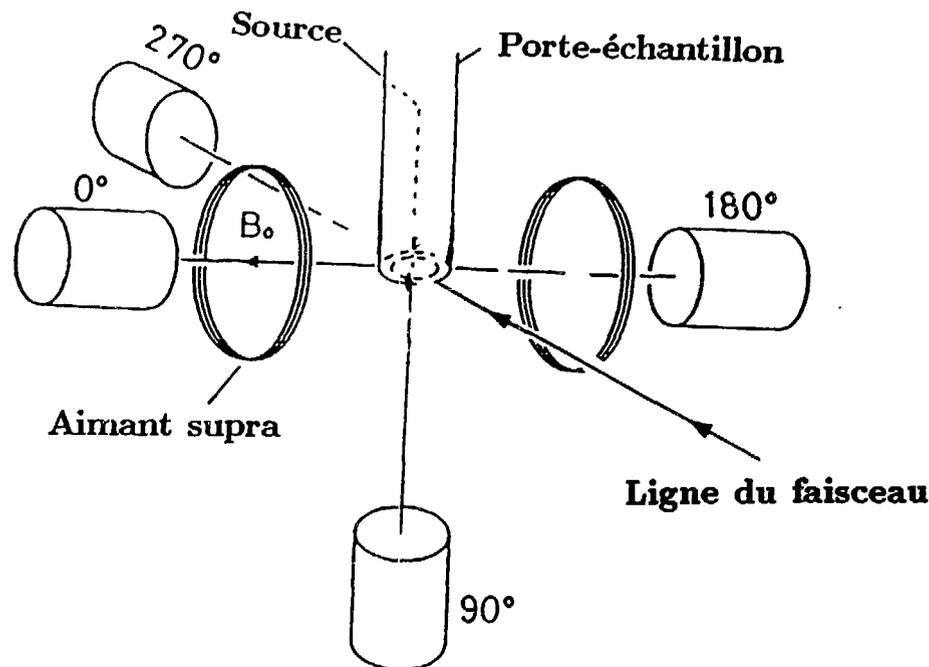


Figure III-1: Positions des détecteurs par rapport à la direction du champ polarisant.

4 Chapitre III

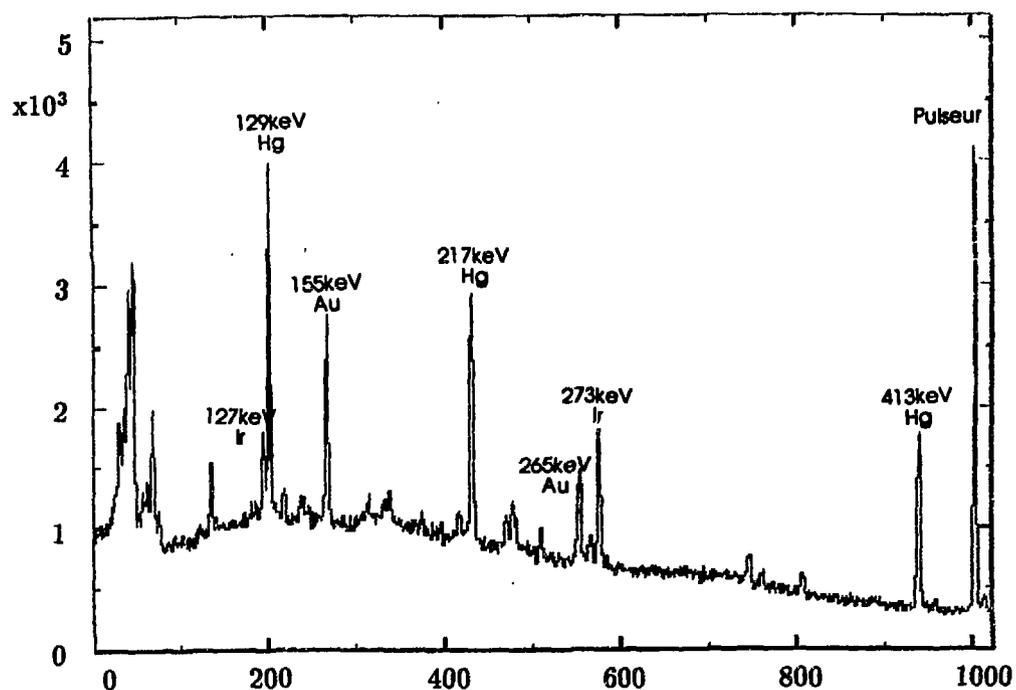


Figure III-2: Spectre  $\gamma$  de la chaîne A=182.

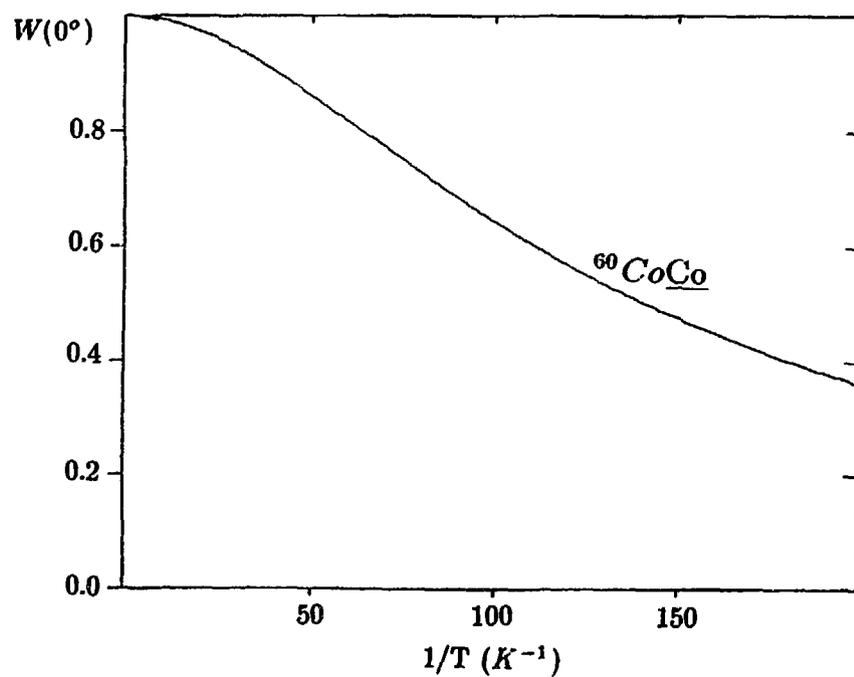


Figure III-3: Anisotropie de la raie 1332 keV dans le thermomètre  $^{60}\text{CoCo}$ .

## 2) Traitement des données expérimentales

La spectroscopie d'une chaîne de noyaux est complètement indépendante de l'orientation. Afin de séparer les paramètres spectroscopiques (p.e. périodes, rapports d'embranchements, bruit de fond d'autres isotopes, ...) des paramètres d'orientation, on effectue des mesures dépendantes du temps à haute et à basse température, l'orientation n'intervenant qu'à basse température. Dans le groupe de Lyon nous avons évalué les mesures de relaxation en plusieurs étapes.

### a) Détermination de la température

La température est contrôlée par un thermomètre  $^{60}\text{CoCo}$  soudé sur le porte-échantillon. Le  $^{60}\text{Co}$  a une période  $T_{1/2} = 5.2$  ans; s'il n'y a pas de changement de température brusque la relaxation n'intervient pas et les populations des sous-niveaux nucléaires obéissent à une distribution de Boltzmann. Les paramètres d'orientation nucléaire étant connus avec précision on sait calculer théoriquement les courbes  $W(0^\circ)$  ou  $W(90^\circ)$  en fonction de la température dans les conditions de l'expérience. Ensuite il suffit de comparer les valeurs expérimentales  $W(0^\circ)$  ou  $W(90^\circ)$  des raies 1173 keV ou 1332 keV avec les courbes théoriques pour en déduire la température. Sur la figure III-3 est représentée l'anisotropie  $W(0^\circ, T)$  de la raie 1332 keV.

### b) Traitement des mesures

Les mesures effectuées à haute et à basse température sont traitées séparément. Dans une première étape on vérifie la température de chaque spectre pour bien délimiter les mesures haute et basse température. Une fois cette vérification terminée on somme tous les spectres haute température pour avoir une bonne statistique. Après l'intégration des intensités des pics pour chaque détecteur corrigées sur celles des pulseurs, on vérifie que le rayonnement mesuré à haute température est bien isotrope c'est à dire que le rapport  $I(0^\circ)/I(90^\circ)$  reste constant dans le temps. Ce rapport permet de vérifier si les quatre détecteurs ont fonctionné normalement. Si les mesures données par l'un des détecteurs sont mauvaises on doit les rejeter pour améliorer la statistique. Sur la figure III-4 le rapport  $I(180^\circ)/I(270^\circ)$  pour la raie 163 keV de  $^{184}\text{Au}$  n'est pas constant, alors que  $I(0^\circ)/I(90^\circ)$  l'est à partir du troisième point. On a effectué différents rapports et on a constaté que les deux détecteurs  $180^\circ$  et  $270^\circ$  ont mal fonctionné; leurs intensités n'ont donc pas été utilisées pour cette raie; on a également rejeté les deux premiers points des deux autres détecteurs dans les ajustements.

La raison des anomalies décrites ci-dessus n'est pas tout à fait comprise. Les conditions expérimentales dans ces mesures sont très différentes des conditions ordinaires: le taux de comptage enregistré varie d'un facteur de 5-6 entre la période d'implantation et juste avant, et la correction sur le temps mort est incertaine pour des temps morts dépassant 20%, alors que dans certaines de nos mesures il atteint 40-50 %.

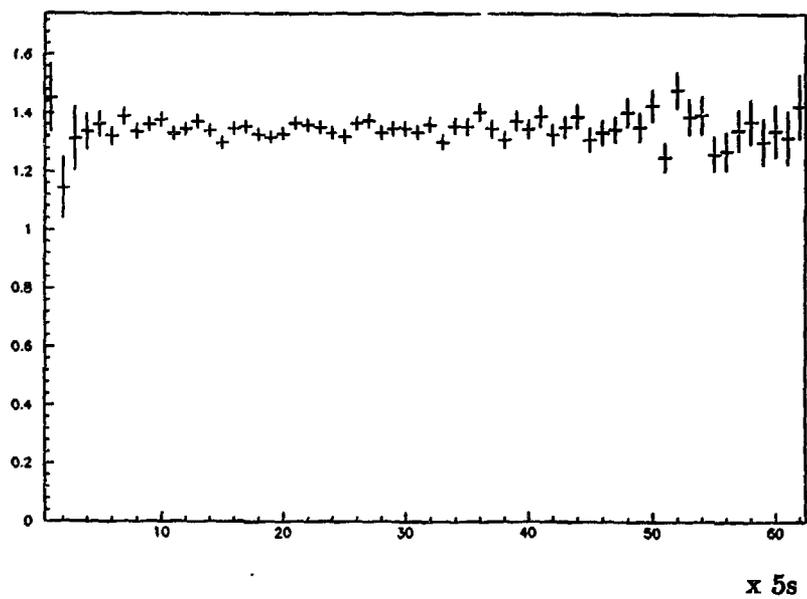
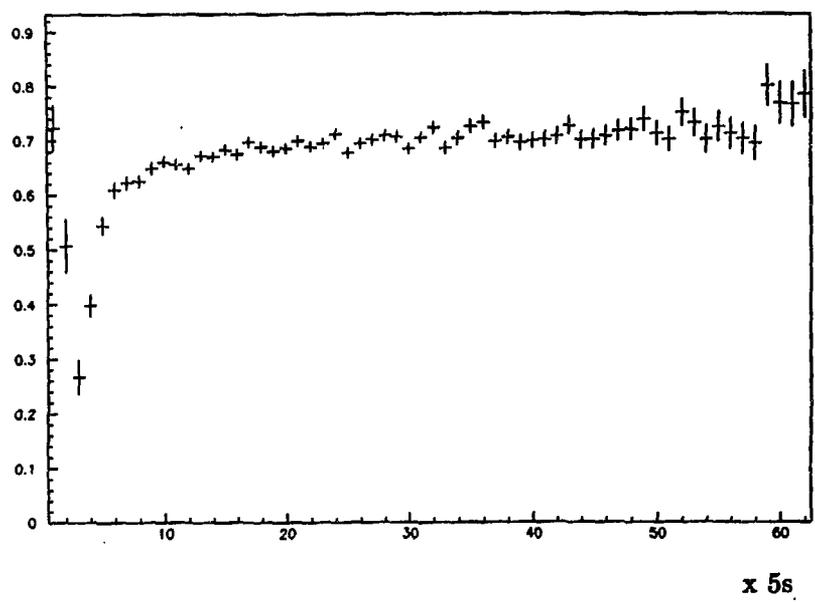


Figure III-4: Rapports des intensités haute température de la raie 163 keV de  $^{184}\text{Au}$ :  
a)  $I(180^\circ)/I(270^\circ)$ , b)  $I(0^\circ)/I(90^\circ)$

De plus, certaines raies  $\gamma$  faibles produisant des pics parasites risquent d'être prises en compte différemment dans les quatre détecteurs (résolution en énergie et taux d'absorption dans le porte-échantillon des rayonnements différents à cause de leurs positions respectives). Dans l'incertitude nous avons donc préféré de rejeter les mesures douteuses, ce qui, malheureusement diminue la précision statistique. Par contre comme toutes les conditions étaient rigoureusement identiques aussi bien à haute qu'à basse température, cette sélection nous préserve d'éventuelles erreurs systématiques.

## II<sup>o</sup>] Application aux isotopes <sup>182,184</sup>Au

Les noyaux de mercure de masses  $A$  comprises entre 180 et 196 sont produits par réactions de spallation, en bombardant une cible de plomb fondue avec des protons de 600 MeV ou des <sup>3</sup>He de 910 MeV. On effectue ensuite une séparation de masses à l'aide du séparateur d'isotopes ISOLDE-3. Les noyaux de mercure sont implantés non-polarisés avec une énergie de 60 keV dans une feuille de fer soudée sur le doigt froid du réfrigérateur NICOLE; la durée de l'implantation est contrôlée par un diaphragme électrostatique.

Isotope	Préparation de l'échantillon	$B_{ext}(T)$	$r(Ks)^{-1}$	Référence
<sup>198</sup> Au	implantation à froid à 80 keV	0.6 (a)	23.3(7)	[ROM90]
<sup>198</sup> Au	implantation à froid à 60 keV	0.6 (a)	23.7(13)	[HIN90]
<sup>191m</sup> Au	implantation à froid de <sup>191m</sup> Hg à 50 keV	0.5 (b)	23(5)	[VAN85]
<sup>198</sup> Au	0.1%at Au dans Fe	0.2 (c)	9.4(8)	[CAL75]
<sup>195m</sup> Au	implantation par le recul de <sup>195m</sup> Hg	extrapolé à $B = 0$ (d)	8.7(9)	[LIG83]

(a) RMN/NO, (b) RMN/NO passage en fréquence rapide, (c) Orientation nucléaire en ligne, (d) RMN/NO évaluée avec une seule exponentielle

Tableau III-1: Constante de relaxation pour l'alliage AuFe.

Les mesures d'Orientation Nucléaire en Ligne Dépendantes du Temps (ONL-DT) nécessitent de connaître la valeur de la constante de relaxation  $C_R$ . Deux équipes de la collaboration, Bonn [ROM90] et Munich [HIN90], ont mesuré simultanément la constante  $r = (C_R g^2)^{-1}$  pour  $^{198}\text{Au}$  implanté à basse température dans une feuille de fer par la méthode de résonance magnétique nucléaire sur noyaux orientés. Les valeurs obtenues ainsi que celles déterminées auparavant par d'autres équipes sont regroupées dans le tableau III-1. Celles données par les trois premières expériences sont en très bon accord, de plus les conditions dans lesquelles elles ont été menées (p.e. l'implantation à froid) sont plus proches de nos conditions.

Pour les évaluations nous avons donc utilisés  $(C_R g^2)^{-1} = 23.4(6)(Ks)^{-1}$ . Pour n'importe quel isotope d'or la constante  $C_R$  peut ainsi se déduire de la relation:

$$(C_R g^2)^{-1}(\text{Au}) = (C_R g^2)^{-1}(^{198}\text{Au}) = 23.4(6)(Ks)^{-1}$$

### A] $^{182}\text{Au}$

La chaîne A=182 est représentée sur la figure III-5; sur la figure III-6 on trouve un schéma simplifié de la décroissance de  $^{182}\text{Au}$ .

Les conditions de l'expérience sont les suivantes:

- la durée totale d'un cycle était de 128 s divisée en 64 intervalles de 2 s chacun.
- $^{182}\text{Hg}$  a été implanté sur 9 intervalles à partir du second.

Les activités en fonction du temps de différents isotopes de la chaîne A=182 sont représentées sur la figure III-7, le début et la fin de l'implantation sont repérés sur l'axe des abscisses.

#### 1) Evaluation des mesures à haute température

L'étude spectroscopique de la chaîne a conduit à une nouvelle valeur de la durée de vie de  $^{182}\text{Au}$ . Un ajustement effectué sur la raie  $\gamma$  de 155 keV de l'or est représenté sur la figure III-8. L'intensité des raies émises par le mercure voisines des raies que nous allons étudier sont négligeables, nous avons donc supposé qu'il n'y a aucune pollution venant du mercure. Nous avons obtenu la valeur  $T_{1/2}(^{182}\text{Au}) = 15.6(4) \text{ s}$  (voir tableau III-2), la valeur donnée dans les Nuclear Data Tables par R.G. Firestone [FIR88] est  $T_{1/2} = 21(1) \text{ s}$ .

Notre valeur est beaucoup plus faible que celles obtenues par les mesures de spectroscopie. Nous avons également vérifié la durée de vie du mercure, la valeur obtenue ( $T_{1/2} = 11.2(4) \text{ s}$  avec la raie 217 keV) est en bon accord avec la valeur retenue dans les Nuclear Data Tables [FIR88]  $T_{1/2} = 11.3 \text{ s}$ .

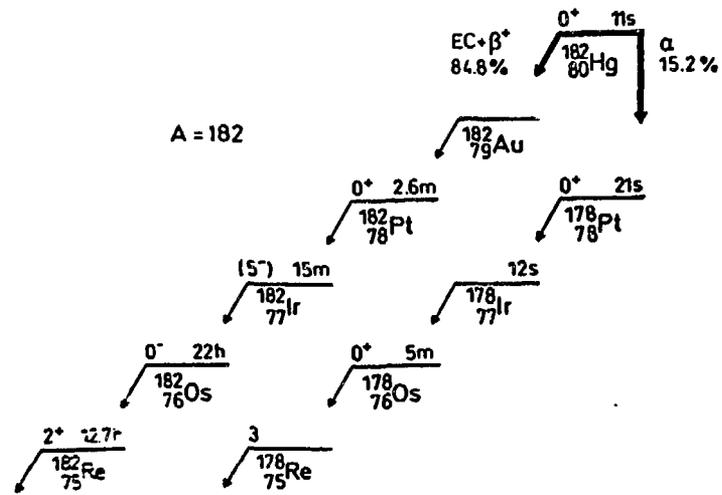


Figure III-5: Chaîne A=182, valeurs extraites de NDS [FIR88].

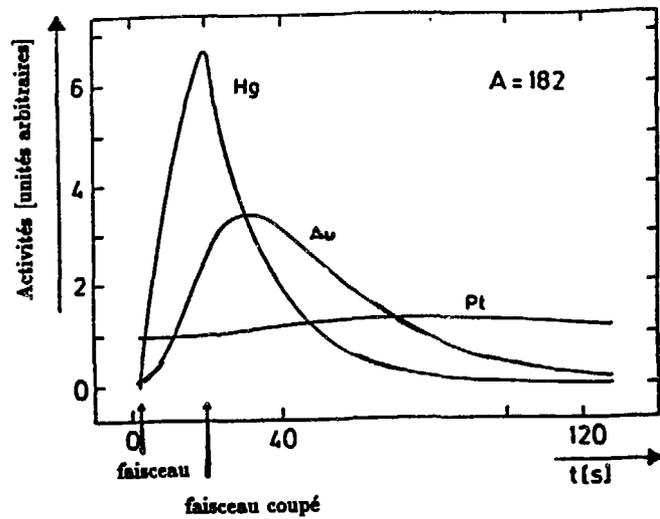


Figure III-6: Activité des différents isotopes de la chaîne A=182.

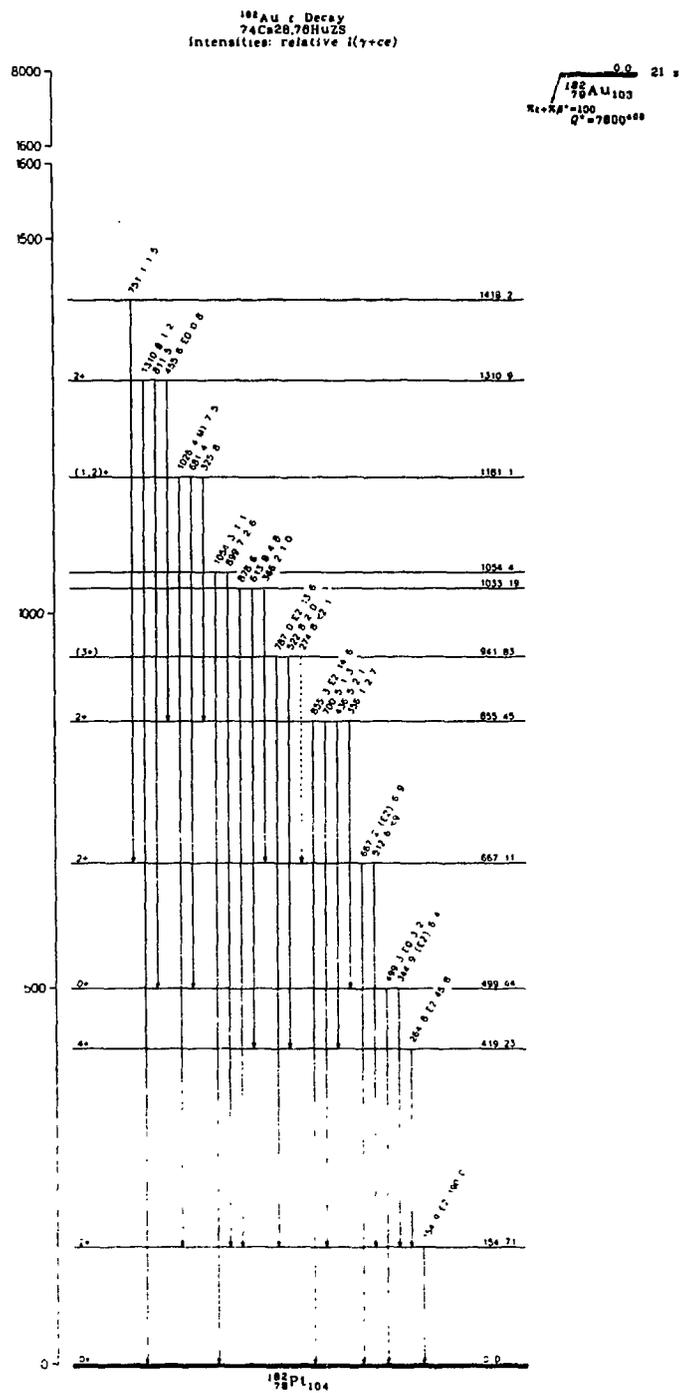


Figure III-7: Schéma simplifié de la décroissance de  $^{182}\text{Au}$  [FIR88].

Périodes (s)	Méthode	Référence
15.6(4)	ONL-DT	NICOLE
20(2)	spectroscopie $\alpha$	[HAG79]
22.1(13)	spectroscopie $\gamma$	[FIN72]
19(2)	spectroscopie $\alpha$	[HAN70]

Tableau III-2: Période de  $^{182}\text{Au}$ .

Comptage

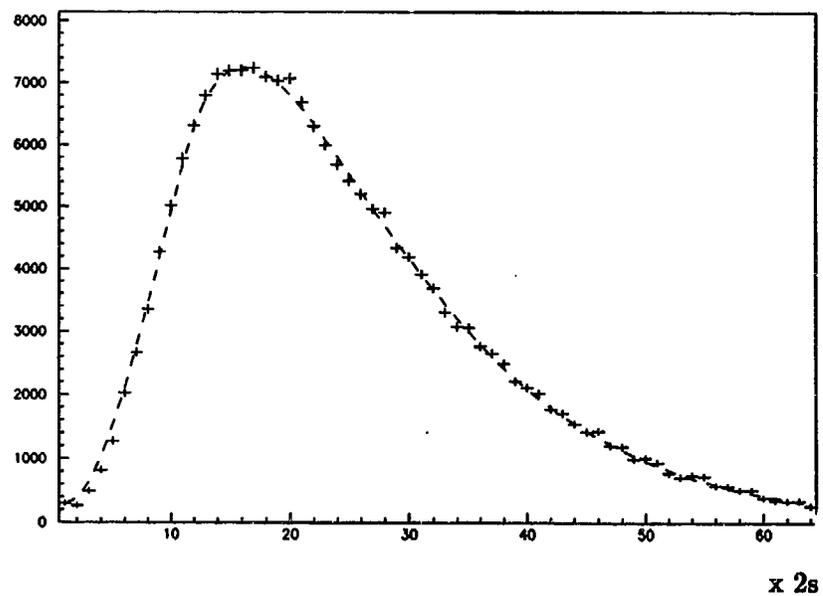


Figure III-8: Intensité de la raie 155 keV de  $^{182}\text{Au}$  en fonction du temps.  
Pointillés: courbe ajustée.

## 12 Chapitre III

### 2) Evaluation des mesures à basse température

Les mesures ont été effectuées à une température moyenne de 10.5 mK avec un champ extérieur de 0.6 T. Le champ hyperfin de l'alliage AuFe a été déterminé par Hagn [HAG81]:  $B_{hf}(AuFe) = 114.5 (17)T$ . Nous avons effectué un fit simultané sur les rapports  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  des deux raies  $\gamma$  155 et 265 keV (fig. III-9).

Les résultats sont résumés dans le tableau III-3, dans la première colonne on trouve les résultats obtenus à partir des mesures intégrales, dans la deuxième ceux donnés par les mesures de relaxation.

Spin	O-I (a) $ g $	Relaxation $ g $
1	0.85(6)	0.73(5)
2	0.68(5)	0.62(5)
3	0.53(5)	0.55(5)
4	0.43(5)	0.51(6)
5	0.35(5)	0.46(3)

(a) Orientation intégrale

Tableau III-3: Comparaison des facteurs g obtenus par orientation intégrale et par relaxation pour différentes valeurs de spin.

En comparant les résultats obtenus par les deux méthodes, O-I et relaxation, on constate que les déviations standards pour  $I=1,5$  sont trop importantes; donc les spins les plus probables sont  $I=2,3,4$ . Ces résultats seront discutés dans le chapitre V.

### B] $^{184}\text{Au}$

La première expérience de relaxation nucléaire en ligne menée à NICOLE en septembre 1988 a mis en évidence l'existence d'un état isomérique pour  $^{184}\text{Au}$  [EDE90]. Différentes études spectroscopiques avaient été effectuées auparavant sur cet isotope et aucune n'avaient révélé la présence de cet isomère [CAI74], [KRE88], [KRO88].

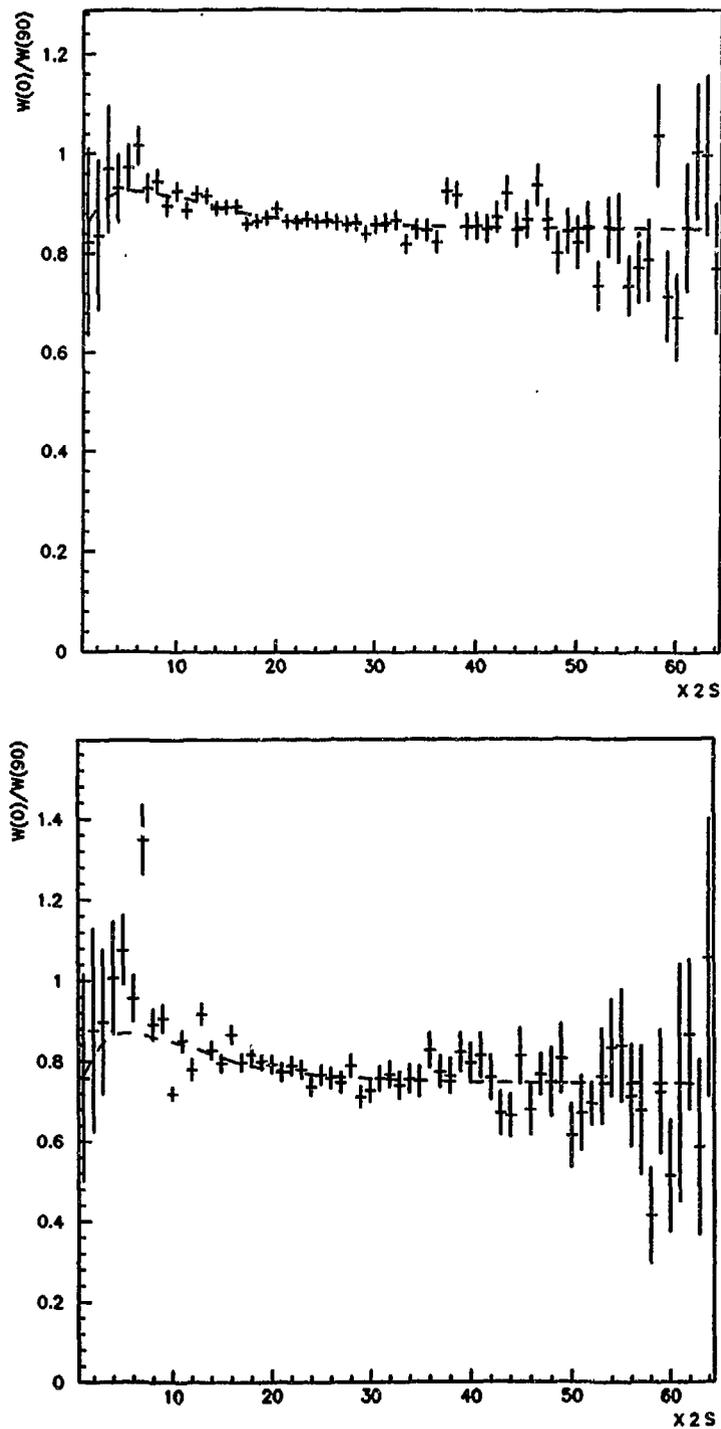


Figure III-9: Anisotropies des raies 155 et 265 keV de  $^{182}\text{Au}$  pour  $I=3$ .  
 Pointillés: courbes ajustées.

L'état de période 53 s et de spin probable  $2^+$  ou  $3^+$ , considéré jusqu'alors comme état fondamental est en réalité un état isomérique de bas spin relié au fondamental de haut spin ( $5^+$  ou  $6^+$ ) par une transition M3 d'énergie 68.9 keV. Une évaluation préliminaire de la période du fondamental avait donné  $T_{1/2} \simeq 12$ s [EDE90].

La présence de cet isomère complique énormément le schéma de décroissance de  $^{184}\text{Au}$ . Les mesures de relaxations sont également très difficiles à évaluer, car on ne connaît ni les spins ni les facteurs g de ces deux états.

Les conditions expérimentales sont :

- la durée totale d'un cycle est de 310 s
- une mesure toutes les 5 s soit 62 mesures
- implantation de  $^{184}\text{Hg}$  pendant 10 s (mesures 2 et 3)
- température moyenne pendant les mesures de relaxation: 13 mK

Nous avons étudié les intensités des trois raies  $\gamma$  les plus intenses du platine issues de la décroissance de l'or: 362.5 keV, 273 keV et 163 keV qui relient dans une cascade les états  $6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ , ainsi que la raie 237 keV issue du mercure.

### 1) Evaluation des mesures à haute température.

#### a- Sélection des mesures

Pour l'élimination de certaines mesures on procède comme décrit dans le paragraphe précédent. Pour la raie 362.5 keV seuls les détecteurs  $0^\circ$  et  $90^\circ$  seront utilisés, et même pour ces détecteurs nous avons dû éliminer les trois premières mesures. Pour la raie 273 keV les quatre détecteurs sont utilisables sauf la première mesure. Pour la raie 163 keV on est dans la même situation que pour la 362.5 keV, sauf que l'on n'élimine que les deux premiers points (voir fig. III-4).

#### b- Etude spectroscopique

Nous avons vérifié la période du mercure sur la raie 237 keV; la valeur trouvée ( $T_{1/2} = 31.6$  (8)s) est en bon accord avec celle adoptée dans les Nuclear Data Tables ( $T_{1/2} = 30.6$  (3)s) [FIR89]. Contrairement au cas de  $^{182}\text{Au}$ , nous devons corriger une pollution de mercure sur le pic 362.5 keV du platine. Cette contribution est due à une raie de l'or d'énergie 362.0 keV et de multipolarité M1, mise en évidence récemment par Marguier et al. [MAR92], [SAU92]. La complexité du nouveau schéma de décroissance et le manque d'information sur les rapports d'embranchement rend l'ajustement très difficile. Nous devons laisser varier un grand nombre de paramètres ( fig. III-10). Nous avons donc procédé par étapes. Nous avons supposé que seul l'état métastable de l'or est alimenté par le mercure, hypothèse justifiée puisque le spin du fondamental du mercure est 0 et qu'une alimentation d'un état de spin 5 ou 6 serait très faible.

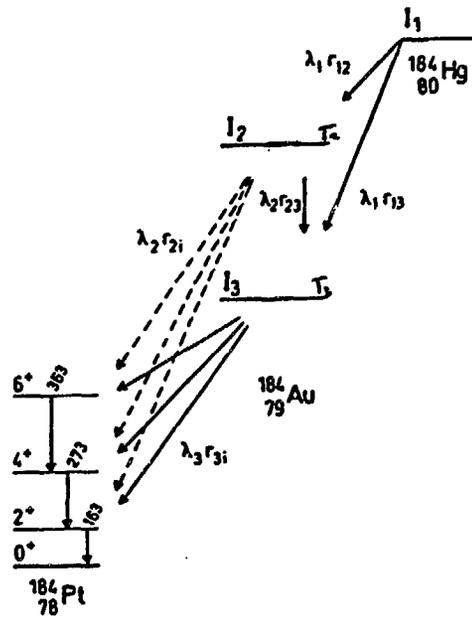


Figure III-10: Schéma simplifié de la décroissance de  $^{184}\text{Hg}$ .

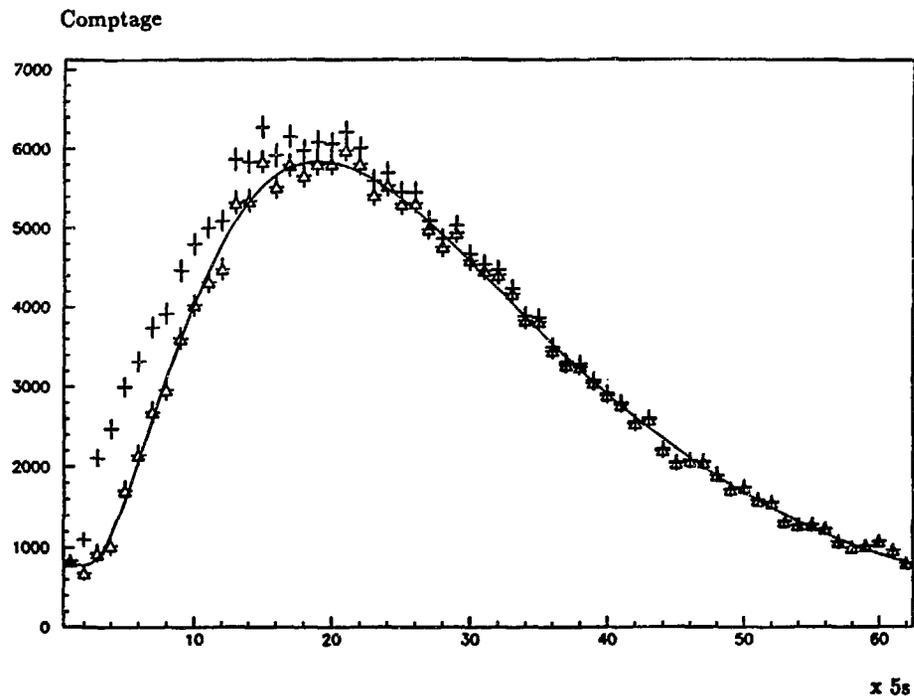


Figure III-11:  $I(0^\circ)$  en fonction du temps de la raie 362.5 keV .  
 Croix: intensités brutes; Triangles: intensités après soustraction  
 de la contribution d'un pic parasite de la décroissance de  $^{184}\text{Hg}$ .

Nous avons dû, dans un premier temps, étudier chaque raie séparément afin de réduire le nombre de paramètres mais également afin de pouvoir effectuer une minimisation en un temps raisonnable. De cette manière on a pu déterminer les deux périodes de l'or ainsi que la pollution mercure (voir fig. III-11):

$$T_{1/2}(2^+, 3^+) = 48(1) \text{ s}$$

$$T_{1/2}(5^+, 6^+) = 19(1) \text{ s}$$

$$\% \text{Hg} (362.5 \text{ keV}) = 2.0 (2)$$

Une fois les intensités corrigées, on fait à nouveau un ajustement sur les trois raies en même temps en utilisant des contraintes sur les rapports d'intensité. Ces contraintes sont issues de mesures de spectroscopie retardées [CAI74] et [MAR91], dont les conditions d'expérience sont les suivantes: implantation de  $^{184}\text{Hg}$  pendant 20s, on attend 80s et on mesure pendant 100s .

Les rapports d'intensités dans le cas de cette expérience qui correspond à notre 30ème point (30 x 5s), doivent vérifier:

$$\frac{I(163\text{keV})}{I(363\text{keV})} = 5.$$

$$\frac{I(163\text{keV})}{I(M3)} = 2.6$$

Avec ces contraintes nous avons obtenu les rapports d'embranchement  $\tau_{ij}$  (voir fig. III-10). Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau III-4.

$T_{1/2}(^{184}\text{Hg})$	31.6(8)
$T_{1/2}(^{184m}\text{Au})$	48(1)
$T_{1/2}(^{184f}\text{Au})$	19(1)
$\tau_{1,2}$ fixé	100%
$\tau_{1,3}$ fixé	0%
$\tau_{2,3}$	37.4%
$\tau_{2,4}$	3.9%
$\tau_{3,4}$	41.6%
contamination Hg	2.0(2)%

Tableau III-4: Résultats spectroscopiques de la décroissance de  $^{184}\text{Hg}$ .

Cette mesure a également été évaluée par le groupe de Munich, avec une méthode différente de la nôtre; leur procédure d'ajustement est basée sur une méthode Monte Carlo qui analyse en même temps les mesures à haute et à basse températures. Leurs résultats s'accordent avec les nôtres dans les limites de précision.

## 2) Evaluation des mesures de relaxation.

L'analyse des mesures de relaxation est plus complexe que l'analyse des mesures à haute température, car les deux états de facteurs  $g$  inconnus contribuent au processus de relaxation. La contribution des deux états à l'anisotropie de chaque raie est très difficile à évaluer compte tenu des incertitudes sur le schéma de décroissance. Le grand nombre de paramètres intervenant dans notre procédure d'ajustement ne peut être réduit qu'en effectuant un ajustement sur les trois raies en même temps; mais dans ce cas le temps de calcul est très long. Pour la séquence de spins ( $3^+$ ,  $6^+$ ) l'ajustement a nécessité trois heures de temps CPU sur l'IBM 3090. Les résultats que nous avons pu obtenir sont résumés dans le tableau III-5.

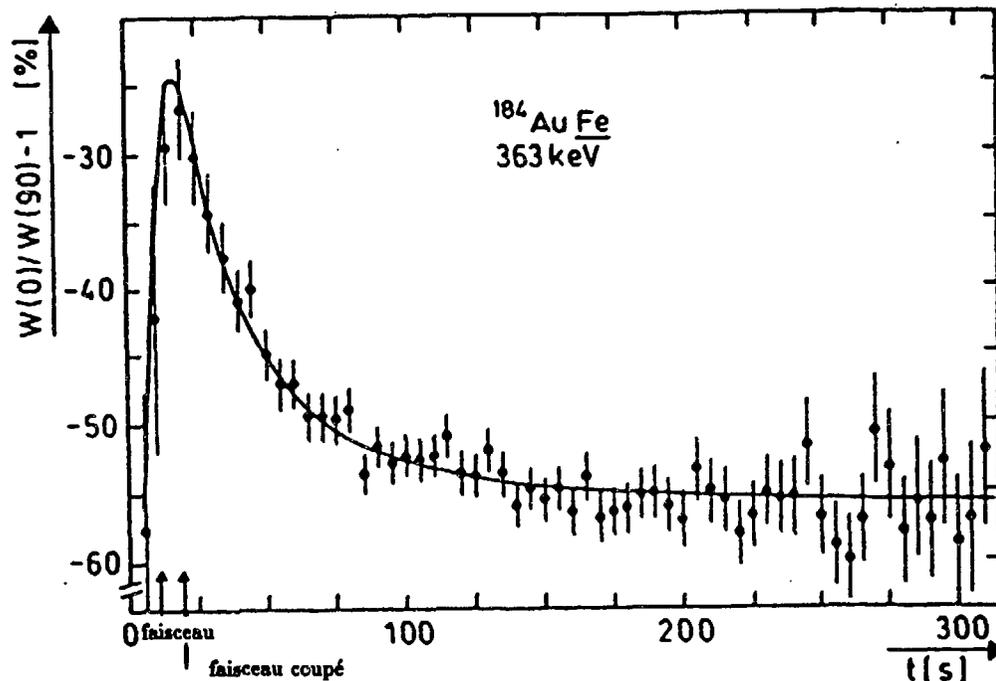


Figure III-12: Anisotropie de la raie  $362.5 \text{ keV}$   $^{184}\text{Au}$  pour la séquence ( $3^+$ ,  $6^+$ ).  
 Trait plein: courbe ajustée.

$I(^{184m}Au)$	$I(^{184g}Au)$	$ g(^{184m}Au) $	$ g(^{184g}Au) $
2	5	0.45(10)	0.64(10)
3	6	0.40(10)	0.62(10)

Tableau III-5: Facteurs g des états  $^{184m,g}Au$  pour les deux séquences de spins possibles.

Les deux séquences de spins donnent les mêmes valeurs pour les facteurs g dans la limite des erreurs: ces erreurs sont importantes à cause du temps de relaxation qui est trop court ( $\simeq 5s$ ) par rapport aux durées de vie et à la durée d'une mesure (5 s). L'anisotropie de la raie 362.5 keV est représentée sur la figure III-12.

Malgré la faible précision que nous avons sur les facteurs g il apparaîtrait que la séquence de spins la plus probable soit ( $3^+$ ,  $6^+$ ). De plus seule cette possibilité est en assez bon accord avec les mesures de spectroscopie laser pour lesquelles  $\mu(^{184}Au) = 1.813(9)I/(I + 1/2)\mu_N$  avec  $I \geq 3$  [KRO88]. Ce point sera discuté dans le chapitre V.

## Références

- [CAI74] M. Cailliau, R. Foucher, J.P. Husson, et J. Letessier, *Le Journal de Physique* T.35 n.6 (1974) 469
- [CAL75] P.T. Callaghan, P.D. Johnston, W.M. Lattimer and N.J. Stone, *Phys. Rev.* B12 (1975) 3526
- [CAL91] J.C. Caldero, M. Rebouillat et I. Berkes, communication privée.
- [EDE90] R. Eder, I. Berkes, D.E. Brown, I.S. Grant, E. Hagn, P. Harding, R. Hassani, P. Herzog, B. Kastelein, A. Knipper, G. Marguier, M. Massaq, S. Ohya, H. Postma, J. Prinz, C. Richard-Serre, I. Romanski, K. Schlösser, N.J. Stone, W. Vanderpoorten, J. Vanhaverbeke, L. Vanneste, T. Wölfle, E. Zech and the ISOLDE Collaboration *Hyp. Int.* 60 (1990) 83
- [FIN72] M. Finger, R. Foucher, J.P. Husson, J. Jastrzebski, A. Johnson, G. Astner, B.R. Erdal, A. Kjelberg, P. Patzelt, A. Hoglund, S. Malmkog and R. Henck, *Nucl. Phys.* A188 (1972) 369
- [FIR88] R.B. Firestone, *Nucl. Data Sheets* 54 (1988) 307
- [FIR89] R.B. Firestone, *Nucl. Data Sheets* 58 (1989) 243
- [HAG79] E. Hageberg, P.G. Hansen, P. Hornshoj, B. Jonson, S. Mattson, et P. Tidemand-Petersson, *Nucl. Phys.* A318 (1979) 29
- [HAG81] E. Hagn, E. Zech and G. Eska, *Phys. Rev.* C24 (1981) 631
- [HAN70] P.G. Hansen, H.L. Nielsen, K. Wilsky, M. Alpsten, M. Finger, A. Lindhal, R.A. Naumann and O.B. Nielsen, *Nucl. Phys.* A148 (1970) 249
- [HIN90] B. Hinfurtner, Munich (1990) communication privée
- [KRE88] A.J. Kreiner, J. Davidson, M. Davidson, H. Mosca, L.L. Riedinger, C.R. Bingham, M.W. Guidry, A.C. Khaler, *Phys. Rev.* C38 (1988) 2674
- [KRO88] U. Krönert, S. Becker, G. Bollen, M. Gerber, T. Hilberath, H.-J. Kluge, G. Passler and la collaboration ISOLDE *Z. Phys. A* (1988) 512
- [LIG83] H.J. Ligthardt and H. Postma, *Hyp. Int.* 14 (1983) 125
- [MAC84] M.I. Macias-Marques, C. Bourgeois, P. Kilcher, B. Roussière, J. Sauvage and M.C. Abreu *Nucl. Phys.* A427 (1984) 205
- [MAR91] G. Marguier, communication privée
- [MAR92] G. Marguier, communication privée
- [ROM90] I. Romanski, Bonn (1990) communication privée
- [ROM92] I. Romanski, I. Berkes, D.E. Brown, M. De Jésus, R. Eder, I.S. Grant, E. Hagn, P. Harding, P. Herzog, B. Hinfurtner, B. Kastelein, H. Postma, J. Prinz, P. Richards, K. Schlösser, N.J. Stone, L. Vanneste, E. Zech and The NICOLE and ISOLDE Collaborations "Time-Resolved and Time-Integral On-Line Nuclear Orientation measurements of neutron deficient Hg-Au-Pt-Ir

nuclei." A paraître dans *Hyperfine Interactions* 1992

[SAU92] F. Ibrahim, P. Kilcher, F. Leblanc, J. Obert, J. Oms, J.C. Putaux, B. Roussière, J. Sauvage, G. Marguier, A. Kniper, H. Ravn, C. Richard-Serre, I. Deloncle, J. Libert and P. Quentin, CERN/ISC 92-8, ISC/P11 Add.1

[SCH88] K. Schlösser, I. Berkes, E. Hagn, P. Herzog, T. Niinikoski, H. Postma, C. Richard-Serre, J. Rikowska, N.J. Stone, L Vanneste, E. Zech and The ISOLDE and NICOLE Collaborations *Hyp. Int.* 43 (1988) 141

[VAN85] E. Van Walle, Louvain (1985) Thèse non publiée

[VAN86] E. Van Walle, D. Vandeplassche, J. Wouters, N. Severijns and L. Vanneste, *Phys. Rev. B* Vol.34 No.3 (1986) 2014

## Chapitre IV

### Etude des noyaux $^{91m}\text{Y}$ , $^{95}\text{Zr}$ , $^{95}\text{Nb}$ et $^{97}\text{Nb}$ par résonance magnétique nucléaire et par orientation nucléaire

Les propriétés de l'état fondamental ou métastable des noyaux situés dans la région  $Z=40$  subissent d'importantes variations quand le nombre de neutrons varie de part et d'autre de la vallée de stabilité. De nombreux calculs théoriques prévoient de très fortes déformations dans ces régions [HEY84] et [MOL81]; c'est pourquoi il est important de connaître les moments nucléaires qui vont nous informer sur les configurations occupées par les nucléons de valence fournissant des tests très sensibles aux modèles nucléaires [HEY88].

Buchinger et al. [BUC90] ont fait une étude systématique des propriétés de l'état fondamental des isotopes de strontium ( $Z=38$ ) pour des masses variant de 78 à 100 en utilisant la technique de spectroscopie laser. Leurs mesures de moments nucléaires et de  $\delta < r^2 >$  ont confirmé les calculs théoriques [NAG83],[HEY84]; un changement de signe montrant une transition de la forme aplatie vers la forme allongée a été observée avec un moment spectroscopique presque nul pour l'isotope  $^{91}\text{Sr}$ . Des comportements similaires sont attendus pour les noyaux voisins Y, Zr et Nb. A NICOLE nous avons utilisé les techniques d'orientation nucléaire et de résonance magnétique nucléaire à basse température [BER91], décrites dans le chapitre II, pour mesurer les moments magnétiques des noyaux  $^{91m}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{97}\text{Nb}$  et les moments quadrupolaires des noyaux  $^{95}\text{Zr}$  et  $^{95}\text{Nb}$ . En effet si on connaît le champ magnétique hyperfin (pour la RMN/NO) ou le gradient de champ électrique (pour l'orientation nucléaire intégral dans un cristal) on peut déduire le moment magnétique ou le moment quadrupolaire du noyau implanté.

## I<sup>o</sup>] Description de l'expérience

### 1) Préparation des sources

#### a- pour les mesures de moments magnétiques:

Les noyaux  $^{91}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{97}\text{Nb}$  sont les produits de la décroissance des isotopes 91, 95 et 97 de rubidium riches en neutrons (voir figures IV-2), produits par ISOLDE-2. La courbe de production des isotopes de rubidium est présentée sur la figure IV-1. Les noyaux de rubidium sont implantés dans une feuille de fer avec une énergie de 60 keV; cette technique évite l'oxydation des noyaux Y et Zr dans le fer, inévitable si ces noyaux sont implantés à la température ambiante. Les feuilles de fer sont soudées à l'aide d'une soudure Ga-In sur le porte-échantillon sur lequel on a placé au préalable un thermomètre  $^{60}\text{CoFe}$  ou  $^{60}\text{CoCo}$ ; on utilise du Ga-In pour éviter le chauffage de la source qui entrainerait une oxydation des noyaux Zr et Y. Le tout est installé dans le réfrigérateur NICOLE qui se trouve déjà à basse température.

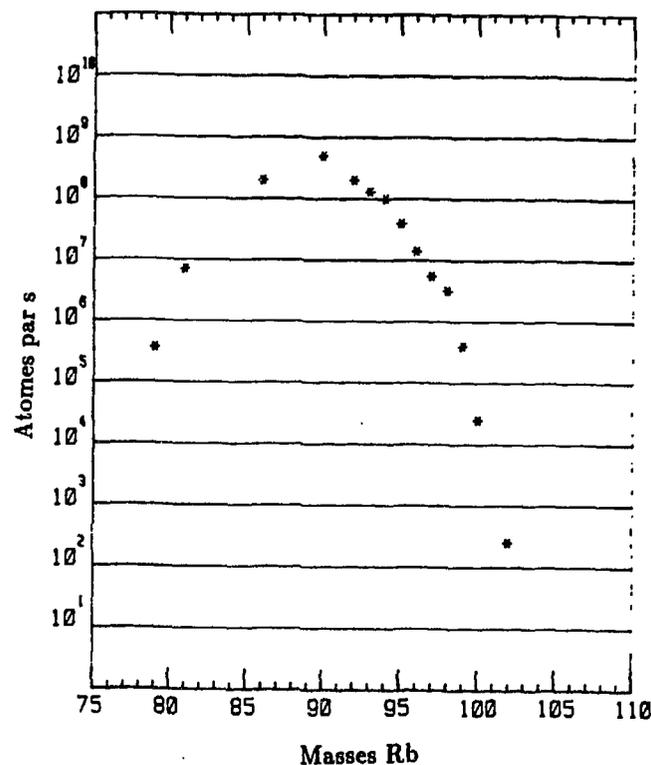


Figure IV-1: Taux de production des isotopes de rubidium.  
Cible:  $\text{UC}_2$  ( $13 \text{ g/cm}^2$ ), faisceau: protons de 600 MeV ( $1 \mu\text{A}$ ).

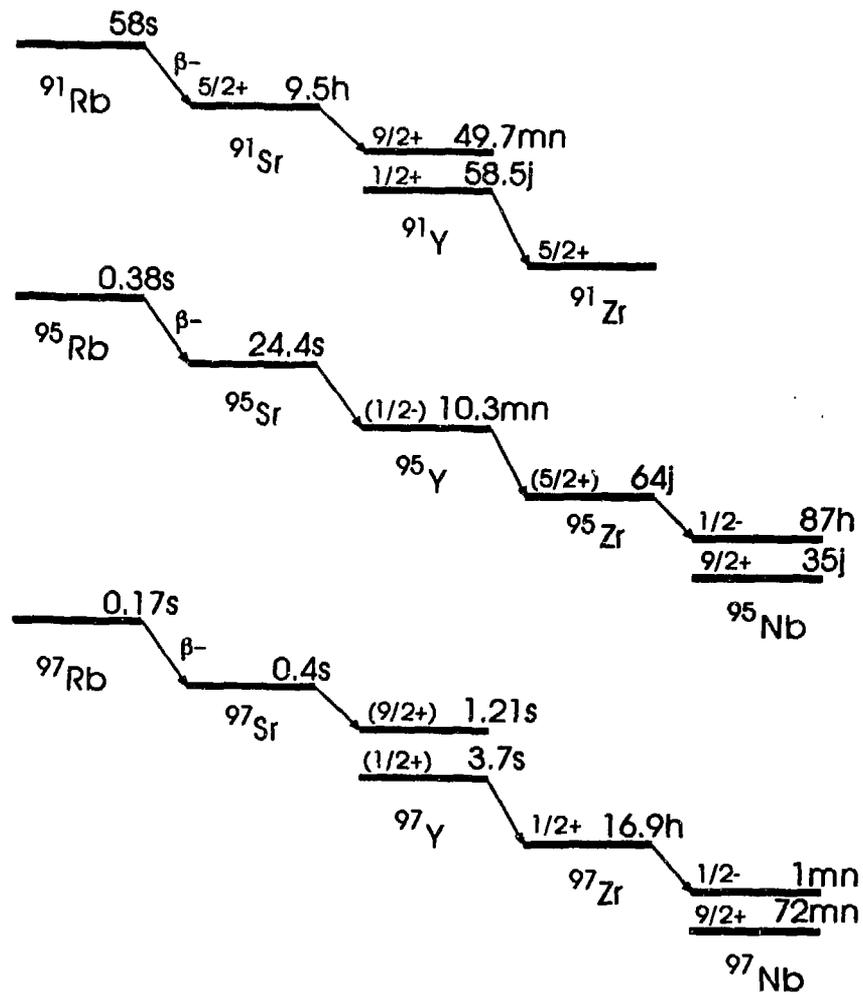


Figure IV-2: Schémas de décroissance des isobares 91-(a), 95-(b) et 97-(c) Rb.

b- pour les mesures de moments quadrupolaires:

Les noyaux  $^{95}\text{Zr}$  et  $^{95}\text{Nb}$  ont été obtenus en irradiant un monocristal de zirconium dans un flux de neutrons ( $10^{14}n/cm^2s$ ) produit par le réacteur Mélusine de Grenoble. On a effectué un recuit thermique de l'échantillon à une température de  $150^\circ\text{C}$  sous une atmosphère d'argon pour assurer que les noyaux radioactifs se trouvent dans des sites substitutionnels. Le cristal a été soudé avec de l'indium, en utilisant un fer à souder à ultrasons; ce fer à souder enlève de la surface du monocristal la couche d'oxyde afin que la soudure puisse adhérer au zirconium.

2) Acquisition des données

Le rayonnement  $\gamma$  émis par les noyaux orientés est détecté à l'aide d'au moins deux détecteurs Ge disposés l'un suivant l'axe de polarisation ( $0^\circ$  ou  $180^\circ$ ) et l'autre perpendiculaire ( $90^\circ$ ) à cet axe. L'axe de polarisation est défini par le champ magnétique extérieur qui polarise la feuille de fer parallèlement à sa surface.

II<sup>o</sup>] Résultats expérimentaux

La valeur du champ extérieur polarisant est de  $0.096(2)$  T. Les températures obtenues sous la puissance R.F. sont pour:

- $^{91m}\text{Y}$ : 25 mK
- $^{95}\text{Zr}$  et  $^{97}\text{Nb}$ : entre 6.5 et 9 mK.

En général la puissance R.F. augmente la température de 1 à 2 mK, entraînant une faible diminution de l'orientation nucléaire.

Les différentes grandeurs qui ont été déterminées sont:

- la fréquence de résonance  $\nu$ ,
- la largeur à mi-hauteur de la gaussienne  $\Gamma$ ,
- le pourcentage de destruction de l'anisotropie  $D$ ,
- les valeurs absolues des moments magnétiques  $|\mu/\mu_N|$ .

1) RMN/ON de  $^{91m}\text{YFe}$ 

$^{91m}\text{Y}$  ( $T_{1/2} = 48$  m) est le produit de la décroissance de  $^{91}\text{Sr}$  ( $T_{1/2} = 9.5$  h). Compte tenu de la période de  $^{91m}\text{Y}$ , les noyaux d'yttrium sont complètement relaxés. Pour déterminer le facteur de bons sites  $f$  on a admis que la transition isomérique  $\frac{9}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^-$  (556 keV) est une  $M4$  pure:  $f=0.86(4)$ .

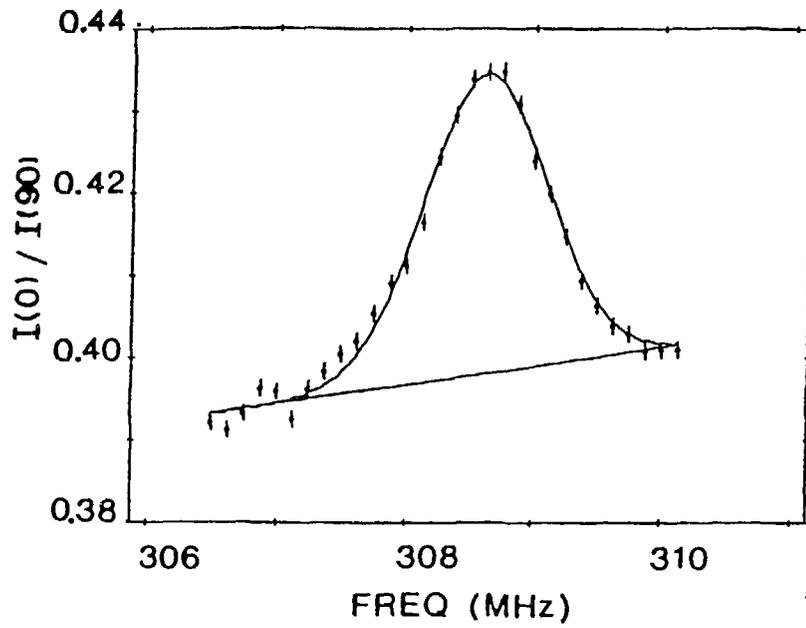


Figure IV-3: Anisotropie  $I(0^\circ)/I(90^\circ)$  de la raie 556 keV de  $^{91m}\text{YFe}$ .

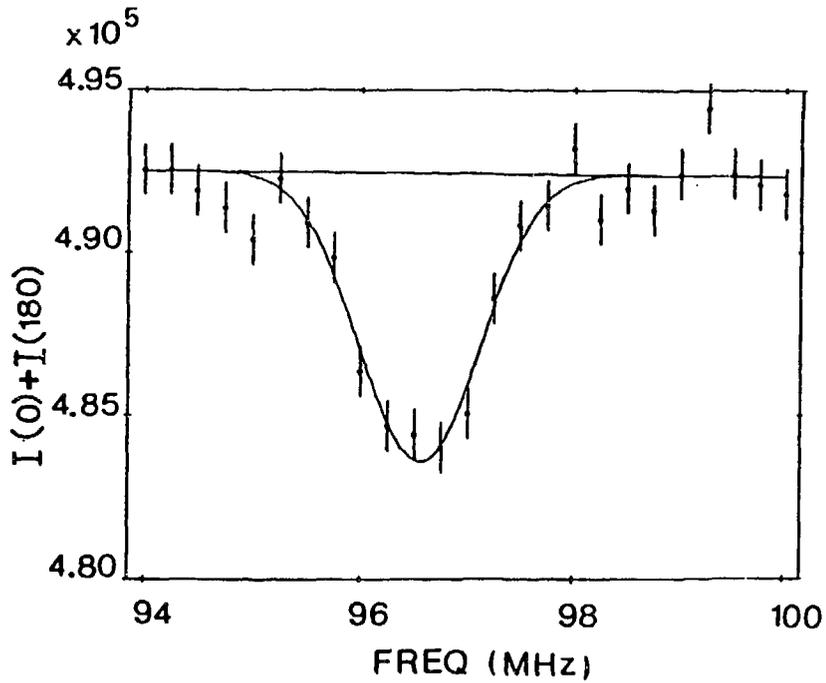


Figure IV-4: Intensité  $I(0^\circ)+I(180^\circ)$  de la raie 757 keV de  $^{95}\text{ZrFe}$ .

L'anisotropie de la raie 556 keV en fonction de la fréquence est représentée sur la figure IV-3 (modulation:  $\pm 0.25$  MHz). La fréquence de résonance mesurée  $\nu$  est extrapolée à  $\nu_{ext}$  correspondant à un champ magnétique  $B_{ext} \rightarrow 0$  (voir tableau IV-1). L'ensemble des résultats est résumé dans le tableau 1.

Simultanément avec nos mesures Hinfürtner et al. [HIN91] ont mesuré la fréquence de  $^{87m}YFe$  ainsi que le champ magnétique hyperfin de  $YFe$  en implantant des isotopes de Mo ou Nb radioactifs dans une feuille de fer; ces éléments assurent une bonne distribution des noyaux d'Y dans les sites substitutionnels; des mesures précises de l'interaction hyperfine deviennent possible en utilisant la technique de RMN/NO. Les résultats qu'ils ont obtenus sont:

$$\nu(^{87m}YFe) = 314.61(18)MHz$$

$$B_{hf}(YFe) = -30.67(36)T$$

ce qui leur a permis de déduire le facteur  $g$ :

$$g(^{87m}Y) = 1.346(16)$$

Compte tenu de la condition de résonance :

$$h\nu = g\mu_N(B_{hf} + (1 + K)B_{ext}),$$

où le facteur  $K$  est un éventuel déplacement de Knight du champ extérieur (inférieur au %), qui compte tenu de la faible valeur de  $B_{ext}$  par rapport à  $B_{hf}$  sera négligé.

En faisant le rapport des deux fréquences de résonance pour un même alliage on obtient le rapport des moments magnétiques:

$$|\mu(^{87m}Y)/\mu(^{91m}Y)| = 1.0164(5)$$

Cette valeur conduit à une valeur pour le moment magnétique de  $^{91m}YFe$  ( $I=9/2$ ) de  $|\mu(^{91m}YFe)| = 5.96(7)\mu_N$  en excellent accord avec celle obtenu par Hinfürtner et al. [HIN91]  $|\mu(^{91m}YFe)| = 5.97(7)\mu_N$ .

## 2) RMN/ON de $^{95}ZrFe$

La fraction de bons sites à été évaluée à l'aide de l'orientation de  $^{95}Nb$  par Eder et al.:  $f=0.75(2)$  [EDE86].

L'intensité de la raie 757 keV, suivant l'axe du champ polarisant, est représentée sur la figure IV-4 (modulation:  $\pm 0.5$  MHz). La fréquence de résonance est de: 96.55(4) MHz. Les mesures d'orientation intégrale nous ont permis de déterminer les paramètres de mélange  $\delta(E2/M1)$  des raies 724 et 757 keV de  $^{95}Nb$ :

$$\delta(724\text{keV}, \frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}) = -0.14(2),$$

$$\delta(757\text{keV}, \frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}) = +0.10(3).$$

La valeur du champ hyperfin, à température ambiante, a été mesurée  $B_{hf}(\text{ZrFe}) = -27.4(4)T$  [ARE79]; cette valeur est extrapolée à basse température en utilisant le rapport  $B_{hf}(\text{FeFe}, 300\text{K})/B_{hf}(\text{FeFe}, 4\text{K}) = 0.9746(1)$  obtenu par des mesures Mössbauer [VIO71]. Comme la dépendance en température du champ hyperfin du zirconium dans le fer peut être légèrement différente de celle du fer dans le fer on augmente l'erreur sur le facteur de correction 0.975(10). Avec ces corrections on déduit la valeur du champ qu'on va utiliser dans la suite pour évaluer le moment magnétique:

$$B_{hf}(\text{Zr}, \text{Fe}, 0\text{K}) = -28.1(5)T$$

Les résultats obtenus pour les autres grandeurs sont reportés dans le tableau 1.

Noyau	$I^\pi$	$\nu_{extr}$ (MHz)	$\Gamma$ (MHz)	$D$ (%)	$B_{hf}(T)$	Ref.	$ g $	$ \mu/\mu_N $
$^{91}\text{Y}^m$	$9/2^+$	309.54(6)	1.10	16	-30.67(18)	[HIN91]	1.33(8)	5.958(35)
$^{95}\text{Zr}$	$5/2^+$	96.88(5)	1.10	38	-28.1(5)	voir texte	0.452(8)	1.131(20)
$^{97}\text{Nb}$	$9/2^+$	276.92(5)	0.55	16	-26.57(2)	[EDE86]	1.367(1)	6.153(5)

Tableau 1: Interaction magnétique des noyaux  $^{91}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{97}\text{Nb}$  dans une matrice métallique de Fe .

### 3) RMN/ON de $^{97}\text{NbFe}$

Cet isotope a été étudié auparavant par Krane et al. [KRA76] en irradiant un cristal de  $\text{ZrFe}_2$  dans un réacteur . Dans cette expérience les noyaux radioactifs ont été créés in situ; on peut donc admettre que dans l'échantillon  $\text{ZrFe}_2$  tous les noyaux de  $^{95}\text{Nb}$  sont soumis au champ

hyperfine substitutionnel. En comparant leurs mesures d'orientation intégrale avec les nôtres, on peut en déduire la valeur de  $f$  pour notre échantillon:  $f=0.72(7)$ . La résonance de la raie 658 keV est représentée sur la figure IV-5. Notre valeur  $\mu = 6.153(5)\mu_N$  (voir tableau 1) est beaucoup plus précise que celle obtenue par Krane  $\mu = 7.5(14)\mu_N$ .

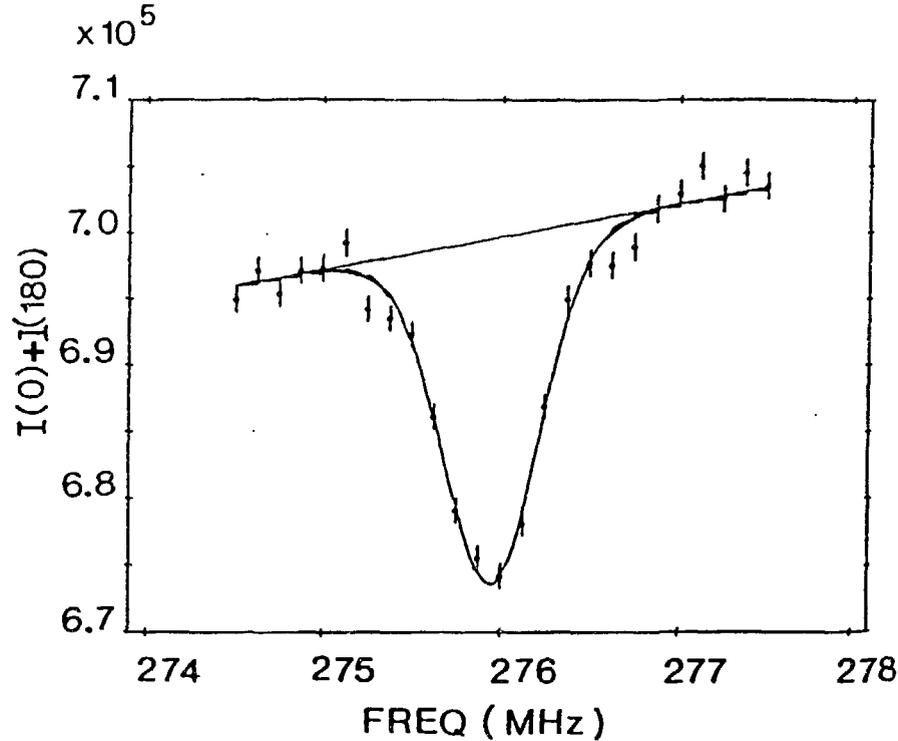


Figure IV-5: Intensité  $I(0^\circ)+I(180^\circ)$  de la raie 658 keV de  $^{97}\text{NbFe}$ .

#### 4) Orientation nucléaire de $^{95}\text{ZrZr}$ et $^{95}\text{NbZr}$

L'isotope  $^{95}\text{Zr}$  étant obtenu en irradiant avec des neutrons un cristal de  $\text{Zr}$ , on peut supposer qu'après le recuit tous les noyaux radioactifs occupent les sites substitutionnels, donc  $f=1$ , de même pour  $^{95}\text{Nb}$ , produit de la décroissance du zirconium. Les mesures de Eder et al. [EDE86] ont données les coefficients de distribution angulaire du niobium:

$$\gamma : 766\text{keV} \quad A_2 = +0.30(2) \quad A_4 = 0.01(4).$$

Hioki et al. [HIO75] ont mesuré l'énergie d'interaction quadrupolaire pour  $^{91}\text{Zr}$ :  $\nu_Q = eQV_{zz}/h = 18.7(3)\text{MHz}$ ; les moments quadrupolaires de  $^{91}\text{Zr}$  et de  $^{90}\text{Zr}$  sont également

connus:  $Q(^{91}\text{Zr}, \frac{5}{2}^+) = -0.206(10)b$  [BUT78] et  $|Q(^{90}\text{Zr}, 8^+)| = 0.51(10)b$  [RAG85]. Ces valeurs nous permettent de déduire:

$$|V_{zz}(\text{ZrZr})| = 3.75(20) \times 10^{17} \text{V/cm}^2$$

Le signe de  $V_{zz}(\text{ZrZr})$  n'a pas été mesuré directement, mais les systématiques de gradients de champs électriques montrent qu'il devrait être positif [BEN86]. Le signe du gradient de champ électrique est une caractéristique liée principalement à la nature de la matrice, c'est pourquoi nous avons adopté le même signe pour le niobium dans le zirconium.

Raghavan et al. [RAG76] ont effectué des mesures systématiques de gradients de champs électriques; ils ont observé que ce le gradient de champ électrique peut se décomposer en deux termes; un terme lié aux propriétés du réseau appelé  $V_{zz}^{ion}$  et un autre terme rendant compte des électrons du réseau  $V_{zz}^{el}$ . Raghavan et al. ont observé que ces deux composantes sont proportionnelles et que la constante de proportionnalité  $K$  est la même pour des éléments d'une même colonne du tableau périodique, c'est à dire pour les éléments ayant le même nombre d'électrons de valence. En regardant dans le tableau périodique nous constatons que le Zr et le Hf ainsi que le Nb et le Ta ont donc les mêmes constantes de proportionnalité  $K_{Zr}$  et  $K_{Nb}$  respectivement. Si on suppose que le rapport des gradients de champs électriques de ZrZr sur NbZr est le même que celui de HfHf sur TaHf ([VIA87]) sont identiques nous pouvons déduire la valeur du moment quadrupolaire de  $^{95}\text{Nb}$ :

$$Q(^{95}\text{Nb}) = -0.28(10)eb$$

L'ensemble des résultats des mesures d'orientation quadrupolaire sont résumés dans le tableau IV-2.

Noyau	$eQV_{zz}(10^{-27} J)$	$Q$
$^{95}\text{Zr}$	+17.5(24)	(+)0.29(5)
$^{95}\text{Nb}$	-10.0(27)	-0.28(10)

Tableau IV-2: Interaction quadrupolaire des noyaux  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{95}\text{Nb}$  dans un monocristal de Zr .

## 10 Chapitre IV

On constate que le signe de l'énergie d'interaction quadrupolaire est inversé du zirconium au niobium. Comme nous avons supposé que les gradients de champ électriques étaient du même signe, ceci signifie que les moments quadrupolaires sont de signes opposés. Ce comportement a été prédit par Möller et Nix [MOL81] ainsi que par nos calculs qui seront développés dans le chapitre suivant, consacré à l'interprétation de l'ensemble des résultats expérimentaux.

## Références

- [ARE79] A.R. Arends and F. Pleiter, *Hyp. Int.* 7 (1979) 361
- [BEN86] J. Bendahan, C. Broude, E. Dafni, G. Goldring, M. Hass, E. Naim and M.H. Rafailovich, *Phys. Rev. C*33 (1986) 1517
- [BER91] I. Berkes, M. De Jésus, B. Hlimi, M. Massaq and K. Heyde, *Phys. Rev. C*44 (1991) 104
- [BUC90] F. Buchinger, E.B. Ramsay, E. Arnold, W. Neu, R. Neugart, K. Wendt, R.E. Silverans, P. Lievens, L. Vermeeren, D. Berdichevsky, R. Fleming, D.W.L. Sprung and G. Ulm, *Phys. Rev. C*41 (1990) 2883
- [BUT78] S. Büttenbach, R. Dicke, H. Gebauer, R. Kuhnen and F. Träber, *Z. Phys. A* 286 (1978) 125
- [EDE86] E. Eder, E. Hagn and E. Zech, *Nucl. Phys. A*451 (1986) 46
- [HEY84] K. Heyde, J. Moreau and M. Waroquier *Phys. Rev. C*29 (1984) 1859
- [HEY88] K. Heyde *Hyp. Int.* 43 (1988) 15
- [HIN91] B. Hinfürtner, E. Hagn, E. Zech and R. Eder, *Phys. Rev. Let.* 66 (1991) 96
- [HIO75] T. Hioki, M. Kontani and Y. Masuda, *J. Phys. Soc. Jap.* Vol. 39 No.4 (1975) 958
- [KRA76] K.S. Krane, C.E. Olsen, S.S. Rosenblum and W.A. Steyert, *Phys. Rev. C*13 (1976) 831
- [MOL81] P. Möller and J.R. Nix, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 26 (1981) 165
- [NAG83] J. Nag and M.K. Pal, *Nucl. Phys. A*404 (1983) 106
- [RAG76] P. Raghavan, E.N. Kaufmann, E.J. Ansaldo, R.A. Naumann and R.S. Raghavan, *Phys. Rev. B.* Vol. 13, n. 7 (1976) 2835
- [RAG85] P. Raghavan, M. Semba, Z.Z. Ding, A. Lopez-Garcia, B.A. Brown and R.S. Raghavan, *Phys. Rev. Let.* 54 (1985) 2592
- [VIA87] R. Vianden *Hyp. Int.* 35 (1987) 1079
- [VIO71] C. Violet and D. Pipkorn, *J. Appl. Phys.* 42 (1971) 4339

## Chapitre V

### Interprétation des résultats expérimentaux et discussion

Dans les années 70 le développement des techniques de production de nouveaux isotopes auprès de divers accélérateurs a été d'une contribution capitale dans l'étude de la structure nucléaire. L'étude des noyaux situés loin de la vallée de stabilité a permis de faire de nombreuses nouvelles découvertes, et parmi elles les différents modes de changement de forme et la mise en évidence de nouvelles structures telles la coexistence de formes pour un même noyau comme cela a pu être observé dans la région  $Z=80$  [HAM76], ainsi que de nouveaux nombres ayant des propriétés surprenantes, telles que  $N=Z=38$  donnant lieu à de très fortes déformations [HAM81] et  $Z=40$  et  $N=56,58$  se comportant comme des nombres magiques [HAM85],[MAC91].

Les noyaux Hg, Au et Pt sont situés dans une région de transition entre les terres-rares, noyaux très déformés, et le noyau doublement magique  ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ . Des changements de forme ont été observés pour les isotopes déficitaires en neutrons de ces noyaux. Ulm et al. [ULM86] ont mesuré dans les isotopes de mercure des variations très importantes de  $\delta \langle r^2 \rangle$  entre  $A=186$  et  $A=185$  attribuées à une transition de la forme faiblement aplatie à une forme fortement allongée (voir figure V-1). Le phénomène de coexistence de formes a également été observé pour l'isotope  ${}^{185}\text{Hg}$  entre le fondamental (allongé) et l'isomère  $I=13/2$  (aplatis). Krönert et al. [KRO88] ont observé cette transition de forme pour les isotopes d'or entre les masses  $A=187$  et  $A=186$ . Par contre pour les isotopes de platine la transition de la forme allongée vers la forme aplatie est continue et passe par une forme triaxiale [LEB89],[DUO89]. Les résultats obtenus à partir des mesures effectuées auprès de NICOLE sur les isotopes d'or (ce travail) ainsi que sur les isotopes de platine,  ${}^{185,187}\text{Pt}$  [EDE88], s'ajoutent à ceux de spectroscopie laser

([HIL89],[SAV90]), permettant ainsi d'établir une systématique des déformations de ces noyaux.

Les noyaux  $^{91}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Zr}$  et  $^{95,97}\text{Nb}$  sont situés dans la région  $Z=40$  et  $N=50$ . Les noyaux Y, Nb et Tc, impairs en protons, nous permettent d'étudier le comportement des moments magnétiques de l'état fondamental  $\frac{9}{2}^+$  en fonction de la déformation quadrupolaire  $\epsilon_2(=\epsilon)$  quand le nombre de neutrons augmente. Quand on rajoute des neutrons à la couche fermée  $N=50$ , les valeurs des moments magnétiques vont s'éloigner des valeurs données par le modèle de Schmidt; ceci est dû principalement à la polarisation du coeur par les neutrons externes et au mélange de configurations (voir Chap. I). Les moments magnétiques et quadrupolaires que nous avons mesurés sont interprétés soit à l'aide du modèle "coeur+particule" soit en utilisant le modèle en couches déformé de Nilsson.

### I<sup>o</sup>] Les noyaux d'or

Les résultats obtenus dans le chapitre III pour les isotopes  $^{182,184m,184g}\text{Au}$  sont résumés dans le tableau V-1; nous donnons les moments magnétiques pour les différentes possibilités de spin (quatrième colonne). Dans le cas de  $^{182}\text{Au}$  nous avons effectué une moyenne entre les facteurs g obtenus par les deux méthodes orientation intégrale et relaxation.

<i>Isotope</i>	<i>I</i>	$ g $	$ \mu/\mu_N $
$^{182}\text{Au}$	2	0.65(8)	1.30(16)
	3	0.54(6)	1.62(18)
	4	0.48(9)	1.92(36)
$^{184m}\text{Au}$	2	0.65(14)	1.30(28)
	3	0.55(14)	1.65(42)
$^{184g}\text{Au}$	5	0.4 – 0.8	2.0 – 4.0
	6	0.62(15)	3.72(30)

Tableau V-1: Spins, facteurs g et moments magnétiques des isotopes  $^{182,184m,184g}\text{Au}$ .

Hilberath et al. [HIL90] et Krönert et al. [KRO88] ont étudié les isotopes  $^{183,184}\text{Au}$  à partir de mesures de  $\delta \langle r^2 \rangle$  en utilisant la technique de spectroscopie laser (voir figure V-1).

Les brusques variations de  $\delta \langle r^2 \rangle$  dans les noyaux Hg et Au pour  $A \leq 186$  et  $A \leq 187$  mettent en évidence les transitions de forme entre les isotopes dont les masses ont des parités différentes. La déformation faiblement aplatie pour  $A \geq 186$  devient très fortement allongée pour les masses impaires; elle passe de  $|\epsilon| \simeq 0.15$  pour  $^{187}\text{Au}$  à  $|\epsilon| \simeq 0.24$  pour  $^{186}\text{Au}$  et reste stable pour  $^{183,184}\text{Au}$ .

Les mesures de spectroscopie laser de Krönert et al. conduisent à une relation entre le moment magnétique et le spin de  $^{184g}\text{Au}$  pour  $I \geq 3$  [KRO88]:

$$\mu(^{184}\text{Au}) = +1.813(19) \cdot I / (I + \frac{1}{2}) \mu_N \quad (1)$$

Au moment où ces mesures ont été effectuées l'isométrie de ce noyau était inconnue et la période longue était attribuée à l'état fondamental de  $^{184}\text{Au}$  avec un spin de 5 ou 6. Les rapports d'intensité des composantes de structures hyperfines dans les transitions optiques avaient conduit alors à exclure les valeurs  $I \leq 2$ . A la même époque la première expérience effectuée en ligne à NICOLE a montré que le fondamental est en réalité un état de haut spin  $I=5$  ou 6 et de courte période, précédé d'un état métastable de longue période et de bas spin.

La validité et les conditions d'utilisation de la relation (1) nous conduisent à faire différentes hypothèses:

- la relation (1) est valable pour les deux états: soit on suppose que malgré la découverte de l'état isomérique la condition  $I \geq 3$  doit être vérifiée et on doit alors exclure la combinaison (2,5); soit cette condition était une conséquence de la méconnaissance de l'isomère et n'a donc plus aucune raison d'être.
- la relation (1) n'est valable que pour l'état fondamentale et dans ce cas on ne peut pas l'appliquer à l'isomère.

Une condition expérimentale nous conduit à une troisième possibilité: la luminescence optique est proportionnelle au nombre d'atomes des deux états de telle sorte que :

$$\frac{N(\text{métastable})}{N(\text{fondamental})} = \frac{\tau(\text{fondamental})}{\tau(\text{métastable})} \simeq 2.5$$

Ce rapport montre que l'effet mesuré par Krönert et al. était surtout dû à l'état métastable et pour compenser la méconnaissance de cet état ils ont dû rejeter les faibles valeurs de spins  $I \leq 2$ . Il semble donc que la relation (1) ne soit valable que pour l'état isomérique avec la condition  $I=2$  ou 3.

Wallmeroth et al. [WAL89] ont également étudié les transitions de forme dans les isotopes d'or légers  $185 \leq A \leq 190$ ; les moments magnétiques obtenus sont résumés dans la quatrième colonne du tableau V-2.

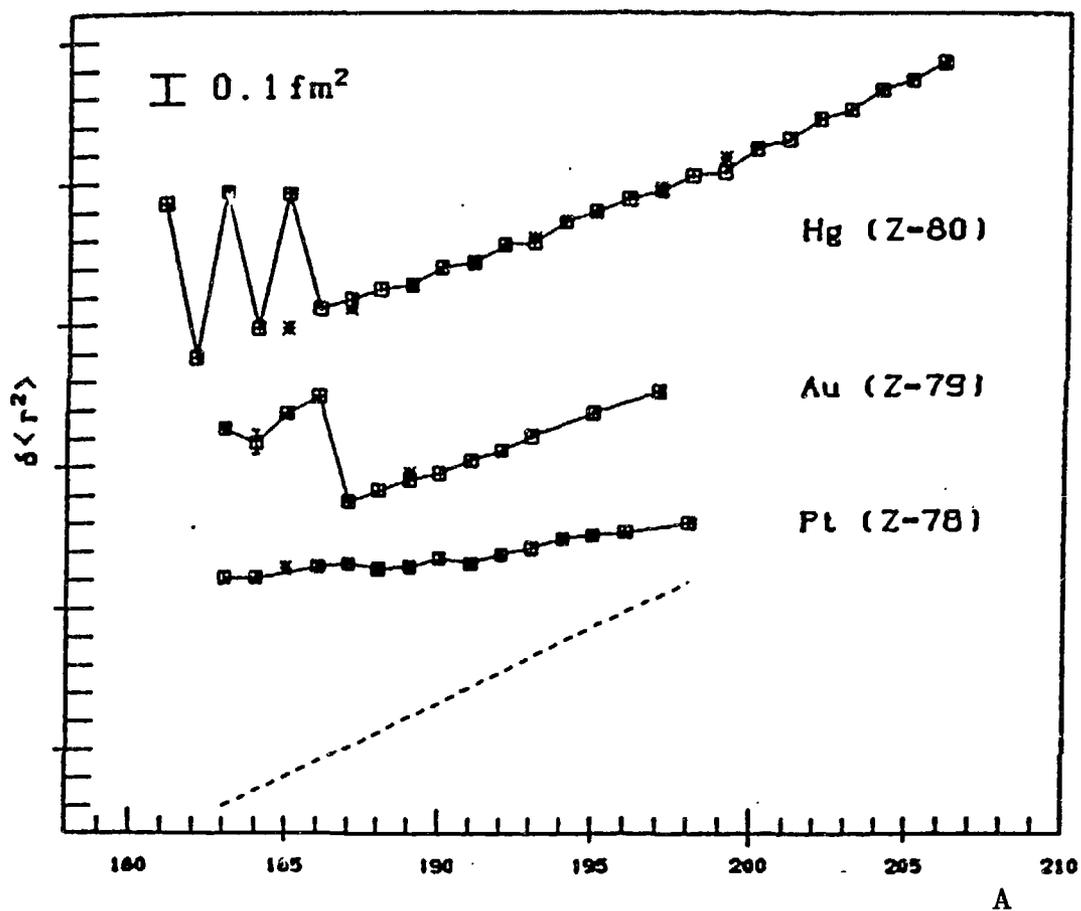


Figure V-1: Variations de  $\delta \langle r^2 \rangle$  en fonction de  $A$  pour les noyaux Hg [ULM86], Au [KRO88] et Pt [HIL89]. Les carrés représentent les états fondamentaux, les étoiles les isomères. Par commodité les points expérimentaux sont reliés par un trait plein; la courbe en pointillés représente  $\delta \langle r^2 \rangle$  calculé avec le modèle de la gouttelette.

A	$T_{1/2}$	$I^\pi$	$\mu/\mu_N$	Réf. $\mu$	$Q(b)$	Réf. $Q$		
192	5.0h	1 <sup>-</sup>	-0.0076(21)	(a)	+0.716(21)	(b)		
191	3.18h	$\frac{3}{2}^+$	+0.137(1)	(a)				
190	42.8m	1 <sup>-</sup>	-0.069(24)	(c)				
189	28.3m	$\frac{1}{2}^+$	+0.49(3)	(c)				
189m	4.6m	$\frac{11}{2}^+$	+6.19(3)	(c)				
188	8.8m	1 <sup>-</sup>	-0.07(3)	(c)				
187	8.5m	$\frac{1}{2}^+$	+0.54(3)	(c)				
186	10.7m	3 <sup>-</sup>	-1.26(3)	(c)			+3.12(20)	(b)
185	4.3m	$\frac{5}{2}^-$	+2.17(3)	(c)				
184	19.2s	5 <sup>+</sup>	2.0 - 4.0	(d)				
		6 <sup>+</sup>	3.72(30)	(d)				
184m	47.9s	2 <sup>+</sup>	1.30(28)	(d)				
		3 <sup>+</sup>	1.65(42)	(d)				
183	42s	$\frac{5}{2}$	+1.97(3)	(e)				
182	15.6s	2	1.30(16)	(d)				
		3	1.62(18)	(d)				
		4	1.92(36)	(d)				

(a): [RAG89], (b): [HIN91], (c): [WAL89], (d): ce travail, (e): [KRO88]

Tableau V-2: Périodes, spins, moments magnétiques et quadrupolaires des isotopes d'or avec  $A \leq 191$ .

Dans la région de masse autour de  $A=186$ , la déformation nucléaire n'est pas très grande, mais de nombreux sous-états de  $j$  élevé sont disponibles.

Il est connu que dans certains cas, la force de Coriolis est suffisante pour découpler le mouvement des particules individuelles de celui du mouvement du coeur dans un noyau A-impair; comme c'est le cas par exemple pour les bandes découplées construites sur les états  $9/2^-$  ou  $11/2^-$  issues des couches  $\pi h9/2$  et  $\pi h11/2$  dans les noyaux d'or  $A=183,185,187,189$ .

Quand on passe aux noyaux impair-impair une situation de "conflit" peut se présenter lors du couplage du neutron célibataire et du proton célibataire, dans le cas où le mouvement d'une particule est fortement couplé au coeur dans le noyau A-impair tandis que l'autre est découplé du mouvement du coeur.

Pour l'étude de ces situations, de nombreux travaux ont été réalisés au moyen de réactions de fusion induites par ions lourds. Des bandes du types "doublement-découplées" (par exemple  $\nu_{1/2}^- [521] \otimes \pi h9/2$ ) ou "semi-découplées" (par exemple  $\nu_{9/2}^- [624] \otimes \pi h9/2$ ) ont été observées en particulier dans  $^{186}\text{Ir}$  et  $^{182}\text{Ir}$  par Kreiner et al. [KRE85], [KRE90]. Dans la bande doublement-découplée,  $\Delta I = 2$ , les écarts en énergie sont similaires à ceux observés dans la bande fondamentale du coeur  $^{184}\text{Os}$  et dans la bande semi-découplée,  $\Delta I = 1$ , les écarts sont proches de ceux associés à la bande  $9/2^+ [624]$ , [KRE90].

On peut dire que la structure des bandes a moyen spins fournit une identification des configurations proton et neutron. Lorsqu'une identification complète des deux couplages  $\pi \otimes \nu$  d'un noyau existe on peut envisager d'extraire des informations sur la force d'interaction effective résiduelle présente entre proton et neutron.

Avant de passer aux cas détaillés des noyaux d'Au impair-impair, il faut noter que lorsqu'on a des noyaux peu déformés, de transition et dans lesquels la force de Coriolis peut jouer fortement, la règle de Gallagher et Moskowski ne s'applique plus puisque les fonctions d'onde des états correspondents à un mélange de différentes valeurs de  $K$ .

L'étude des noyaux d'or impair-impair légers est intéressante d'une part parce que ces noyaux sont peu connus et d'autre part parce qu'ils sont situés juste après les variations de déformations établies d'abord dans les noyaux de mercure (pour  $A \leq 186$ ) puis dans les noyaux d'or entre  $^{197}\text{Au}$  et  $^{186}\text{Au}$ .

Dans les noyaux d'or impair-impair légers de cette zone, seul le spin de  $^{186}\text{Au}$  a été mesuré directement par Ekstrom et al. en 1976 [EKS76]. Bien que les isotopes  $^{182}_{77}\text{Ir}_{105}$ ,  $^{184}_{77}\text{Ir}_{107}$  et  $^{186}_{77}\text{Ir}_{109}$  soient déjà relativement plus connus ( tous les trois ont été étudiés sur faisceau avec mise en évidence de bandes  $\Delta I = 2$  "découplées" et  $\Delta I = 1$  "semi-découplées";  $^{184}\text{Ir}$  et  $^{186}\text{Ir}$  ont été étudiés par désintégration) les comparaisons et les systématiques s'avèrent délicates et même impossibles.

La meilleure comparaison est sur  $^{184}_{77}\text{Ir}_{107}$  et  $^{186}_{79}\text{Au}_{107}$  qui sont des isotones. Le spin de l'état fondamental de  $^{186}\text{Au}$  est connu  $I^\pi = 3^-$  et pourrait s'expliquer par la configuration  $\pi 3/2^- [532] \otimes \nu 9/2^+ [624]$ . Cette configuration a également été utilisée par Hinfürtner et al. [HIN91] pour interpréter la valeur du moment quadrupolaire de  $^{186}\text{Au}$   $Q(^{186}\text{Au}) = +3.12(20)$  b

en supposant une déformation axiale pour ce noyau. Ce moment quadrupolaire a été mesuré en utilisant la technique de résonance nucléaire par interaction quadrupolaire sur noyaux orientés par abaissement de la température auprès du réfrigérateur NICOLE.

Hinfürtner et al. ont calculé la déformation  $\epsilon$  dans le cadre du modèle rotationnel pour les noyaux très déformés possédant une symétrie axiale; dans ce modèle la déformation  $\epsilon$  est reliée à  $Q$  par la relation:

$$\epsilon = \frac{5}{4ZR_0^2} \frac{(I+1)(2I+3)}{3K^2 - I(I+1)} Q \quad (2)$$

avec  $R_0 = 1.25A^{1/3}$  fm. Hinfürtner et al. ont ainsi obtenu une déformation  $\epsilon = 0.234(15)$  en supposant la configuration  $\pi \frac{3}{2}^- [532] \otimes \nu \frac{9}{2}^+ [624]$  avec  $I=K=3^-$  où  $K$  est la projection de  $I$  sur l'axe de symétrie du noyau. Cette déformation est en très bon accord avec les résultats de spectroscopie laser cités plus haut.

Pour  $^{184}\text{Ir}$ , les expériences faites permettraient de trouver aussi une parité négative pour l'état fondamental mais la valeur la plus probable serait ( $5^-$ ) avec une configuration  $\pi 1/2^- [541] \otimes \nu 9/2^+ [624]$ . Donc dans les deux cas on aurait une configuration  $\pi h9/2 \otimes \nu i13/2$ .

Si on veut essayer de travailler entre  $^{182}_{77}\text{Ir}_{105}$  et  $^{184}_{79}\text{Au}_{105}$  on est confronté au problème de deux états  $5^+$  à 45 keV l'un au-dessus de l'autre dans  $^{182}\text{Ir}$ . Sur l'un d'entre eux ( $5^+$  admis comme étant le fondamental) se développe in-beam une bande  $\Delta I = 2$  ce qui pourrait expliquer une configuration  $\pi h9/2 \otimes \nu 1/2^- [521]$ . Sur l'autre se développe une bande  $\Delta I = 1$  (compressée à la base) et une configuration probable est proposée  $\pi 5/2^+ [402] \otimes \nu i13/2$ ; l'état  $5^+$  à 45 keV pourrait être expliqué par les configurations telles  $\pi h9/2 \otimes \nu 7/2^- [514]$ . En fait on ne sait pas s'il faut voir une bande basée sur  $5^+$  ou  $6^+$ .

Avec ces bases, la compréhension de  $^{184}\text{Au}$  est très délicate surtout avec la connaissance de la transition M3 de 68.8 keV qui devrait rendre compte de l'isomérisme bien établi; une cascade de transitions n'est cependant pas exclue avec des  $\gamma$  de très faible énergie.

Sauvage et al. [SAU92] ont proposé récemment de mesurer l'interaction résiduelle  $V_{n-p}$  entre le dernier neutron et le proton dans le noyau  $^{184}\text{Au}$ ; cette interaction résiduelle fournit des informations sur les effets dynamiques qui sont importants dans les régions de transition. Sauvage et al. utilisent un modèle microscopique développé par Bennour et al. [BEN87], appelé modèle rotor-plus-2-quasiparticules, dans lequel une force effective (Skyrme III) est utilisée pour calculer les propriétés statiques du coeur, les fonctions d'onde individuelles et les éléments de matrice  $V_{n-p}$ . Les calculs effectués à l'aide de ce modèle pour les noyaux impair-impair indiquent que  $V_{n-p}$  est liée aux propriétés des états de bas spin et de basse énergie. Pour  $^{184}\text{Au}$  la mesure de  $V_{n-p}$  pourrait révéler des effets dynamiques déjà observés dans les noyaux voisins Hg et Pt [DEL89], [DUO89]. Ces calculs nécessitent de connaître les configurations qu'occupent les deux nucléons externes; pour cela les résultats connus sur les niveaux de haut spin obtenus par les réaction  $(\text{IL}, \text{xn}\gamma)$  sont utilisés. La structure des bandes observées permet l'identification des configurations  $\nu \otimes \pi$  sur lesquelles sont construites ces bandes. Les propriétés surprenantes de l'isomère  $^{184m}\text{Au}$  sont peut-être le signe de la présence d'effets dynamiques importants qui

pourraient conduire à des déformations triaxiales pour les noyaux  $A \leq 184$ . Cette triaxialité ne serait pas étonnante puisque Sauvage et al. [SAU90] ont émis l'hypothèse de l'existence possible d'une nouvelle région de transition pour les noyaux de platine très déficitaires en neutrons. Cette nouvelle région commencerait avec le  $^{181}\text{Pt}$  qui aurait une forme triaxiale. Une forme triaxiale est également envisagée pour  $^{181}\text{Ir}$  par Kaczarowski et al. [KAC92]. Sauvage et al. ont attribué à  $^{181}\text{Pt}$  la configuration neutron  $\nu \frac{1}{2}^- [521]$  qui couplée à la configuration proton  $h_{9/2}$  pourrait également conduire à une forme triaxiale pour l'or-182. Cependant le manque d'informations sur  $^{182}\text{Au}$  ne nous permet pas de réduire l'intervalle des valeurs que peut prendre le spin  $I=2,3$  ou 4. Les résultats obtenus à partir de mesures de spectroscopie nucléaire classique (Orsay) et d'orientation nucléaire (NICOLE) dans l'étude des noyaux de transitions de la région soulignent la complémentarité de ces deux méthodes.

## II<sup>o</sup>] Les noyaux Y, Zr et Nb

Möller et Nix [MOL81] ont calculé les déformations des états fondamentaux de plus de 4000 noyaux. Dans la région  $Z=40$  ils prédisent des variations très importantes des déformations; par exemple pour les noyaux de zirconium  $\epsilon$  varie de -0.05 pour  $^{91}\text{Zr}$  à 0.326 pour  $^{99}\text{Zr}$ . Heyde et al. [HEY84] ont obtenu à partir des surfaces d'énergie potentielle calculées à l'aide du modèle de Nilsson modifié un minimum en énergie assez plat pour les noyaux de zirconium entre les masses 90 et 96, où les déformations varient faiblement de  $\epsilon=0.0$  pour  $^{91}\text{Zr}$  à  $\epsilon=0.1$  pour  $^{99}\text{Zr}$ . Ces faibles variations de l'énergie potentielle totale autour du minimum ont également été calculées par Ragnarson et al. [RAG84].

En mesurant les moments magnétiques de noyaux de masses impaires on peut déduire les déformations  $\epsilon$  qui à leurs tours permettent de calculer les moments quadrupolaires.

Les résultats que nous avons obtenus dans le chapitre IV pour les isotopes  $^{91m}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Zr}$  et  $^{95,97}\text{Nb}$  sont résumés dans le tableau V-4.

Les énergies d'excitation des états  $2_1^+$  des noyaux de zirconium pair-pair sont quasiment constantes entre  $N=50$  et  $N=58$  [RAG84], [HOT91] (voir figure V-2); ceci indique que les déformations  $\epsilon$  sont faibles contrairement à ce qui a été proposé par Möller et Nix [MOL81]. Par contre pour  $N \geq 60$  ces énergies d'excitation chutent très rapidement indiquant la présence de très fortes déformations pour les isotopes  $A \simeq 100$ .

La variation des moments magnétiques  $\mu$  à l'intérieur d'une chaîne isotopique peut être interprétée en utilisant le couplage coeur+particule; cette méthode a été utilisée avec succès dans les régions Tl [NEU85] et In [EBE87]. Un calcul perturbatif du second ordre effectué par Arima [ARI86] permet de retrouver qualitativement les variations de  $\mu$  pour un état à un trou  $|j^{-1} \rangle$  et en incluant la composante  $|2^+ \otimes j'^{-1}; j \rangle$  [HEY88]:

$$\bar{\mu}(j^{-1}) = \frac{\mu(j^{-1}) + \alpha^2 \langle 2^+ \otimes j'^{-1}; j | \mu_z | 2^+ \otimes j'^{-1}; j \rangle}{1 + \alpha^2}$$

Noyau	$I^\pi$	$ \mu/\mu_N $	$Q_{sp}$
$^{91}\text{Y}^m$	$9/2^+$	5.958(35)	
$^{95}\text{Zr}$	$5/2^+$	1.131(20)	(+)0.29(5)
$^{95}\text{Nb}$	$9/2^+$	6.141(5)*	-0.28(10)
$^{97}\text{Nb}$	$9/2^+$	6.153(5)	

\*: [EDE86]

Tableau V-4: Moments nucléaires des noyaux  $^{91m}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Zr}$  et  $^{95,97}\text{Nb}$ .

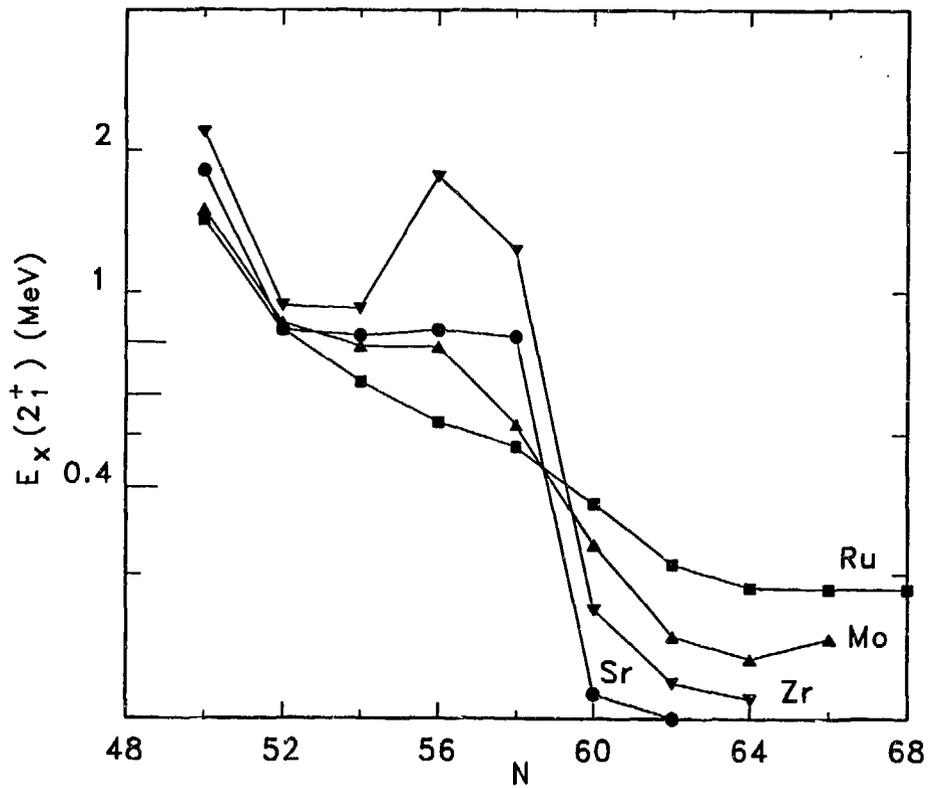


Figure V-2: Variations de  $E_x(2_1^+)$  (MeV) pour la région  $Z=40$  et  $N \geq 50$  [HOT91].

où  $j$  et  $j'$  sont respectivement  $3s_{1/2}$  et  $2d_{3/2}$  pour Tl, et  $1g_{9/2}$  et  $p_{1/2}$  pour In;  $\alpha$  décrit l'amplitude du mélange de configuration. Cette amplitude est inversement proportionnelle à l'énergie du premier état excité  $E_x(2_1^+)$  du coeur (voir figure V-3), ici le plomb pour Tl et l'étain pour In. Les variations qui surviennent sur les énergies  $E_x(2_1^+)$  quand le nombre de neutrons augmente expliquent les variations sur  $\mu$  par l'intermédiaire des amplitudes  $\alpha$ . Cette méthode appliquée aux noyaux Y, Nb et Tc, voisins de  ${}^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$ , où la configuration  $1g_{9/2}$  domine, conduit à une diminution de l'amplitude  $\alpha$  quand  $N$  augmente (voir figure V-3); cette diminution est visible sur les faibles variations des valeurs expérimentales de  $\mu$  des isotopes de Nb entre  $N=52$  et  $56$  reportées dans le tableau V-5 ([RAG89] et ce travail pour  ${}^{97}\text{Nb}$ ):

${}_{41}\text{Nb}$	$\mu/\mu_N$
$N = 52$	6.1705(3)
54	6.141(5)
56	6.153(5)

Tableau V-5: Moments magnétiques des isotopes de Nb pour  $52 \leq N \leq 56$ .

Une autre approche peut être adoptée en utilisant le modèle de Nilsson avec un potentiel faiblement déformé. La déformation quadrupolaire  $\epsilon_2 (= \epsilon)$  implique une variation du moment magnétique  $\mu$  pour une configuration de Nilsson  $\Omega^\pi$  donnée. Pour les noyaux impairs en protons, où l'orbital sphérique  $1g_{1/2}$  est dominante, la configuration de l'état fondamental et le moment magnétique vont dépendre fortement du signe de la déformation. Pour les déformations négatives (aplaties) le niveau de Fermi  $\lambda$  pour Y et Nb reste proche de  $\Omega = \frac{9}{2}^+$  et cet état reste pur sur une large gamme de déformations (voir figure V-4). La déformation quadrupolaire  $\epsilon$  de l'état fondamental est représentée sur la figure V-5 en fonction de  $Z$  et de  $N$ . On constate que les isotopes Y avec  $46 \leq N \leq 52$  se situent dans la zone faiblement aplatie, ce qui donne des moments magnétiques variant très peu d'un isotope à l'autre. En utilisant le modèle de Nilsson pour les noyaux impairs en protons avec les facteurs  $g$  suivants:  $g_I = 1.0$ ,  $g_s = 5.58$ ,  $g_R = 0$ , on peut évaluer les moments magnétiques des états fondamentaux et isomériques de noyaux situés dans la région  $Z=40$  et  $N=50$ . Le choix des facteurs  $g$  libres est justifié car ces noyaux se situent au voisinage des fermetures de couches  $Z=40$  et  $N=50$ , et la diminution de  $g_s$  due à la polarisation du coeur est relativement faible [HEY77], [BER86]. La contribution du facteur  $g_R$  est plus difficile à évaluer. Habituellement pour les systèmes très déformés on utilise la valeur hydrodynamique  $g_R \simeq Z/A$ ; néanmoins des études récentes effectuées sur  ${}^{77}\text{Kr}$  semblent montrer que cette expression donne des valeurs trop grandes pour  $g_R$ . Des valeurs telles que  $g_R \simeq 0.2$

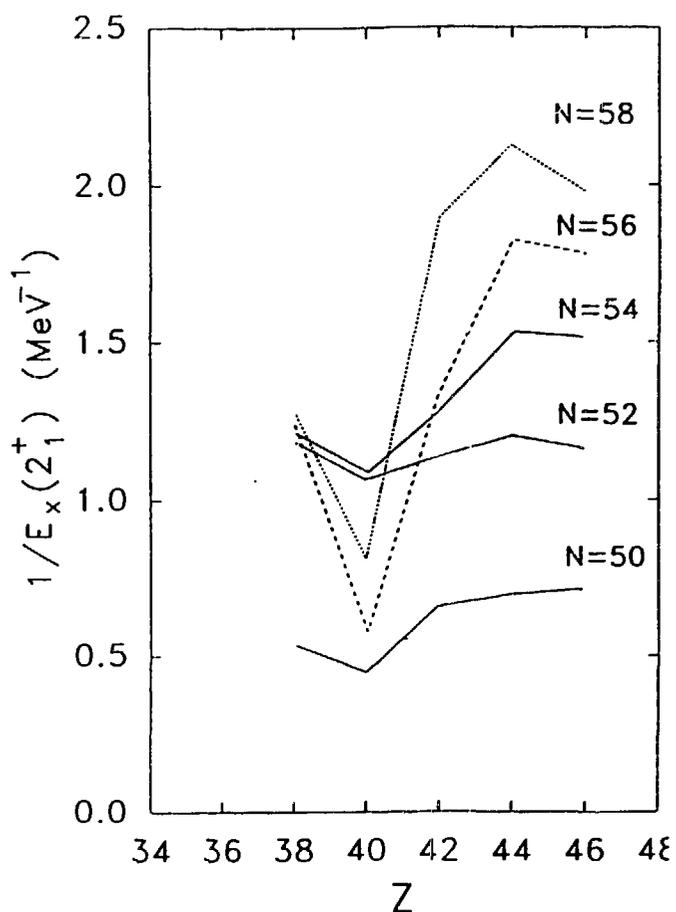


Figure V-3: Variations de  $1/E_x(2_1^+)$  ( $\text{MeV}^{-1}$ ) pour la région  $Z=40$ ,  $N=50-58$ .

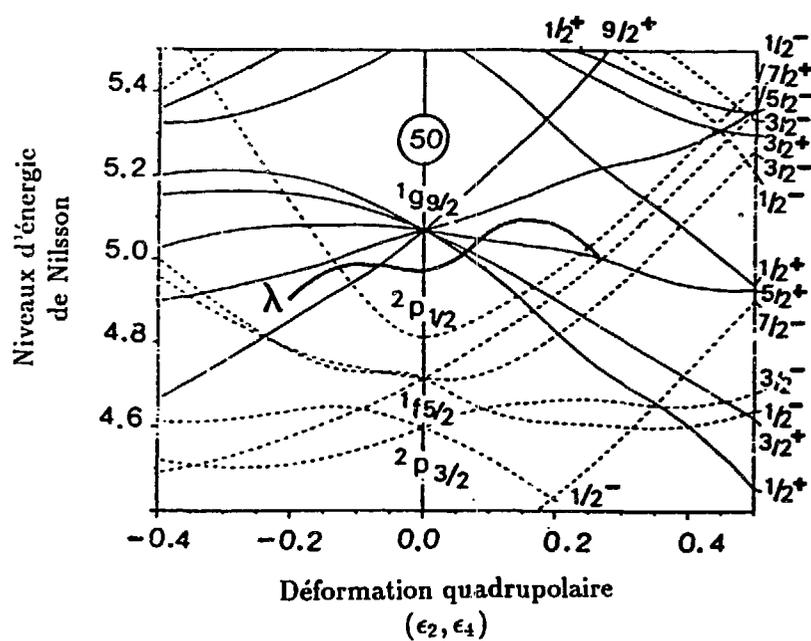


Figure V-4: Schéma de niveaux de  $^{80}\text{Zr}$  donné par le modèle de Nilsson. La ligne continue représente le niveau de Fermi pour la déformation considérée.

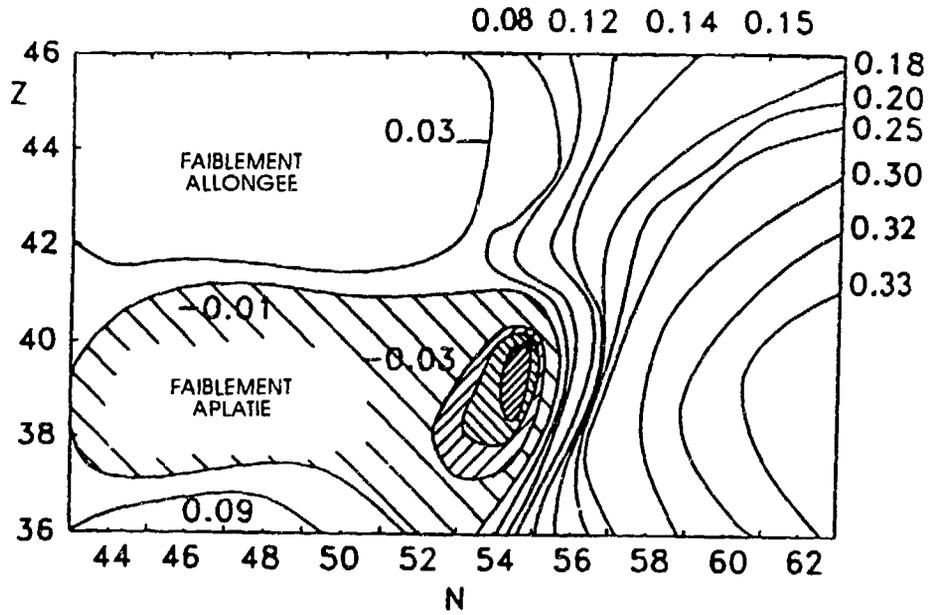


Figure V-5: Déformation  $\epsilon$  en fonction de N et Z pour l'état fondamental.

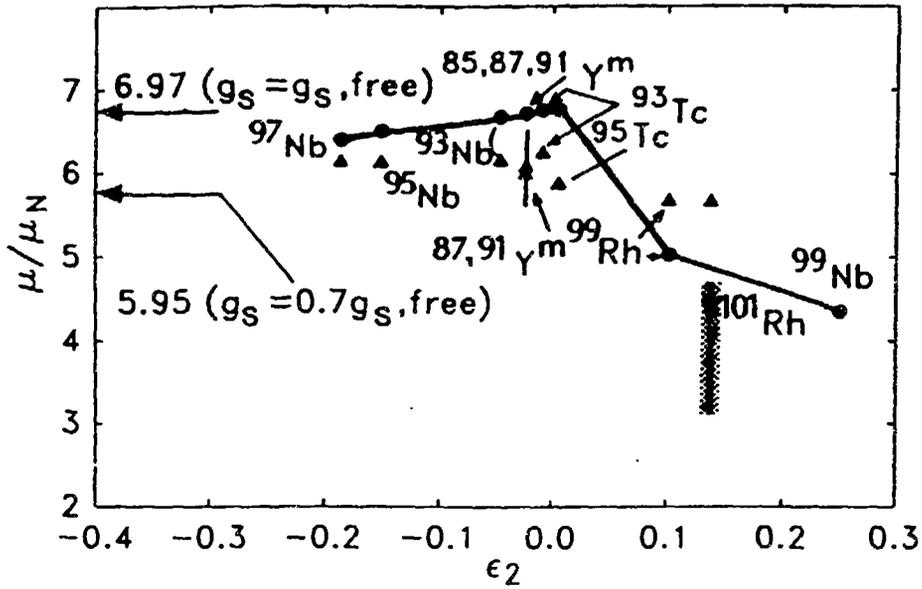


Figure V-6: Moments magnétiques calculés  $\bullet$  pour la configuration de Nilsson  $\frac{9}{2}^+$  en fonction de la déformation  $\epsilon$ . Pour  $^{101}\text{Rh}$  l'incertitude sur la minimisation d'énergie amène une grande incertitude sur  $\mu$ . Les points expérimentaux sont représentés avec des  $\Delta$ .

ont été utilisé [MAT88] dans les noyaux très déformés de la région des terre-rares comme Dy, Er et Yb. La valeur  $g_R=0$  a également été utilisée dans la région  $Z=50$  pour reproduire les propriétés des moments magnétiques [SAM84]. Les moments magnétiques obtenus par cette méthode sont représentés sur la figure V-6 par des points. Les calculs ont été effectués pour l'état  $1g_{9/2}$ ; du côté des déformations aplaties le niveau de Fermi  $\lambda$  ne traverse que la configuration  $\frac{9}{2}^+$ , par contre pour les déformations allongées les deux configurations  $\Omega^\pi = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$  sont prises en compte dans le calcul. Les déformations  $\epsilon$  reportées en abscisses sont celles données par les calculs de Möller et Nix [MOL81] pour les noyaux correspondants. On observe une constance des moments magnétiques pour les déformations aplaties, par contre une diminution certaine pour les isotopes du rhodium et surtout pour  $^{99}\text{Nb}$ , comme c'était également le cas avec le modèle coeur+particule. Les moments magnétiques donnés par le modèle de la particule célibataire sont également indiqués sur la figure V-6, pour référence:

$$\begin{aligned} \mu(1g_{9/2}) &= l g_l + (g_s/2) = 6.79 \quad \text{pour } g_s = 5.58 = g_s^{free} \\ \mu(1g_{9/2}) &= 5.95 \quad \text{pour } g_s = 0.7 g_s^{free} \end{aligned}$$

Pour les noyaux allongés le niveau de Fermi est très proche des trois premières configurations issues de l'orbitale  $1g_{9/2}$   $\Omega^\pi = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+, \frac{5}{2}^+$  (voir figure V-4); le terme de Coriolis a donc une contribution importante et les mélanges de bandes devront être pris en compte dans le calcul. Cette effet est tout à fait visible sur les moments des isotopes situés autour de  $A \simeq 100$  (voir figure V-6), où une faible variation sur  $\epsilon$  ou sur les énergies d'excitations  $E_x$  induisent sur  $\mu$  une variation importante. Les valeurs expérimentales de  $\mu$ , représentées par des triangles sur la figure V-6, montrent cette tendance bien que les variations soient moins importantes que ne le prévoient les calculs théoriques basés sur les déformations d'équilibre de Möller et Nix.

Pour les noyaux impairs en neutrons Sr, Zr et Mo, la configuration de neutrons n'est plus une configuration pure, et l'orbitale  $2d_{5/2}$  contribue fortement à l'état fondamental  $I^\pi = \frac{5}{2}^+$ ; ceci peut aller jusqu'à  $N=55$ . Dans le modèle en couche sphérique la configuration  $2d_{5/2}$  donne:

$$\mu(2d_{5/2}) = g_s/2 = -1.915 \quad \text{pour } g_s = -3.38 = g_s^{free}.$$

La valeur du moment magnétique de  $^{91}\text{Zr}$   $\mu = -1.305\mu_N$  [RAG89] montre que le facteur  $g_s$  doit être réduit  $g_s = 0.7 g_s^{free} = -2.674$  pour tenir compte de la polarisation du coeur par le neutron célibataire.

Les valeurs de  $\mu(\frac{5}{2}^+)$  pour les isotopes de zirconium, calculées en fonction de  $\epsilon$  à l'aide du modèle de Nilsson, sont reportées dans le tableau V-6. On constate de nouveau que les valeurs de  $\mu(\frac{5}{2}^+)$  données par le modèle de Nilsson varient quand la déformation allongée augmente. Cet effet est dû au mélange de bandes induit par le terme de Coriolis.

Le moment magnétique mesuré  $|\mu(\frac{5}{2}^+)| = 1.103(23)\mu_N$  pour  $^{95}\text{Zr}$ , correspond à une déformation de l'ordre de  $\epsilon \simeq 0.06 - 0.7$ , en accord avec la tendance générale qui prédit de très faibles déformations pour les noyaux de zirconium avec  $50 < N < 56$ .

$\epsilon_2$	$\mu(\frac{5}{2}^+)/\mu_N$		$\epsilon_2(\text{Möller-Nix})$
+0.000	-1.337	$N = 51$	-0.050
+0.025	-1.317	53	+0.023
+0.050	-1.275	55	+0.158
+0.075	-0.996	57	+0.252
+0.100	-0.603	59	+0.326

Tableau V-6: Variation de  $\mu(\frac{5}{2}^+)$  en fonction de la déformation  $\epsilon$  dans les isotopes de Zr calculée à partir du modèle de Nilsson. Les valeurs dans la quatrième colonne sont tirées de [MOL81].

Les signes des moments quadrupolaires des noyaux  $^{95}\text{Zr}$  et  $^{95}\text{Nb}$  peuvent être interprétés aussi à l'aide du modèle de couches simple (voir chap. I). Dans le  $^{95}\text{Nb}$  le proton célibataire situé en dehors de la couche  $1g_{7/2}$  donne au moment quadrupolaire son signe négatif; par contre pour  $^{95}\text{Zr}$ , l'état  $\frac{5}{2}^+$  peut être interprété comme un trou occupant la couche  $2d_{5/2}$  donnant un signe positif à  $Q$ . Le moment quadrupolaire d'une particule célibataire (voir Chap. I) pour la configuration  $2d_{5/2}^{-1}$  est:

$$Q = e_{eff} \langle r^2 \rangle \frac{2j-1}{2j+1} = +0.14e_{eff} \text{ eb}$$

où  $e_{eff}$  est une charge effective, et  $\langle r^2 \rangle$  est évalué en utilisant les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique. En plus de ce terme "particule célibataire", la contribution du coeur peut devenir très importante et se manifester par une polarisation des charges, de telle manière que les charges effectives des protons et neutrons se rapprochent. Un trou se déplaçant dans le noyau  $^{96}\text{Zr}$  provoque une polarisation de la charge qui peut facilement être le double de celle donnée par le modèle de la particule célibataire, même pour un trou neutron. Les mêmes arguments ont été utilisés par Raghavan [RAG85] pour interpréter les  $Q(8^+)$  des noyaux  $^{88,90}\text{Zr}$ ; c'est le cas aussi pour  $^{95}\text{Zr}$ , pour lequel le moment spectroscopique mesuré de  $+0.29(5)$  b amène à  $e_{eff} \simeq 2$ . Autrement dit, l'augmentation de la charge effective reflète la faible déformation  $\epsilon = 0.06 - 0.07$  du coeur.

## Références

- [BEN87] L. Bennour, J. Libert, M. Meyer and P. Quentin, Nucl. Phys. A465 (1987) 35
- [BER86] I. Berkes [STO86] Chap. V
- [DEL89] I. Deloncle, J. Libert, L. Bennour and P. Quentin, Phys. Lett. B233 (1989) 16.
- [DUO89] H.T. Duong, J. Pinard, S. Liberman, G. Savard, J.K.P. Lee, J.E. Crawford, G. Thekkadath, F. Le Blanc, P. Kilcher, J. Obert, J. Oms, J.C. Putaux, B. Roussière, J. Sauvage, Phys. Lett. B Vol. 217 no. 4 (1989) 401
- [EBE87] J. Eberz, U. Dinger, G. Huber, H. Lochmann, R. Menges, R. Neugart, R. Kirchner, O. Klepper, T. Kühl, D. Marx, G. Ulm, K. Wendt and The ISOLDE Collaboration, Nucl. Phys. A464 (1987) 9
- [EDE86] R. Eder, E. Hagn and E. Zech, Nucl. Phys. A451 (1986) 46
- [EDE88] R. Eder, C.J. Asworth, I. Berkes, D.E. Brown, U. Dämmrich, I.S. Grant, A.G. Griffiths, E. Hagn, R. Hassani, P. Herzog, S. Ohya, M. Massaq, C. Richard-Serre, J. Rikowska, K. Schlösser, N. Severijns, N.J. Stone, W. Vanderpoorten, J. Vanhaverbeke, L. Vanneste, T. Woelfle, E. Zech and the ISOLDE Collaboration  
Hyp. Int 43 (1988) 469
- [GAL58] C.J. Gallagher and S.A. Moszkowski, Phys. Rev. 111 (1958) 1282
- [HAM76] J.H. Hamilton, H.L. Crowell, R.L. Robinson, A.V. Ramayya, W.E. Collins, R.M. Ronningen, V. Marhun-Rezwani, J.A. Maruhn, N.C. Singhal, H.J. Kim, R.O. Sayer, T. Magee and L.C. Witlock, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 340
- [HAM81] J.H. Hamilton Proc. 4th Int. Con. on nuclei far from stability CERN 81-09 P.391
- [HAM85] J.H. Hamilton, P.G. Hansen and E.F. Zganjar, Rep. Prog. Phys. Vol. 48 (1985) 631
- [HEY77] K. Heyde, M. Waroquier, P. Van Isacker and H. Vincx Nucl. Phys. A292 (1977) 237
- [HEY84] K. Heyde, J. Moreau and M. Waroquier Phys. Rev. C29 (1984) 1859
- [HEY88] K. Heyde Hyp. Int. 43 (1988) 15
- [HIL89] Th. Hilberath, St. Becker, G. Bollen, M. Gerber, H.-J. Kluge, U. Krönert, G. Passler and the ISOLDE Collaboration, Z. Phys. A (1989)
- [HIL90] Th. Hilberath, St. Becker, G. Bollen, M. Gerber, H.-J. Kluge, U. Krönert, G. Passler and the ISOLDE Collaboration, Hyp. Int 59 (1990) 97
- [HIN91] B. Hinfürtner, E. Hagn, R. Eeder and E. Zech Phys. Rev. Lett. Vol. 67, No.7 (1991) 812
- [HOT91] M.A.C Hotchkis, J.L. Durrell, J.B. Fitzgerald, A.S. Mowbray, W.R. Phillips, I. Ahmad, M.P. Carpenter, R.V.F. Janssens, T.L. Khoo, E.F. Moore, L.R. Morss, Ph. Benet and D. Ye, Nucl. Phys. A530 (1991) 111

- [KAC92] R. Kaczarowski, U. Garg, E.G. Funk and J.W. Mihelich, Phys. Rev. C45 No.1 (1992) 103
- [KRO88] U. Krönert, St. Becker, G. Bollen, M. Gerber, Th. Hilberaht, H.-J. Kluge, G. Passler and The ISOLDE Collaboration, Z. Phys. A (1988) 512
- [LEB89] F. Le Blanc, Thèse, Paris 7 (1989)
- [MAC91] H. Mach, F.K. Wohn, G. Molnar, K.Sistemich, J.C. Hill, M. Moszynski, R.L. Gill, W. Krips and D.S. Brenner, Nucl. Phys. A523 (1991) 197
- [MAT88] M. Matsuzaki, Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 79 (1988) 836
- [MOL81] P. Möller and J.R. Nix At. D. and Nucl. D. Tables 26 (1981) 165
- [NEU85] R. Neugart, H.H. Stroke, S.A. Ahmad, H.J. Duong, H.L. Ravn and K. Wendt, Phys. Rev. Lett. Vol.55, No.15 (1985) 1559 et Phys. Lett. B173 (1986) 351
- [RAG85] P. Raghavan, M. Senba, Z.Z. Ding, A. Lopez-Garcia, B.A. Brown and R.S. Raghavan, Phys. Rev. Lett. Vol.54, No. 24 (1985) 2592
- [RAG89] P. Raghavan At. Data and Nucl. Data Tables Vol. 42, no. 2, (1989) 189
- [RAG84] I. Ragnarsson and R.K. Sheline Phys. Scripta Vol.29 (1984) 385
- [RAG88] I. Ragnarsson P. Semmes, Hyp. Int. 43 (1988) 425
- [ROU89] B. Roussière, C. Bourgeois, P. Kilcher, J. Sauvage and M.G. Porquet Nucl.Phys. A504 (1989) 511
- [SAM84] M. Sambataro, O. Scholten, A.E.L. Dieperink and G. Piccitto, Nucl. Phys. A423 (1984) 333
- [SAV90] G. Savard, J.E. Crawford, J.K.P. Lee, G. Thekkadath, H.T. Duong, J. Pinard, S. Liberman, F. Le Blanc, P. Kilcher, J. Obert, J. Oms, J.C. Putaux, B. Roussière and J. Sauvage, Nucl. Phys. A512 (1990) 241
- [SAU90] J. Sauvage, C. Bourgeois, P. Kilcher, F. Le Blanc, B. Roussière, M.I. Macais-Marques, F. Bragança, M.G. Porquet and H. Dautet (1990)
- [SAU92] F. Ibrahim, P. Kilcher, F. Leblanc, J. Obert, J. Oms, J.C. Putaux, B. Roussière, J. Sauvage, G. Marguier, A. Kniper, H. Ravn, C. Richard-Serre, I. Deloncle, J. Libert and P. Quentin, CERN/ISC 92-8, ISC/P11 Add.1
- [STO86] "Low temperature nuclear orientation" Ed. N.J. Stone, H. Postma North Holland Publ. Co. 1986
- [ULM86] G. Ulm, S.K. Bhattacharjee, P. Dabkiewicz, G. Huber, H.-J. Kluge, T. Kühl, H. Lochmann, E.-W. Otten, K. Wendt, S.A. Ahmad, W. Klempt, R. Neugart and The ISOLDE Collaboration Z. Phys. 325 (1986) 247
- [WAL89] K. Wallmeroth, G. Bollen, A. Dohn, P. Egelhof, U. Krönert, K. heyde, J.L. Wood, H.-J. Kluge and the ISOLDE Collaboration Nucl. Phys. A493 (1989) 224

## Conclusion

Dans ce travail essentiellement expérimental nous avons mesuré des moments nucléaires de noyaux situés dans les régions de transitions à la proximité de  $Z=40$  et  $Z=82$  à l'aide de trois méthodes basées sur l'orientation nucléaire à basse température. Ces mesures ont été effectuées auprès du réfrigérateur à dilution  $^3\text{He}-^4\text{He}$  NICOLE en ligne sur le séparateur d'isotopes ISOLDE-3 du CERN. Cette installation particulière a permis la mise au point d'une nouvelle méthode de mesure de l'anisotropie en fonction de temps. Les facteurs gyromagnétiques et les spins de l'or-182 mais aussi ceux des deux états de l'or-184 observés lors de la première expérience en ligne à NICOLE en 1988 ont été déterminés en utilisant le processus dynamique de la relaxation des spins nucléaires dans un solide. Les périodes de ces noyaux ont également été réévaluées. L'ensemble des données disponibles pour les isotopes de l'or déficitaires en neutrons montre des changements entre ces isotopes avec la possibilité d'une forme triaxiale des noyaux  $^{182,184}\text{Au}$  indiquant une nouvelle région de transitions comme c'est le cas pour les isotopes de platine très déficitaires en neutrons.

Dans la région  $Z=40$  les moments magnétiques des noyaux impairs en protons Y et Nb varient très peu dans la région des faibles déformations aplaties. L'état de Nilsson  $\Omega^\pi = \frac{9}{2}^+$  issu de la configuration sphérique  $1g_{9/2}$  reste la composante dominante ce qui explique l'insensibilité de  $\mu$  pour les déformations aplaties. Les moments magnétiques des noyaux  $^{91m}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Zr}$  et  $^{97}\text{Nb}$  ont été mesurés de manière très précise par la technique de résonance magnétique nucléaire, et les moments quadripolaires de  $^{95}\text{Zr}$  et  $^{95}\text{Nb}$  par orientation quadripolaire dans un cristal de zirconium. Le moment magnétique de  $^{95}\text{Zr}$  conduit à une déformation quadripolaire  $\epsilon_2 \simeq 0.06 - 0.07$  qui à son tour pourrait expliquer le moment quadripolaire mesuré. Les signes des moments quadripolaires des états fondamentaux de  $^{95}\text{Zr}$  et  $^{95}\text{Nb}$  sont interprétés à l'aide du modèle en couche à particule célibataire.

Dans la région  $A \simeq 100$  les nouveaux faisceaux radioactifs riches en neutrons vont nous permettre d'aller encore plus loin dans la vérification des prédictions théoriques notamment en ce qui concerne le  $^{99}\text{Nb}$  pour lequel on s'attend à une forte déformation allongée et qui compte tenu de sa courte période (15 s) ne peut être étudié qu'en ligne. La région des noyaux de brome riches en neutrons est également prévue dans les futures expériences NICOLE.

NOM : DE JESUS (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Maryvonne		DATE de SOUTENANCE  27 avril 1992
TITRE : Moments nucléaires de noyaux de transition près des couches $Z = 40$ et $Z = 82$		
NATURE :		Numéro d'ordre : 76-92
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR- INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT
<input checked="" type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>
		DOCTORAT DE 3e CYCLE
Spécialité : Physique Nucléaire		
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis		CLASSE :
RESUME : <p>Nous avons obtenu des informations sur la forme des états fondamentaux des noyaux de transition situés loin de la vallée de stabilité en utilisant la technique d'orientation nucléaire à basse température auprès du réfrigérateur à dilution <math>^3\text{He}-^4\text{He}</math> NICOLE en ligne sur le séparateur d'isotopes ISOLDE-3.</p> <p>Nous avons pu restreindre l'intervalle des possibilités pour le spin de <math>^{182}\text{Au}</math> à <math>I=2,3,4</math>; sa période a également été réévaluée <math>T_{1/2}(^{182}\text{Au}) = 15.6(4)</math> s. Dans le cas de <math>^{184}\text{Au}</math> les premières mesures effectuées à NICOLE ont mis en évidence l'existence d'un isomère de longue période et de bas spin relié à l'état fondamental de courte période et de haut spin par une transition M3. Nos résultats combinés avec ceux de spectroscopie laser indiquent que les valeurs les plus probables des spins sont, pour l'isomère <math>3^+</math> et pour le fondamental <math>6^+</math>. Les périodes de ces deux états ont également été évaluées: <math>T_{1/2}(^{184m}\text{Au}) = 48(1)</math> s et <math>T_{1/2}(^{184}\text{Au}) = 19(1)</math> s.</p> <p>Pour le <math>^{95}\text{Zr}</math> le moment magnétique mesuré <math> \mu(^{95}\text{Zr})  = 1.131(20)\mu_N</math> conduit à une déformation quadrupolaire <math>\epsilon = 0.06-0.07</math> calculée à partir du modèle de Nilsson avec un terme de Coriolis. Cette déformation à son tour peut expliquer la valeur mesurée du moment quadrupolaire <math>Q(^{95}\text{Zr}) = +0.29(5)</math> eb. La mesure de l'interaction quadrupolaire de <math>^{95}\text{NbZr}</math> a permis de déduire une valeur pour le moment quadrupolaire de <math>^{95}\text{Nb}</math>: <math>Q(^{95}\text{Nb}) = -0.28(10)</math> eb.</p>		
MOTS-CLES : Isotopes loin de la stabilité. Moments magnétiques. Moments quadrupolaires. $^{182}, ^{184}, ^{184m}\text{Au}, ^{91}\text{Y}, ^{95}\text{Zr}, ^{95}, ^{97}\text{Nb}$ .		
Laboratoire(s) de recherches : Interactions Hyperfines		
Directeur de recherches : Istvan BERKES		
Président du jury : Istvan BERKES		
Composition du jury : A. Gizon, H. Haas, J. Sau, R. Seltz		90 pages