



**HAL**  
open science

# Moments magnétiques de noyaux proches de $Z=40$ , 50 et 82 mesures par orientation nucléaire

Roger Haroutunian

► **To cite this version:**

Roger Haroutunian. Moments magnétiques de noyaux proches de  $Z=40$ , 50 et 82 mesures par orientation nucléaire. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1978. Français. NNT: . tel-00744115

**HAL Id: tel-00744115**

**<https://theses.hal.science/tel-00744115>**

Submitted on 22 Oct 2012

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

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

# thèse

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON - I

pour obtenir

le grade de DOCTEUR D'ETAT ES-SCIENCES

par

Roger HAROUTUNIAN

\* \* \* \* \*

Moments magnétiques  
de noyaux proches de  $Z = 40, 50$  et  $82$   
mesurés par orientation nucléaire

Soutenue le 12 Mai 1978

devant la Commission d'Examen

JURY :

M. I. Berkes Président

R. Coursement

R. Klapisch

G. Marest

Mme M. Meyer

Mr N. Stone

Examineurs



UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON-1

Président honoraire : M. le Professeur J. BOLDIN

Président : M. le Professeur D. GERMAIN  
1er Vice-Président : M. le Professeur E. ELBAZ  
2ème Vice-Président : M. B. ROUSSET, Attaché de Recherches  
3ème Vice-Président : M. P. BRULA, Etudiant  
Secrétaire Général : M. J. RAMBAUD, Administrateur Civil

UNITES d'ENSEIGNEMENT et de RECHERCHE

U. E. R. de Médecine Grange-Blanche	M. B. SALLE, Maître de Conférences Agrégé
U. E. R. de Médecine Alexis Carrel	M. le Professeur R. MORNEX
U. E. R. de Médecine Lyon-Nord	M. J. P. NEIDHART, Maître de Conférences Ag.
U. E. R. de Médecine Sud-Ouest	M. le Professeur J. NORMAND
U. E. R. de Sciences Pharmaceutiques	M. le Professeur C. A. BIZOLLON
U. E. R. de Techniques de Réadaptation	M. A. MORGON, Maître de Conférences Agrégé
U. E. R. de Biologie Humaine	M. J. P. REVILLARD, Maître de Conférences Ag.
U. E. R. d'Education Physique et Sportive	M. A. MILLON, Professeur d'E. P. S.
U. E. R. de Sciences Odontologiques	M. le Dr. R. VINCENT
U. E. R. de Mathématiques	M. le Professeur Ph. PICARD
U. E. R. de Physique	M. le Professeur J. DELMAU
U. E. R. de Chimie-Biochimie	M. le Professeur J. HUET
U. E. R. de Sciences de la Nature	M. le Professeur R. GINET
U. E. R. de Sciences Physiologiques	Mlle le Professeur J. F. WORBE
U. E. R. de Physique Nucléaire	M. le Professeur M. GUSAKOW
Institut Universitaire de Technologie I	M. le Professeur A. VILLE
Institut Universitaire de Technologie II	M. J. GALLET, Directeur E. N. S. A. M.
Observatoire de Lyon	M. G. MONNET, Astronome-Adjoint
U. E. R. de Mécanique	Mlle le Professeur G. COMTE-BELLOT



J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur M. Gusakow, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, ainsi qu'à Monsieur le Professeur A. Sarazin qui m'ont accueilli dans leur laboratoire.

Que Monsieur le Professeur I. Berkes trouve ici l'expression de ma vive reconnaissance. Sa haute autorité scientifique a été un guide précieux tout au long de la réalisation de ce travail. Il a su me communiquer le goût de la recherche et manifester, pour mes activités, une attention bienveillante.

Je veux dire à Monsieur R. Klapisch, Directeur du Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse d'Orsay, toute ma gratitude pour l'intérêt qu'il a porté à cette thèse et l'honneur qu'il m'a accordé en siégeant dans mon jury.

Pour avoir suscité une partie de ce travail, je veux exprimer à Monsieur le Professeur R. Coussemont de l'Université de Leuven, ma reconnaissance la plus sincère. Je lui suis redevable de riches enseignements, fruits de discussions où il a su tenir la curiosité en éveil et l'imagination en haleine.

Que Monsieur le Professeur N. Stone, du Clarendon Laboratory, accepte mes remerciements. Sa participation dans ce jury m'honore et je lui en sais gré.

Je remercie très sincèrement Monsieur G. Marest, Maître de Conférences, dont la collaboration m'a permis de mener à bien ce travail. Qu'il me permette de lui exprimer ici ma reconnaissance pour le soutien qu'il m'a constamment prodigué.

Que Madame M. Meyer, Maître-Assistant, sache combien j'ai apprécié son appui théorique indispensable, son soutien intellectuel et sa rigueur scientifique. Je lui suis reconnaissant pour la précieuse collaboration qu'elle m'a apportée.

Je ne saurais oublier Monsieur R. Béraud, Maître-Assistant; qu'il trouve ici mes remerciements pour l'intérêt qu'il a témoigné en maintes occasions au cours de fructueuses discussions.

Je remercie Monsieur J. Meyer, Maître-Assistant dont l'aide pour la programmation de l'orientation nucléaire combinée m'a été fort utile.

J'aimerais remercier aussi Monsieur le Professeur P. Mariens, Directeur de l'Institut voor Kern-en Stralingsfysika de Leuven, pour m'avoir aimablement accueilli durant plusieurs mois, ainsi que Monsieur le Professeur L. Vanneste, du même laboratoire, dont la compétence et l'expérience ont grandement contribué à mon initiation à la réfrigération à dilution.

J'adresse mes félicitations à la Compagnie Oxford Instruments, et en particulier, au Docteur N. Kerley, pour la réalisation audacieuse du premier réfrigérateur à dilution à chargement rapide, mettant ainsi à notre disposition un nouvel outil de grande qualité.

Je désire associer à ce travail, Messieurs J. P. Hadjout, S. Morier et L. Vidal, pour l'aide technique toujours efficace et prompte qu'ils m'ont fournie. Je leur exprime ici ma sympathie.

Enfin, je suis redevable au personnel du Synchrocyclotron ainsi qu'à Mademoiselle J. Roche, et au personnel du Service de Documentation pour leur aimable et constante disponibilité. Je remercie tout spécialement, la patiente Madame J. Charnay, pour la mise en forme de ce texte.

Qu'on me permette d'avoir une pensée à l'égard de mes parents, mon Père regretté, ma Mère, mes Soeurs et de mes amis, qu'ils me pardonnent si, parfois, j'ai sacrifié à ce travail des instants de bonheur avec eux.

## INTRODUCTION

Les moments nucléaires, dipolaire magnétique  $\mu$  et quadrupolaire électrique  $Q$ , ainsi que les probabilités réduites de transitions  $B(M1)$  et  $B(E2)$  sont des grandeurs caractéristiques des propriétés électromagnétiques des noyaux. La comparaison avec les prédictions théoriques est d'un intérêt décisif pour juger de la validité des modèles employés. Ces derniers s'appliquent en premier lieu à reproduire la séquence des états excités en spin et en énergie. Le calcul des grandeurs telles que  $\mu$  et  $Q$  est ensuite entrepris à l'aide des fonctions d'ondes ainsi déterminées. Cependant, la comparaison avec les grandeurs expérimentales n'est pas immédiate car dans les opérateurs électromagnétiques concernés apparaissent des paramètres comme le facteur gyromagnétique de spin  $g_s^{\text{eff}}$  et la charge électrique  $e^{\text{eff}}$  dont les valeurs effectives diffèrent de celles associées au nucléon libre et varient d'un noyau à l'autre. Ce fait traduit au niveau de l'opérateur l'existence de mécanismes (courants d'échange mesoniques, polarisation du coeur) non considérés par le modèle donc, inapparents dans les fonctions d'onde théoriques.

Dans ce travail, nous nous intéresserons à la contribution de ces mécanismes dans la déviation du moment magnétique de particule par rapport à la valeur de Schmidt. Nos estimations conduisent à des valeurs théoriques de  $g_s$  que l'on compare aux valeurs expérimentales et empiriques, utilisées dans les modèles. Les moments étudiés ici sont ceux des nucléons dans les orbites  $\pi(1g_{9/2})$  et  $\nu(3p_{3/2})$  du modèle en couches. Ils sont déduits de mesures de moment magnétique d'états fondamentaux ou isomères de noyaux de transitions proches de  $Z = 40$  ( $^{87}\text{Y}^m$ ,  $^{93}\text{Mo}^m$ ,  $^{93,94}\text{Tc}$ ),  $Z = 50$  ( $^{106}\text{Ag}^m$ ,  $^{110}\text{In}^m$ ) et  $Z = 80$  ( $^{189,191}\text{Pt}$ ) réalisées par orientation nucléaire à basse température à l'aide du réfrigérateur à dilution  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  que nous avons récemment mis en oeuvre dans notre laboratoire.

Dans le premier chapitre, nous rappelons brièvement les diverses contributions affectant la valeur de Schmidt du moment magnétique de particule. Dans le deuxième, nous exposons la théorie de l'orientation nucléaire. Nous présentons un développement original du formalisme au cas particulier de mesure dans un échantillon polycristallin dans lequel l'inter-

action quadrupolaire n'est pas négligeable devant l'interaction magnétique. Nos calculs montrent la possibilité de mesurer par atténuation de l'anisotropie du rayonnement émis par le noyau orienté la constante hyperfine de couplage quadrupolaire. Dans le chapitre III, nous indiquons les principes essentiels de la réfrigération à dilution ainsi que les caractéristiques du réfrigérateur installé dans notre laboratoire en 1974. Dans les chapitres IV et V, nous décrivons les mesures que nous avons faites sur des noyaux qui ont respectivement un nucléon non apparié dans les orbitales  $\pi(1g_{9/2})$  et  $\gamma(3p_{3/2})$ . Dans le chapitre VI, nous rapportons quelques considérations de structures sur les alliages dilués d'yttrium que nous avons rencontrées lors de nos mesures et qui mettent en relief le caractère hyperfin de la méthode d'orientation nucléaire. Enfin, dans le dernier chapitre, nous présentons brièvement la théorie élémentaire de la polarisation du coeur pour ce qui concerne son influence sur le moment magnétique. La discussion se borne ensuite à une analyse des facteurs  $g$  des états de particule issus d'isotopes voisins.

## CHAPITRE I

### RAPPEL SUR LE MOMENT MAGNETIQUE DE PARTICULE

Les moments magnétiques des noyaux impairs sphériques décrits par les configurations de particules indépendantes montrent des déviations systématiques par rapport aux valeurs calculées dans le modèle des couches. On le constate en particulier dans les cas les plus simples des états fondamentaux des noyaux impairs à coeurs doublement magiques.

Deux interprétations principales ont été proposées pour expliquer ces écarts :

- l'une consiste à modifier l'opérateur dipolaire magnétique en incluant un terme qui rende compte des effets des courants d'échange mésoniques entre la particule célibataire et le coeur (Miya 51).

- l'autre conserve l'expression de cet opérateur, mais le fait agir sur des fonctions d'ondes du modèle des couches perturbées par les interactions résiduelles entre le nucléon extérieur et ceux du coeur (Blin 53) (Arim 54).

Ces deux approches sont complémentaires, les mécanismes introduits coexistent dans les noyaux.

#### I - MOMENT MAGNETIQUE DE PARTICULE INDEPENDANTE

Les composantes tensorielles  $M_1^q$  de l'opérateur dipolaire magnétique sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{l} M_1^{\pm 1} = g_l (\ell_x \pm i \ell_y) + g_s (s_x \pm i s_y) \\ M_1^0 = g_l \ell_z + g_s s_z \end{array} \right. \quad (I-1)$$

où  $g_s$  et  $g_\ell$  sont les facteurs gyromagnétiques des distributions de spin et de courant associés au mouvement orbital du nucléon. Le moment magnétique d'une telle particule dans un état de configuration  $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$ , décrit par le vecteur  $|jm\rangle$ , est défini par l'élément de matrice :

$$\mu_j = \langle jj | M_1^0 | jj \rangle$$

que l'on peut encore écrire sous la forme :

$$\mu_j = g_j j \quad (I-2)$$

Le facteur gyromagnétique  $g_j$  associé au moment cinétique total s'exprime comme :

$$g_j = \frac{1}{2} \left\{ (g_\ell + g_s) + (g_\ell - g_s) \frac{\ell(\ell+1) - s(s+1)}{j(j+1)} \right\}$$

ou encore :

$$g_j = g_\ell \pm \frac{1}{2\ell+1} (g_s - g_\ell) \quad \text{pour } j = \ell \pm \frac{1}{2}$$

(I-3)

En prenant pour facteurs  $g_\ell$  et  $g_s$  ceux du nucléon libre :

$$\left\{ \begin{array}{ll} g_\ell = 1 & g_s = 5.586 \quad \text{pour le proton} \\ g_\ell = 0 & g_s = -3.826 \quad \text{pour le neutron} \end{array} \right.$$

(le moment magnétique (I-2) est exprimé en magnéton nucléaire ( $\mu_n$ )), les expressions (I-2) et (I-3) définissent alors les valeurs de Schmidt  $\mu_j^{\text{Sch}}$  et  $g_j^{\text{Sch}}$ , représentées en fonction de  $j$ , par les lignes bien connues de même nom.

En conséquences de (I-3), qui exprime l'additivité vectorielle des moments magnétiques :

- dans le couplage  $j-j$ , le moment magnétique de l'état résultant du couplage à spin  $j$  de deux nucléons dans les configurations  $j_1$  et  $j_2$ , s'obtient par addition vectorielle de leur moment respectif. Le facteur  $g_j$  est alors donné par l'expression (I-3) où  $g_\ell$ ,  $g_s$ ,  $\ell$  et  $s$  doivent être remplacés respectivement par  $g_{j_1}^{\text{Sch}}$ ,  $g_{j_2}^{\text{Sch}}$ ,  $j_1$  et  $j_2$

- l'état de couplage à  $J$  de  $n$  particules identiques dans le même état de configuration  $j$ , a un facteur  $g$ , égal à la valeur de Schmidt de la configuration :

$$g_J [(j^n) J] = g_j^{\text{Sch}}$$

Expérimentalement, on remarque que la règle d'additivité vectorielle est assez bien vérifiée : les moments magnétiques des états fondamentaux ou isomères des noyaux impair-impair sont pratiquement égaux à la somme vectorielle des moments des noyaux impairs voisins, bien que chacun d'eux puisse être très différent de la valeur de Schmidt. En effet, on a toujours :

$$g_{j_2}^{\text{Sch}} < g_{j_1, j_2}^{\text{exp}} < g_{j_1}^{\text{Sch}}$$

où  $j_1 = l \pm 1/2$  et  $j_2 = l - (\pm 1/2)$  pour les protons (+) et neutrons (-) respectivement.

Ce constat suggère que la forme de l'opérateur dipolaire magnétique effectif est bien représentée par un opérateur à un corps tel que (I-1) et que les effets qui provoquent ces déviations peuvent être renormalisés dans les valeurs des constantes  $g_l$  et  $g_s$ .

Nous allons brièvement décrire dans le paragraphe suivant les mécanismes qui ont été proposés pour expliquer l'écart à la valeur de Schmidt des moments magnétiques observés.

## II - MOMENT MAGNETIQUE EFFECTIF

Le moment magnétique d'un état de particule est affecté par trois types de corrections dues aux contributions :

- des courants d'échange mésoniques
- de la polarisation M1 du coeur
- de l'interaction spin-orbite.

### II-1 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. L'effet, sur le moment magnétique du nucléon impair, des distributions des courants mésoniques entre celui-ci et ceux du coeur conduit à un terme additif  $\Delta_{\mu}^{\text{pi}}$ , renormalisable dans l'opérateur à un corps. Cette contribution de nature essentiellement orbitale affecte la valeur de  $g_l$  :

$$g_l^{\text{eff}} = g_l + \delta g_l^{\text{pi}}$$

Des estimations ont été faites pour des configurations de la couche  $N = 6$  de l'oscillateur harmonique (Hyug 73) et des noyaux impairs à coeur doublement magique depuis  $^{16}\text{O}$  à  $^{209}\text{Bi}$  (Chem 69). Ces valeurs, calculées pour des processus à un pion, varient peu en fonction de la masse et sont de l'ordre de :

$$\delta g_l^{pi} (\pi) \sim .15$$

$$\delta g_l^{pi} (\gamma) \sim -.07$$

## II-2 La polarisation M1 du coeur

Ce mécanisme étudié par Arima et Horie (Arim 54) décrit l'excitation d'un nucléon du coeur de l'orbite  $j_1 = l_1 + 1/2$  dans l'orbite  $j_2 = l_1 - 1/2$  sous l'effet de l'interaction résiduelle entre celui-ci et le nucléon célibataire dans la configuration  $j$ . Le mélange de configurations d'états d'excitations de particules du coeur, du type  $[j_1^{-1}, j_2^1] 1^+$ , dans la fonction d'onde du nucléon impair introduit une correction  $\Delta_{\mu}^{M1}$  de son moment magnétique, également renormalisable dans l'opérateur à un corps :

$$g_l^{eff} = g_l + \delta g_l^{M1}$$

$$g_s^{eff} = g_s + \delta g_s^{M1}$$

$\delta g_l^{M1}$  et  $\delta g_s^{M1}$  dépendent de la configuration  $j$  considérée, et du coeur. Arima et al. (Arim 72) ont déterminé ces valeurs par un calcul de perturbation au premier ordre en utilisant une interaction résiduelle de contact :

$$\delta g_l^{M1} (\pi) \sim (\pm) .01$$

$$\delta g_s^{M1} (\pi) \sim (\mp) 1 \text{ à } (\mp)2$$

Cet effet réduit le facteur gyromagnétique de spin  $g_s$  du nucléon libre, son incidence sur  $g_l$  est peu importante.

Un terme tenseur additionnel, non renormalisable dans  $g_l$  et  $g_s$ , est également introduit. Il explique les probabilités non nulles des transitions M1 interdites, mais n'intervient pas dans le calcul du moment magnétique.

## II-3 Effets du couplage spin-orbite

Ils ont été pris en considération plus tardivement par Chemtob (Chem 69) et conduisent à la contribution suivante :

$$\Delta_{\mu}^{s.o.} = \mp \xi \frac{2j+1}{2j+2} \quad \text{pour } j = l \pm 1/2$$

avec  $\xi(\pi) = +.05$  et  $\xi(\gamma) = -.03$ , valeurs pratiquement indépendantes de la masse. Cet effet, faible, n'est pas renormalisable dans un opérateur à un corps.

Le moment magnétique résultant est alors donné par :

$$\mu^{\text{eff}} = \mu^{\text{Sch}} + \Delta\mu^{\text{pi}} + \Delta\mu^{\text{M1}} + \Delta\mu^{\text{s.o.}}$$

et par suite le facteur  $g$  :

$$g^{\text{eff}} = g_l^{\text{eff}} \pm \frac{1}{2l+1} (g_s^{\text{eff}} - g_l^{\text{eff}}) \mp \xi \frac{2j+1}{j(2j+2)} ; \text{ pour } j = l \pm 1/2 \quad (\text{II-1})$$

où :

$$g_l^{\text{eff}} = g_l + \delta g_l$$

$$g_s^{\text{eff}} = g_s + \delta g_s$$

avec en première approximation :

$$\delta g_l = \delta g_l^{\text{pi}}$$

et :

$$\delta g_s = \delta g_s^{\text{M1}}$$

En réalité des effets de second ordre affectent la valeur de  $\delta g_l$  : processus d'échange à deux pions, calcul au second ordre des perturbations. Une analyse des facteurs  $g^{\text{eff}}$  expérimentaux des états de particules effectuée par Yamazaki et al. (Yama 70, Naga 70, Naga 71 a, Naga 71 b) indique que la valeur résultante des corrections sur le facteur gyromagnétique orbital semble indépendante de la région de masse considérée :

$$\delta g_l^{\text{exp}} (\pi) = .09 \quad (2)$$

et

$$\delta g_l^{\text{exp}} (\gamma) = -.06 \quad (4)$$

c'est ce qu'on appelle l'anomalie du moment orbital.

### III - MOMENTS MAGNETIQUES EXPERIMENTAUX

La valeur du moment magnétique d'un état dépend, outre de la forme de l'opérateur effectif comme nous venons de le voir, mais aussi de la fonction d'onde représentant cet état. On ne peut donc, à priori, à partir de cette valeur tirer des conclusions sur l'une sans connaître précisément l'autre.

Lorsque l'on dispose de la fonction d'onde, ou plus exactement, d'une fonction déduite du modèle qui semble décrire au mieux la structure des états de basse énergie du noyau, il est généralement d'usage de calculer le moment magnétique en utilisant dans l'opérateur dipolaire

magnétique de particule un facteur gyromagnétique effectif de spin  $g_s^{\text{eff}} = a g_s$ , où  $0,6 \leq a \leq 1$  selon la région à laquelle appartient ce noyau. Ce coefficient empirique,  $a$ , tend à rendre compte de l'écart entre les valeurs expérimentale et théorique du moment de l'état. Or, il contient de façon indiscernable les effets des courants d'échange mésoniques de la polarisation M1 du coeur, du couplage spin orbite, . . . , mais aussi celui des écarts de la fonction d'onde utilisée à la fonction d'onde réelle. A ce titre, c'est une quantité dont la valeur est fort difficile à interpréter. D'après ce qui précède, on peut développer  $a$ , en première approximation, sous la forme :

$$a = 1 + \frac{\Delta g_s}{g_s} + \Delta \quad (\text{III-1})$$

avec :

$$\Delta g_s = \delta g_s^{\text{M1}} \pm \delta g_l [2l + 1 \mp 1] - \xi \frac{(2l+1)(2j+1)}{j(2j+2)} \quad \text{pour } j = l \pm \frac{1}{2}$$

où le deuxième terme du second membre de (III-1) représente la contribution des effets considérés au § II et le troisième, celle des écarts de la fonction d'onde. En supposant que cette dernière soit bien connue, il apparaît que la polarisation M1 du coeur est la source d'explication prédominante de la déviation de  $a$  par rapport à l'unité, et de sa variation. Ce processus doit donc nécessairement être pris en considération pour interpréter le moment magnétique total d'un état. A cette fin, nous présentons brièvement, au chapitre VII, la théorie élémentaire du calcul de cet effet.

## CHAPITRE II

### ORIENTATION NUCLEAIRE

#### I - INTRODUCTION

D'une façon générale, on désigne par "orientation nucléaire" (O.N) toute situation dans laquelle un ensemble statistique de noyaux, dans un état de spin  $I$  défini, n'est pas également distribué sur les états propres les décrivant. Bien que les processus qui y conduisent soient variés (réaction nucléaire, corrélation angulaire, excitation coulombienne...), cette expression est généralement réservée par l'usage à l'orientation nucléaire à très basse température. Le principe de cette méthode consiste, par abaissement de la température, à établir une différence dans les populations des états propres du spin  $I$ . Le rayonnement électromagnétique ou, la particule, émis alors par le noyau, est caractérisé par une distribution angulaire d'autant plus anisotrope que la température est plus basse. Les informations concernant l'état sont extraites de ces distributions. Expérimentalement, une orientation nucléaire appréciable, c'est-à-dire une anisotropie mesurable, est réalisée lorsque le facteur de Boltzmann,  $E/kT$ , n'est pas trop petit devant l'unité;  $E$  étant l'énergie de couplage de l'interaction levant la dégénérescence de l'état et  $kT$ , l'agitation thermique. Pour fixer les idées, dans le cas d'une interaction purement magnétique, un moment de  $\mu_n$  dans un champ de 10 T nécessite une température de l'ordre de 10 mK si l'on veut observer un effet de quelques pour cent d'anisotropie des raies émises dans la décroissance de cet état.

Dans ce chapitre, nous donnerons brièvement l'expression générale de la distribution angulaire d'une raie émise par un noyau orienté, dans le cas particulier où seule la direction est observée. Ensuite, nous décrirons les conditions physiques requises par l'orientation nucléaire à basse température. Nous examinerons aussi, de façon détaillée, le calcul des coefficients d'orientation d'où sont extraits les moments électromagnétiques qui nous intéressent. Enfin, nous aborderons brièvement les conditions expérimentales tant sur le plan de la physique nucléaire que de la physique du solide. Ce dernier aspect étant indissociablement présent dans toute

mesure pour la raison essentielle suivante : la méthode impose la présence des noyaux à orienter dans une matrice solide, siège des mécanismes de refroidissement.

## II - DISTRIBUTION ANGULAIRE

### II-1 Expression générale

Considérons un état de spin I ; il est décrit par un ensemble de  $2I + 1$  fonctions d'ondes, satisfaisant toutes l'équation :

$$H_I |N_j\rangle = E_j |N_j\rangle \quad (\text{II-1})$$

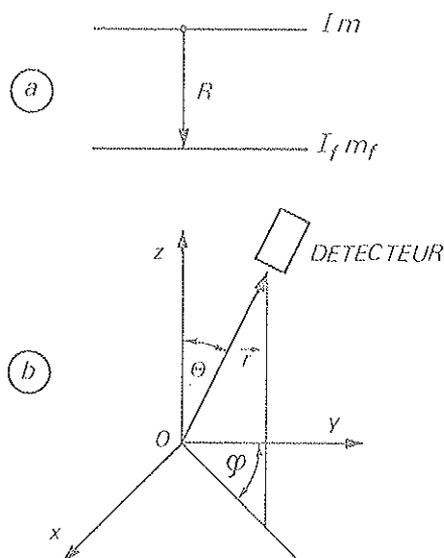


Fig. 1-a) Transition considérée  
b) système d'axes du laboratoire.

où  $H_I$  représente l'hamiltonien de l'état I considéré et,  $E_j$  les valeurs propres de l'énergie. L'expression des fonctions propres  $|N_j\rangle$  dépend du choix de l'axe de quantification dans le référentiel (Oxyz) du laboratoire (Fig. 1). Cet axe pouvant être choisi arbitrairement, nous le prendrons parallèle à  $\vec{Oz}$ , de façon à ce que les  $|N_j\rangle$  puissent être développés sur la base des états propres  $|Im\rangle$  des opérateurs moment cinétique  $\hat{I}^2$ , et de sa projection  $\hat{I}_z$  sur l'axe  $\vec{Oz}$ . Nous pouvons écrire :

$$|N_j\rangle = \sum_m \langle Im | N_j \rangle |Im\rangle \quad (\text{II-2})$$

La désexcitation de ce niveau laisse le système dans un état final défini par un niveau  $|I_f m_f\rangle$  et un rayonnement R émis dans une direction  $\vec{r}(\theta, \varphi)$  (Fig. 1) et de polarisation  $\sigma$ . L'émission de R peut être représentée par un opérateur de transition  $H_R$ , dont la forme dépend de la nature de l'interaction qui en est responsable (interaction électromagnétique, interaction faible) :

$$|I_f m_f, \vec{r}\sigma\rangle = H_R |Im\rangle \quad (\text{II-3})$$

La probabilité d'observer R dans la direction  $\vec{r}$  apparaît comme la somme des probabilités élémentaires  $w(\vec{r})$  d'émission dans cette même direction, de chacun des états propres initiaux pondérés par leur probabilité d'occupation  $P(N_j)$  :

$$W(\vec{r}) = \sum_{j, m_f} P(N_j) w(N_j \rightarrow m_f, \vec{r}\sigma) \quad (\text{II-4})$$

La sommation sur  $m_f$  indiquant que l'état final particulier dans lequel arrive le noyau n'est pas observé. Par définition,  $w$  est égal au module de l'élément de matrice de transition entre les états initial et final :

$$w(N_j \rightarrow m_f, \vec{r}\sigma) = | \langle I_f m_f, \vec{r}\sigma | H_R | N_j \rangle |^2 \quad (\text{II-5})$$

En introduisant (II-2) :

$$\begin{aligned} w(N_j \rightarrow m_f, \vec{r}\sigma) &= \left| \sum_m \langle I_f m_f, \vec{r}\sigma | H_R | Im \rangle \langle Im | N_j \rangle \right|^2 \\ &= \sum_m \langle I_f m_f, \vec{r}\sigma | H_R | Im \rangle \langle Im | N_j \rangle \\ &\times \sum_{m'} \langle I_f m_f, \vec{r}\sigma | H_R | Im' \rangle^* \langle Im' | N_j \rangle^* \end{aligned}$$

soit :

$$\begin{aligned} W(\vec{r}) &= \sum_{j, m_f} P(N_j) \langle Im | N_j \rangle \langle Im' | N_j \rangle^* \\ &\times \langle I_f m_f, \vec{r}\sigma | H_R | Im \rangle \langle I_f m_f, \vec{r}\sigma | H_R | Im' \rangle^* \end{aligned} \quad (\text{II-6})$$

Cette probabilité représente aussi la distribution angulaire du rayonnement  $R$  de polarisation  $\sigma$ . Cette expression est commune à toutes les méthodes d'orientation nucléaire. Le premier facteur est défini par le processus d'orientation, les deux suivants sont déterminés par l'interaction  $H_f$  dans l'état initial, et enfin les deux derniers sont caractéristiques de la nature et de la direction du rayonnement émis.

## II-2 Distribution angulaire directionnelle

Considérons le cas de l'interaction électromagnétique ( $\gamma$ ). Si l'état de polarisation du rayonnement n'est pas observé, on établit (Frau 66) la relation suivante :

$$\begin{aligned} \sum_{\substack{m_f \\ \sigma\sigma'}} \langle I_f m_f, \vec{r}\sigma | H_V | Im \rangle \langle I_f m_f, \vec{r}\sigma' | H_V | Im' \rangle^* = \\ \sum_k (-)^{I_f - m' + k} A_k (2k+1)^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -m & m' & n \end{pmatrix} \mathcal{D}_{n,0}^k(\theta, \varphi) \end{aligned} \quad (\text{II-7})$$

où  $A_k$  est le coefficient de distribution angulaire de la raie  $\gamma$  émise. Il dépend des spins des états initial et final impliqués dans la transition ainsi que du rapport de mélange  $\delta$  des multipolarités  $L$  et  $L'$  emportées par le rayonnement. Il peut s'exprimer en fonction des coeffi-

cients  $F_k$  calculés par Biedenharn et Rose (Bied 53) et Ferentz et Rosenzweig (Fere 54) :

$$A_k(L, L', II_f) = \frac{F_k(L, L, II_f) + 2\delta F_k(L, L', II_f) + \delta^2 F_k(L', L', II_f)}{1 + \delta^2} \quad (II-8)$$

avec :

$$\delta(L'/L) = \frac{|\langle I \| H_V(L') \| I_f \rangle|}{|\langle I \| H_V(L) \| I_f \rangle|}$$

Nous avons choisi la convention de Steffen (ou convention de Delft (Stef 71)) pour les signes corrélés de  $\delta$  et du terme d'interférence (II-8).

Dans (II-7) les symboles  $\mathcal{D}_{n,0}^k(\theta, \varphi)$  et  $\begin{pmatrix} I & I & k \\ -m & m' & n \end{pmatrix}$  sont respectivement les éléments de matrice rotation et les coefficients  $3j$ -m de Wigner. Rappelons que :

$$\mathcal{D}_{n,0}^k = \sqrt{\frac{4\pi}{2k+1}} Y_k^n(\theta, \varphi).$$

Afin de condenser l'écriture, nous écrirons les trois premiers facteurs de (II-6) en introduisant le formalisme de la matrice densité. L'opérateur densité est défini par :

$$\rho_I = \sum_j |N_j\rangle P(N_j) \langle N_j| \quad (II-9)$$

avec :

$$\text{Trace}(\rho_I) = 1$$

En remplaçant dans (II-6) les expressions correspondantes par les relations (II-7) et (II-9), on obtient :

$$W(\vec{r}) = \sum_k (-)^k A_k \left(\frac{4\pi}{2k+1}\right)^{1/2} \sum_{m, m'} (-)^{I_f+m} (2k+1)^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -m & m' & n \end{pmatrix} \langle Im | \rho_I | Im' \rangle Y_k^n(\theta, \varphi) \quad (II-10)$$

Ainsi, la distribution angulaire se présente sous la forme d'un développement multipolaire de termes d'ordre  $k$ , tel que :

$$0 \leq k \leq \text{Min}(2I, 2|I - I_f|)$$

La contribution du terme  $k = 0$  étant isotrope ( $Y_0^0(\theta, \varphi) = (4\pi)^{-1/2}$ ), nous normons les autres sur celui-ci, de façon à pouvoir écrire :

$$W(\vec{r}) = 1 + \sum_{k \geq 1} W_k(\vec{r}) \quad (\text{II-11})$$

Le coefficient de normalisation est obtenu en posant  $k = 0$  dans (II-10) :

$$W_{k=0}(\vec{r}) = \frac{(-)^{I-I}}{(2I+1)^{1/2}}$$

On peut alors écrire (II-11) sous la forme :

$$W(\vec{r}) = \sum_k (-)^k A_k \left(\frac{4\pi}{2k+1}\right)^{1/2} \sum_n B_k^n Y_k^n(\theta, \varphi) \quad (\text{II-12})$$

où  $B_k^n$ , défini par :

$$B_k^n = \sum_{m m'} (-)^{I+m} [(2k+1)(2I+1)]^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -m & m' & n \end{pmatrix} \langle \text{Im} | \rho_I | \text{Im}' \rangle \quad (\text{II-13})$$

n'est autre que la composante  $n$  du tenseur statistique de Fano d'ordre  $k$ , au facteur  $(2I+1)^{1/2}$  près (Frau 66, Note 00).

L'expression (II-12) est la forme la plus générale d'une distribution angulaire directionnelle. Elle a été établie à partir de (II-7) pour des interactions électromagnétiques et est donc valable également pour les électrons de conversion interne à condition d'utiliser les coefficients de distribution angulaire  $A_k$  appropriés à cette particule. Pour les transitions bêta l'expression (II-12) est également correcte dans sa forme, par contre le coefficient  $A_k$  résulte des mécanismes de l'interaction faible; le calcul de ce facteur est compliqué par la présence d'une troisième particule (le neutrino) dont la direction n'est pas observée et dépend de la nature des interactions qui régissent la transition bêta considérée.

### II-3 Exemple d'application : corrélation angulaire directionnelle

Considérons la cascade  $I_0 \xrightarrow{R_1} I \xrightarrow{R_2} I_f$  (Fig. 2). Plaçons nous dans le cas où  $H_I$  est diagonal dans la base des états  $|\text{Im}\rangle$ . Dans ces conditions la distribution angulaire de la raie  $R_2$  est donnée par (II-12), expression dans laquelle nous spécifions par l'indice 2 les grandeurs relatives à cette raie. En utilisant la relation :

$$\left(\frac{4\pi}{2k+1}\right)^{1/2} Y_k^0(\theta, \varphi) = P_k(\cos \theta)$$

il vient :

$$W(R_2) = \sum_{k_2} (-)^{k_2} A_{k_2}(R_2) B_{k_2} P_{k_2}(\cos \theta) \quad (\text{II-14})$$

( $n_2 = 0$  d'après (II-13) car  $H_I$  est diagonal et on pose  $B_k^0 = B_k$ )

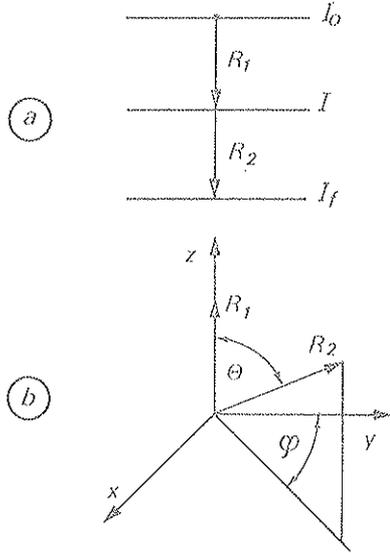


Fig. 2 : Cas de la corrélation angulaire non perturbée  $R_1-R_2(\theta)$  (a) ; définition des directions d'émission (b).

En traduisant dans  $B_{k_2}$  que l'état  $|Im\rangle$  est alimenté par la transition  $R_1$  (détectée en coïncidence) on confère à  $W(R_2)$  un caractère de fonction de corrélation que l'on notera  $W(R_1, R_2)$ . Dans l'élément de matrice  $\langle Im | \rho_I | Im \rangle$ , l'opérateur densité  $\rho_I$  peut être remplacé par l'expression  $H_{R_1}^+ \rho_{I_0} H_{R_1}$  et, en projetant sur la base des états  $|I_0 m_0\rangle$  on obtient :

$$\langle Im | \rho_I | Im \rangle = \sum_{m_0, m'_0} \langle Im_0' | H_{R_1} | Im \rangle \langle Im_0 | H_{R_1} | Im \rangle^* \langle Im_0 | \rho_{I_0} | Im_0' \rangle \quad (\text{II-15})$$

Faire l'hypothèse que l'état initial  $I_0$  n'est pas préalablement orienté, revient à poser :

$$\langle Im_0 | \rho_{I_0} | Im_0' \rangle = \frac{1}{2I_0+1} \delta_{m_0, m'_0}$$

et l'on constate que l'expression (II-15) est, à un facteur près, identique à la relation (II-7), où  $m_0$  doit être substitué à  $m_f$ . Explicitons maintenant le facteur  $B_{k_2}$  :

$$B_{k_2} = N \sum_{m, k_1} (-)^{I+2m+I_0+k_1} A_{k_1}(R_1) \left(\frac{2k_1+1}{4\pi}\right)^{1/2} \frac{[(2k_2+1)(2I+1)]^{1/2}}{2I_0+1} Y_{k_1}^0(\theta_1, \varphi_1)$$

$N$  est une constante de renormalisation qui ne dépend pas des indices de sommation et,  $(\theta_1, \varphi_1)$  sont les angles d'Euler définissant la direction de propagation de la raie  $R_1$  (Fig. 2). En imposant  $\theta_1 = \varphi_1 = 0$ , on fixe ainsi la direction de l'axe de quantification : il doit être parallèle à l'axe de détection de la première raie. Dans ces conditions :

$$Y_{k_1}^0(0, 0) = \left(\frac{2k_1+1}{4\pi}\right)^{1/2}$$

et, en remarquant que  $2(I+m)$  est toujours pair, on peut isoler la sommation suivante :

$$\sum_m \begin{pmatrix} I & I & k_1 \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & k_2 \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2k_1+1} \delta_{k_1, k_2} = k$$

Il reste finalement :

$$B_k = N \sum_k (-)^k A_k(R_1) (-)^{I_0-I} \frac{\sqrt{2I+1}}{2I_0+1}$$

et après normalisation :

$$W(R_1 R_2) = \sum_k A_k(R_1) A_k(R_2) P_k(\cos \theta)$$

On retrouve l'expression bien connue du développement sur les polynomes de Legendre de la fonction de corrélation angulaire directionnelle non perturbée.

### III - PRINCIPE DE L'ORIENTATION NUCLEAIRE A BASSE TEMPERATURE

Dans ce paragraphe, nous développons les idées fondamentales et le cadre des conditions physiques particulières aux expériences d'orientation nucléaire à très basse température.

#### III-1 Principe

Rappelons tout d'abord une propriété générale du tenseur d'orientation  $B_k^n$  : ses composantes sont identiquement nulles lorsque les populations des états propres  $|N_j\rangle$  sont égales, sauf pour  $k = 0$ . En effet, dans ces conditions :

$$P(N_j) = P \quad \forall N_j$$

et :

$$\langle I m | \rho_I | I m' \rangle = P \delta_{m, m'}$$

il en résulte immédiatement que  $B_k^n = 0$  pour  $n \neq 0$ .

Pour  $n = 0$ , en utilisant la relation :

$$\sum_m (-)^{I+m} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{2I+1}}{2k+1} \delta_{k, 0}$$

on obtient :

$$B_k^0 = \delta_{k, 0}$$

En conséquence, la distribution angulaire d'un rayonnement émis par ce noyau est isotrope.

Ainsi, pour qu'un ensemble statistique de noyaux émette un rayonnement anisotrope il est nécessaire qu'au moins un des états propres de l'hamiltonien d'interaction  $H_I$  ait une population différente de celles des autres. On dit dans ce cas que ces noyaux sont orientés. Les interactions généralement présentes à l'endroit des noyaux sont de l'ordre du milli-degré Kelvin. On peut envisager alors, de créer un déséquilibre entre ces populations en abaissant la température.

### III-2 Méthode

La température qu'il s'agit de diminuer est celle de l'ensemble des noyaux, nous l'appellerons  $T_S$ . La définir c'est établir une relation bi-univoque entre la distribution des probabilités d'occupation  $P(N_j)$  et la valeur de ce paramètre. Pour un système de spin donné à priori, il est en général impossible de déterminer une telle fonction et par là, inconcevable de lui attribuer une température au sens classique du terme.

En orientation nucléaire, on se propose d'étudier des systèmes pour lesquels la loi de distribution des populations des états  $|N_j\rangle$  est connue. Le principe de cette méthode est de mettre en contact avec le système des noyaux, un autre système dont la température est connue. Dans une matrice solide, la température  $T_R$ , définie par l'état d'agitation thermique du réseau cristallin, est mesurable à chaque instant. Les interactions entre les noyaux et le réseau provoquent des transferts d'énergie entre les deux systèmes qui tendent vers un état d'équilibre thermique où les échanges dans l'un et l'autre sens s'égalisent. Le système nucléaire peut alors être décrit par la loi de Boltzmann avec un paramètre de température déterminé sans ambiguïté,  $T_S = T_R$ . On a donc :

$$P(N_j) = \frac{\exp(-E_j/kT_R)}{\sum_i \exp(-E_i/kT_R)} \quad (\text{III-1})$$

Dans un état hors d'équilibre il est toujours possible de calculer les coefficients  $B_k^n$  à condition de connaître la distribution des populations à cet instant. La constante de temps avec laquelle l'ensemble des noyaux évolue vers l'état d'équilibre est appelé temps de relaxation spin-réseau ( $T_1$ ); il dépend de la température, de l'intensité et de la nature du couplage entre les deux systèmes (Nara 67).

L'orientation nucléaire a donc pour objet d'extraire, à une température donnée, les coefficients  $B_k^n$  expérimentaux qui seront comparés aux valeurs théoriques que nous pouvons, dans les conditions énoncées ci-dessus, calculer. Très souvent, seul un terme du développement est accessible avec précision par l'expérience et, à une température donnée, il peut correspondre

autant de configurations d'états  $|N_j\rangle$  que d'hypothèses sur l'interaction  $H_I$ . Une étude en fonction de la température permet théoriquement d'éliminer certaines d'entre elles.

### III-3 Conditions expérimentales

Pour qu'un noyau dans un état donné puisse être orienté, il faut que l'interaction  $H_I$  lève au moins partiellement la dégénérescence de l'état. Pour que l'orientation soit observable, il faut vérifier trois conditions simultanément : le coefficient de distribution angulaire ne doit pas être nul, la durée de vie ne doit pas être négligeable devant le temps de relaxation et enfin, la température doit être suffisamment basse pour induire des inégalités appréciables de populations  $P(N_j)$ . Il faut ajouter que l'interaction  $H_I$  doit privilégier certaines directions de l'espace par rapport à un référentiel fixe lié à l'échantillon. Considérons en effet le cas d'un ensemble de noyaux soumis à un gradient de champ électrique engendré par le réseau dans une matrice polycristalline. Chaque site subit une interaction quadrupolaire non nulle, mais dont l'axe est aléatoirement distribué dans l'espace. En conséquence de cette symétrie globalement sphérique le système étant indiscernable après toute rotation arbitraire de l'échantillon, la distribution angulaire du rayonnement émis par un tel ensemble est isotrope, bien que chaque noyau soit orienté.

L'expression (II-12) a été établie dans le cas où le rayonnement observé est émis directement par l'état orienté. Sauf pour les états isomères, de longue durée de vie, les raies  $\gamma$  dont on étudie la distribution sont généralement alimentées par des cascades de transitions non observées ou non observables. La distribution angulaire de la raie  $\gamma$ ,  $W(\vec{r})$ , est exprimée par la relation (II-12) dans laquelle le tenseur statistique  $B_k^n(I_1)$  décrit l'état d'orientation du niveau  $I_1$  au moment de l'émission de  $\gamma$  (Fig. 3).

On montre, dans certaines conditions, ou plus généralement lorsque la durée de vie  $\tau_1$  du niveau intermédiaire est négligeable devant les temps caractéristiques d'interactions dans cet état ( $\tau_1 E_{j_1} \ll \hbar$ ,  $E_{j_1}$  valeurs propres de l'énergie dans l'état  $I_1$ ) que le coefficient d'orientation se déduit directement de celui de l'état initial  $I$  de la façon suivante :

$$B_k^n(I_1) = U_k(I, I_1, \gamma_1) B_k^n(I) \quad (\text{III-2})$$

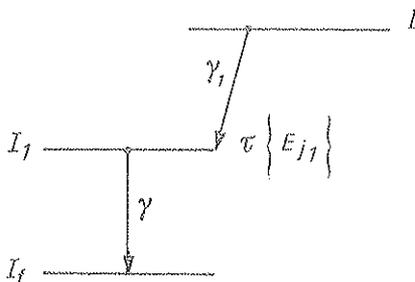


Fig. 3 : Cas d'une transition intermédiaire  $\gamma_1$  non observée.

Bien que l'on ignore très souvent les intensités des interactions  $H_{I_1}$  dans l'état intermédiaire, l'inégalité mentionnée est certainement vérifiée pour les durées de vie de l'ordre de la pico-seconde. Dans les autres cas, une analyse plus détaillée doit être entreprise (Frau 66).  $U_k(I I_1, \gamma_1)$  est appelé coefficient de désorientation et dépend également des multipolarités  $L_1, \dots, L_q$  emportées par la transition intermédiaire  $\gamma_1$  :

$$L_{\gamma_1} = L_1 (= |I - I_1|), L_2 (= L_1 + 1), \dots, L_q (= L_1 + q = I + I_1)$$

$$\text{on a : } U_k(I I_1, \gamma_1) = \frac{\sum_{n=1}^q \delta_n^2 U_k(I I_1, L_n)}{\sum_{n=1}^q \delta_n^2} \quad (\text{III-3})$$

avec :

$$\delta_n^2 = \left| \frac{\langle I \| L_n \| I_1 \rangle}{\langle I \| L_1 \| I_1 \rangle} \right|^2$$

$\delta_n$  représente le rapport de mélange des multipolarités  $L_n$  et  $L_1$  de la transition. Les coefficients  $U_k(I I_1, L_n)$  ont été tabulés pour  $k = 2$  et  $4$  par Yamazaki (Yama 67). Ils ne dépendent pas de la nature de la transition intermédiaire et vérifient les règles suivantes :

$$U_k(I I, 0) = 1$$

$$U_k(I I_1, L) < 1$$

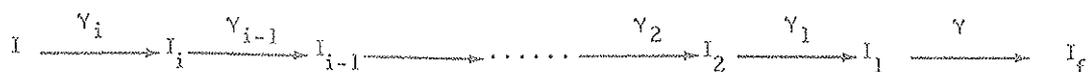
$$U_k(I I_1, L) = 0 \quad \text{si } \vec{k} \neq \vec{I} + \vec{I}_1 \quad \text{ou} \quad \vec{L} \neq \vec{I} + \vec{I}_1$$

Pour les transitions électromagnétiques, on ne considère en général que les mélanges  $E_2/M_1, M_2/E_1$  ou  $E_3/M_2$ , pour  $L \geq 3$  on ne tient compte que de la composante  $L_1 = |I - I_1|$ .

Négliger les multipôles d'ordres supérieurs est une approximation sans conséquence car la sommation (III-3) est incohérente. Il n'apparaît pas de termes d'interférences comme dans (II-8) où  $A_k$  peut être sensible à des variations même faible de  $\delta$  au voisinage de zéro.

Pour les béta, les multipolarités à considérer dépendent de la nature des transitions. Le moment cinétique emporté par les leptons  $j_\beta (= L_\beta)$  peut prendre les valeurs 0 ou 1 pour les permises, 0, 1 et 2 pour les non-unesiques et enfin  $|I - I_1|$  pour les transitions uniques.

Lorsque l'alimentation de l'état  $I_1$  se produit à travers une cascade de transitions (Fig. 4):



on peut appliquer à chaque étape la relation (III-2), d'où :

$$B_k^n(I_1) = B_k^n(I) \quad U_k(\Pi_1, \gamma_1 \dots \gamma_i)$$

et

$$U_k(\Pi_1, \gamma_1 \dots \gamma_i) = \prod_{s=1}^i U_k(I_{s+1}, I_s, \gamma_s) \quad \text{avec } I_{i+1} = I$$

Enfin, lorsque plusieurs cascades d'alimentations parallèles existent, le coefficient de désorientation est donné par la valeur moyenne pondérée des coefficients associés à chacune des voies.

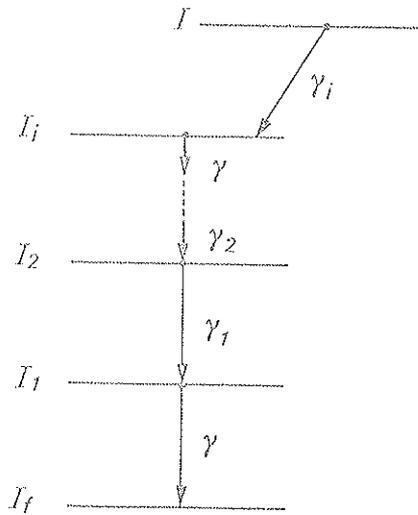


Fig. 4 : Cas d'une cascade de rayonnements intermédiaires non observés.

#### III-4 Conclusion

Dans la relation fondamentale (II-13), la description du noyau est contenue dans le tenseur statistique  $B_k^n$ , par l'intermédiaire des éléments de matrice densité. Si l'on connaît le mécanisme de création du noyau dans cet état ou, si l'on se place à basse température dans les conditions de l'équilibre thermique, on peut alors extraire des informations sur  $H_I$ . Cela suppose réciproquement, que l'on sait calculer  $B_k^n$  en toutes circonstances.

Une difficulté, d'ordre pratique, apparaît : il n'existe pas, d'une façon générale, d'expression analytique des  $B_k^n$  en fonction de la température et des constantes caractérisant l'interaction; des calculs excessifs, sinon démesurés sont alors exigés. L'expérimentateur prend soin de se placer dans les conditions physiques les plus simples afin d'éviter ce type de problème. Nous allons dans le paragraphe suivant, examiner les situations qui permettent un calcul relativement aisé des  $B_k^n$ .

#### IV - CALCUL DES COEFFICIENTS D'ORIENTATION NUCLEAIRE

Les situations les plus simples sont celles dans lesquelles l'ensemble des noyaux est soumis à un seul type d'interaction :

- interaction magnétique dans un champ magnétique polarisant (§ IV-1)
- interaction quadrupolaire électrique de symétrie cylindrique dans un monocristal (§ IV-2).

Dans ces deux cas de figures, les plus généralement rencontrés dans la littérature, les coefficients d'orientation nucléaire sont facilement calculables. Il en est de même pour une interaction combinée électrique plus magnétique dans un monocristal lorsque le champ magnétique polarisant est appliqué parallèlement à l'axe de symétrie du gradient de champ électrique (§ IV-3-1).

Dans un polycristal, les expressions des  $B_k^n$  ne sont plus triviales. Nous avons développé le formalisme pour ce cas et tabulé les résultats en fonction des paramètres (§ IV-3-2) (Haro 78). Ces calculs, originaux, présentent l'intérêt de s'appliquer à la grande majorité des mesures puisque la réalisation de ce type d'échantillons est de loin la plus courante.

##### IV-1 Interaction magnétique

Considérons une assemblée de noyaux tous soumis à un même champ magnétique  $\vec{B}$ , dirigé selon un axe  $\vec{Oz}$  que l'on choisira comme axe de quantification. L'hamiltonien d'interaction entre ce champ et le moment magnétique dipolaire  $\vec{\mu}$  du noyau est donné par :

$$H_B = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -g\mu_n I_z B = -\hbar\omega_B I_z$$

il est diagonal dans la base des états  $|Im\rangle$ , on a alors :

$$E_m = -m\hbar\omega_B$$

d'où :

$$B_k^n = 0 \quad \forall n \neq 0$$

et :

$$B_k = B_k^0 = \sum_m (-)^{I+m} ((2k+1)(2I+1))^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} \langle Im | \rho_I | Im \rangle \quad \left. \vphantom{\sum_m} \right\} \quad (IV-1)$$

avec :

$$\begin{aligned} \langle Im | \rho_I | Im \rangle &= P(m) \\ &= \frac{\exp(-E_m/kT)}{\sum_{m'} \exp(E_{m'}/kT)} \end{aligned}$$

Le terme dipolaire,  $k = 1$ , peut se mettre sous une forme plus explicite. En remplaçant le coefficient  $3j$ -mpar sa valeur :

$$\begin{pmatrix} I & I & 1 \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} = (-)^{I+m} \frac{m}{[I(I+1)(2I+1)]^{1/2}}$$

on obtient :

$$B_1 = \sqrt{\frac{3I}{I+1}} \mathcal{B}_1$$

où :

$$\mathcal{B}_1 = \frac{1}{I} \sum_m m \frac{\exp(-m\hbar\omega_B/kT)}{\sum_{m'} \exp(-m'\hbar\omega_B/kT)}$$

n'est autre que la fonction de Brillouin pour le spin  $I$ , que l'on peut encore écrire :

$$\mathcal{B}_1 = \frac{1}{2I} \left[ (2I+1) \coth\left(\frac{2I+1}{2}\beta\right) - \coth\frac{\beta}{2} \right]$$

où  $\beta = \frac{\mu_B}{kTI}$  est communément appelé paramètre d'orientation. Cette fonction décrit le paramagnétisme nucléaire en fonction de la température et du champ magnétique :

$$\langle \mu \rangle_T = \mu \mathcal{B}_1(\beta)$$

$\langle \mu \rangle_T$  étant la valeur moyenne du moment magnétique à la température  $T$ .  $B_1$  est fonction impaire de  $\beta$ , la mesure de ce terme donne le signe du couplage magnétique, donc celui de  $\mu$ .

Les coefficients d'ordre supérieur  $B_2$  et  $B_4$  peuvent aussi être développés en fonctions analytiques du paramètre d'orientation. Nous donnons la relation qui les relie aux degrés d'orientation  $f_k$  (Frau 66, Silv 72) :

$$B_k = \left( \frac{2k!}{k! k!} \right) I^k \left[ \frac{(2k+1)(2I+1)(2I-k)!}{(2I+k+1)!} \right]^{1/2} f_k$$

ainsi que :

$$f_1 = \mathcal{B}_1$$

$$f_2 = \frac{2}{3} \frac{I+1}{I} - \frac{1}{I} f_1 \coth \beta$$

$$f_4 = \frac{8(I-1)I(I+1)(I+2)}{35} - \frac{1}{7I^3} \coth \frac{\beta}{2} \left[ (2I \coth^2 \frac{\beta}{2} + 8I^2 + 8I - 9)f_1 - 14(I+1) \coth \frac{\beta}{2} \right]$$

expressions plus faciles à utiliser que (IV-1). Les coefficients d'ordre pair sont des fonctions paires de  $\beta$ , on ne peut déduire de leur mesure que le module du moment magnétique. Ces

remarques sur la parité sont d'ailleurs une conséquence des règles de symétries des coefficients  $3j-m$  de Wigner (cf IV-1).

Ces coefficients d'orientation nucléaire ont été tabulés par Krane (Kran 73) pour  $k = 1, 2, 3$  et  $4$ , avec des valeurs du paramètre d'orientation allant jusqu'à  $10$  et pour  $\frac{1}{2} \leq I \leq 8$ . La distribution angulaire prend la forme :

$$W(\theta) = 1 - A_1 U_1 B_1 \cos \theta + A_2 U_2 B_2 P_2(\cos \theta) - A_3 U_3 B_3 P_3(\cos \theta) + A_4 U_4 B_4 P_4(\cos \theta) + \dots$$

Nous rappelons que seuls sont observables les multipôles d'ordre pair pour les distributions  $\gamma$ . Des termes supérieurs à  $k = 4$  ne sont pas exclus, mais les valeurs des coefficients d'orientation associés sont très petites aux températures généralement atteintes, et d'autant plus faibles que  $k$  est grand (Fig. 5). Pour les transitions bêta permises, seul le terme dipolaire existe et pour les transitions une fois interdite la composante quadrupolaire peut être présente. Le terme octupolaire pourrait apparaître pour les transitions non-unique et unique respectivement 3 et 2 fois interdites, à notre connaissance aucune mesure de ce genre n'a été réalisée.

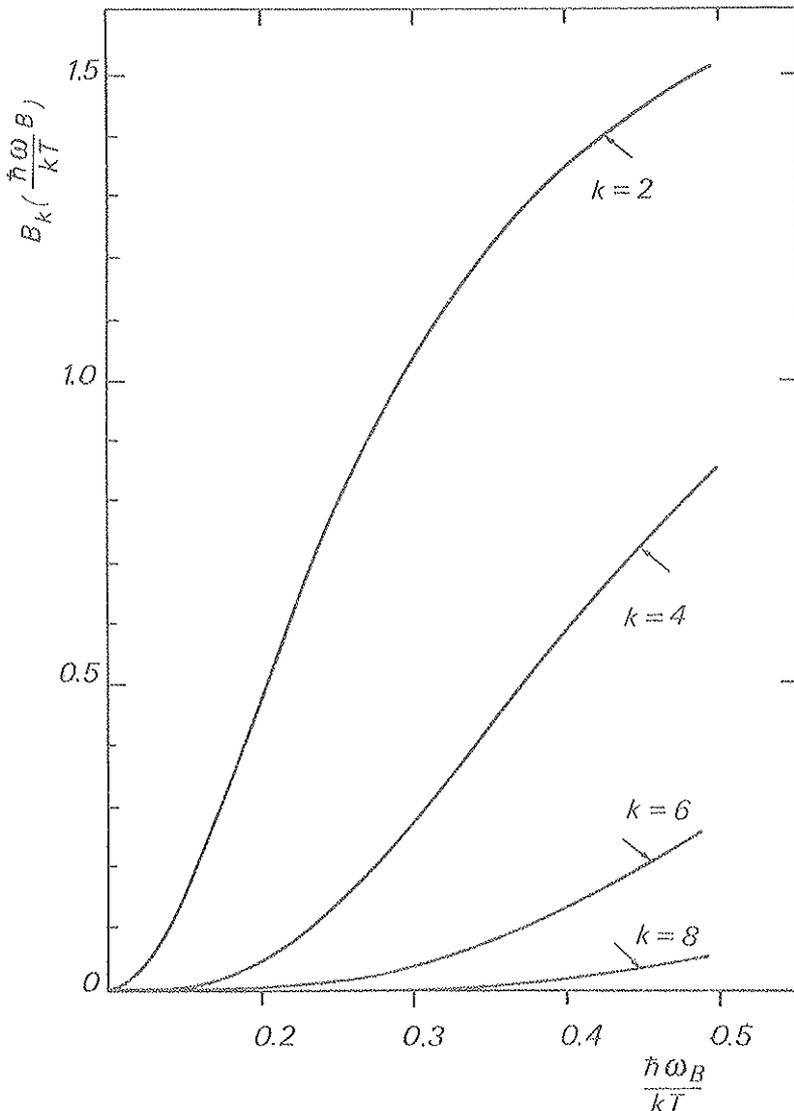


Fig. 5 : Coefficients d'orientation nucléaire pour un spin  $I = \frac{21}{2}$  (ex. du  $^{93}\text{Mo}^m$ ).

En abaissant la température, les coefficients d'orientation nucléaire tendent vers une valeur de saturation égale à :

$$\text{Lim } (B_k)_{T \rightarrow 0} = (-)^{k(1+Sm)/2} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -I & I & 0 \end{pmatrix}$$

où  $Sm$  est le signe de  $\omega_B$ :  $Sm = \frac{\omega_B}{|\omega_B|}$ .

Le comportement à haute température est obtenu par un développement limité autour de  $\beta = 0$  :

$$(B_k)_{T \rightarrow \infty} \propto \left(-\frac{\omega_B}{kT}\right)^k$$

Disons enfin un mot sur la terminologie employée : on dit que le noyau est orienté s'il existe au moins un  $k$  pour lequel  $B_k \neq 0$  et, si au moins un  $B_{2q+1}$  ( $B_{2q}$ ) n'est pas nul, on ajoute qu'il est polarisé (aligné).

#### IV-2 Interaction quadrupolaire électrique

L'énergie d'interaction électrostatique entre la distribution des charges dans le noyau et un champ de potentiel électrique  $V$  peut se mettre sous la forme d'un développement multipolaire. Le terme quadrupolaire résulte de l'interaction du moment correspondant de la distribution des charges (moment quadrupolaire  $Q$ ) avec le gradient de champ électrique. Si les moments d'ordres supérieurs sont nuls, l'hamiltonien du système est réduit au seul terme d'interaction quadrupolaire.

Considérons un référentiel  $(Oxyz)$  tel que les composantes non diagonales du tenseur gradient de champ électrique soient nulles :

$$V_{x_i x_j} = \frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_j} = 0 \quad \forall i \neq j$$

$V$  étant le potentiel dont dérive le champ  $\vec{E}$ .

Choisissons l'axe  $\vec{Oz}$  tel que :

$$|V_{zz}| \geq |V_{yy}| \geq |V_{xx}|$$

et définissons le paramètre d'asymétrie du gradient de champ électrique par :

$$\eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}}$$

en tenant compte de l'équation de Poisson :  $\text{div } \vec{E} = 0$

on est conduit à :

$$0 \leq \eta \leq 1$$

En prenant  $\vec{Oz}$  comme axe de quantification, l'hamiltonien d'interaction prend la forme suivante :

$$H_Q = \frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)} [3\hat{I}_z^2 - \hat{I}^2 + \eta(\hat{I}_+^2 + \hat{I}_-^2)] \quad (IV-2)$$

où  $e$  est la charge élémentaire.  $\hat{I}_+$  et  $\hat{I}_-$  sont les opérateurs dont l'action sur le ket  $|I m\rangle$  est définie par :

$$\hat{I}_\pm |I m\rangle = \alpha_\pm(I, m) |I m \pm 1\rangle$$

$\alpha_\pm(I, m)$  étant un coefficient de normalisation.

Plaçons nous dans le cas d'un gradient de champ de symétrie cylindrique :  $\eta = 0$ , l'hamiltonien  $H_Q$  est diagonal dans la base des états  $|I m\rangle$ .

On peut alors écrire :

$$E_m = \hbar\omega_Q [3m^2 - I(I+1)]$$

$$\text{où l'on a posé } \hbar\omega_Q = \frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)}$$

Il en résulte les mêmes expressions (IV-1) pour les coefficients d'orientation nucléaire, mais avec des éléments de matrice densité tels que :

$$\langle I m | \rho_I | I m \rangle = \langle I - m | \rho_I | I - m \rangle$$

On peut immédiatement établir que les coefficients de rang  $k$  impair sont nuls : dans la somme (IV-1) les termes en  $m$  et  $-m$  sont égaux à la phase  $(-)^{2I+k-2m}$  près, or  $2(I-m)$  étant toujours pair, ils s'annulent deux à deux. Pour  $I$  entier, le terme en  $m = 0$  fait intervenir le coefficient  $\begin{pmatrix} I & I & k \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$  qui est nécessairement nul pour  $k$  impair. La distribution angulaire ne contient donc que des termes multipolaires d'ordre pair :

$$W(\vec{r}) = 1 + A_2 U_2 B_2 P_2(\cos \theta) + A_4 U_4 B_4 P_4(\cos \theta) + \dots$$

contrairement au cas de l'interaction magnétique où la polarisation du noyau lui confère un certain degré d'alignement, l'orientation dans un gradient de champ électrique ne produit aucune polarisation. C'est une conséquence de la dégénérescence en énergie  $E(m) = E(-m)$ . Par contre, les coefficients  $B_k$  sont ici sensibles au signe de  $eQV_{zz}$ .

Il n'existe pas d'expression analytique des  $B_k$ , en fonction du paramètre de Boltzmann, comme c'était le cas précédemment. Il faut les calculer numériquement. Ils ont été tabulés par Krane (Kran 73) pour des valeurs de  $\frac{3\hbar\omega_Q}{kT}$  variant de .001 à 10 pour les spins  $1 \leq I \leq 8$ .

Si le gradient de champ n'est pas de symétrie cylindrique ( $\eta \neq 0$ ), les états  $|Im\rangle$  ne sont plus fonctions propres de  $H_Q$ . Celles-ci, ainsi que les valeurs propres de l'énergie doivent être obtenues par diagonalisation de l'hamiltonien (IV-2). Les éléments de matrice densité ne sont plus diagonaux et des termes  $B_k^n$  ( $n \neq 0$ ) apparaissent.

Selon que  $I$  est entier ou demi-entier et que,  $\omega_Q$  est positif ou négatif, le comportement aux limites est le suivant :

$I$	$\omega_Q$	$\text{Lim}(B_k)_{T \rightarrow 0}$
demi-entier	$> 0$	$(-)^{I+\frac{1}{2}} [(2k+1)(2I+1)]^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -\frac{1}{2} & +\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}$
	$< 0$	$[(2k+1)(2I+1)]^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -I & I & 0 \end{pmatrix}$
entier	$> 0$	$(-)^I [(2k+1)(2I+1)]^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & k \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
	$> 0$	$[(2k+1)(2I+1)]^{1/2} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -I & I & 0 \end{pmatrix}$

enfin :

$$(B_k)_{T \rightarrow \infty} \propto \left(-\frac{\hbar\omega_Q}{kT}\right)^{k/2} \quad \forall I$$

#### IV-3 Interaction combinée, électrique plus magnétique

##### IV-3.1 Cas d'un monocristal

Choisissons la direction du champ magnétique selon l'axe  $\vec{Oz}$  du gradient de champ électrique que nous supposons de symétrie axiale ( $\eta = 0$ ). L'hamiltonien total est défini par :

$$H_T = H_B + H_Q$$

L'interaction magnétique lève la dégénérescence des états  $|I+m\rangle$  et  $|I-m\rangle$  qui demeurent fonctions propres. Il en résulte à nouveau que  $B_k^n = 0$  pour  $n \neq 0$ . La polarisation induite engendre l'apparition des ordres multipolaires impairs dans la distribution angulaire.

Les coefficients d'orientation  $B_k$  (IV-1) doivent être calculés avec :

$$E_m = -m \hbar \omega_B + \hbar \omega_Q [3m^2 - I(I+1)]$$

Ils sont sensibles à l'intensité et au signe des deux interactions, comme l'illustre intuitivement la figure 6 représentant les populations des états  $|Im\rangle$  à une température  $T$  dans plusieurs cas possibles, pour  $I = 3/2$ . L'orientation nucléaire observée par distribution angulaire  $\gamma$ , permet, bien que seul l'alignement soit détecté, de déterminer les intensités et les signes des interactions magnétique et quadrupolaire.

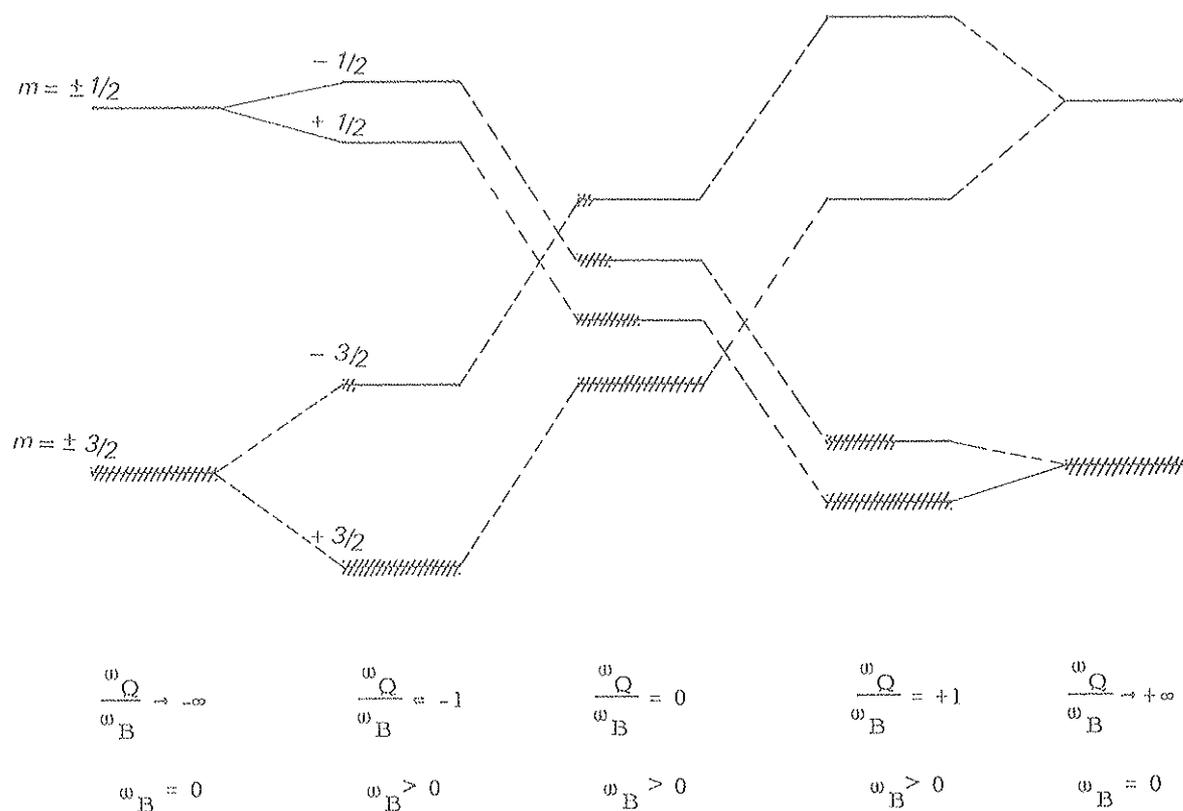


Fig. 6 : Evolution à une température  $T$  constante, des sous-états magnétiques d'un niveau de spin  $I = 3/2$  dans un monocristal en fonction du rapport des intensités des deux interactions. Les parties hachurées sont proportionnelles aux populations des sous-états, normées sur la population de l'état de plus basse énergie.

#### IV-3.2 Cas d'un polycristal

Les méthodes hyperfines, en particulier les corrélations angulaires perturbées, ont permis de mesurer des moments quadrupolaires  $Q$  d'états excités de courte durée de vie. L'alignement à basse température dans un gradient de champ électrique (combinée ou non à une interaction magnétique) dans un monocristal serait une méthode de mesure de cette grandeur pour les états fondamentaux ou isomères de longue période. Cependant, peu de mesures

ont été faites. Cela provient des difficultés de préparation, quand elle est possible, de monocristaux dopés en impuretés et, des durées de fabrication souvent très longues. Ces limitations restreignent la gamme des noyaux observables en orientation nucléaire. Afin d'échapper à ces contraintes, il serait intéressant de pouvoir mesurer les coefficients d'orientation dans un échantillon polycristallin, mais il est pour cela nécessaire, puisque l'axe du gradient de champ électrique est aléatoirement orienté dans l'espace, de polariser l'échantillon dans un champ magnétique.

A notre connaissance, aucun calcul n'a été réalisé dans un tel cas de figure. Nous en présentons le développement formel ci-dessous.

Dans un polycristal, les angles d'Euler  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  définissant l'orientation du système d'axes principaux (OXYZ) du gradient de champ électrique dans le système du laboratoire (Oxyz) peuvent prendre toutes les valeurs (Fig. 7).

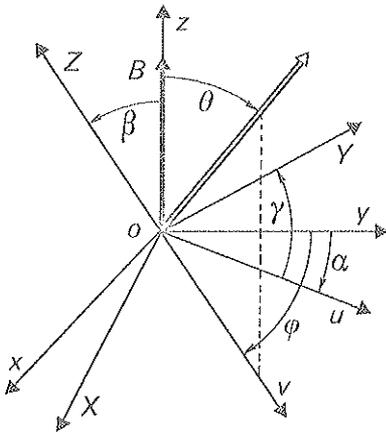


Fig. 7 : Systèmes d'axes principaux du gradient de champ (OXYZ) et du laboratoire (Oxyz) reliés par les angles d'Euler ( $\alpha\beta\gamma$ ). La double flèche représente la direction d'émission de la raie  $\gamma$ , définie par les angles polaires  $\theta$  et  $\varphi$ .

Pour un monocristal donné, l'hamiltonien total d'interaction dépend des angles d'Euler qui le caractérisent :

$$H_T(\alpha\beta\gamma) = H_B + H_Q(\alpha\beta\gamma)$$

si nous choisissons l'axe  $\vec{Oz}$  selon la direction du champ magnétique et comme axe de quantification :

$$H_T(\alpha\beta\gamma) = -\hbar\omega_B \hat{I}_z + H_Q(\alpha\beta\gamma)$$

Les fonctions et valeurs propres de  $H_T$  seront obtenues par diagonalisation de la matrice :

$$\langle \text{Im} | H_T | \text{Im}' \rangle = -m\hbar\omega_B \delta_{m,m'} + \langle \text{Im} | H_Q | \text{Im}' \rangle$$

L'opérateur d'interaction quadrupolaire n'est pas diagonal dans cette base. L'expression (IV-2) que l'on en donne, n'est valable que dans le système d'axes principaux.

Appelons  $R(\alpha\beta\gamma)$  la rotation qui fait passer du système (Oxyz) à (OXYZ),

on a :

$$\left. \begin{aligned} \text{et :} \quad RR^+ &= 1 \\ R|Im\rangle &= \sum_{m'} \mathcal{D}_{m',m}^I(\alpha\beta\gamma) |Im'\rangle = |I\mu\rangle \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV-3})$$

où,  $\mathcal{D}_{m',m}^I(\alpha\beta\gamma)$  est un élément de matrice rotation et  $|I\mu\rangle$  une fonction propre de  $\hat{I}_Z$  de valeur propre  $\mu = m$ . Considérons la partie électrique de l'hamiltonien, et introduisons (IV-3) ainsi que les opérateurs de projection sur la base de représentation du système (Oxyz) :

$$\begin{aligned} \langle Im | H_Q | Im' \rangle &= \sum_{m_j, m_k} \langle Im | R | Im_j \rangle \langle Im_j | R^+ H_Q R | Im_k \rangle \langle Im_k | R^+ | Im' \rangle \\ &= \sum_{m_j, m_k} \mathcal{D}_{m, m_j}^I(\alpha\beta\gamma) \mathcal{D}_{m', m_k}^{I*}(\alpha\beta\gamma) \langle I\mu_j | H_Q | I\mu_k \rangle \\ &= \sum_{m_j, m_k} e^{-i\alpha(m-m')} e^{-i\gamma(m_j-m_k)} d_{m, m_j}^I(\beta) d_{m', m_k}^I(\beta) \\ &\quad \langle I\mu_j | H_Q | I\mu_k \rangle \end{aligned}$$

les  $d_{m, m'}^I$  étant les éléments de matrice réduits de rotation.

On peut écrire :

$$\langle Im | H_T(\alpha\beta\gamma) | Im' \rangle = e^{-i\alpha m} \langle Im | H_T(\alpha=0, \beta\gamma) | Im' \rangle e^{+i\alpha m'}$$

où :

$$\begin{aligned} \langle Im | H_T(\alpha=0, \beta\gamma) | Im' \rangle &= -m\hbar\omega_B \delta_{m, m'} + \sum_{m_j, m_k} e^{-i\gamma(m_j-m_k)} d_{m, m_j}^I(\beta) d_{m', m_k}^I(\beta) \\ &\quad \langle I\mu_j | H_Q | I\mu_k \rangle \end{aligned}$$

La rotation autour de  $\vec{Oz}$  apparaît comme une transformation unitaire : il suffit de diagonaliser  $H_T(\alpha=0, \beta\gamma)$  car ses valeurs et fonctions propres sont reliées à celles de  $H_T(\alpha\beta\gamma)$  par :

$$\begin{aligned}
 |N_j(\alpha\beta\gamma)\rangle &= R |N_j(\alpha=0, \beta\gamma)\rangle \\
 &= e^{-i\alpha \hat{I}_z} |N_j(\alpha=0, \beta\gamma)\rangle
 \end{aligned}$$

et :

$$E_j(\alpha\beta\gamma) = E_j(\alpha=0, \beta\gamma)$$

Considérons maintenant l'élément de matrice densité :

$$\begin{aligned}
 \langle \text{Im} | \rho_I | \text{Im}' \rangle &= \sum_j \langle \text{Im} | N_j(\alpha\beta\gamma) \rangle P(N_j) \langle N_j(\alpha\beta\gamma) | \text{Im}' \rangle \\
 &= \sum_j e^{-i\alpha(m-m')} \langle \text{Im} | N_j(\alpha=0, \beta\gamma) \rangle \langle \text{Im}' | N_j(\alpha=0, \beta\gamma) \rangle^* \\
 &\quad \times \frac{\exp(-E_j(\alpha=0, \beta\gamma)/kT)}{\sum_l \exp[-E_l(\alpha=0, \beta\gamma)/kT]}
 \end{aligned}$$

dont la dépendance angulaire est la suivante :

$$[\langle \text{Im} | \rho_I | \text{Im}' \rangle]_{\alpha\beta\gamma} = e^{-i\alpha(m-m')} [\langle \text{Im} | \rho_I | \text{Im}' \rangle]_{\alpha=0, \beta\gamma}$$

La composante  $B_k^n$  s'écrit alors :

$$B_k^n(\alpha\beta\gamma) = e^{-i\alpha n} B_k^n(\alpha=0, \beta\gamma)$$

En intégrant sur  $\alpha$  de 0 à  $2\pi$ , c'est-à-dire sur tous les monocristaux, à  $\beta$  et  $\gamma$  constants, on obtient :

$$\overline{B_k^n}(\alpha\beta\gamma) = B_k^n(\alpha=0, \beta\gamma) \delta_{n,0}$$

où la barre symbolise cette intégration. Ce résultat remarquable, qui n'est pas valable dans un monocristal indique que l'orientation aléatoire (en  $\alpha$ ) suffit pour conférer à l'échantillon une symétrie globalement axiale, avec la direction du champ magnétique comme axe de symétrie. Ceci est encore vrai lorsque le gradient de champ est asymétrique ( $\eta \neq 0$ ).

Le coefficient d'orientation nucléaire est alors donné par :

$$B_k = \frac{1}{2\pi} \iint B_k(\alpha=0, \beta\gamma) \sin \beta \, d\beta \, d\gamma$$

Afin d'alléger les calculs nous avons considéré le cas  $\eta = 0$ .

L'élément de matrice à diagonaliser se simplifie puisqu'alors :

$$\langle I_{\mu_j} | H_Q | I_{\mu_k} \rangle = -\hbar \omega_Q [3m_j^2 - I(I+1)] \delta_{m_j m_k}$$

est diagonal.

On a donc :

$$\langle I m | H_T(\alpha=0, \beta\gamma) | I m' \rangle = +\hbar \omega_B [-m \delta_{mm'} + \frac{\omega_Q}{\omega_B} \sum_{m_j} [3m_j^2 - I(I+1)] d_{mm_j}^I(\beta) d_{m'm_j}^I(\gamma)]$$

la dépendance en  $\gamma$  disparaît comme conséquence de la symétrie axiale autour de  $\vec{O}_Z$  :

$$\langle I m | H_T(\alpha=0, \beta\gamma) | I m' \rangle = +\hbar \omega_B \langle I m | H'_T(\beta) | I m' \rangle$$

Les fonctions et valeurs propres de l'hamiltonien réduit  $H'_T$ ,  $|N'_j\rangle$  et  $E'_j$ , ne dépendent plus que de  $\beta$  et de  $\frac{\omega_Q}{\omega_B}$  et l'on a :

$$|N_j(\alpha=0, \beta\gamma)\rangle = |N'_j(\beta, \frac{\omega_Q}{\omega_B})\rangle$$

$$E_j(\alpha=0, \beta\gamma) = \hbar \omega_B E'_j(\beta, \frac{\omega_Q}{\omega_B})$$

Après intégration sur  $\beta$ , les coefficients d'orientation ne dépendent plus que de deux paramètres :  $\frac{\hbar \omega_B}{kT}$  et  $\frac{\omega_Q}{\omega_B}$

Ces coefficients sont toujours plus petits en module que ceux engendrés par l'interaction magnétique pure, car l'interaction quadrupolaire provoque un mélange des états  $|Im\rangle$  dans les fonctions propres. Il en résulte qu'à une température  $T$  la polarisation de l'état  $I$  est toujours plus faible que celle induite par la seule interaction magnétique.

Ce raisonnement est valable pour les ordres d'orientation supérieurs. On peut définir dans ces conditions un facteur d'atténuation :

$$G_k \left( \frac{\hbar \omega_B}{kT}, \frac{\omega_Q}{\omega_B} \right) = \frac{B_k \left( \frac{\hbar \omega_B}{kT}, \frac{\omega_Q}{\omega_B} \right)}{B_k \left( \frac{\hbar \omega_B}{kT}, 0 \right)}$$

avec :

$$G_0 \left( \frac{\hbar \omega_B}{kT}, \frac{\omega_Q}{\omega_B} \right) = 1$$

La distribution angulaire s'écrit :

$$W(\vec{r}) = \sum_k (-)^k A_k U_k G_k \left( \frac{\hbar \omega_B}{kT}, \frac{\omega_Q}{\omega_B} \right) B_k \left( \frac{\hbar \omega_B}{kT} \right) P_k(\cos \theta)$$

Nous avons calculé et tabulé  $B_k \left( \frac{\hbar \omega_B}{kT}, \frac{\omega_Q}{\omega_B} \right)$  (donc  $G_k$ ) pour :

$$k = 1, 2, 4$$

$$l = 1, 3/2, \dots, 8$$

$$\frac{\hbar \omega_B}{kT} = 0,1 \text{ à } 10$$

$$-10 \leq 3 \frac{\omega_Q}{\omega_B} \leq +10$$

Nous montrons sur la figure 8 quelques courbes, pour les spins 5/2 et 9/2 et donnons en appendice une tabulation abrégée des  $G_k$ .

On constate que :

$$- G_1 > G_2 > G_4$$

- l'atténuation est sensible au signe de  $\frac{\omega_Q}{\omega_B}$ , contrairement aux mesures de corrélations angulaires différentielles, où seul  $|\omega_Q|$  est déterminé.

Ces calculs peuvent permettre de mesurer des valeurs de  $\omega_Q$ . Cependant, comme on peut le voir sur les courbes (Fig. 8) cela nécessite, pour plus de sensibilité, des températures très basses.

## V - SITUATIONS ET METHODES EXPERIMENTALES

Le formalisme développé dans les paragraphes précédents s'applique à des cas idéaux. Dans la réalité, des ambiguïtés ou des incertitudes peuvent poser des problèmes parfois insolubles, par exemple :

a) Il peut se produire que, pour toutes les cascades qui désexcitent le noyau orienté, il subsiste parmi les paramètres nucléaires,  $I, \mu, I_i, j_\beta, \delta(\gamma_i)$  (Fig. 4) au moins deux inconnues. Bien qu'il soit en principe, théoriquement possible de les déterminer, l'expérience ne le peut en fait car, les poids statistiques exigés pour ajuster deux paramètres libres avec précision sont excessifs dans la majorité des cas.

b) Le champ interne peut être mal défini. En effet, on utilise généralement le champ magnétique hyperfin dans un alliage ferromagnétique pour polariser appréciablement le noyau. Selon la qualité de la méthode de fabrication de l'échantillon, ce champ peut être défini par une distribution plus ou moins large, autour d'une valeur moyenne plus ou moins proche de la valeur

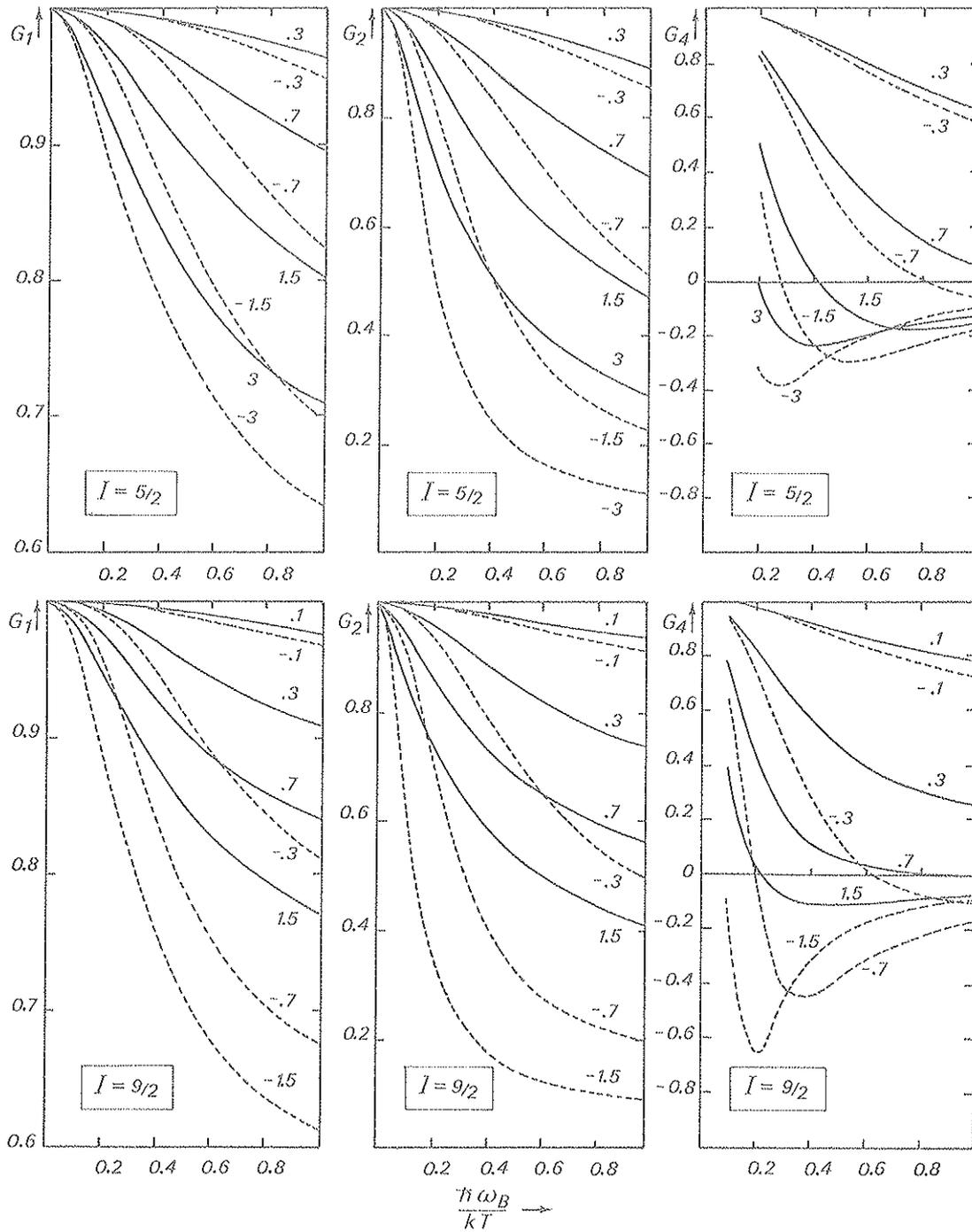


Fig. 8 : Facteurs d'atténuation  $G_k$  des coefficients  $B_k$  dans le cas de l'interaction combinée dans un polycristal, en fonction du paramètre d'orientation nucléaire. Les valeurs du paramètre  $\frac{3\omega_Q}{\omega_B}$  sont indiquées sur les courbes.

exacte. Une autre situation peut se produire dans laquelle plusieurs sites peuplés différemment et subissant des champs internes ponctuels différents coexistent dans la matrice. Ces effets ne sont pas discernés par l'orientation nucléaire dans les conditions habituelles de mesures, bien que théoriquement encore, il soit toujours possible de le faire.

c) Enfin, un troisième type d'erreurs peut exister dans le cas où le champ magnétique est superposé à une interaction quadrupolaire électrique non négligeable. Celle-ci se traduit comme on l'a vu, par une atténuation de l'anisotropie observée, donc l'attribution à  $\mu.B$  d'une valeur plus petite. Une atténuation sera également observée pour les raies émises par un état intermédiaire de (relative) longue durée de vie ( $\tau \approx 10^{-9}$  s) : c'est l'effet de réorientation qui se manifeste lorsque les deux interactions présentent des axes de symétrie non colinéaires.

Ces deux derniers points ont sans doute fondé la critique souvent adressée à l'orientation nucléaire selon laquelle les valeurs qu'elle donne de  $\mu$  semblent systématiquement toujours plus faibles de quelques % que celles obtenues par d'autres méthodes.

Dans le premier cas (a), il est impossible de mesurer un moment magnétique par mesure de l'anisotropie  $\gamma$ , mais on peut toujours obtenir des informations sur d'autres paramètres tels que les rapports de mélange  $\delta$ , en normalisant les coefficients de distributions angulaires sur ceux d'une raie connue de la décroissance. Le moment magnétique peut quand même être atteint par une autre méthode de basse température : la destruction résonante de l'orientation nucléaire par application d'un champ radio-fréquent (Nara 67) (ou résonance magnétique nucléaire sur des noyaux orientés (RMN/NO)). Elle est puissante et précise puisqu'elle repose sur la détection d'une variation d'anisotropie consécutive à l'égalisation plus ou moins partielle des populations des sous-états magnétiques de l'état orienté sous l'action du champ radio-fréquent.

Les ambiguïtés du deuxième type (b) peuvent être contournées en utilisant un "magnétomètre", ou étalon, dont les paramètres nucléaires sont connus avec précision. C'est de préférence un isotope du même élément ou, à défaut, un élément proche chimiquement, introduit dans la matrice en même temps et de la même manière que l'isotope à étudier. La méthode consiste alors à introduire un coefficient  $f(\leq 1)$ , dans l'expression de  $W(\theta)$  :

$$W(\theta) = 1 + \sum_{k \geq 1} f A_k U_k B_k P_k(\cos \theta)$$

Ce paramètre est ajusté sur l'étalon et introduit dans l'analyse du noyau étudié. En première approximation  $f$  représente la fraction des noyaux qui voient le bon champ magnétique, c'est-à-dire qui sont dans le bon site, alors que la fraction restante  $(1-f)$  subit un champ nul. En réalité, la valeur de  $f$  contient tous les écarts par rapport au modèle de l'échantillon idéal, ainsi que les erreurs systématiques éventuelles. Malgré cela, nous appellerons par la suite ce paramètre "fraction de bon site".

On peut échapper à ce problème en utilisant la "brute force method", qui consiste lorsque le moment magnétique le permet, à polariser le noyau dans le seul champ magnétique extérieur (qq Teslas). Dans ce cas, une matrice non magnétique, cubique de préférence, est choisie.

Enfin, les calculs que nous avons faits répondent au dernier point (c). Ils permettent d'estimer l'influence de la présence éventuelle d'une interaction quadripolaire.

## CHAPITRE III

### TECHNIQUES EXPERIMENTALES

#### I - REFRIGERATION A DILUTION $^3\text{He}-^4\text{He}$

La désaimantation adiabatique a été longtemps la seule méthode pour atteindre les très basses températures. London, Clarke et Mendoza (Lond 62) proposèrent une nouvelle technique : la réfrigération par dilution adiabatique de  $^3\text{He}$  dans  $^4\text{He}$ .

Elle est d'une souplesse d'utilisation plus attrayante, mais la désaimantation adiabatique permet encore d'atteindre de plus basses températures. Cette situation risque cependant d'être bouleversée dans un proche avenir. Les progrès récemment réalisés et attendus sur les réfrigérateurs à dilution donneront à cette technique un avantage incontestable.

Dans ce chapitre, nous développons brièvement le principe de fonctionnement de ce type de réfrigérateur. Nous décrivons ensuite celui que nous avons utilisé. A notre demande, il fut le premier muni d'un dispositif de chargement rapide des échantillons à refroidir.

##### I-1 Propriété cryogénique des mélanges $^3\text{He}-^4\text{He}$

Le diagramme de phase d'une solution binaire  $^3\text{He}-^4\text{He}$  est reproduit sur la figure 1. On constate que pour une température comprise entre  $.87^\circ\text{K}$  et  $2.19^\circ\text{K}$ ,  $^3\text{He}$  est miscible en toute proportion dans  $^4\text{He}$ . Le mélange est homogène et ne présente qu'une seule phase : normale (HeI) ou suprafluide, (HeII) selon la concentration en  $^3\text{He}$ . En dessous de  $.87\text{ K}$ , il apparaît deux phases matérialisées par les courbes AD et AC : l'une pauvre en  $^3\text{He}$  et l'autre concentrée, représentées à la température T par les points figuratifs d et c de concentrations  $n_d$  et  $n_c$ .

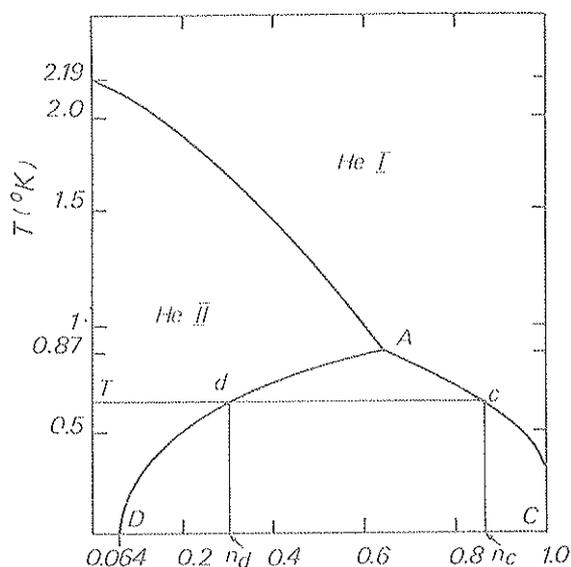


Fig. 1 : Diagramme de phase de  $^3\text{He}$  dans  $^4\text{He}$ .  $n$  = concentration en  $^3\text{He}$ .

En dessous de 200 mK, la phase concentrée est pratiquement pure  $^3\text{He}$ . Dans la phase pauvre,  $^4\text{He}$  suprafluide n'est que le support de l'Helium-3 dilué, assimilable à un gaz parfait. La solution se présente alors comme un liquide surmontant sa vapeur, cette dernière évoluant dans un éther dont l'Helium-4 est la substance. Imaginons que, par un moyen ou un autre, nous retirions de la phase diluée une certaine quantité d'Helium-3. L'équilibre est rompu et une fraction d' $^3\text{He}$  va s'évaporer du liquide vers la phase "gazeuse" : c'est la dilution de  $^3\text{He}$  dans  $^4\text{He}$ . Cette évaporation exige un apport calorifique équivalent à la chaleur latente d'évaporation d'un liquide normal. Si la dilution est réalisée de façon adiabatique, l'énergie nécessaire est soustraite au mélange. Sa température s'abaisse jusqu'à ce que la concentration de la phase diluée atteigne une nouvelle valeur d'équilibre. Les frigories sont donc produites à la surface de séparation des deux phases. En continuant l'extraction de  $^3\text{He}$ , la phase concentrée s'épuise, la réfrigération s'arrête lorsque la concentration atteint 6,4 %. En recyclant  $^3\text{He}$  extrait, dans la phase riche en  $^3\text{He}$  liquide, on réalise un type de fonctionnement appelé cycle continu contrairement au cas précédent où le système travaille sur un cycle unique.

### 1-2 Unité de dilution

C'est le nom donné à l'ensemble des éléments d'un réfrigérateur dans lesquels se trouvent réalisées techniquement les conditions de production des basses températures. Nous en expliquerons brièvement le principe en nous aidant du schéma simplifié de la figure 2.

On distingue essentiellement :

- le bouilleur : c'est une chambre reliée au groupe de pompage qui évacue  $^3\text{He}$  de la phase diluée.
- le condenseur : maintenu à une température fixe ( $\approx 1^{\circ}\text{K}$ ) il a pour rôle comme son nom l'indique de condenser le gaz d' $^3\text{He}$  que l'on réintègre dans la phase concentrée.
- la chambre de mélange : c'est ici que les deux phases sont en contact et

que se produit la dilution de l' $^3\text{He}$  de l'une vers l'autre.

- les échangeurs de chaleur : ils ont pour but d'abaisser progressivement la température du flux réintégré qui cède sa chaleur à l' $^3\text{He}$  de la phase diluée qui remonte vers le bouilleur. Leur rôle est essentiel.

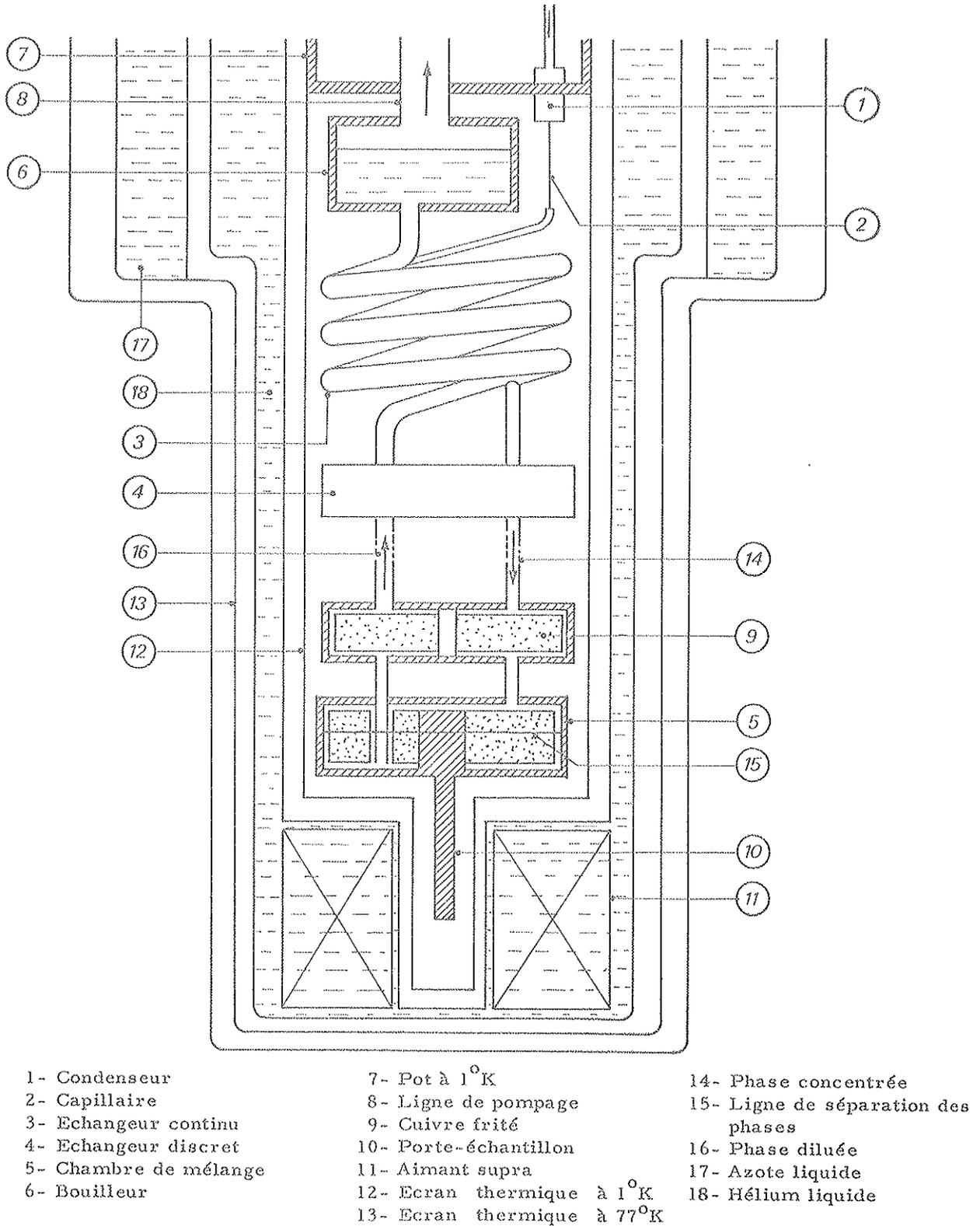


Fig. 2 : Schéma simplifié d'une unité de dilution et des éléments qui l'entourent.

- le capillaire : dont l'impédance importante doit provoquer une chute de pression entre le condenseur et les éléments situés en aval.

Le pompage de  $l'^3\text{He}$  dans le bouilleur diminue sa concentration dans la phase diluée, compensée par une évaporation équivalente dans la chambre de mélange. La puissance frigorifique est donc directement liée à l'allure du pompage. On peut, par l'intermédiaire d'une résistance chauffante, l'augmenter en accélérant l'évaporation de  $l'^3\text{He}$  à la surface libre du mélange dans le bouilleur. En régime continu, la température de base s'établit à une valeur déterminée par l'équilibre du bilan calorifique au niveau de la chambre de mélange entre les frigorifiques produites et les fuites thermiques. Les plus importantes d'entre elles sont : la chaleur de  $l'^3\text{He}$  liquide réintégré, l'absorption des radiations émises par les éléments environnants de plus haute température, la conduction thermique le long des tubes de liaison. En régime de cycle unique  $l'^3\text{He}$  pompé n'est plus réintégré dans l'unité de dilution. La température de base descend de plusieurs millidegrés mais ne peut être maintenue. En régime continu, au contraire, il est théoriquement possible de la conserver indéfiniment.

### I-3 Performances

La température la plus basse atteinte dans la chambre de mélange a été de 5,5 mK, par Neganov et al. (Néga 66) avec un réfrigérateur expérimental utilisant des échangeurs de type conventionnels. Elle est comparable à celle produite par désaimantation adiabatique ou par compression adiabatique de  $l'^3\text{He}$  (méthode décrite par Pomeranchuk en 1950) et qui est de l'ordre de 2 mK.

En orientation nucléaire, les réfrigérateurs couramment utilisés n'atteignent pas cette limite, et de plus, la température de base à laquelle on se réfère est celle que l'on mesure dans l'échantillon ; elle n'est jamais inférieure à 10 mK. En désaimantation adiabatique, on peut obtenir 5-6 mK. La compression adiabatique n'a jamais été utilisée pour des mesures autres que sur  $l'^3\text{He}$ . L'avantage de la dilution réside dans la possibilité que n'ont pas les deux autres méthodes, de pouvoir conserver la température de base, en théorie, indéfiniment.

Les chercheurs du Centre de Recherche sur les Très Basses Températures (CRTBT-Grenoble) ont mis au point des échangeurs de conception nouvelle. La température de base espérée sur le porte-échantillon sera, dans un proche avenir, probablement voisine de 5 mK. Ces développements devraient privilégier définitivement la dilution adiabatique parmi les techniques de basse température. Elle permettra à l'orientation nucléaire d'observer entre autres, avec plus de sensibilité qu'à présent, des effets d'atténuations ou de réorientations, induits par des interactions électriques dans les polycristaux. Les idées élémentaires décrites dans ce chapitre sont trop générales pour être référencées de manière précise. Elles sont développées de façon plus exhaustives dans les publications classées sous la référence (Réfr 00).

## II - DESCRIPTION DE NOTRE REFRIGERATEUR A DILUTION

Il a été construit par Oxford Instruments et installé à Lyon en Juillet 1974. Son originalité essentielle consiste dans la possibilité d'introduire les échantillons à température ambiante dans l'appareil déjà en fonctionnement à basse température. Dans les anciens réfrigérateurs, le porte-échantillon était solidaire (Fig. 2) d'un bloc de cuivre fritté placé dans la chambre de mélange et dont le rôle est d'augmenter la surface de contact entre le liquide et la partie à refroidir. On se trouvait dans l'obligation de souder l'échantillon avant de commencer le processus de mise en froid. Cette opération réclame au minimum une quinzaine d'heures, ce qui limite en durée de vie, les isotopes à étudier.

Dans notre réfrigérateur, cet inconvénient n'existe plus. L'appareil est d'abord mis en froid et amené à sa température de base. Un passage cylindrique ( $\varnothing \approx 1$  cm) est aménagé dans l'axe de l'appareil, depuis le sommet jusque dans la chambre de mélange. Le porte-échantillon est descendu, par l'intermédiaire d'un sas, le long de ce tube, à l'aide d'une canne refroidie à l'hélium. Puis il est vissé sur le bloc de cuivre soutenant le fritté. La canne est ensuite retirée. Cette opération dure environ  $3/4$  d'heure. Au contact avec le porte-échantillon, la température de la chambre de mélange augmente de quelques centaines de millidegrés, mais la température de base est récupérée au bout de 2 ou 3 heures. Un déflecteur placé sous le pot à  $1^{\circ}$  K est destiné à protéger l'unité de dilution des radiations provenant du sommet de l'appareil. Le gain de temps que nous réalisons ainsi est fort appréciable. Chaque mise en froid consomme environ 30 litres d' $^4\text{He}$  liquide, nous économisons des quantités importantes de ce fluide en regroupant plusieurs expériences dans une même campagne de mesures. La nature du contact vissé entre le porte-échantillon et la chambre de mélange ne détériore pas la conductibilité entre ces deux pièces qui, à ces températures, dépend plus de la pression que de la surface de contact.

L'aimant supraconducteur, très compact, fournit un champ de polarisation réglable pouvant atteindre 6 T, avec une homogénéité de 1 % dans une sphère de 1 cm de diamètre. Un aimant de garde protège la chambre de mélange des courants de Foucault induits par les vibrations du système dans le champ de fuite de l'aimant polarisant. Ces vibrations proviennent essentiellement des pompes primaires et sont transmises par les lignes de pompage. Nous les avons réduites au minimum. Les vibrations résiduelles induisent des courants de Foucault dans le porte-échantillon. Ils se manifestent par une augmentation du temps d'établissement de la basse température qui est d'autant plus long que le champ polarisant est plus fort. La température de base dans un champ de 6 T est peu supérieure (environ 1 mK) à celle que l'on obtient dans des champs faibles. Les performances de notre appareil sont les suivantes :

température de base en cycle continu	: 15 mK
température de cycle unique	: 13 mK
durée du cycle unique	: 2 heures
puissance frigorifique	: 3,3 $\mu$ W à 26 mK
taux de circulation à 15 mK	: 400 $\mu$ mole/sec.

Dans les mesures d'orientation nucléaire, les radiations  $\beta$ ,  $\gamma$  et X sont des sources de chauffage. Elles ne sont pas trop limitatives dans les conditions habituelles. Une source de  $^{60}\text{Co}$  de  $10 \mu\text{C}$  d'activité représente un apport calorifique inférieur à  $.04 \mu\text{W}$ .

Un étage à désaimantation adiabatique peut être ajouté. Pré-refroidi par l'unité de dilution jusqu'à 50 mK le sel paramagnétique est ensuite désaimanté à partir d'un champ extérieur de .5T. Nous n'avons pas utilisé cette technique pour nos mesures car elle interdit par sa géométrie l'emploi du dispositif de chargement rapide indispensable pour les durées de vie généralement de quelques heures des isotopes que nous avons étudiés.

### III - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'effort déployé pour obtenir la basse température est récompensé par la simplicité du système de détection puisqu'il s'agit de relever séquentiellement dans le temps des spectres  $\gamma$  directs.

La chaîne de détection comporte un détecteur Ge-Li muni de son pré-amplificateur et d'un amplificateur. Afin d'augmenter la précision statistique, nous avons souvent utilisé deux détecteurs (Co-axiaux,  $52 \text{ cm}^3$ , résolution  $\approx 3 \text{ keV}$  à  $1200 \text{ keV}$ ), disposés à  $0^\circ$  et  $90^\circ$  par rapport à la direction du champ polarisant. Ceci nous permet par ailleurs, en analysant le rapport  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ , d'éliminer les corrections de décroissance pour les isotopes de durées de vie courtes. Des fenêtres minces d'aluminium (épaisseur totale = .3 mm), situées sur les queues de cryostats dans l'axe du champ et dans le plan perpendiculaire à cet axe, définissent des ouvertures angulaires d'émission de  $20^\circ$ . Les distances source-cristal Ge sont de 16 et 14 cm pour les détecteurs à  $0^\circ$  et  $90^\circ$  respectivement.

Le système d'analyse est constitué par deux convertisseurs analogue-digital multiplexés et couplés à un mini ordinateur Hewlett-Packard 2116 (8 K mots mémoire de 16 bits) qui réalise l'acquisition en mémoire centrale et le stockage sur bande magnétique. La thermométrie repose sur l'analyse des raies de l'étalon  $^{60}\text{Co}$  diffusé dans une matrice de fer de haute pureté. Un programme gère le système et permet le contrôle de la température au cours de la mesure. Les données sont traitées hors ligne sur le même ordinateur.

CHAPITRE IV

---

MOMENTS MAGNETIQUES DANS LA COUCHE  $\pi(1g9/2)$

---

I - INTRODUCTION

Les valeurs du moment magnétique des états fondamentaux des noyaux proches des couches fermées sont en général bien prédites par le modèle de Schmidt. Pour les noyaux impairs l'additivité des moments d'origine orbitale et spinorielle est observée, le coeur pair-pair ne participe pas à ce couplage. Par extension, pour les noyaux impairs-impairs, l'addition vectorielle des moments des noyaux impairs voisins fournit des prédictions généralement assez précises. Cette propriété, qui caractérise les noyaux dits sphériques, devraient être mise en défaut en présence d'une interaction neutron-proton, de quasi-particule ou d'une déformation permanente du coeur. La déviation par rapport à la valeur de Schmidt est-elle un test significatif des couplages prédominants dans le noyau ?

La couche  $\pi(1g9/2)$  ( $40 < Z \leq 50$ ) se prête aisément à ce type d'étude : le moment magnétique protonique  $\gamma$  est important ( $\sim 5\mu_n$ ) donc mesurable avec précision, plusieurs de ces moments sont connus depuis longtemps (Shir 75) et d'autres viennent d'être mesurés récemment par orientation nucléaire (Scho 75, Hagn 76). Les moments magnétiques que nous avons déterminés complètent la systématique des facteurs  $g$  dont l'objet est de préciser la structure des noyaux de cette région.

Nous indiquons dans le tableau ci-après les nuclides que nous avons étudiés en mentionnant le couplage des nucléons non appariés :

Configurations	Nuclides
$\pi(g9/2)^1$	$^{93}\text{Tc}$ , $^{87}\text{Y}^m$
$\pi(g9/2)^{\pm 1} + \gamma(d5/2)^1$	$^{110}\text{In}^m$ , $^{94}\text{Tc}$
$\pi(g9/2)_8^2 + \gamma(d5/2)^1$	$^{93}\text{Mo}^m$
$\pi(g9/2)_{7/2}^{-3} + \gamma(d5/2)^1$	$^{106}\text{Ag}^m$

Les noyaux  $^{95}\text{Tc}$ ,  $^{109}\text{In}$ ,  $^{111}\text{In}$  et  $^{110}\text{Ag}^m$  ont également été orientés. Leur moment magnétique étant connu, ils nous ont servi de magnétomètres afin de vérifier la qualité des échantillons utilisés pour les mesures.

## II - PREPARATION DES ECHANTILLONS

Tous les noyaux étudiés ont été obtenus par réaction sur le faisceau interne du synchro-cyclotron de notre Institut, sauf  $^{110}\text{Ag}^m$ , acheté au C. E. A. Les isotopes produits par réaction  $(\alpha, xn)$  ont été implantés en cours d'irradiation dans des matrices de fer ou d'aluminium grâce au recul transmis par la particule incidente. L'énergie maximum transférée, supérieure à 1 MeV, permet aux ions originaires des dernières couches atomiques du matériau cible de quitter celui-ci pour venir s'implanter dans un support prévu à cet effet. Outre les produits des réactions, on collecte dans la matrice des ions arrachés à la cible par collisions élastiques ou inélastiques. L'énergie disponible assure une profondeur d'implantation de quelques dixièmes de micron, et la concentration en impuretés peut-être estimée à environ 5 ordres de grandeur inférieure à celle que donne un séparateur d'isotopes. Cette méthode d'implantation par recul est, à bien des égards, très intéressante : suppression des séparations chimiques, utilisation immédiate du matériau implanté. Son emploi et son efficacité sont cependant liés à certaines conditions sur l'énergie de la particule incidente et de sa masse par rapport à celle du noyau cible, sur la durée de vie de l'isotope désiré et la nature des matériaux irradiés, considérations pas toujours indépendantes les unes des autres. Le choix du support et de son épaisseur par exemple est délicat car les réactions qui s'y produisent, puisque le faisceau le traverse, peuvent éventuellement être gênantes. A priori, il faut utiliser des feuilles très minces. Nous avons constaté qu'un faisceau  $\alpha$  de 2  $\mu\text{A}$  d'intensité et de 40 MeV d'énergie ne produit après 5 heures d'irradiation que des traces d'activités parasites dans des feuilles de fer de 1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur ; par contre, avec 5  $\mu\text{m}$ , les radioactivités de  $^{56}\text{Co}$  et  $^{58}\text{Co}$  sont mesurables. Dans des supports d'aluminium, toutes les activités parasites ont des durées de vie trop courtes pour qu'elles subsistent encore au moment de l'expérience. Ainsi, mis à part  $^{106}\text{Ag}^m$  pour lequel l'expérience nous impose d'autres conditions, tous les isotopes ont été obtenus selon ce procédé. Enfin, il faut avoir présent à l'esprit les dommages causés à la matrice par l'irradiation.

## II-1 Technetium et molybdène

Plusieurs feuilles de niobium et de fer d'épaisseurs respectives de  $4\ \mu\text{m}$  et  $1\ \mu\text{m}$ , intercallées et maintenues ensemble dans une enveloppe d'aluminium ont été irradiées en  $\alpha$ . Trois mesures ont été faites nécessitant trois irradiations de 4 à 5 heures, dans des courants de 2 à  $3\ \mu\text{A}$ . L'énergie incidente varie approximativement de 50 à 45 MeV entre les faces arrières de la première et de la dernière feuille de niobium (par rapport au faisceau).

Le niobium est monoisotopique, les réactions  $(\alpha, xn)$ , avec  $x = 4, 3$  et  $2$ , produisent respectivement les isotopes  $^{93}, ^{94}, ^{95}\text{Tc}$  de périodes  $T_{1/2} = 2.73\ \text{h}, 4.8\ \text{h}$  et  $20\ \text{h}$ . Des traces de  $^{96}\text{Tc}$  ( $T_{1/2} = 4.3\ \text{j}$ ) sont décelées mais inutilisables pour des mesures. La réaction  $^{93}\text{Nb}(\alpha, p3n)^{93}\text{Mo}^m$  ( $T_{1/2} = 6.9\ \text{h}$ ) est également produite.

Après irradiation, 4 feuilles de fer, parmi les plus actives, sont soudées par leur face arrière avec du métal de Wood sur une feuille de cuivre mince qui joue le rôle d'un support mécanique plus rigide. Celle-ci est à son tour enroulée et soudée autour du porte échantillon dont l'axe percé contient un thermomètre  $^{60}\text{Co}$  Fe. Les larges surfaces de soudures doivent assurer une bonne conduction thermique. Nous vérifierons que pour ce type de soudure, la température est la même dans le thermomètre et dans la source (Fig. 1). Nous avons observé d'autre part, en microscopie électronique, deux feuilles de fer de  $1\ \mu\text{m}$  d'épaisseur dont l'une est enduite sur la face opposée de métal de Wood : elles présentent le même aspect. La brasure ne traverse pas cette épaisseur. Une fraction sans doute importante des ions est implantée dans une matrice de fer pur. Une incertitude subsiste malgré tout, aussi est-il indispensable de disposer dans la matrice d'un isotope dont les paramètres d'orientation nucléaire sont connus. Ce noyau magnéto- mètre est d'autant plus nécessaire ici que la métallurgie du technetium est très mal connue. Des mesures (Hans 58) à haute température sembleraient indiquer la bonne solubilité de cet élément dans le fer. Or, nos échantillons ne sont pas obtenus à partir d'une solution liquide, l'implantation peut laisser l'ion en position aussi bien substitutionnelle qu'interstitielle. La fraction de l'un et l'autre des sites est gouvernée par l'existence d'une solution solide et les conditions physiques de l'implantation. Dans les cas de solubilité parfaite, il faut encore vérifier que les sites (substitutionnels) ne sont pas endommagés (capture de défauts) par l'irradiation. En ce qui concerne ce point, nous avons comparé l'orientation nucléaire dans les échantillons n'ayant pas subi de traitement thermique avec celle mesurée dans un échantillon dont les feuilles ont subi un recuit à  $1000^\circ\text{C}$ , pendant 3 heures, destiné à guérir le réseau.

## II-2 Indium

Les noyaux  $^{109}, ^{110}, ^{111}\text{In}$  ont été produits par réaction  $\text{Ag}(\alpha, xn)$  et implantés par recul dans des feuilles de fer de  $5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur. Les activités parasites de  $^{56}, ^{58}\text{Co}$  sont mesurables et nous avons utilisé l'orientation du  $^{58}\text{Co}$  créé in-situ pour vérifier que la température dans l'échantillon et le thermomètre, soudés de façon identique et dans la même géométrie que dans le cas précédent, est la même.

Nous n'avons étudié qu'un seul échantillon auquel nous n'avons fait subir aucun traitement thermique. L'indium étant insoluble dans le fer, nous craignons une précipitation ou une migration vers la surface. Il faut s'attendre ici à une fraction importante de mauvais sites :  $^{111}\text{In}$  est utilisé comme magnétomètre. Sa période étant longue,  $T_{1/2} = 2.83 \text{ j}$  devant celle des deux autres, (4, 2h et 4, 9h pour  $^{109}\text{In}$  et  $^{110}\text{In}^m$  respectivement), nous avons attendu que ceux-ci disparaissent avant d'entreprendre la mesure.

### II-3 Argent

$^{106}\text{Ag}^m$  ( $T_{1/2} = 8.4 \text{ j}$ ) a été obtenu par réaction Pd ( $d, xn$ ) séparé chimiquement et déposé électrolytiquement sur une feuille de fer. L'argent n'étant pas soluble dans le fer, nous avons électrolyser sur une autre feuille de l'activité  $^{110}\text{Ag}^m$  ( $T_{1/2} = 252 \text{ j}$ ). Ces feuilles ont été fondues ensemble dans un four à induction sous une atmosphère d'argon. Le métal, porté rapidement à sa température de fusion, a coulé dans un tube de quartz assurant un refroidissement rapide et une forme cylindrique à l'échantillon ( $\varnothing 1.5 \times 7 \text{ mm}$ ). Nous n'avons pas contrôlé la concentration en argent, cette information est accessoire car notre mesure sera normalisée sur l'orientation nucléaire du magnétomètre ( $^{110}\text{Ag}^m$ ).

L'implantation par recul n'est pas utile pour cet isotope car  $^{110}\text{Ag}^m$ , dont la présence est indispensable, n'est pas accessible par réaction Rh( $\alpha, xn$ ).

### II-4 Yttrium

$^{87}\text{Y}^m$  ( $T_{1/2} = 13 \text{ h}$ ) présenterait une faible solubilité dans le fer ( $\sim .5 \text{ \% at.}$ ) (Hans 58) mais une mesure récente en RMN/NO (Hagn 75) sur cet isotope implanté par recul dans cette matrice a donné des résultats négatifs : aucune résonance n'a été mise en évidence. L'orientation de ce noyau étant mesurable dans un champ magnétique extérieur de quelques teslas ("brute force") nous avons utilisé cette méthode et choisi comme support à l'implantation une matrice d'aluminium. La solubilité de l'yttrium y est également faible ( $\sim .1 \text{ à } .2 \text{ \% at.}$ ) mais elle est attestée par plusieurs auteurs (Hans 58). Un avantage de cette matrice réside dans le fait qu'aucune activité parasite n'y subsiste même après des irradiations de longue durée (10 h). L'aluminium magnétiquement inerte, de symétrie cubique, nous évite la complication des considérations de sites qui n'aurait pu être résolue car les isotopes connus de cet élément n'ont pas de raies observables en orientation nucléaire. La réaction Rb ( $\alpha, xn$ )  $^{87}\text{Y}^m$  a lieu dans une couche mince ( $1.4 \text{ mg/cm}^2$ ) d'iodure de rubidium déposée sur une feuille d'aluminium de  $10 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Après irradiation, les feuilles sont soigneusement nettoyées et posées sur un support de cuivre recouvert d'une mince pellicule de métal de Wood. Bien qu'on ne puisse dire que les feuilles soient brasées au sens propre du terme, on a constaté qu'elles tenaient mécaniquement au support. Celui-ci fut ensuite plié et enroulé autour du porte-échantillon, des bagues de cuivre serrant fortement l'ensemble. Les feuilles d'aluminium n'ont subi aucun traitement thermique.

### III - ORIENTATION NUCLEAIRE DES $^{93, 94, 95}\text{Tc}$

#### III-1 Champ hyperfin

Un grand nombre de résultats figurent dans les compilations (Rao 74) sur la valeur du champ magnétique hyperfin,  $B_{\text{hf}}(\text{TcFe})$  du Tc dans le fer. Raghavan et Raghavan (Ragh 72) en comparant les deux valeurs les plus précises concluent à la nécessité de mesures complémentaires afin de comprendre la dépendance apparemment anormale de ce champ en fonction de la température :

$$\begin{aligned} 32.5 (8) \text{ T} & \text{ à } 300^\circ\text{K} \text{ mesuré par corrélation angulaire (Ragh 72)} \\ 29.8 (10) \text{ T} & \text{ à } 0^\circ\text{K} \text{ mesuré par RMN/NO (Fox 71).} \end{aligned}$$

Il faut cependant remarquer que les résultats de corrélation angulaire ne tiennent compte d'aucune incertitude sur la durée de vie de l'état intermédiaire de la cascade considérée ; d'autre part, la majorité des points expérimentaux de plus grands poids statistiques s'écartent de plus de deux fois l'erreur standard de la courbe ajustée. Il semblerait, dans ces conditions, que la mesure RMN soit la plus fiable. Or, le problème reste posé par une mesure plus récente de Hagn et al. (Hagn 74) en RMN/NO également et qui donne la valeur très précise suivante :

$$B_{\text{hf}}(\text{TcFe}) = 32.03 (50) \text{ T}$$

La différence entre ces deux mesures RMN/NO réside dans la préparation des échantillons. La première (Fox 71) a été obtenue par diffusion, celle de Hagn et al. a été implanté par recul. Le désaccord entre ces deux mesures peut nous faire douter de la bonne solubilité du Tc dans le fer, à moins que le rôle des impuretés dans ces alliages ne soit essentiel comme le suggère Raghavan. Pour ce qui nous concerne, nous utiliserons la valeur de Hagn et al. puisque nous avons, comme eux, utilisé l'implantation par recul, méthode moins sensible aux conditions expérimentales que la diffusion thermique, difficilement contrôlable.

#### III-2 Magnétométrie : orientation du $^{95}\text{Tc}$

Le facteur gyromagnétique de l'état fondamental,  $I^\pi = 9/2^+$ , du  $^{95}\text{Tc}$  a été mesuré avec grande précision par Hagn et al. (Hagn 74) :  $g = 1.294$ . La raie de 765 keV très intense représentant 94 % de la décroissance du  $^{95}\text{Tc}$  (Fig. 2), ne peut pas être utilisée pour la détermination de la fraction de bons sites. En effet, nous n'avons pu déterminer par excitation coulombienne qu'une limite à la probabilité réduite de transition  $B(E2)$  (Barr 75). Connaissant la durée de vie de l'état, nous en avons déduit pour le facteur de mélange des multipolarités de cette raie, la valeur :  $|\delta(E2/M1)| < .05$  qui donne  $0.22 \leq A_2 \leq 0.42$  et  $A_4 \leq 0.0016$ . Nous ne pouvons utiliser cette valeur de  $A_2$  trop imprécise.

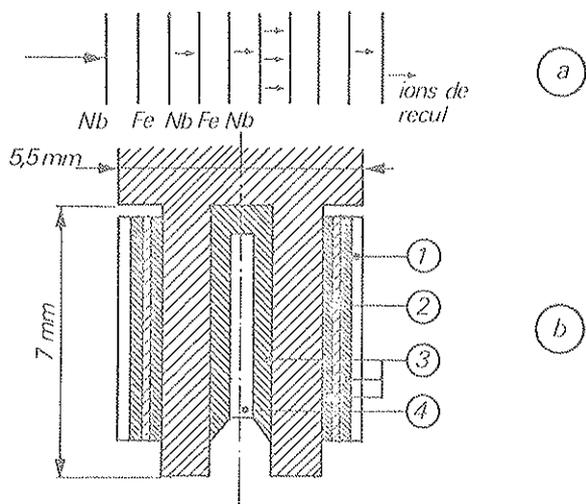


Fig. 1 : a) Disposition des cibles sur le faisceau  
 b) Géométrie du porte-échantillon :  
 1- échantillon  
 2- support de cuivre  
 3- brasure  
 4- thermomètre.

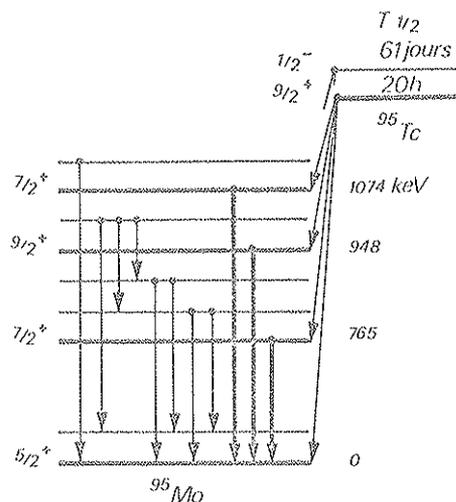


Fig. 2 : Schéma de décroissance simplifié du  $^{95}\text{Tc}$ .

L'état à 1074 keV est par contre très fortement peuplé par excitation coulombienne. Nous n'avons pu mesurer la distribution angulaire de la raie de même énergie et en déduire le facteur de mélange :  $\delta(1074 \text{ keV}) = -0,72(11)$  (Barr 75) (nous employons ici la convention de signe de Delft). Cet état étant peu alimenté dans la décroissance (4 %), seule la première source plus intense, a pu être utilisée. De plus, la géométrie de détection étant moins bonne à  $90^\circ$  qu'à  $0^\circ$ , nous n'avons analysé que la distribution  $W(0^\circ)$  afin de ne pas dégrader la précision (Fig. 3). Nous trouvons une fraction de bons sites  $f = 0,94(7)$  dont l'erreur tient compte de celle sur  $\delta(1074)$ .

Cette valeur nous permet d'extraire avec précision le rapport de mélange des multipolarités E2/M1 de la raie 765 keV (Fig. 4). En posant  $A_4 = 0$ , nous obtenons :

$$A_2 = +0,3056 \begin{pmatrix} +238 \\ -220 \end{pmatrix}$$

d'où :

$$\delta(765) = +0,011(12) \quad (\text{Berk 76})$$

en bon accord avec la limite donnée par l'excitation coulombienne ; cette valeur justifie à posteriori l'approximation que nous avons faite ( $A_4 = 0$ ).

Les fractions de bons sites pour les deux autres échantillons sont obtenues par normalisation sur le produit  $A_2 f(765 \text{ keV})$  dans la première source. Elles sont indiquées dans la colonne 4 du tableau 1. Ces valeurs sont en excellent accord et, dans la limite des erreurs

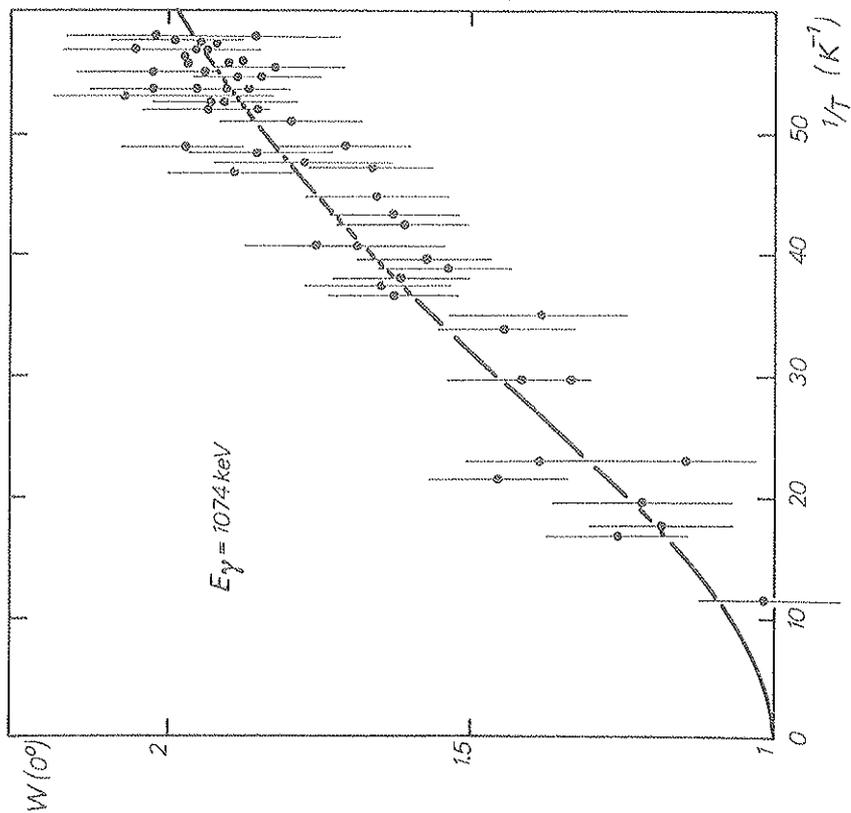


Fig. 3 : Orientation nucléaire de la raie  
1074 keV du  $^{95}\text{Mo}$ .

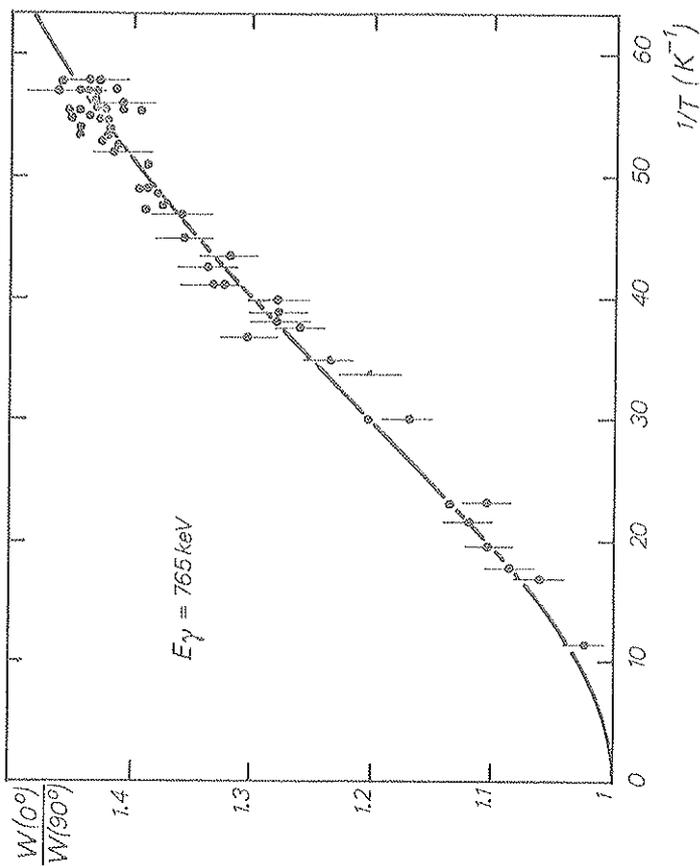


Fig. 4 : Orientation nucléaire de la raie  
765 keV du  $^{95}\text{Mo}$ .

ne permettent pas de conclure à un effet du recuit. La valeur moyenne est  $f = 0,92$  (5). On peut en conclure que la méthode d'implantation par recul fournit de bons alliages dilués :

Source	Traitement thermique	$A_2 f$	f
1	aucun	0,2873 (76)	0,94 (7)
2	aucun	0,2774 (74)	0,91 (8)
3	recuit	0,2815 (132)	0,92 (9)

Tableau 1 : Analyse de la raie 765 keV du  $^{95}\text{Mo}$  et détermination du coefficient f en fonction du traitement thermique.

Les 8 (5) % de sites à champ supposé nul méritent une discussion. En fait, f est un paramètre expérimental dont la signification physique est correcte pour autant que le modèle à 2 sites discrets, utilisé pour l'évaluation, est réaliste. La déviation de cette valeur par rapport à l'unité, peut être due à d'autres causes. Par exemple, l'existence d'une différence de température entre le thermomètre et la source, due à des chauffages radioactifs différents, peut contribuer à cet écart. Nous verrons plus loin (§ V-3) que ce n'est pas le cas ici. Une autre éventualité consiste à admettre que les 8 % de mauvais sites correspondent à la fraction des noyaux Tc implantés dans l'épaisseur de la feuille de fer affectée par la brasure. Enfin, une dernière possibilité consiste à dire qu'il existe en fait une distribution de champ au lieu de deux valeurs ponctuelles. Il serait possible de distinguer expérimentalement entre ces deux dernières possibilités : la première, pour être retenue, nécessiterait une étude de f en fonction de l'épaisseur de la matrice, quant à la seconde, elle exigerait une précision statistique meilleure.

Il faut remarquer que nos résultats,  $\delta$  (765 keV) et f, sont fondés sur la valeur de  $\delta$  (1074 keV), raie dont la faible intensité a dû être, de surcroît, corrigée des effets de la décroissance puisque seul  $W(0^\circ)$  a été analysé. La validité de cette correction a été vérifiée sur la raie de 765 keV par l'évaluation de  $W(0^\circ)$  dans la première source. On obtient  $A_2 f = 0,2822$  (115), très proche de la valeur (tableau 1) obtenue à partir du rapport  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  sur lequel aucune correction de décroissance n'est faite.

Mesko et al. (Mesk 72) avait mesuré, après réaction  $\text{Zr}(\alpha, 3n)$  la valeur  $0,25 \leq \delta(1074) \leq 0,5$ , cette valeur est incompatible avec l'orientation nucléaire, ce qui justifie à posteriori les arguments que nous avons alors avancés pour l'exclure (Barr 75). Une mesure récente d'orientation nucléaire publiée par G. Wittkemper et al. (Witt 77) donne  $\delta(1074) = -0,74$  (5). Par contre, ils trouvent  $\delta(765) = 0,040$  (5) en contradiction avec notre valeur. Les auteurs indiquent que l'analyse de cette raie est compliquée par la présence d'un pic intense à 778 keV provenant de la décroissance du  $^{96}\text{Tc}$  ( $T_{1/2} = 4,3$  j). Or, le coefficient de distribution angulaire de cette raie ( $^{96}\text{Mo}: 2^+ \rightarrow 0^+$ ) est  $A_2 = 0,5922$ , une mauvaise considération du bruit

de fond peut dans ces conditions, altérer sensiblement la valeur de  $A_2(765)$ . Citons enfin pour terminer, un résultat publié récemment par Schumacher et al. (Schu 77) obtenu par distribution angulaire de fluorescence nucléaire résonante, ils donnent :  $\delta(765) = -0,14(9)$ , valeur absolument incompatible avec notre résultat car le coefficient de distribution angulaire devrait être  $A_2(765) \geq 0,43$ .

La raie de 947 keV n'a pu être analysée, car son intensité et le produit  $(A_2 U_2)$  sont chacun deux fois plus faibles que ceux de la raie 1074 keV.

### III-3 Orientation nucléaire du $^{94}\text{Tc}$

Le schéma de décroissance du  $^{94}\text{Tc}$  (Fig. 5) montre trois transitions E2 très intenses, les raies 849, 702 et 871 keV, que nous utilisons pour l'évaluation du moment magnétique. Le calcul des coefficients  $U_k$  suppose la connaissance du rapport des multipolarités de quelques raies intermédiaires. En admettant la valeur  $I^\pi = 7^+$  du spin de l'état orienté et que les contributions M1 et E2, dans les raies 449, 742 et 916 keV, sont égales, on peut, par une étude préliminaire, dégager des valeurs approchées de  $\delta(916)$  et  $\delta(449)$ , amplement suffisantes pour recalculer de façon plus précise les facteurs  $U_k$  qui nous intéressent. Les produits  $A_k U_k$  des raies 702 et 871 keV sont égaux et peu différents de ceux de la raie 849 keV. En utilisant la valeur moyenne pondérée de ces produits dans l'analyse de la somme des rapports  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  et, pour chaque échantillon la fraction de bons sites déterminée dans le paragraphe précédent, on obtient respectivement dans chacun d'eux (Fig. 6) :

$$|\mu_B(^{94}\text{Tc}, 7^+)| = 8,09(10), 8,17(10) \text{ et } 8,15(11) 10^{-25} \text{ J}$$

La précision indiquée ne tient compte que des erreurs standards sur les points expérimentaux. Les incertitudes sur  $U_k$  et  $B_{hf}$  sont négligeables devant celles sur  $f$  qui détermine entièrement la précision de la valeur moyenne :

$$|\mu_B(^{94}\text{Tc}, 7^+)| = 8,14(48) 10^{-25} \text{ J}$$

ou encore :

$$|\mu(^{94}\text{Tc}, 7^+)| = 5,03(30) \mu_N$$

Ce résultat est en excellent accord avec celui de Fox et al. (Fox 71) :

$$|\mu_B(^{96}\text{Tc}, 7^+)| = 8,06(16) 10^{-25} \text{ J}$$

Il est également en excellent accord avec la mesure récente du facteur gyromagnétique  $|g(^{94}\text{Tc})| = 0,737(12)$ , réalisée en RMN/NO par le groupe de Munich (Hagn 75).

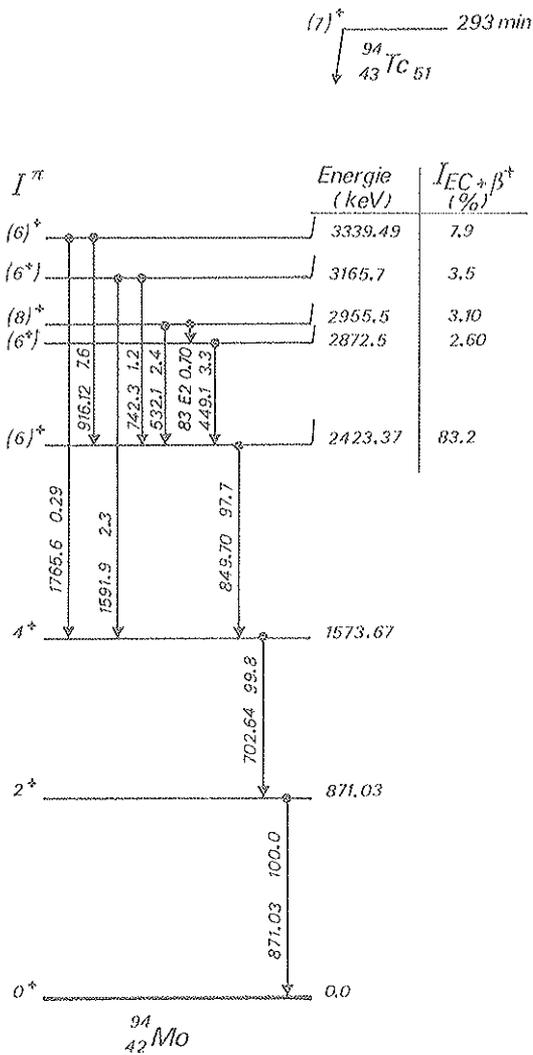


Fig. 5 : Schéma de décroissance simplifié du  ${}^{94}\text{Tc}$ , tiré de (Nuda 73).

Cette grandeur jointe à notre mesure du moment magnétique confirme le spin de l'état fondamental du  ${}^{94}\text{Tc}$ . La valeur,  $I = 7$ , qui lui était attribuée ne reposait que sur des arguments faibles : systématique, décroissance ... Le rapport  $|\mu/g| = I$  donne pour le cas présent  $I = 6,86(41)$ , tandis qu'une nouvelle évaluation de l'orientation nucléaire avec l'hypothèse  $I = 6$  conduit à  $|\mu({}^{94}\text{Tc}, 6^+)| = 5,22(30)\mu_n$ , soit  $|\frac{\mu}{g}| = 7,12(43)$ . Cette dernière hypothèse est contredite. Le spin  $I = 7$  de l'état fondamental du  ${}^{94}\text{Tc}$  est ainsi établi sans ambiguïté. Ce résultat a pour conséquence immédiate la confirmation de la valeur  $I = 6^+$  du spin des états à 2423, 3165 et 3339 keV.

L'analyse de la raie 1590 keV E2 pure, émise par l'état à 3165 keV, dont l'orientation n'est pas affectée par des transitions gamma intermédiaires, donne :

$$|\mu({}^{94}\text{Tc}, 7^+)| = 4,99(41)\mu_n$$

en excellent accord avec la valeur déjà citée. Ce second résultat ne permet pas de diminuer l'erreur sur  $\mu$  car l'incertitude due à  $f$  est irréductible.

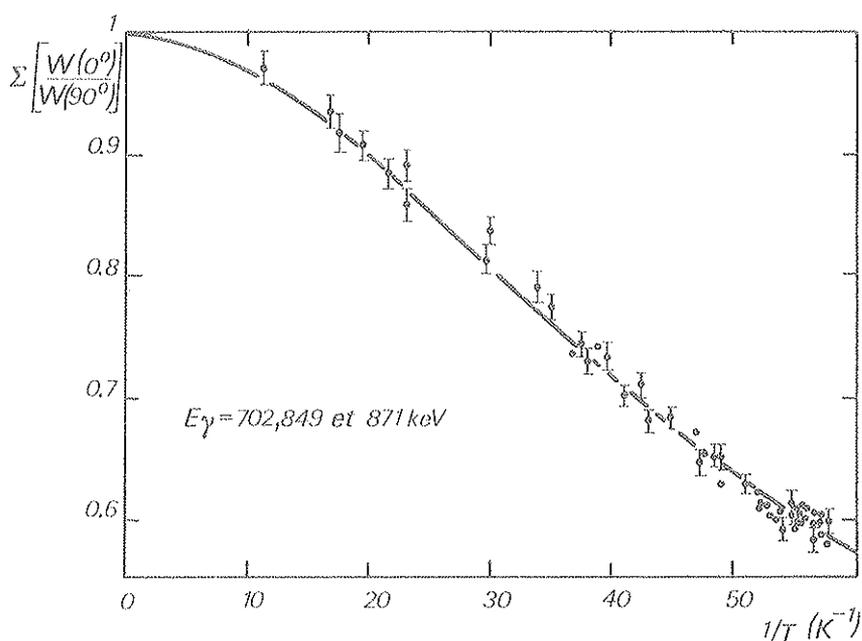


Fig. 6 : Orientation nucléaire du  $^{94}\text{Tc}$ . Somme des anisotropies des raies E2, 702, 849 et 871 keV.

Les rapports de mélange de multipolarités E2/M1 de deux raies ont pu être déterminés :

$$449 \text{ keV } (6^+ \rightarrow 6^+) \quad \delta = 0,0 \begin{pmatrix} +2 \\ -1 \end{pmatrix} \text{ ou } 0,7 (2)$$

$$916 \text{ keV } (6^+ \rightarrow 6^+) \quad \delta = -0,07 \begin{pmatrix} +7 \\ -5 \end{pmatrix} \text{ ou } 0,8 (1)$$

Enfin, un ajustage à deux paramètres,  $|\mu|$  et  $f$ , a pu être réalisé en raison de la bonne précision statistique fournie par l'ensemble des trois transitions E2 déjà citées. Pour les trois sources on obtient :

$$|\mu(^{94}\text{Tc}, 7^+)| = 4,98 \begin{pmatrix} +52 \\ -28 \end{pmatrix} \mu_n \text{ et } f = 0,96 \begin{pmatrix} -10 \\ +4 \end{pmatrix}$$

les erreurs supérieures et inférieures étant corrélées. Le bon accord avec les déterminations précédentes traduit la consistance de notre magnétométrie et de notre analyse.

#### III-4 Orientation nucléaire du $^{93}\text{Tc}$

Le schéma de décroissance du  $^{93}\text{Tc}^g$  et du  $^{93}\text{Mo}^m$  est montré sur la figure 7, ci-après. Malencontreusement, la seule transition de multipolarité connue est la raie 1477 keV, E2 pure, qui, dans les conditions de notre expérience est principalement alimentée par le  $^{93}\text{Mo}^m$ , crée simultanément.

L'orientation nucléaire étant d'autre part incompatible avec la valeur  $9/2$  pour les spins des états à 1363 et 1520 keV, les rapports des multipolarités des 2 raies de même énergie qui en décroissent, sont à déterminer ainsi que le moment magnétique du  $^{93}\text{Tc}$ , par un ajustage à deux paramètres. Ceci détériore la précision des résultats, nous trouvons :

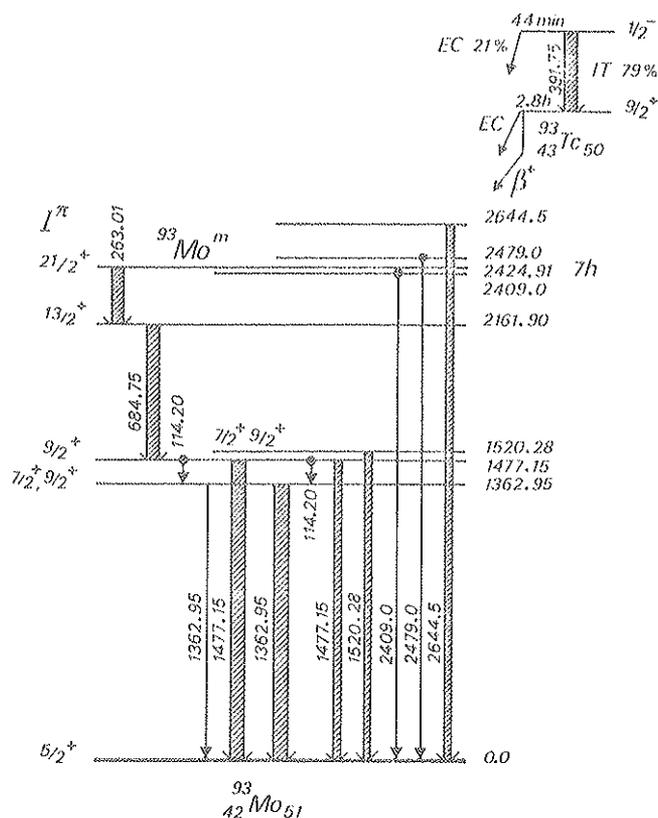


Fig. 7 : Schéma de décroissance des  $^{93}\text{Tc}$  et  $^{93}\text{Mo}^m$  (Char 74).

pour la raie 1363 keV :

$$\delta (\text{E2/M1}) = 0.48 \begin{pmatrix} +6 \\ -8 \end{pmatrix} \text{ et } |\mu (^{93}\text{Tc}, 9/2^+)| = 6.0 \begin{pmatrix} +13 \\ -10 \end{pmatrix} \mu_n$$

pour la raie 1520 keV :

$$0.7 \leq \delta (\text{E2/M1}) \leq 1.9 \text{ et } |\mu| = 6.4 \begin{pmatrix} +9 \\ -6 \end{pmatrix} \mu_n$$

Les erreurs sur  $|\mu|$  et  $\delta$  ne sont pas des erreurs standards mais les incertitudes maximales sur ces paramètres fournies par l'ajustage. La valeur moyenne que nous acceptons pour le moment magnétique est :

$$|\mu (^{93}\text{Tc}, 9/2^+)| = 6.30 \begin{pmatrix} +73 \\ -52 \end{pmatrix} \mu_n$$

Duffait et al. (Duff 76) ont mesuré par effet Doppler les durées de vie des états à 1363 et 1520 keV, ce qui permet avec nos valeurs de  $\delta$  d'en déduire les probabilités réduites de transition  $B(\text{M1} \downarrow)$  et  $B(\text{E2} \downarrow)$  (Tableau 2).

Niveau (keV)	Spin	Durée de vie (fm)	Transition	B(M1) ( $\mu_N^2$ )	B(E2) ( $e^2 \text{cm}^4 \times 10^{-50}$ )
1363	$\frac{7}{2}$	150 $^{+50}_{-30}$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	0.12 $^{+4}_{-3}$	2.1 $^{+9}_{-7}$
1477	$\frac{9}{2}$	460 $^{+280}_{-130}$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$		2.5 $^{+9}_{-7}$
1520	$\frac{7}{2}$	900 $^{+800}_{-250}$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	(2-16) $\times 10^{-3}$	0.2-1.2

Tableau 2 : Probabilités réduites de transitions dans  $^{93}\text{Mo}^m$ . Les durées de vie sont tirées de (Duff 76).

#### IV - ORIENTATION NUCLEAIRE DU $^{93}\text{Mo}^m$

Kaindl, Bacon et Shirley (Kain 73) ont déjà mesuré, dans des échantillons préparés par fusion, le moment magnétique  $|\mu| = 9.49(22)\mu_n$  par orientation nucléaire, et le facteur  $|g| = .877(19)$  par RMN/NO de cet état métastable. La valeur du spin  $I = 21/2$  a ainsi pu être déterminée. Or, une mesure plus récente de Hagn (Hagn 75) donne  $|g| = .942(18)$ , ce qui ne permet plus d'exclure la valeur  $I = 19/2$ . Notre mesure présente l'intérêt d'être obtenue par la méthode du recul, comme celle de Hagn. En admettant que Mo et Tc ont des propriétés métallurgiques similaires dans le fer (Hans 58), nous faisons l'hypothèse que la fraction de bons sites est la même pour ces deux éléments. L'analyse des trois raies E2 (Fig. 7) : 263, 685 et 1477 keV (Fig. 8) fournit la valeur :  $|\mu B(^{93}\text{Mo}^m, 21/2)| = 12.7(9) 10^{-25}$  J. En acceptant  $B_{\text{hf}}(\text{MoFe}) = 25.6$  T (Kont 67), on tire :

$$|\mu(^{93}\text{Mo}^m, 21/2)| = 10.0(7)\mu_n \text{ ainsi que : } I(^{93}\text{Mo}^m) = 10.6(7)$$

confirmant la valeur  $I = 21/2$ .

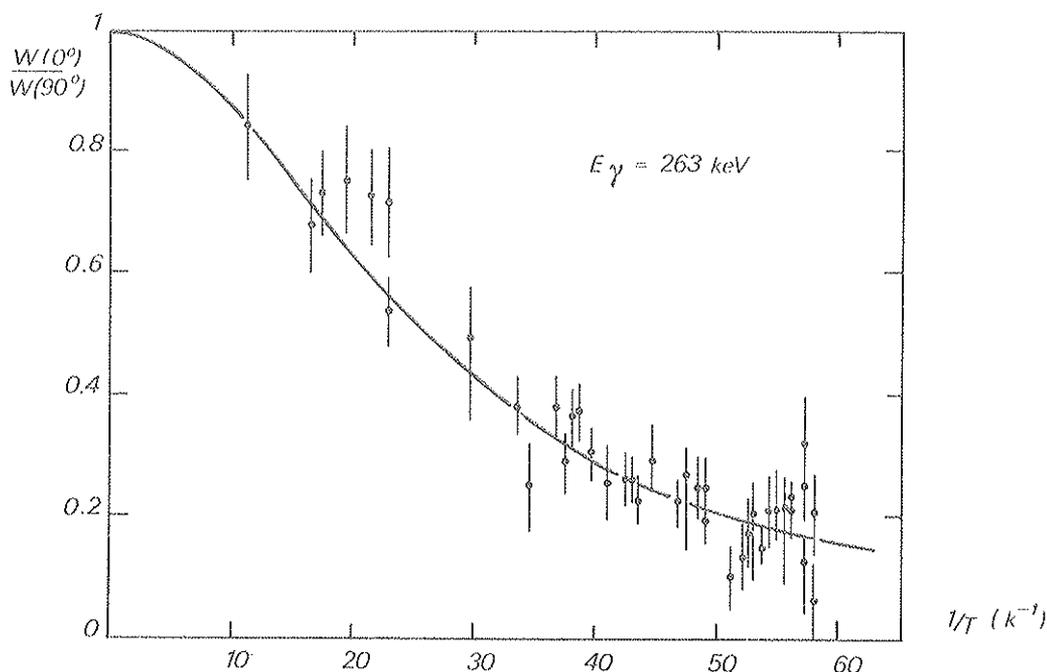


Fig. 8 : Anisotropie de la raie 263 keV du  $^{93}\text{Mo}^m$ .

V - ORIENTATION NUCLEAIRE DE  $^{109}, ^{110m}, ^{111}\text{In}$

Les moments de ces trois isotopes ont été mesurés en résonance magnétique sur faisceau atomique par Marino (Mari 59). Pour les impairs, il donne :  $\mu(^{109}, ^{111}\text{In}, 9/2^+) = +5.53(6) \mu_n$  en accord avec la systématique des moments de proton  $\pi(1g9/2)$  et, pour  $^{110}\text{In}^m$  :  $\mu(^{110}\text{In}^m, 7^+) = 10.4(1)$  ou  $-10.7(1) \mu_n$ . Cette valeur est considérablement plus grande que celle estimée pour une configuration  $(\pi(1g9/2)^1 + \nu(2d5/2)^1)7^+$ , à partir des moments magnétiques des noyaux impairs voisins  $^{109}\text{In}$  et  $^{109}\text{Cd}$ , et qui devrait être proche de  $+4.70 \mu_n$ . Le problème posé est fondamental.

V-1 Orientation nucléaire de  $^{111}\text{In}$  et magnétométrie

Afin de contrôler l'implantation, nous avons analysé l'anisotropie de la raie 173 keV dans la décroissance de  $^{111}\text{In}$  (Fig. 9). Le moment magnétique est connu et le rapport des multipolarités E2/M1 de cette raie a été déterminé par Steffen :  $\delta(173) = -.146(3)$  (Stef 56). En faisant l'hypothèse que la fraction (1-f) des sites d'implantation voit un champ hyperfin nul, et le reste, le bon champ,  $B_{hf}(\text{InFe}) = 29.5(10) \text{ T}$  (Holl 66) on obtient :  $f = .670(25)$ . La comparaison de l'anisotropie de la raie de 247 keV, E2 pure, avec la courbe calculée pour  $f = .670$  (Fig. 9) montre une atténuation. Ce comportement met en évidence une réorientation à travers l'état intermédiaire de longue durée de vie ( $\tau = 121 \text{ ns}$ ) qui ne peut être due qu'à la présence d'une perturbation quadrupolaire électrique superposée à l'interaction magnétique. On peut s'interroger sur la validité du modèle à deux sites que nous avons utilisé car cela indique que les sites qualifiés de "bons" sont en réalité affectés par un défaut de symétrie. Il est impossible

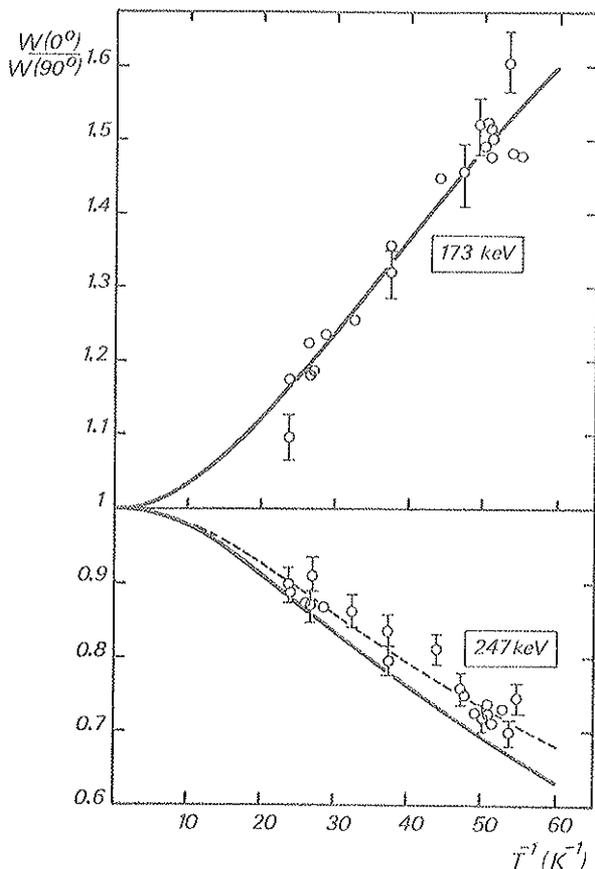


Fig. 9 : Anisotropies des raies du  $^{111}\text{Cd}$ . Pour la raie 247 keV, la courbe ajustée est tracée en pointillés tandis que la courbe en trait plein est calculée avec les paramètres déduits de l'analyse de la raie 173 keV.

par une méthode de type intégral comme l'orientation nucléaire de préciser davantage la situation. On peut être, en fait, en présence d'une distribution de gradients de champ n'affectant pas nécessairement tous les sites d'implantation. Il faut remarquer que l'état à 247 keV du  $^{111}\text{Cd}$  est extrêmement sensible à l'effet de réorientation : son moment magnétique est faible  $\mu(^{111}\text{Cd}, 5/2^+) = - .76 \mu_n$ , l'interaction électrique est favorisée par un moment quadrupolaire relativement important  $Q \approx .6$  barn (Shir 75). Dans le cas de  $^{111}\text{In}$  au contraire, l'interaction magnétique est nettement favorisée. Le rapport des intensités des interactions électrique et magnétique, caractérisé par la quantité  $\frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)\mu_B}$ , est environ 10 fois plus faible pour une même valeur du gradient de champ, que pour  $^{111}\text{Cd}(5/2^+)$ . On doit donc s'attendre à n'observer qu'une faible influence de cette interaction combinée sur la polarisation de l'état orienté. L'évaluation peut être considérée comme correcte en première approximation, mais la signification physique de la fraction  $f$  est compromise par ces considérations ;  $f$  est réduit au rôle de paramètre d'ajustage ce qui ne met pas en cause la validité des résultats ultérieurs que l'on peut déduire de son utilisation en tant que tel. L'atténuation moyenne de l'anisotropie de la raie de 247 keV, sur toute la gamme des températures obtenues, et définie par le coefficient empirique  $G$ , tel que :

$$W(\theta) = 1 + G \sum_{k \geq 2} A_k U_k B_k P_k(\cos \theta)$$

égal ici à  $G = .86$  (3). Si l'on se reporte aux calculs de Kaplan et al. (Kapl 73), le gradient de champ électrique agissant sur les noyaux de Cd doit être de  $V_{zz} \approx (1.5 - 2 \cdot 10)^{+17} \text{V/cm}^2$ , c'est une valeur réaliste et tout à fait comparable à celles mesurées sur le même isotope dans d'autres matrices (Vian 74).

En fait, ce n'est qu'un ordre de grandeur compte tenu des approximations utilisées. Tout d'abord, on a supposé que ce facteur d'atténuation est le même pour tous les ordres multipolaires et qu'il est indépendant de la température. D'autre part, nous faisons référence à un calcul élaboré pour une autre séquence de spin et qui suppose que la durée de vie est suffisamment grande pour admettre que la réorientation est complète.

#### V-2 Orientation nucléaire des $^{110}\text{In}^m$ et $^{109}\text{In}$

Le schéma simplifié de décroissance de  $^{110}\text{In}^m$  (Fig. 10) met en évidence trois transitions E2 pures ; 937, 884 et 658 keV, suffisamment intenses pour nous fournir le moment magnétique de cet état assez précisément. Malheureusement, les coefficients de désorientation ne peuvent être calculés car nous ignorons le spin de l'état à 3187 keV, ainsi que les rapports des multipolarités  $\delta(E2/M1)$  des transitions 641 et 707 keV. Une valeur moyenne pour les  $U_k$  avec des erreurs tenant compte de toutes les possibilités introduirait une incertitude démesurément grande.

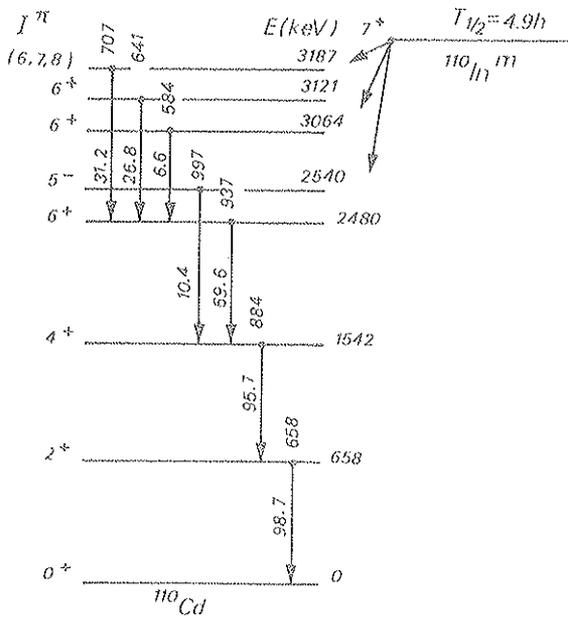


Fig. 10 : Schéma d'alimentation simplifié des états du  $^{110}\text{Cd}$  dans la décroissance de  $^{110}\text{In}^m$ . Les intensités relatives des raies sont indiquées.

Nous avons donc procédé de façon différente. Dans un premier temps, à partir des anisotropies des raies 641 et 707 keV observées expérimentalement, nous avons déterminé des valeurs de  $\delta$  pour chacune d'elles en fonction de la valeur que pourrait prendre le moment magnétique et ceci, pour les trois possibilités de spin ( $6^+$ ,  $7^+$  et  $8^+$ ) de l'état 3187 keV. Ainsi pour chaque cas, une carte de valeurs des  $U_k$  des trois raies qui nous intéressent a pu être établie. Dans un deuxième temps, nous avons utilisé ces valeurs, fonctions de  $|\mu|$ , dans l'ajustage des anisotropies des trois raies E2. Les valeurs correspondantes du moment magnétique, et de  $\delta(641)$  et  $\delta(707)$  sont reportées dans le tableau 3 pour chacune des valeurs de spin de l'état 3187 keV.

$I(3187 \text{ keV})$	$\delta(641 \text{ keV})$	$\delta(707 \text{ keV})$	$ \mu(^{110}\text{In}^m) $ ( $\mu_n$ )
6	$-0.05^{(+16)}_{(-10)}$ ou $0.74^{(+17)}_{(-25)}$	$-0.14^{(+10)}_{(-7)}$ ou $0.87^{(+13)}_{(-17)}$	4.66 (31)
7	$-0.05^{(+16)}_{(-10)}$ ou $0.74^{(+17)}_{(-25)}$	$0.39^{(+5)}_{(-4)}$ ou $3.6(4)$	4.66 (31)
8	$-0.02^{(+18)}_{(+11)}$ ou $0.70^{(+18)}_{(-27)}$	$\infty$	4.54 (25)

Tableau 3 : Valeurs corrélées de  $I(3187 \text{ keV})$ ,  $\delta(641)$ ,  $\delta(707)$  et  $|\mu(^{110}\text{In}^m)|$  déduites de l'analyse.

Nous attribuerons au moment magnétique de  $^{110}\text{In}^m$  une valeur moyenne recouvrant toutes les possibilités :

$$|\mu(^{110}\text{In}^m, 7^+)| = 4.63(34)\mu_n$$

Il faut remarquer que l'incertitude n'est pas une erreur standard. La valeur de  $|\mu|$  pourra être précisée lorsque  $\delta(641)$ ,  $\delta(707)$  et  $I(3187)$  auront été déterminés, l'erreur sera alors réduite d'au moins 40%. En effet, celles indiquées dans le tableau 3 recouvrent toute la zone des valeurs atteintes par les diverses combinaisons possibles et sont en ce sens déjà majorées elles-mêmes. Notre mesure exclue la valeur de Marino.

La transition de 997 keV, connectant les états de spins  $5^-$  et  $4^+$ , est certainement de prédominance E1. On ne peut cependant pas l'utiliser pour la détermination du moment magnétique car une très faible participation de M2 induit une variation importante dans la valeur du coefficient de distribution angulaire. C'est donc le rapport de mélange de cette raie que nous avons déduit :

$$\delta(997) = -0.025^{+35}_{-75}$$

en accord avec la limite donnée par Lumpkin et al. (Lump 74) :  $|\delta| < 0.06$ .

Enfin de l'orientation de  $^{109}\text{In}$  nous n'avons pu déterminer que le rapport de mélange E2/M1 de la raie 205 keV émise par le premier niveau excité :

$$\delta(205) = -0.13(4)$$

compte tenu de toutes les incertitudes qu'offre le calcul des  $U_k$  (voir schéma de décroissance dans (Nuda 71)).

### V-3 Remarque sur la thermométrie

Dans cette mesure, nous avons eu l'occasion de vérifier la qualité de la thermométrie en analysant l'anisotropie de la raie de 850 keV appartenant à la décroissance du  $^{58}\text{Co}$  abondamment créé au cours de l'irradiation. En supposant 100 % de bons sites pour cet élément, dont la solubilité dans le fer est très bonne, on obtient la valeur suivante du moment magnétique :

$$|\mu(^{58}\text{Co}, 2^+)| = 4.03(9)\mu_n$$

en très bon accord avec la valeur RMN/NO,  $4.044(8)\mu_n$  (Shir 75). Ceci nous indique que le contact thermique entre nos sources et le porte-échantillon est correct (Cf II-1).

## VI - ORIENTATION NUCLEAIRE DES $^{106, 110}\text{Ag}^m$

Le moment magnétique de l' $^{110}\text{Ag}^m$  a été déterminé par résonance magnétique sur faisceau atomique :  $\mu(^{110}\text{Ag}^m, 6^+) = +3.607(4)\mu_n$  (Schm 67). En utilisant cette valeur, le

groupe d'orientation d'Oxford a mesuré le champ interne hyperfin de l'argent dans le fer :

$B_{\text{hf}}(\text{AgFe}) = 44.72(2)\text{T}$  en RMN/NO (Fox 71). L'argent étant insoluble dans le fer, Johnston et Stone (John 73) ont étudié différentes techniques de préparation d'alliages dilués : ils obser-

vent que le champ hyperfin est très sensible aux traitements thermiques subis par l'échantillon (température et durée du recuit, vitesse de refroidissement ...). Dans un échantillon diffusé,

et trempé Schoeters et al. (Scho 75) ont mesuré le moment magnétique de  $^{106}\text{Ag}^{\text{m}}$  ainsi que des rapports de mélange  $\delta(\text{E2/M1})$  de plusieurs raies de la décroissance. Ils trouvent

$$|\mu(^{106}\text{Ag}^{\text{m}}, 6^+)| = 2.8(2)\mu_{\text{n}}. \text{ Cette valeur est beaucoup trop faible comparée à celle de } ^{110}\text{Ag}^{\text{m}}.$$

Un mauvais alliage est soupçonné.

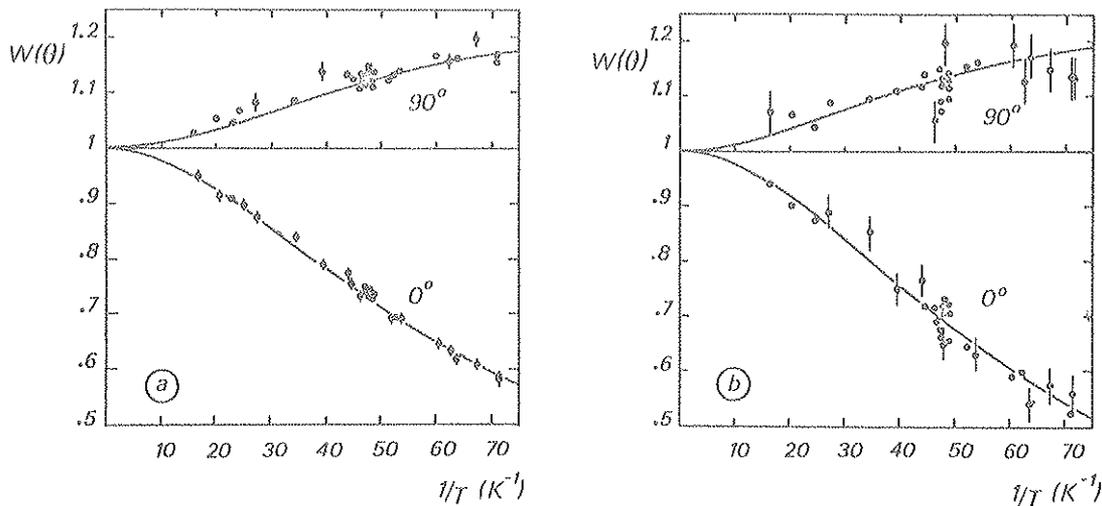


Fig. 11 : Orientation nucléaire de  $^{110}\text{Ag}^{\text{m}}$  et  $^{106}\text{Ag}^{\text{m}}$  dans un alliage Ag Fe soumis à un champ extérieur polarisant de 1T : a) anisotropie de la raie 937 keV du  $^{110}\text{Cd}$ , b) anisotropie de la raie 1199 keV du  $^{106}\text{Cd}$ . Les courbes tracées sont calculées avec les valeurs moyennes des paramètres  $f$  et  $\mu$  ( $^{106}\text{Ag}^{\text{m}}$ ).

Nous avons réalisé des mesures avec deux valeurs de champ polarisant : 1 et 2 T. Les comptages à  $0^\circ$  et  $90^\circ$  ont été analysés séparément, car les durées de vie longues devant la durée de l'expérience introduisent pas ou peu de corrections. Pour la magnétométrie nous avons utilisé la transition E2 pure de 937 keV du  $^{110}\text{Cd}$  avec les mêmes paramètres nucléaires que dans la référence (John 73). Les fractions de bons sites que nous obtenons sont en accord entre eux et leur valeur moyenne est  $f = .974(12)$ . Dans  $^{106}\text{Ag}^{\text{m}}$  le moment magnétique est déduit des distributions de la raie 1199 keV, E2 pure également, et pour laquelle le facteur de désorientation est calculable sans ambiguïté. On obtient :

$$|\mu(^{106}\text{Ag}^{\text{m}}, 6^+)| = 3.71(15)\mu_{\text{n}}$$

Les rapports de mélange,  $\delta(\text{E2/M1})$  donnés dans (Scho 75) ne sont pas modifiés par cette nouvelle valeur de  $|\mu|$ .

VII - ORIENTATION NUCLEAIRE DE  $^{87}\text{Y}^m$ 

Trois valeurs de champ extérieur ont été appliquées sur l'échantillon. La raie 381 keV(M4) émise par cet état métastable est faiblement polluée par une raie de même énergie du  $^{86}\text{Sr}$ , suivant la décroissance de  $^{86}\text{Y}$ , également produit par la réaction  $\text{Rb}(\alpha, xn)$ . Il a été tenu compte de cette contribution ( $\sim 5\%$ ) isotrope et de période peu différente ( $T_{1/2}(^{86}\text{Y}) = 14.7 \text{ h}$ ). La mesure la plus précise a été faite avec un champ de 6 T (Fig. 12) nous trouvons  $|\mu B| = 18.5(5)10^{-26} \text{ J}$  soit  $|\mu(^{87}\text{Y}^m, 9/2^+)| = 6.10(15)\mu_n$ . Pour les deux autres valeurs de champ, 4.2 et 5.1 T, nous obtenons respectivement  $|\mu B| = 13.0(9)$  et  $14.7(11)10^{-26} \text{ J}$  (Fig. 12).

Nous avons reporté sur un graphique (Fig. 13) les valeurs expérimentales de  $|\mu B|$  en fonction du champ extérieur B. L'ajustage aux moindres carrés d'une droite nous donne la courbe en point-tirés. Une valeur de  $|\mu B|_{B=0}$  différente de zéro est significative de la présence d'une autre interaction dans l'échantillon. Si cette valeur est positive, cela peut indiquer l'existence d'un champ interne, ça ne peut être le cas dans l'aluminium. Par contre, si elle est négative, elle peut traduire l'existence d'une atténuation caractéristique d'une interaction combinée électrique plus magnétique car dans ce cas, "l'allure" de  $|\mu B|$  en fonction de  $B_{\text{ext}}$  est représentée par la courbe en pointillé. Cette courbe tend asymptotiquement vers la droite (trait plein) passant par l'origine et dont la pente est égale au moment magnétique vrai (exprimé en J/T). La droite ajustée qui passe par ces trois points a donc nécessairement une pente définissant un moment magnétique "apparent" plus grand qu'en réalité.

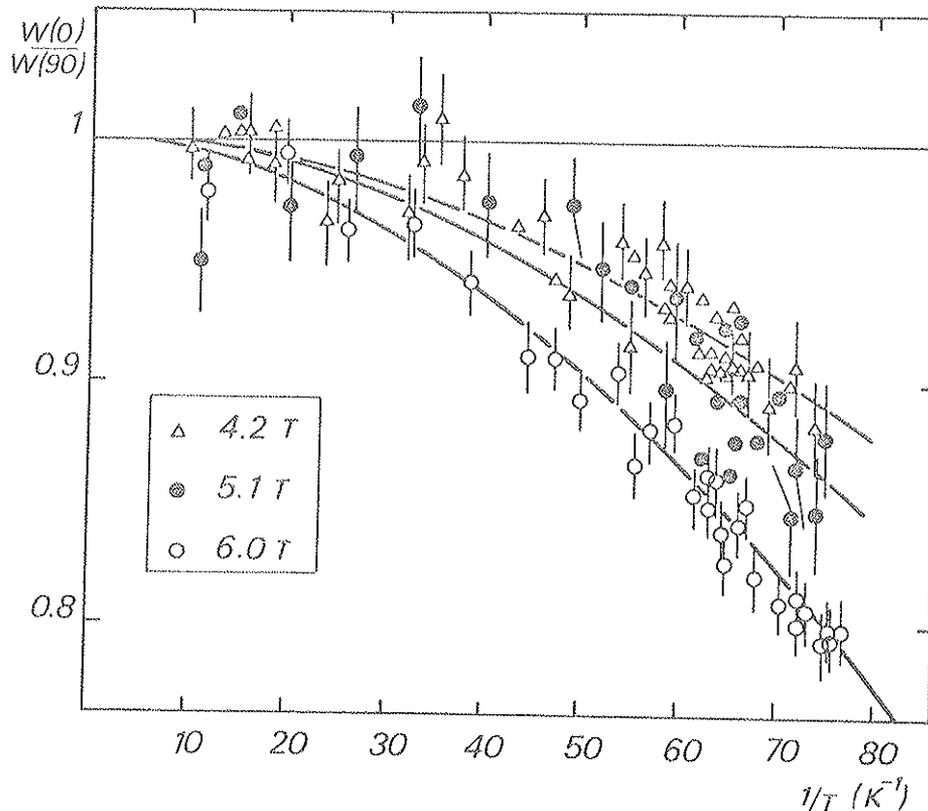


Fig. 12 : Anisotropie de la raie 381 keV M4 de  $^{87}\text{Y}^m$  dans  $\text{YAl}$ . Les différentes valeurs de champ sont indiquées dans la légende.

Dans notre cas, la droite ajustée ne passe pas par l'origine. L'ordonnée à  $B_{\text{ext}} = 0$  est égale à  $|\mu B|_{B_{\text{ext}}=0} = -0.60(3) 10^{-26} \text{ J}$ . Ce résultat peut indiquer la présence d'une interaction électrique superposée. Elle est toutefois faible et compte tenu des remarques précédentes on ne gardera que la valeur obtenue avec  $B_{\text{ext}} = 6 \text{ T}$ , soit :

$$|\mu(^{87}\text{Y}^m, 9/2)| = 6.10(15)\mu_n$$

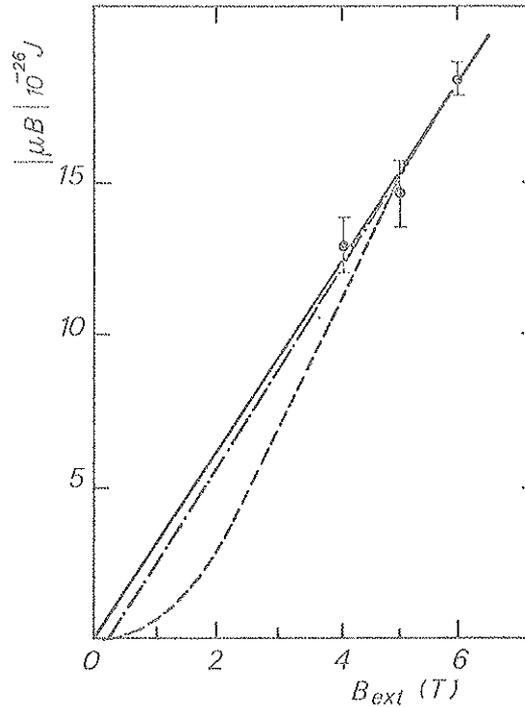


Fig. 13 : Variation de  $|\mu B|$  en fonction du champ extérieur  $B_{\text{ext}}$  pour  $^{87}\text{Y}^m \text{ Al}$ .  
 En trait plein : cas idéal non perturbé  
 En trait pointillé : allure de la courbe en présence d'une interaction quadrupolaire électrique aléatoirement orientée  
 En points tirés : notre droite ajustée.

## CHAPITRE V

### ORIENTATION NUCLEAIRE DES $^{189}, ^{191}\text{Pt}$

#### I - INTRODUCTION

Près de la ligne de stabilité, la structure des platines est caractéristique des noyaux de transitions vibrationnels situés entre les régions déformées des terres-rares et sphériques du plomb. Depuis longtemps, notre groupe a porté un intérêt particulier à ces noyaux. Des facteurs  $g$  et des durées de vie ont été mesurés, des schémas de niveaux établis.

Aujourd'hui, les platines déficients en neutron sont activement étudiés, principalement dans le cadre de la collaboration internationale ISOLDE. En s'éloignant de la stabilité, ils acquièrent une déformation permanente, d'abord oblate puis prolata. La transition de forme a été mise en évidence entre  $^{187}\text{Pt}$  et  $^{185}\text{Pt}$  (Dele 75). La variation du moment magnétique d'un état particulier doit traduire cette évolution. L'intérêt des mesures du moment magnétique des états fondamentaux de spin  $3^{-}/2$  du  $^{189}\text{Pt}$  et  $^{191}\text{Pt}$  est alors justifié par le fait qu'actuellement, dans ces isotopes, un seul état  $3^{-}/2$ , excité, est connu (Shirt 75) :

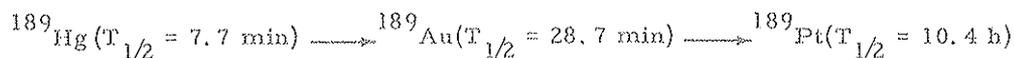
$$|\mu(^{195}\text{Pt}, 3^{-}/2 (99 \text{ keV}))| = - . 62 (6) \mu_n$$

#### II - PREPARATION DES SOURCES

Les Pt impairs sont des noyaux à un neutron célibataire. On doit s'attendre à un moment magnétique faible. L'orientation nucléaire est néanmoins mesurable grâce au champ interne très intense ( $B_{hf} \approx 100 \text{ T}$ ) du Pt dans les alliages dilués Pt Fe. Nous les avons obtenus par implantation ionique et par fusion :

- Deux implantations ioniques (sources 1 et 2) de  $^{189}\text{Hg}$  dans des feuilles de fer minces ( $10 \mu\text{m}$ ) ont été réalisées à une énergie de 60 kV au séparateur d'isotope en ligne

ISOLDE (CERN). Les doses recueillies sont inférieures à  $10^{11}$  at/cm<sup>2</sup>. Le <sup>189</sup>Pt est alimenté par filiation radioactive à travers la cascade :



Afin d'annihiler les défauts d'implantation éventuels (lacunes, interstitiels) nous avons recuit les 2 échantillons <sup>189</sup>Pt Fe pendant 1 et 3 heures respectivement.

L'avantage de cette méthode est de nous préserver des activités parasites gênantes à double titre :

. elles nécessitent une parfaite identification, par des études de décroissance, afin de vérifier la "propreté", des raies analysées

. elles augmentent le temps mort du dispositif de détection et par là, la correction des taux de comptages ; ce qui est délicat lorsque les effets à mesurer sont faibles.

Dans notre cas, il subsiste des raies parasites, fort bien connues cependant, provenant de la décroissance du noyau fille <sup>189</sup>Ir. La période de cet élément étant connue,  $T_{1/2} = 13 \text{ j}$  les taux de pollution sont calculables.

- Les sources fondues : le <sup>191</sup>Pt ( $T_{1/2} = 4.3 \text{ j}$ ) a été produit par réaction ( $\alpha, xn$ ) sur de l'osmium naturel au synchrocyclotron de Lyon. Après séparation chimique, l'activité de platine a été déposée électrolytiquement sur une feuille de fer. Celle-ci a ensuite été fondue dans un four à induction, sous vide, en même temps qu'une autre feuille de fer sur laquelle avait été déposé de la même manière le noyau <sup>192</sup>Ir à des fins de magnétométrie (source 3). Au cours de l'irradiation, <sup>189</sup>Pt est également produit, mais en faible quantité. De façon à augmenter la précision sur cet isotope, dans une telle source, nous avons répété cette mesure en utilisant du <sup>189</sup>Pt provenant du CERN (source 4).

### III - CONSIDERATIONS DE CHAMP HYPERFIN

Une comparaison expérimentale de l'orientation nucléaire du <sup>189</sup>Pt dans les sources fondues et les sources implantées reste nécessaire, malgré le recuit, afin de confirmer le site substitutionnel du <sup>189</sup>Pt dans les secondes. L'iridium, comme le platine, présente une bonne solubilité dans le fer et leurs diagrammes de phases indiquent qu'ils possèdent des propriétés métallurgiques identiques (Hans 58), au moins pour les faibles concentrations que nous utilisons.

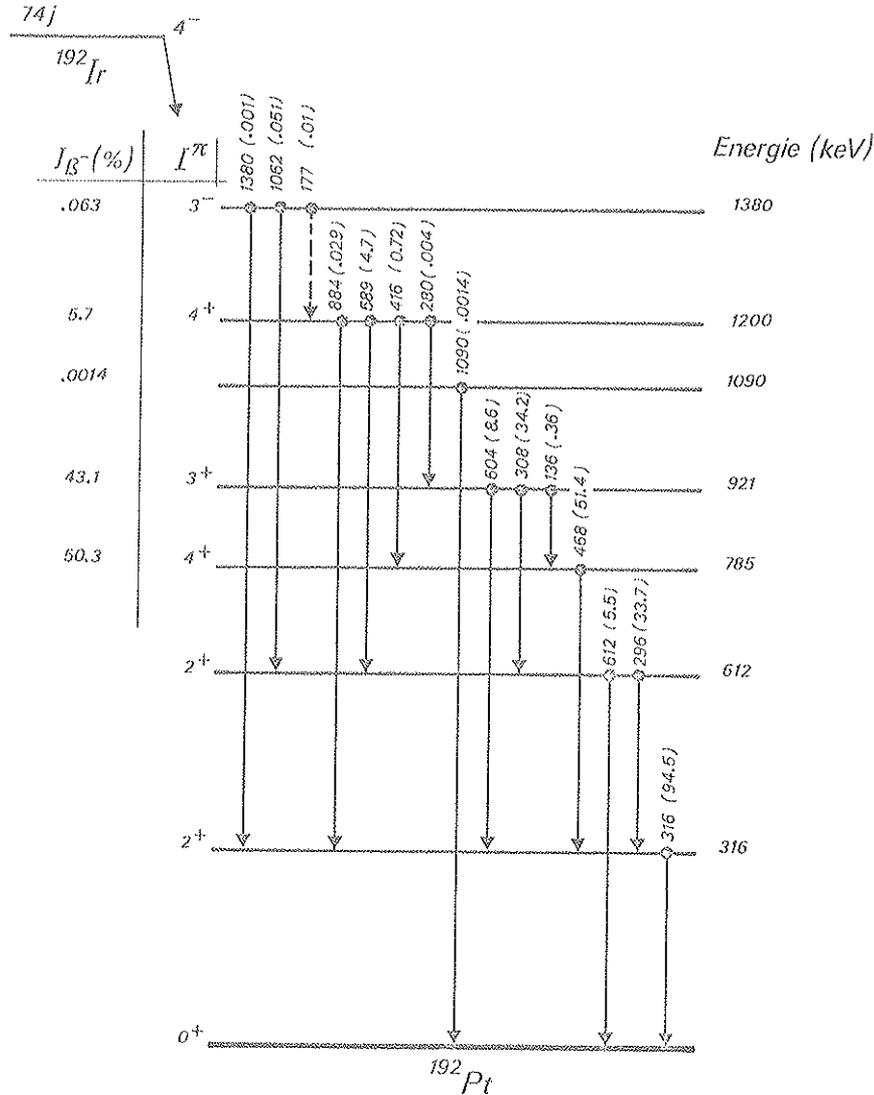


Fig. 1 : Schéma de décroissance de  $^{192}\text{Ir}$  (Reid 69)

L'isotope  $^{192}\text{Ir}$  est tout désigné, par sa longue durée de vie, son moment magnétique important et son spectre de décroissance simple pour jouer le rôle de magnétomètre (Fig. 1). Afin de déterminer quelle fraction  $f$  des noyaux  $^{192}\text{Ir}$  sont dans le bon site, la connaissance des valeurs du moment magnétique et du champ hyperfin ou, puisque le spin est connu,  $i = 4^-$ , de l'énergie du couplage magnétique,  $|\mu B|$ , est nécessaire. Or, les 2 valeurs mesurées, de ce produit, ne sont pas en accord :

- Reid et al. (Reid 69) mesurent  $|\mu B| = 1.08(3) 10^{-24} \text{ J}$  par orientation nucléaire
- Eska et al. (Eska 71) donnent  $|\mu B| = 1.334(8) 10^{-24} \text{ J}$  par RMN/NO.

Cette différence souligne la difficulté de réaliser, malgré la bonne solubilité, de bons alliages Ir-Fe. Le tableau 1 est une compilation des valeurs de champ hyperfin que l'on trouve dans la littérature ; la dispersion des valeurs confirme notre remarque.

Alliage	C (% at)	$-B_{hf}$ (T)	Références
Ir <u>Fe</u>	2	140,0 (28)	Kont 67
	t	155,7 (52)	Owen 69
	1	143,0 (80)	Atzm 67
	t	140,3 (20)	Wagn 71
	1	148,1 (4)	Salo 74
		140,5 (8)	Perl 69
Pt <u>Fe</u>	2	128,0 (28)	Kont 67
	3	119,0 (40)	Agre 67
	t	135,0 (50)	Buyn 64
	3	126,0 (100)	Buyn 67

Tableau 1 : Compilation bibliographique des valeurs les plus précises des champs magnétiques internes, dans les alliages dilués d'iridium et de platine dans le fer de concentration  $c$  ( $t$ =trace) et mesurées à  $4.2^{\circ}\text{K}$ . Ces valeurs sont pour la plupart tirées de (Bera 68) et (Rao 74).

Les sources fondues ont été polarisées dans un champ extérieur élevé 3 T garantissant la complète aimantation des échantillons. La raie 468 keV, E2 pure, a été analysée avec l'hypothèse que seule la transition directe  $\beta^-(4^- \rightarrow 4^+)$  l'alimente, et que cette dernière ne contient que le terme  $j_{\beta} = 1$ . On obtient alors sans ambiguïté les coefficients de désorientation :  $U_2 = 0.85$  et  $U_4 = 0.50$ . En admettant que tous les noyaux sont dans un bon site après la fusion, nous trouvons :

$$|\mu B| = 1.342(23) 10^{-24} \text{ J dans la source 3}$$

et

$$|\mu B| = 1.313(28) 10^{-24} \text{ J dans la source 4}$$

soit une valeur moyenne :

$$|\mu B| = 1.330(18) 10^{-24} \text{ J}$$

en très bon accord avec la mesure RMN/NO de Eska.

Il faut remarquer que nos erreurs ne tiennent pas compte des approximations que nous avons faites, et qui affectent les valeurs de  $U_k$  :

- l'alimentation par les états intermédiaires à 921 keV et 1200 keV n'est pas nulle
- la présence dans l'alimentation directe de transition  $j_{\beta} = 0$  n'est pas exclue.

En ce qui concerne cette dernière éventualité, Reid et al. (Reid 69) ont ajusté indépendamment  $U_k$  et  $B_k$  sur  $W_0^{\circ}$  et  $W_{90}^{\circ}$ , ils indiquent la limite d'intensité suivante :

$$\frac{I(j_{\beta} = 0)}{I(j_{\beta} = 1)} \leq 7\%$$

Si nous l'acceptons, nous obtenons  $U_2 = 0.86$  et  $U_4 = 0.53$ , ce qui diminue légèrement notre valeur de  $|\mu B|$ , sans cependant expliquer les résultats de Reid et al. (Fig. 2 courbe en pointillé). Leur résultat peut s'interpréter en supposant qu'une fraction des noyaux voient un champ nul et l'autre, le bon. Il semble que les noyaux  $^{192}\text{Ir}$  (1% at.) déposés à la surface de leur matrice de fer n'aient pas entièrement diffusés. Il faut remarquer que cette conclusion ne met pas en cause les valeurs des  $U_k$  et  $\delta$  déterminés par ces auteurs.

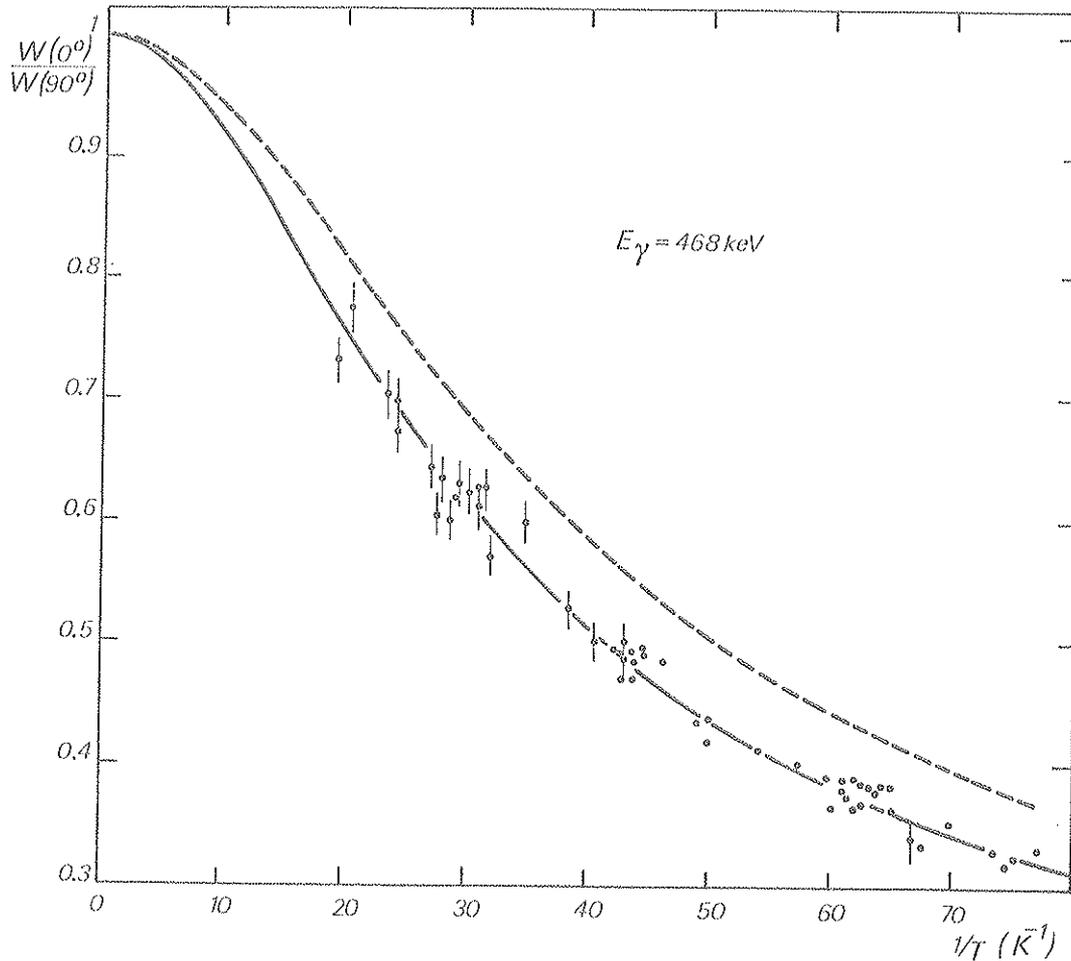


Fig. 2 : Orientation du  $^{192}\text{Ir}$  dans une source fondue (source 3)  
 $\text{IrFe}$  : anisotropie de la raie 468 keV du  $^{192}\text{Pt}$ . En pointillé le résultat de Reid et al. (Reid 69), en trait plein, le nôtre.

Quant à la première source d'incertitude mentionnée ci-dessus on peut l'estimer à  $\Delta U_2 \approx 0.004$  et  $\Delta U_4 \approx -0.010$  sur  $U_2$  et  $U_4$  respectivement, quelle que soit la nature des transitions impliquées. Elle n'affecte pas la conclusion que nous tirons de notre mesure.

Nos alliages  $\text{IrFe}$  sont métallurgiquement corrects, nous pouvons supposer que les alliages  $\text{PtFe}$  le sont également puisqu'ils ont été préparés simultanément dans la même matrice.

En évaluant nos mesures avec l'hypothèse de deux sites dont l'un à champ nul et l'autre avec la valeur RMN/NO de  $|\mu B|$  (Eska 71), nous obtenons les fractions de bons sites suivants :

$f = 1.005(10)$  dans la source 3

et

$f = 0.987(13)$  dans la source 4

Par la suite, nous utiliserons ces valeurs dans l'analyse des  $^{189, 191}\text{Pt}$ .

La valeur du champ magnétique interne du Pt dans le fer a été mesurée par plusieurs auteurs (Tableau 1). Celle que nous acceptons est la plus précise d'entre elles :

$$B_{hf}(\text{PtFe}) = 128,0(28) \text{ T} \quad (\text{Kont 67})$$

On peut remarquer, que pour IrFe la valeur que ces auteurs donnaient était très proche de la valeur moyenne  $140,8(7) \text{ T}$  de toutes les mesures (exceptée l'avant dernière).

#### IV - ORIENTATION DU $^{189}\text{Pt}$

La valeur  $I = 3/2$  du spin de l'état fondamental de cet isotope a été mesurée récemment par Rubinsztein et Gustafsson (Rubi 75) sur faisceau atomique, ce qui limite le développement multipolaire des distributions angulaires au terme  $k = 2$ . La parité négative est attribuée par des considérations de systématiques.

Des études en spectroscopie  $\gamma$  et  $e^-$  en grande partie effectuées sur ISOLDE (Hedi 72, Back 72, Back 70), ont permis d'établir un schéma de décroissance reproduit de façon simplifiée sur la figure 3, ainsi que les multipolarités des principales transitions. Ces informations sont suffisantes pour entreprendre une mesure d'orientation nucléaire. Pour les raisons invoquées précédemment, en présence d'un spectre aussi riche en  $\gamma$ , l'implantation isotopique se révèle ici très appréciable.

Cette étude comporte trois étapes :

- dans la première, nous analysons l'orientation nucléaire dans les sources implantées en supposant que le recuit a été suffisant pour débarasser l'échantillon des défauts créés par l'implantation, et permettre à tous les ions Pt d'occuper une position substitutionnelle. Cela revient à admettre qu'ils subissent tous le bon champ hyperfin, la mesure de  $|\mu_B|$  nous fournit alors une valeur de  $|\mu|$

- dans la deuxième, nous vérifions l'exactitude de cette hypothèse en comparant la distribution angulaire dans les sources implantées et fondues, d'une raie du  $^{189}\text{Pt}$  intense et douée d'une bonne anisotropie

- enfin, nous concluons sur la valeur du moment magnétique à la lueur de ces résultats.

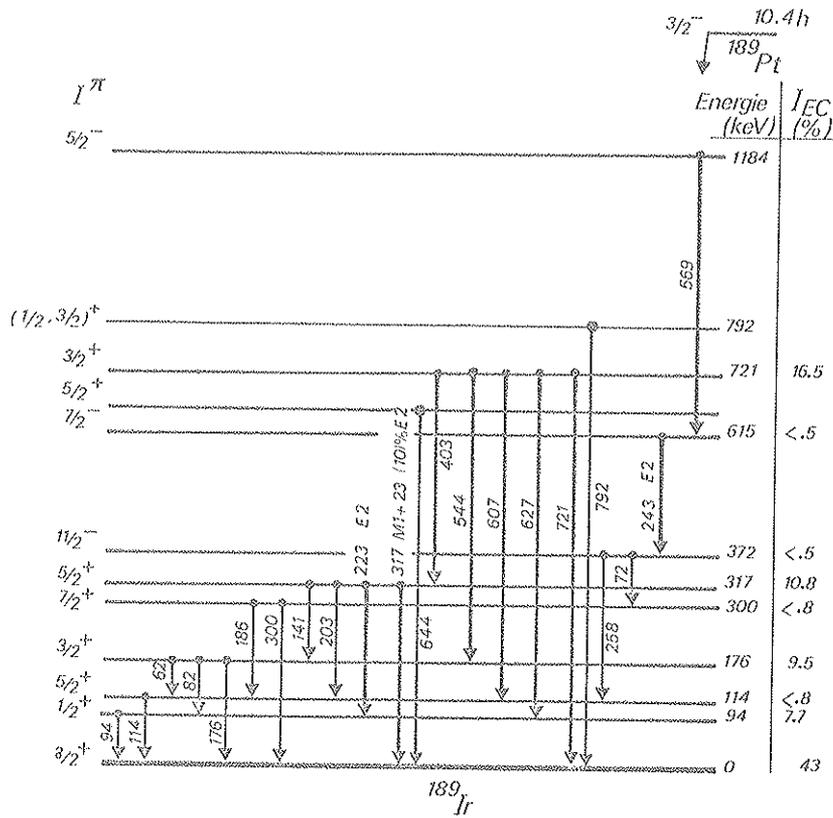


Fig. 3 : Schéma de décroissance simplifié du  $^{189}\text{Pt}$  (Hedi 72).

#### IV-1 Sources implantées : $^{189}\text{Pt}$ Fe

##### IV-1. a Détermination du moment magnétique

L'examen du schéma de décroissance révèle trois raies : 223 keV, 243 keV et 317 keV, connectant des états de spins déterminés et de multipolarités connues, susceptibles de permettre la mesure du moment magnétique. Le calcul des coefficients  $U_2$  exige une étude détaillée de l'alimentation des états initiaux de ces trois raies.

La figure 4 reproduit la partie du schéma de décroissance élaboré par Hedin et Backlin (Hedi 72) concernant le peuplement de l'état à 615 keV d'où est issue la transition 243 keV. Nous avons indiqué l'alimentation  $\beta_1$ , prépondérante et l'alimentation  $\beta_2$ , possible, de l'état  $7/2^-$  à 615 keV. Tous les autres états proposés, sauf celui à 900 keV, sont supposés être alimentés directement par capture électronique. On dénombre ainsi au maximum 7 voies d'alimentation différentes. Nous avons reporté dans le tableau 2 toutes les valeurs nécessaires à l'estimation de  $U_2$ . L'intensité de la raie à 243 keV est 87.4(13) (en unité relative,  $I_{721} = 100$ ), tandis que la somme des alimentations  $\gamma$  est égale à 87.4(3.3) : la limite d'intensité de la voie  $\beta_2$  peut être évaluée à  $I_{\beta_2} \leq 13.5$ . L'incidence de cette incertitude n'est pas très importante ici, car le facteur  $U_2$  produit par cet embranchement vaut exactement celui de la voie 4 prépondérante : la connaissance précise des intensités relatives de ces deux voies

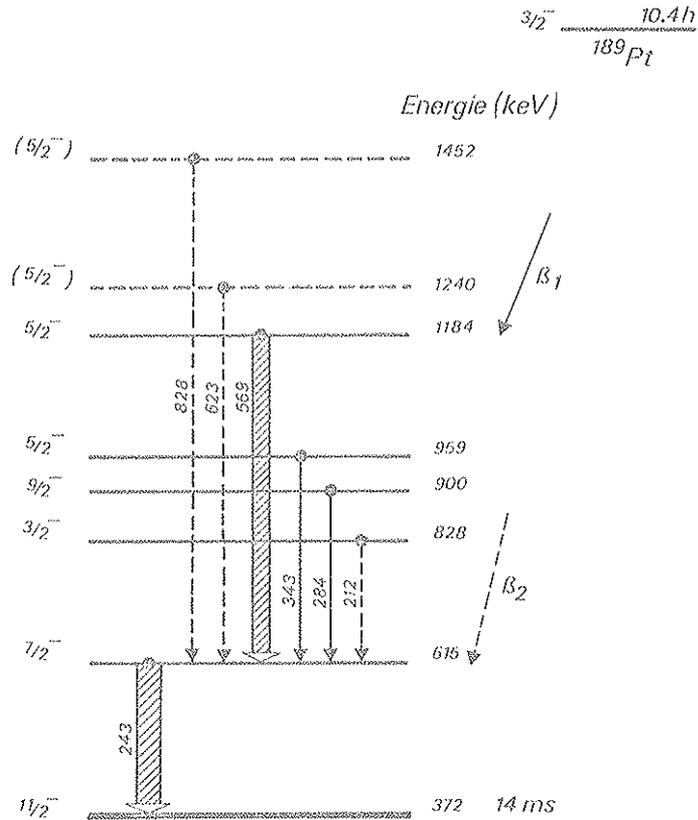


Fig. 4 : Schéma d'alimentation de l'état à 615 keV (Hedi 72). Les énergies sont en keV. Les parties du schéma non connues avec certitude sont indiquées en pointillés ou entre parenthèses.

n'introduit aucune incertitude appréciable sur la fraction du coefficient  $U_2$  due à ces deux alimentations. Il peut être calculé comme si, seules les voies  $\gamma$  proposées alimentaient cet état. On obtient (cf. Tableau 2) :

$$U_2(615) = 0.63(3)$$

Cette valeur contient celles que l'on pourrait calculer en admettant d'autres placements pour les raies incertaines, toutes renormalisations maintenant  $U_2$  dans les limites calculées ci-dessus.

L'état  $5/2^+$  à 317 keV est alimenté (Fig. 5) par 3 sortes de transitions :

a) la capture électronique  $\beta_2$  transition une fois interdite  $3/2^- \rightarrow 5/2^+$  d'intensité 193. Nous négligerons la contribution du terme  $j_{\beta_2} = 2$ .

Voies $\gamma$	Niveaux (keV)	Spin	E $\gamma$ (keV)	Multipolarités	I $_{\gamma}$	u $_{\beta}$	u $_{\gamma}$	u $_2$
1	828	3 $^{-}$ /2	(212)	E2	1.3 (4)	0.20	0.65	0.002 (1)
2	900	9 $^{-}$ /2	284	M1 + 50 (50)% E2*	1.8 (3)	0.60	0.78 (14)	0.010 (3)
3	959	5 $^{-}$ /2	343	" *	1.5 (4)	0.75	0.64 (24)	0.008 (5)
4	1184	5 $^{-}$ /2	569	M1 + $\leq$ 5.5% E2	79.4 (32)	0.75	0.864 (9)	0.589 (30)
5	(1240)	(5 $^{-}$ /2)	(623)	} M1 + 50 (50)% E2*	2.5 (4)	} 0.75	}	}
6	(1452)	(5 $^{-}$ /2)	(636)		0.9 (1)			
Total					87.4 (33)			0.628 (32)

Tableau 2 : Calcul de la fraction du coefficient de désorientation U $_2$ , de la raie 243 keV émise par l'état 7/2 $^{-}$  à 615 keV, due aux voies d'alimentation  $\gamma$  seulement. Les facteurs u $_{\beta}$  et u $_{\gamma}$  sont respectivement les facteurs de désorientation dus aux alimentations  $\beta$  et aux voies  $\gamma$  intermédiaires. Le facteur u $_2$  représente la contribution totale à U $_2$  de la voie considérée. Les valeurs de spin, de multiplicité et d'intensité sont prises dans (Hedi 72) sauf en ce qui concerne le spin de l'état à 900 keV et les multiplicités marquées d'une astérisque qui sont admises par nous.

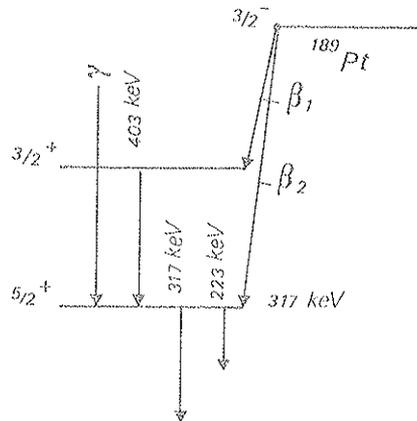


Fig. 5 : Schéma d'alimentation de l'état à 317 keV. La flèche notée  $\gamma$  représente un ensemble de 10 raies  $\gamma$  mal connues.

b) la raie intermédiaire de 403 keV, d'intensité 17, peut être considérée comme pure M1 (Back 72). Son alimentation est due exclusivement à la capture électronique  $\beta$ , dans laquelle on supposera une égale participation de termes  $j_\beta = 0$  et  $j_\beta = 1$ .

c) enfin, un ensemble de 10 raies  $\gamma$  dont, ni les spins des états initiaux, ni les multipolarités ne sont connus pour la majorité d'entre elles. La somme des intensités de ces raies s'élève à 14.5. D'autre part, elles ne sont pas toutes placées avec certitude. Compte tenu du nombre des inconnues, il est impossible ici de faire un calcul exact. On fera simplement l'hypothèse, qu'en moyenne, la contribution à  $U_2$  de ces 10 raies  $\gamma$ , est identique à celle de la voie b). On pourra remarquer que cette approximation était valable pour l'ensemble des 5 raies faibles dans l'alimentation de la 243 keV (cf. Tableau 2). En outre, les 75% d'erreurs acceptées sur la nature de l'alimentation  $\beta_1$  de la 403 keV font perdre à cette hypothèse son caractère restrictif.

On obtient alors :

$$U_2(317) = 0.71(5)$$

Ayant calculé les coefficients de désorientation, il faut maintenant introduire les coefficients de distribution angulaire :

- les raies 223 et 243 keV sont pures E2 :

$$A_2(223 ; 5/2^+ \rightarrow 1/2^+) = 0.5345$$

$$A_2(243 ; 7/2^- \rightarrow 11/2^-) = 0.2182$$

- la raie 317 keV est M1 + E2, une mesure précise du coefficient de conversion interne donne M1 + 23(10)% E2 (Back 72).

Les deux valeurs de  $\delta$  associées à ce mélange fournissent deux valeurs de  $A_2$ , l'une positive, l'autre négative. L'orientation nucléaire permet d'exclure cette dernière. Il nous reste :

$$A_2(317; 5/2^+ \rightarrow 3/2^+) = +1.0093(706)$$

A propos de l'analyse de la raie 243 keV, une précaution doit être prise : l'énergie exacte de cette raie est de 243.5 keV et dans  $^{189}\text{Os}$  existe une raie de 244.8 keV représentant 8% de la décroissance de  $^{189}\text{Ir}$ . La résolution de nos détecteurs étant de l'ordre de 1.70 keV/canal à cette énergie, ces deux raies ne sont pas résolues. Nous avons calculé le poids de la contribution de la raie 243.5 keV dans ce pic en fonction du temps. Pour l'analyse nous n'avons retenu que la première moitié de la mesure sur la source 1, pour laquelle la correction est la plus faible.

Nous disposons à présent de toutes les valeurs nécessaires à l'analyse des anisotropies  $W(0)/W(90)$  (Fig. 6). Nous avons reporté dans le tableau 3 ci-dessous les résultats obtenus.

Sources	$E_\gamma$ (keV)	$\frac{ \mu }{(\mu_n)}$	$\Delta_S$	$\Delta_U$	$\frac{ \mu }{(\mu_n)}$
Source 1	243	0.417	0.051	$\pm 0.012$	0.418 $\pm$ 0.030
	223	0.443	0.047	{ + 0.029 - 0.024	
	317	0.414	0.013		
Source 2	317	0.398	0.017	{ + 0.28 - 0.22	

Tableau 3 : Evaluation du moment magnétique de  $^{189}\text{Pt}^g(3/2^-)$  dans les échantillons implantés.

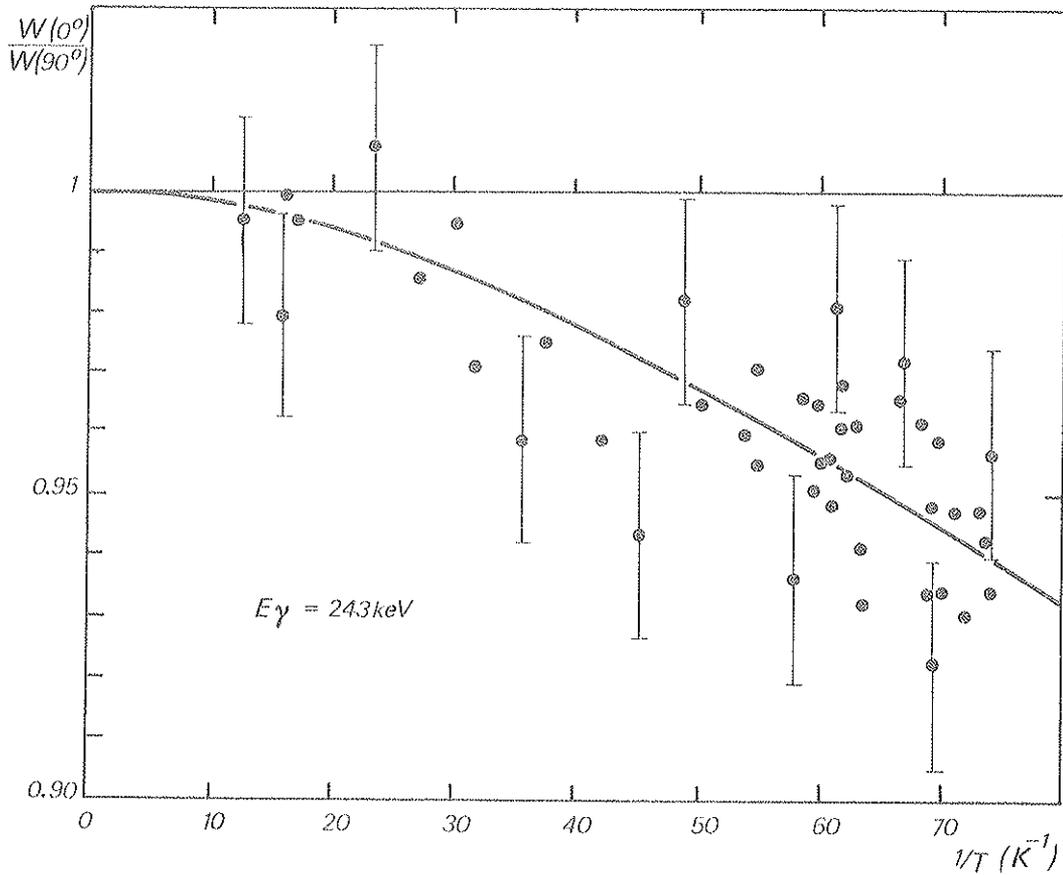
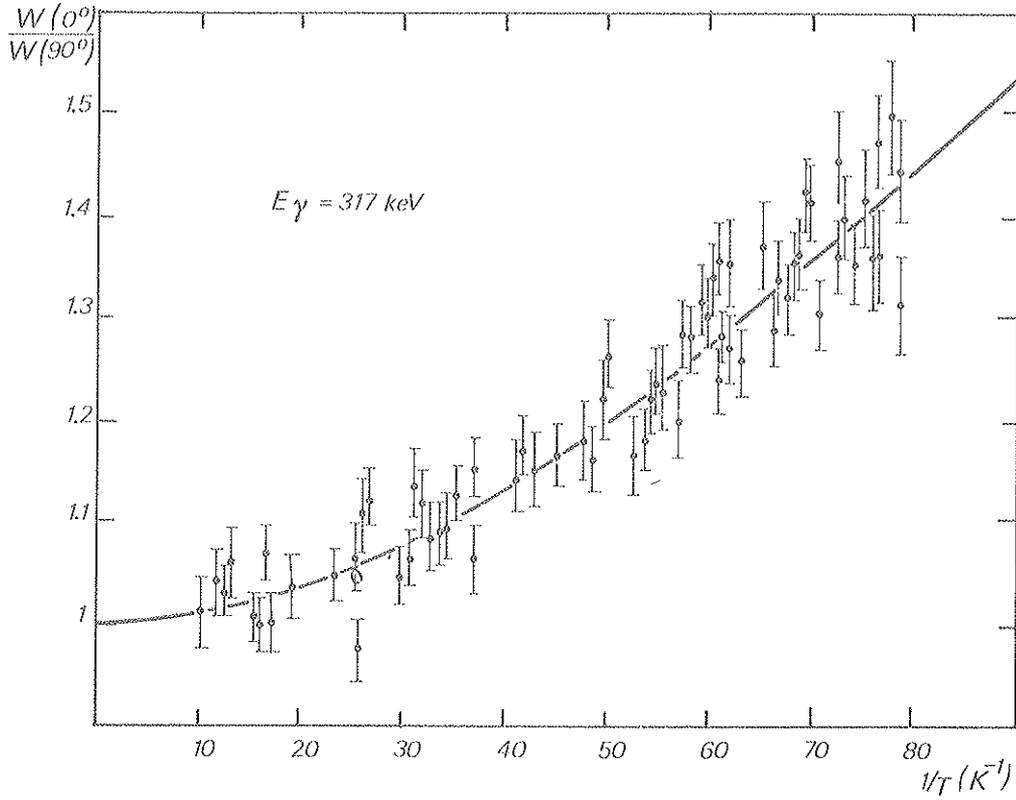
Nous avons indiqué séparément (colonnes 4 et 5) les erreurs statistiques  $\Delta_S$  proprement dites et les incertitudes  $\Delta_U$  dues à l'imprécision sur les  $U_2$ . La valeur indiquée pour la source 1, dans la colonne 6, est la valeur médiane des plus grandes et plus petites valeurs moyennes pondérées.

Nous n'avons pas évalué la raie 223 keV dans la source 2 car elle ne présente aucun intérêt statistique. Il est remarquable que  $|\mu|$ , meilleur ajustage coïncide pour les raies de 243 et 317 keV qui appartiennent à deux cascades distinctes non corrélées par les valeurs des  $U_2$  calculées indépendamment l'une de l'autre.

La valeur finale acceptée est :

$$|\mu(^{189}\text{Pt}, 3/2)| = 0.41(3)\mu_n$$

L'erreur attribuée provient principalement de  $\Delta_U$  et ne peut être réduite.



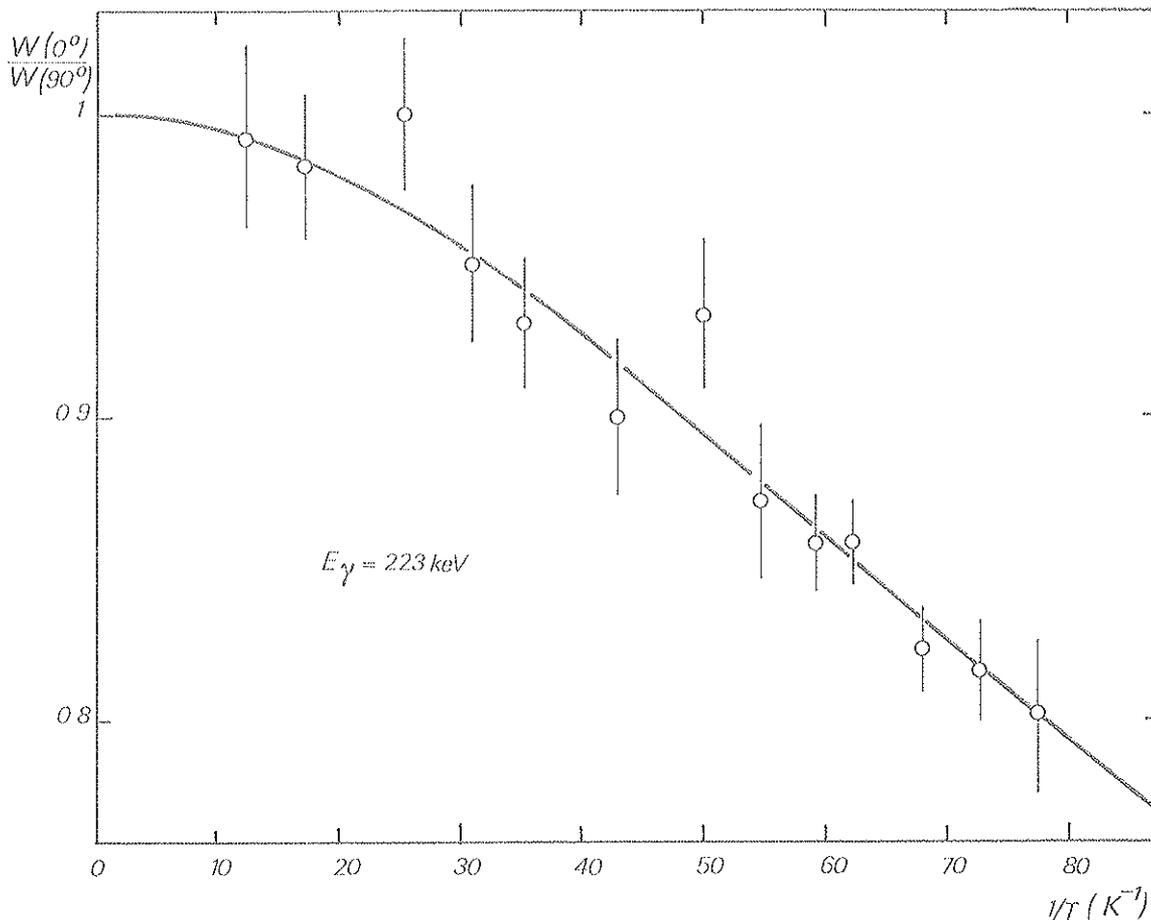


Fig. 6 : Orientation nucléaire du  $^{189}\text{Pt}$  dans une source Pt Fe implantée (source 1) anisotropie des raies 223, 243 et 317 keV. Pour la raie 223 keV nous avons regroupé les points voisins en température.

#### IV-1. b Multipolarités des raies de $^{189}\text{Ir}$

Les distributions angulaires des raies émises dans la décroissance du  $^{189}\text{Pt}$  contiennent toutes le même terme  $B_2$ . En comparant leurs anisotropies à celle de la raie 317 keV, par exemple, on peut déterminer le produit  $A_2U_2$  de chacune d'elles. C'est une normalisation pratiquement indépendante des conditions expérimentales. Cette méthode est en général très précise, mais ici l'erreur sur  $|\mu|$  doit être prise en compte car elle n'est pas d'origine purement statistique, elle dépend de l'incertitude sur la valeur de  $A_2U_2$  de la raie sur laquelle on effectue cette normalisation.

Les raies que nous avons étudiées sont les suivantes : 141, 176, 186, 300, 403, 544, 569, 607, 627, 644, 721 et 792 keV. Nous développons ci-dessous notre analyse dont les résultats sont indiqués dans le tableau 5 récapitulatif.

- Etat à 1184 keV :  $E_\gamma = 569 \text{ keV}$

C'est un état  $5^{-}2$  alimenté directement par capture électronique de type Gamow-Teller. On déduit sans ambiguïté la valeur et le signe du rapport de mélange de la raie 569 keV :

$$\delta = -0.214 (28)$$

en très bon accord avec la mesure d'électrons de conversion.

- Etat à 792 keV :  $E_{\gamma} = 792 \text{ keV}$

Cet état, de spin possible  $1^{+}/2$  ou  $3^{+}/2$ , est alimenté directement. La valeur expérimentale obtenue est :

$$A_2 U_2^{\text{exp}} = -0.03 (7)$$

Envisageons l'une et l'autre des valeurs de spin :

- si  $I = 3/2$ , en admettant toutes les valeurs que peut prendre  $U_2$  (avec  $0 \leq (j_{\beta} = 1/j_{\beta} = 0) \leq \infty$ ) nous déduisons de notre mesure :

$$0 \leq \delta (792) \leq 0.4$$

Or, une mesure du coefficient de conversion interne fournit la valeur  $1.35 \geq |\delta| \geq 0.65$  (Back 72) en désaccord avec la nôtre. Néanmoins, comparons notre valeur de  $A_2 U_2$  à celles que prédit la mesure citée :

$$0.09 \leq A_2 U_2 \leq +0.60 \quad \text{pour } \delta < 0$$

$$-0.20 \leq A_2 U_2 \leq -0.18 \quad \text{pour } \delta > 0$$

L'écart entre notre valeur et celles-ci est de l'ordre de deux fois l'erreur : l'hypothèse  $I = 3/2$  n'est pas totalement exclue.

- si  $I = 1/2$ ,  $A_2$  et  $U_2$  sont nuls : cette possibilité est aussi en accord avec notre mesure.

Bien qu'on ne puisse conclure avec certitude sur la valeur du spin, notre résultat est un argument faible en faveur de  $I = 1/2$ .

- Etat à 721 keV :  $E_{\gamma} = 403, 544, 607, 627 \text{ et } 721 \text{ keV}$ .

Il est alimenté directement par capture électronique, transition une fois interdite, non unique, pour laquelle nous supposons un mélange  $j_{\beta} = 0$  et  $j_{\beta} = 1$ , en négligeant la composante éventuelle  $j_{\beta} = 2$ . Les mélanges de multipolarités  $M1 + E2$  donnés par les mesures de coefficients de conversion interne nous interdisent d'utiliser les valeurs des  $A_2$  qui en découlent pour en déduire  $U_2$  car, pour ces énergies, la méthode n'est pas très précise.

$E_{\gamma}$	$A_2 U_2^{\text{exp}}$	$A_2^{\text{th}}$	$U_2^{\text{min}}$	$A_2^{\text{exp}}$
721	0.492 (63)	0.6	0.72	$0.537 \pm \begin{matrix} 0.129 \\ 0.108 \end{matrix}$
627	0.944 (111)	1	0.833	$1.029 \pm \begin{matrix} 0.238 \\ 0.196 \end{matrix}$
607	0.342 (44)	0.834	0.36	$0.373 \pm \begin{matrix} 0.090 \\ 0.075 \end{matrix}$
544	- 0.552 (52)	- 1	0.52	$- 0.602 \pm \begin{matrix} 0.131 \\ 0.075 \end{matrix}$
403	0.075 (91)	0.834	0.09	$0.082 \pm \begin{matrix} 0.117 \\ 0.098 \end{matrix}$

Tableau 4 : Analyse des coefficients de distribution angulaire expérimentaux des raies émises par l'état à 721 keV.

En principe, nous ne pouvons pas, à partir des produits  $A_2 U_2$  expérimentaux (Tableau 4, colonne 2) obtenir ces deux facteurs indépendamment l'un de l'autre. Cependant, on peut remarquer que la limite inférieure de  $A_2 U_2$  fournit la limite inférieure de  $U_2$ , associée à la plus grande valeur théorique de  $A_2^{\text{th}}$  de même signe que  $A_2 U_2^{\text{exp}}$ . Nous ne devons accepter que la plus grande de ces limites ; la raie de 627 keV nous donne cette valeur :

$$U_2 \geq 0.833$$

Ce résultat indique que la contribution du terme  $j_{\beta} = 0$  est prépondérante dans la capture électronique alimentant cet état. On en déduit :

$$\frac{I(j_{\beta} = 0)}{I(j_{\beta} = 1)} \geq 3.8$$

$U_k$  ne pouvant excéder l'unité, on utilise la valeur médiane  $U_2 = 0.916$  (84) pour déduire les coefficients de distribution angulaire  $A_2^{\text{exp}}$  (Tableau 4).

Pour la raie de 721 keV, on délimite deux régions adjacentes de valeurs de  $\delta$  :

$$\delta = -0.87 \begin{matrix} -0.43 \\ +0.23 \end{matrix} \quad \text{et} \quad -2.0 \begin{matrix} +0.7 \\ -1.0 \end{matrix}$$

la première est en meilleur accord avec la mesure d'électrons de conversion.

Pour la raie de 627 keV, la valeur de  $\delta$  recouvre également le maximum de la courbe  $A_1(\delta)$ . Aucune des deux valeurs que nous pourrions donner n'est exclue :

$$\delta = -0.65 (40)$$

Pour la raie de 607 keV, des deux valeurs de  $\delta$  possibles :

$$\delta = +0.23 \begin{matrix} +0.09 \\ -0.07 \end{matrix} \quad \text{ou} \quad \geq 20$$

nous ne retiendrons que la première, la mesure d'électrons de conversion montrant clairement le caractère M1 prépondérant de cette raie.

Pour la transition de 544 keV, la mesure d'électrons indique une forte contribution E0 et ne peut fournir aucune indication sur l'intensité de la composante E2 si elle existe. Par contre, le rayonnement  $\gamma$  ne contenant que des composantes de multipolarités supérieures à 1, cette ambiguïté n'est pas rencontrée ici. Nous trouvons :

$$\delta \text{ (E2/M1)} = +0.15(10) \quad \text{ou} \quad +2.4 \begin{matrix} +0.09 \\ -0.05 \end{matrix}$$

Pour des raisons de systématique, nous préférons la première valeur.

Enfin, pour la raie de 403 keV, nous obtenons :

$$\delta = -0.02 \begin{matrix} +0.12 \\ -0.08 \end{matrix} \quad \text{ou} \quad +3.2 \leq \delta \leq +8$$

la valeur positive est à exclure par comparaison avec la mesure d'électrons de conversion.

- Etat à 644 keV :  $E_{\gamma} = 644 \text{ keV}$

C'est un état de spin  $5^{+}/2$  alimenté pratiquement par capture électronique.

Si l'on admet le seul terme  $j_{\beta} = 1$ , le coefficient de distribution angulaire de la raie de 644 keV prend la valeur :

$$A_2^{\text{exp}} = +0.40(24)$$

ce qui donne :

$$\delta = 0.00 \begin{matrix} +0.12 \\ -0.15 \end{matrix} \quad \text{ou} \quad -3.20 \begin{matrix} +0.09 \\ -2.3 \end{matrix}$$

seule la première valeur est en accord avec la mesure d'électrons de conversion.

- Etat à 317 keV :  $E_{\gamma} = 141 \text{ keV}$

Le mélange des multipolarités E2/M1, déterminé par mesure du rapport K/L par Bäcklin et al. (Back 72) donne  $|\delta| = 0.123 \begin{matrix} +0.053 \\ -0.040 \end{matrix}$  soit,  $A_2 = +0.130 \begin{matrix} +0.080 \\ -0.100 \end{matrix}$  et  $A_2 = +0.60 \begin{matrix} +0.08 \\ -0.07 \end{matrix}$  pour les signes positif et négatif de  $\delta$  respectivement.

Notre mesure donne :

$$A_2^{\text{exp}} = +0.280(56)$$

$$\delta = +0.048 (30)$$

Contrairement aux autres raies, seule l'erreur sur  $\mu$  d'origine statistique doit être prise en compte car cette transition a le même coefficient de désorientation  $U_2$  que la raie de 317 keV.

Bien que cette raie ait été utilisée comme normalisation dans les mesures des coefficients de conversion interne, il ne faut pas surestimer l'importance du désaccord. Ce pic pousse sur un haut fond compton non linéaire. Le rapport  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  peut être contaminé par une mauvaise détermination du bruit de fond. Il faut donc accorder plus de crédit à la mesure de Bäcklin et al. (Back 72). Ces considérations et la valeur de  $\Lambda_2^{\text{exp}}$  sont en faveur du signe négatif pour  $\delta$ .

- Etat à 300 keV :  $E_\gamma = 186$  et 300 keV

Ces deux raies, émises par un état de spin  $7^+/2$ , alimentent des états de spin  $5^+/2$  et  $3^+/2$  respectivement. Le mélange de la raie de 186 keV est connu : M1 + 21 (4%) E2 (Back 72). L'orientation nucléaire exclut le signe positif pour  $\delta$ . Les coefficients de distribution angulaire sont calculables, et nous déduisons expérimentalement le facteur de désorientation  $U_2$  de cet état :

$$U_2^{\text{exp}} = 0.29 (6) \text{ à partir de la raie de 300 keV}$$

$$U_2^{\text{exp}} = 0.33 (6) \text{ à partir de la raie de 186 keV}$$

soit une valeur moyenne :

$$U_2^{\text{exp}} = 0.31(5)$$

Reportons-nous au schéma d'alimentation (Fig. 7) de cet état, et supposons que :

- la raie de 72 keV est pure M2,
- l'alimentation directe est inexistante,
- et que les autres raies, figurées par la flèche notée  $\gamma$ , et dont la somme des intensités est faible (< 2% de l'alimentation) sont pures M1,

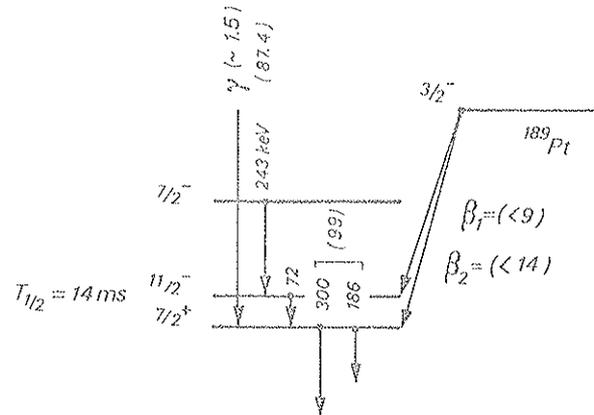


Fig. 7 : Schéma d'alimentation de l'état à 300 keV. Les intensités des diverses transitions sont indiquées entre parenthèses. On a représenté par " $\gamma$ " un ensemble de raies mal connues (Hedi 72).

Le facteur  $U_2$  que l'on calcule dans ces conditions est :

$$U_2^{\text{cal}} = 0.49 (2)$$

très différent de la valeur mesurée. Inclure une alimentation directe augmente  $U_2^{\text{cal}}$  et aggrave le désaccord. Un effet de relaxation, à travers l'état intermédiaire  $11/2^-$  à 372 keV de 14 ms de période, est totalement exclu. Une contribution E3 dans la raie de 72 keV est aussi insuffisante pour expliquer l'écart : le facteur  $U_2^{\text{exp}}$  peut être obtenu si le mélange est  $M2 + 92 (35)\%$  E3, totalement exclu par la valeur LI/LIII (Back 72). Enfin, il reste à envisager l'hypothèse d'un effet de réorientation dû à une interaction combinée magnétique plus électrique dans l'état à 372 keV. Sa durée de vie est assez grande pour permettre une réorientation complète, mais le rapport  $\omega_Q/\omega_B$  doit être faible. Le problème reste en suspens.

- Etat à 176 keV :  $E_\gamma = 176 \text{ keV}$

Bien que  $A_2$  soit connu avec une assez bonne précision par la mesure de  $|\delta|$  (Back 72), la faible statistique et la grande incertitude sur les intensités des voies d'alimentation interdisent de tirer des conclusions de l'analyse de cette raie. Tout ce que l'on peut préciser à partir de l'anisotropie observée est le signe de  $\delta$  : il est négatif.

niveau (keV)	$I_i$	$E_\gamma$ (keV)	$I_f$	mult.	$ \delta(E2/M1) ^a$	$\delta(E2/M1)^b$
792	$1^{+}/2$	792	$3^{+}/2$	M1 + E2	$0.944^{+0.404}$ $- 0.293$	?
	ou $3^{+}/2$	"	"	"	"	- 0.2 (2)
721	$3^{+}/2$	721	$3^{+}/2$	M1 + E2	$0.246^{+0.278}$ $- 0.246$	- 0.87 ~ 0.43 + 0.23
		627	$1^{+}/2$	"	$0.673^{+0.318}$ $- 0.290$	- 0.65 (40)
		607	$5^{+}/2$	"	0.468	+ 0.23 ~ 0.09 - 0.07
		544	$3^{+}/2$	(E0)+M1+E2.	?	+ 0.15 (10)
		403	$5^{+}/2$	M1 + E2	0.212	- 0.02 ~ 0.12 - 0.08
644	$5^{+}/2$	644	$3^{+}/2$	"	$0.22^{+0.62}$ $- 0.22$	0.00 ~ 0.12 - 0.15
317	$5^{+}/2$	141	$3^{+}/2$	"	$0.123^{+0.053}$ $- 0.043$	< 0
300	$7^{+}/2$	186	$5^{+}/2$	"	0.516 (63)	< 0
176	$3^{+}/2$	176	$3^{+}/2$	"	0.886 (55)	< 0
1184	$5^{-}/2$	569	$7^{-}/2$	"	0.242	- 0.214 (28)

Tableau 5 : Tableau récapitulatif des coefficients de mélange  $\delta(E2/M1)$  : a) valeurs déduites des coefficients de conversion interne, b) nos valeurs.

#### IV-2 Sources fondues

Ces mesures sont destinées à vérifier la validité de l'hypothèse selon laquelle tous les ions Pt dans les sources implantées sont dans un bon site. Comme nous l'avons dit, les sources fondues sont munies d'un magnétomètre nous garantissant la qualité de l'alliage. Il nous suffit de comparer l'orientation dans chacun des deux types de sources pour conclure à l'identité ou à la différence métallurgique. Il aurait été intéressant de pouvoir utiliser la raie de 317 keV qui nous a donné avec le meilleur poids la valeur de  $|\mu| (= |\mu_1|)$  dans les sources implantées, malheureusement elle est masquée par la raie de 316 keV du  $^{192}\text{Pt}$ . Nous avons choisi la raie de 721 keV pour cette comparaison, elle présente une bonne anisotropie, est intense et bien isolée dans le spectre. En utilisant la valeur  $A_2 U_2^{\text{exp}} = 0.492$  (Tableau 4) et  $f = 1.005$  et  $0.987$  (cf. § III) pour chacune des deux sources fondues nous obtenons respectivement :

$$|\mu_0| = 0.415(38) \mu_n \text{ dans la source 3}$$

$$|\mu_0| = 0.400(35) \mu_n \text{ dans la source 4}$$

soit une valeur moyenne :

$$|\mu_0| = 0.407(26) \mu_n$$

où les erreurs ne proviennent que de l'erreur statistique sur les points expérimentaux, l'incertitude sur  $A_2 U_2^{\text{exp}}$  ne devant pas être prise en compte puisque nous voulons comparer des valeurs de  $|\mu|$  au meilleur ajustage entre les deux types de sources.

En remarquant que la presque totalité des points expérimentaux sont dans la région linéaire de  $B_2$ , la fraction  $f_i$  de bons sites dans les sources implantées est facilement déduite :

$$f_i = \left| \frac{\mu_i}{\mu_0} \right| = 1.00(2)$$

Cette valeur nous indique que les sources implantées sont comparables aux alliages classiques.

#### IV-3 Conclusions

Une correction peut être envisagée. Il s'agit de réajuster la valeur de  $|\mu|$  par un procédé itératif. La raie de 317 keV est celle qui nous avait fourni  $|\mu|$  avec le plus de poids, mais son analyse avait nécessité des hypothèses dans le calcul de  $U_2$ . L'étude ultérieure que nous avons décrite, nous a précisé certaines valeurs et en particulier, le facteur  $U_2$  dû à la transition alimentant l'état  $3^+ / 2$  à 721 keV. En injectant ce dernier, on obtient  $U_2(317) = 0.724(25)$  (au lieu de 0.71(5)). Cette nouvelle valeur va affecter celle de  $|\mu|$  qui doit être diminuée de 2% environ, l'erreur  $\Delta_U$  est également réduite de moitié (Tableau 3) mais cette réduction est en partie compensée par l'introduction de l'erreur sur  $f_i$ .

En définitive, nous pouvons accepter la valeur suivante pour le moment magnétique de l'état fondamental du  $^{189}\text{Pt}$  :

$$|\mu(^{189}\text{Pt}, 3^- / 2)| = 0.40(3) \mu_n$$

Il faudrait répéter ce processus jusqu'à convergence vers une valeur limite de  $|\mu|$ , on a vérifié qu'au premier pas elle était déjà réalisée. L'incidence de cette correction sur les valeurs des rapports de mélange que nous avons déterminés est négligeable.

## V - ORIENTATION DU $^{191}\text{Pt}$

La valeur du spin de l'état fondamental est connue,  $I^\pi = 3^-/2$  (Rubi 75), la parité négative est attribuée par des considérations de systématiques. Des mesures d'électrons de conversion (Malm 70, Back 71, Bera 72) et de corrélations angulaires (Bera 72) fournissent les facteurs de mélange de plusieurs raies de  $^{191}\text{Ir}$ . Le schéma de décroissance simplifié (Fig. 8) montre une grande similarité avec celui du  $^{189}\text{Pt}$ . Malencontreusement, la précision de nos résultats ne sera pas aussi bonne car les deux raies que nous aurions pu utiliser présentent des ambiguïtés :

- la raie de 268 keV, connectant les états de parité négative à 659 et 391 keV, forme un doublet peu intense et non résolu avec une raie de 269 keV émise par l'état à 351 keV.
- le rapport de mélange de la raie de 351 keV, analogue à la 317 keV du  $^{189}\text{Pt}$ , est trop mal connu :  $|\delta| \leq 0.51$  (Malm 70).

Rappelons qu'une seule mesure (source fondue 3) a été faite sur cet isotope. Dans cet échantillon, la présence du magnétomètre nous assure 100% de bons sites.

### V-1 Détermination du moment magnétique

Malgré la remarque précédente, l'analyse du doublet à 268 keV peut être entreprise car on connaît pour les deux transitions qui le composent, les spins des états initiaux et finaux, les multipolarités (E2 pures) ainsi que leurs intensités relatives (Malm 70). Le calcul de  $U_2$  repose sur les hypothèses suivantes :

- la raie de 141 keV est supposée M1 + 50 (50)% E2
- la raie de 188 keV est supposée M1 pure (Malm 70)
- l'alimentation  $\beta$  des états à 800 et 659 keV sont des transitions Gamow-Teller, celle de l'état à 539 keV est supposée être un mélange ( $j_\beta = 0$ ) + 50 (50)% ( $j_\beta = 1$ ) et enfin, celle de l'état à 351 keV est admise comme pure  $j_\beta = 1$ .

On obtient alors :

$$A_2 U_2 = -0.293 (27)$$

et nous déduisons :

$$|\mu(^{191}\text{Pt}, 3^-/2)| = 0.45 (14) \mu_n$$

L'erreur est imputable dans sa quasi-totalité à la précision statistique sur les points expérimentaux.

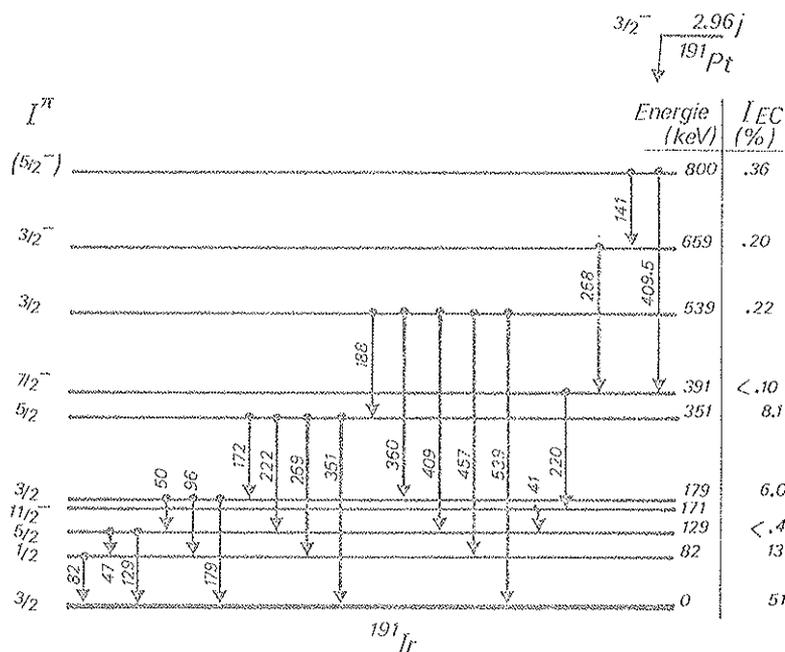


Figure 8 : Schéma simplifié de décroissance du  $^{191}\text{Pt}$  (Back 71).

#### V-2 Rapports de mélanges

Les raies que nous avons analysées sont les suivantes : 351, 360, 409, 457 et 539 keV. Les autres sont ou trop faibles, ou mal définies par un bruit de fond difficile à évaluer. Les valeurs de  $A_2 U_2$  ne peuvent être obtenues à partir du moment magnétique très imprécis que nous avons donné. Ces raies, sauf la 351 keV, sont émises par le même état et par conséquent, possèdent le même facteur  $U_2$ . En utilisant le coefficient de distribution angulaire de l'une d'entre elles, on peut par comparaison directe déduire celui des autres indépendamment de la valeur de  $|\mu|$ . Deux raies peuvent jouer ce rôle d'étalon : les 409 et 457 keV. La première a un coefficient de distribution angulaire  $A_2(409) = 0.325^{+0.017}_{-0.045}$  fondée sur une valeur de  $\delta$  obtenue par corrélation angulaire (Bera 72, Tab 6). Or, il apparaît à la même énergie (Back 70), connectant les états de parité négative à 800 et 391 keV, une raie mise en évidence par mesure de coïncidences et dont l'intensité n'est pas connue. Il est impossible, compte tenu de toutes les incertitudes, de prendre en considération cette composante comme nous l'avons fait dans le cas du doublet à 268 keV. L'incidence sur le résultat de corrélation angulaire est totalement exclue. En effet, bien que cette raie soit en coïncidence avec la raie de 129 keV, par l'intermédiaire des transitions 220 et 41 keV, la demie vie de l'état  $11^-/2$  ( $T_{1/2} = 4\text{s}$ ) par lequel passe cette cascade interdit toute contamination. Ce qui n'est pas le cas pour une mesure du coefficient de conversion électronique ou d'orientation nucléaire. L'existence de ce doublet est un argument en faveur du choix de la raie de 457 keV comme référence. Les deux valeurs du coefficient de conversion  $\alpha_K$  que nous connaissons pour cette transition sont en accord, et leur valeur moyenne pondérée donne  $|\delta| = 0.503^{+0.147}_{-0.157}$  (Tableau 6), d'où il résulte :  $A_2(457) = +0.995^{+0.005}_{-0.070}$ , valeur associée au signe négatif de  $\delta$ , l'autre étant incompatible avec le signe de l'anisotropie observée. Les coefficients  $A_2^{\text{exp}}$  que nous indiquons dans le tableau 6, pour les raies 360, 409 et 539

keV nous permettent de préciser les valeurs du rapport de mélange E2/M1. Nous n'avons reporté que celle des deux valeurs de  $\delta$  en accord avec les mesures citées, la seconde donnant des intensités E2 inacceptables.

$E_\gamma$ (keV)	$I_f$	$A_2^{\text{exp}}$ a	$\delta$ (ON) a	$\delta$ (Béra 72) b	$ \delta _{\alpha_K}$ (Isolde) d	$\delta$ (ON) f
360	$3^{+}/2$	-0.425 $\pm$ 0.081 -0.075	+0.02 $\pm$ 0.07 +0.05	+0.077 $\pm$ 0.077 -0.070	$\leq 0.269$	+0.01 (1)
409	$5^{+}/2$	+0.578 $\pm$ 0.105 -0.113	+0.45 $\pm$ 0.14 -0.13	+0.188 (14)	0.31 $\pm$ 0.24 -0.31	+0.170 (3)
457	$1^{+}/2$	-	-	0.50 $\pm$ 0.21 -0.20	0.53 $\pm$ 0.22 -0.17	-0.27 (3)
539	$3^{+}/2$	+0.518 $\pm$ 0.071 -0.081	-0.82 $\pm$ 0.17 -0.28	0.84 $\pm$ 0.21 -0.18	$\leq 0.612$	-0.65 (2)

Tableau 6 : Coefficients de distribution angulaire et rapport de mélange  $\delta$  (E2/M1) des raies émises par l'état  $3^{+}/2$  à 539 keV de  $^{191}\text{Ir}$ . Lorsque le signe n'est pas indiqué le nombre désigne la valeur absolue.

a) nos valeurs

c)  $\alpha_K$

e)  $\alpha_K$  (Back 72)

b)  $\gamma\text{-}\gamma(0)$

d)  $\alpha_K$  (Malm 70)

f) (Latt 76)

Nos résultats concordent bien avec ceux de la littérature, sauf pour la raie de 409 keV. Ceci semble justifier que la composante parasite du doublet a une influence non négligeable cette remarque est cependant contradictoire avec le résultat de Lattimer (Latt 76) qui obtient par orientation nucléaire la valeur correcte.

Connaissant la valeur maximum de  $A_2$  (457) et, puisque  $U_2 \leq 1$ , on peut déterminer indépendamment de la première évaluation, la valeur minimum de  $|\mu|$ , on trouve :

$$|\mu| \geq 0.41 \mu_n$$

Il n'est pas possible de réduire de la même façon la borne supérieure. En utilisant celle qui nous est donnée par la mesure directe,  $|\mu| = 0.59 \mu_n$ , on peut déduire la valeur minimum du coefficient de désorientation de l'état à 539 keV, soit  $U_2^{\text{min}} = 0.58$ . Sur ces points, l'analyse des raies 360, 409 et 539 keV donne les mêmes limites car leur valeur de  $A_2$  est liée à celle de la raie de référence. Le dernier résultat permet de préciser le mélange des multipolarités de la transition alimentant l'état à 539 keV :

$$\frac{I(j_{\beta} = 0)}{I(j_{\beta} = 1)} \geq 0.90$$

Enfin, pour ce qui concerne la raie de 351 keV, on ne peut que préciser le signe de  $\delta$  : il est négatif.

### V-3 Remarques

La valeur du moment magnétique de l'état fondamental du  $^{191}\text{Pt}$

$$|\mu(^{191}\text{Pt}, 3^{-}/2)| = 0.45^{+0.14}_{-0.04} \mu_n$$

que nous déterminons, bien qu'imprécise, est en accord avec une mesure récente de RMN/NO effectuée par Lattimer (Latt 76). Il donne  $|\mu| = 0.49(1) \mu_n$ . Il est intéressant de remarquer que sa valeur est très proche de celle que nous donnons. Cette confirmation est à porter au crédit du mode d'évaluation que nous avons utilisé. La méconnaissance des  $U_k$  n'est pas toujours un obstacle à une mesure d'orientation nucléaire.

## VI - CONCLUSIONS

Le  $^{187}\text{Pt}$  ( $T_{1/2} = 2.4$  h), implanté dans une feuille mince de fer à ISOLDE, dans les mêmes conditions que le  $^{189}\text{Pt}$ , a également été orienté. Seule la valeur  $I = 1/2$  du spin a pu être exclue, en accord avec le résultat de faisceau atomique  $I = 3/2$  (Rubi 75). Il serait intéressant de mesurer le moment magnétique de ce noyau. Cette valeur ajoutée à celle des  $^{189}, ^{191}\text{Pt}$  devrait constituer une systématique suffisante pour un test des modèles nucléaires dans cette région. C'est ce que laisse espérer la différence significative déjà observée entre  $^{189}\text{Pt}$  et  $^{191}\text{Pt}$ . Cependant, trop d'inconnues subsistent encore dans le schéma de décroissance du  $^{187}\text{Pt}$ , de plus, la plupart des raies sont des doublets mal résolus. Ces conditions donnent la préférence à la méthode RMN/NO pour la mesure de ce moment magnétique.

## CHAPITRE VI

### INTERACTIONS HYPERFINES DANS DES ALLIAGES DILUES D'YTTRIUM

#### I - INTRODUCTION

La valeur du moment magnétique de  $^{87}\text{Y}^m$  (Chapitre IV) est fondée sur l'hypothèse que l'interaction à l'endroit des noyaux dans la matrice d'aluminium est due au seul champ magnétique extérieur. Cette supposition et, par conséquent, notre résultat, doivent être cependant énoncés à la lueur des conclusions que nous imposent des mesures que nous avons faites sur des alliages  $\text{YAu}$ . Dans ces composés, nous constatons que l'anisotropie est très sensible aux traitements thermiques subis par la matrice. Des mesures dans un alliage  $\text{YAl}$  fondu complètent cette étude. Nos conclusions confirment l'intérêt que l'on doit porter dans toute mesure d'orientation nucléaire aux aspects métallurgiques nécessairement présents. Même dans les cas réputés comme étant les plus simples, (par exemple, la méthode "brute force") la structure cristalline doit être mise en question, surtout lorsqu'aucune magnétométrie n'est disponible. Nous avons également mesuré la valeur et le signe du champ interne de l'yttrium dans le fer.

#### II - ALLIAGES DILUES YAu

Ils ont été préparés par implantation après réaction  $\text{Rb}(\alpha, xn)$  au synchrocyclotron de Lyon. Les cibles étaient des sandwiches de feuilles d'aluminium recouvertes d'iodure de rubidium, intercalées avec des feuilles d'or minces. Les mesures ont été faites sur trois échantillons : le premier n'a subi aucun traitement thermique après l'irradiation, les deux autres ont été soumis, sous vide, l'un à un recuit à  $900^\circ\text{C}$  pendant 5 heures, et l'autre à une fusion. L'activité de  $^{198}\text{Tl}$  ( $T_{1/2} = 5\text{h}$ ), produite abondamment dans la matrice est évacuée au cours du traitement thermique. Pour l'échantillon non recuit, nous avons attendu deux jours avant de commencer la mesure. Les feuilles d'or non fondues ont été soudées sur le porte échantillon selon le même procédé que celui utilisé pour le technétium. Un champ polarisant de 6 T a été appliqué.

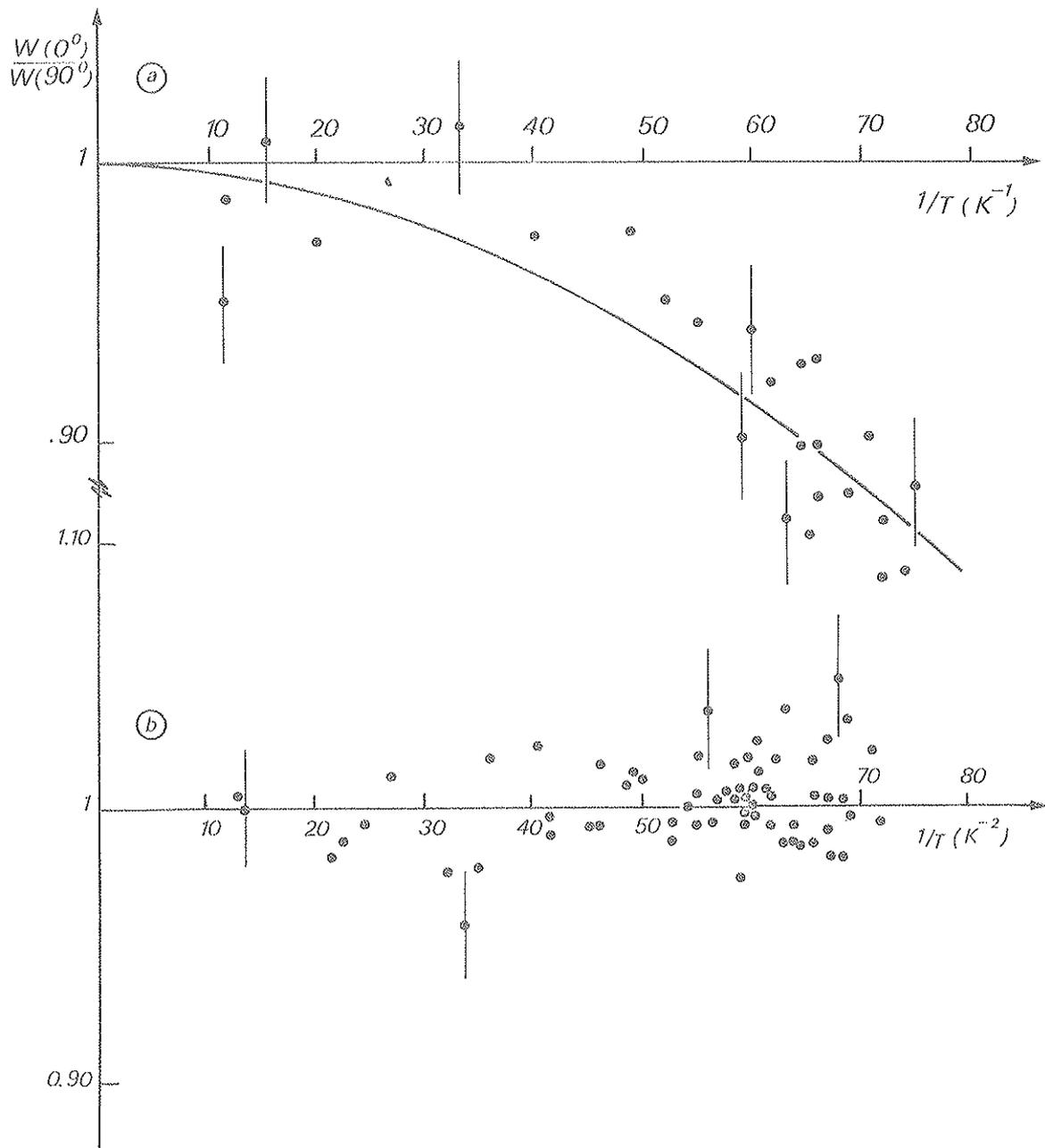
Les résultats sont surprenants : aucune anisotropie n'est observée dans les échantillons traités thermiquement (Figure 1b et 1c), alors que pour l'échantillon non recuit (Figure 1a) nous obtenons :

$$|\mu_B| = 16.7(16) 10^{-26} \text{ J}$$

soit :

$$|\mu| = 5.50(53) \mu_B$$

si nous admettons que seule l'interaction avec le champ extérieur existe. Cette valeur est, dans la limite de l'erreur, en accord avec la mesure dans l'aluminium non recuit. L'interprétation de ces résultats est cependant assez délicate car l'or, comme l'aluminium, a un réseau cubique.



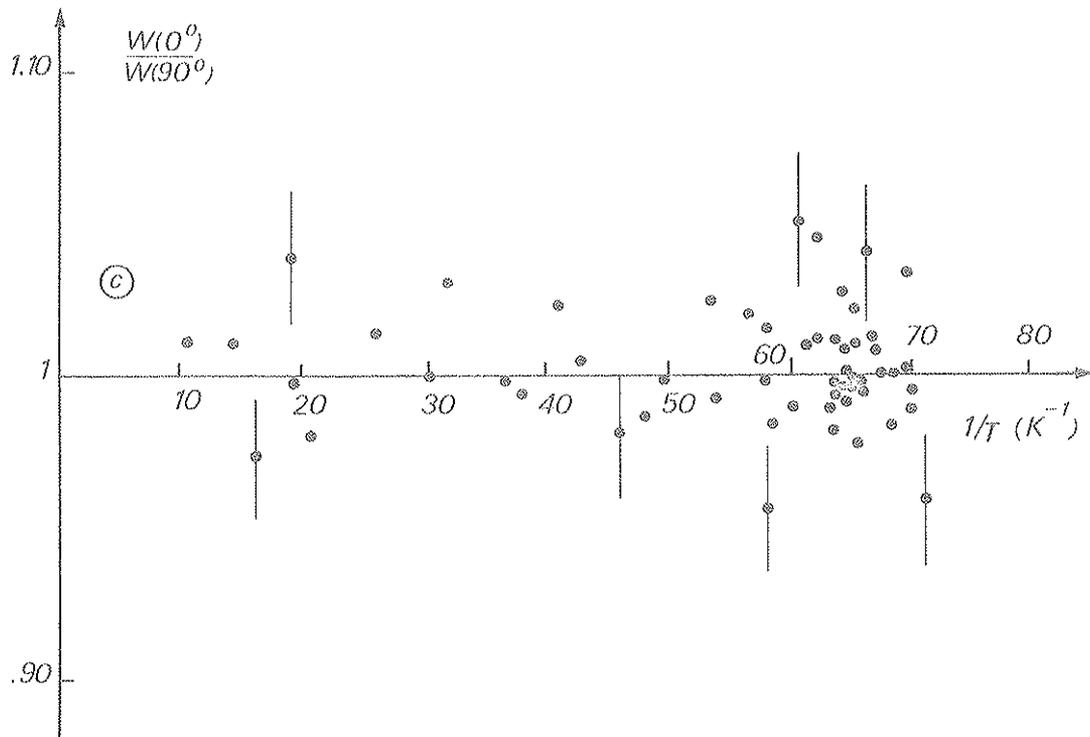


Fig. 1 : Orientation nucléaire de  $^{87}\text{Y}^{\text{m}}$  dans  $\text{YAu}$ . Anisotropies de la raie M4 de 381 keV a) échantillon non traité thermiquement, b) échantillon fondu c) échantillon recuit à  $900^\circ\text{C}$ .

### III - ALLIAGE DILUE YAl FONDU

Il a été obtenu par implantation et fondu sous argon. Le but de cette mesure est d'étudier l'effet du traitement thermique dans la matrice d'aluminium. L'anisotropie mesurée (Figure 2) est incompatible avec le résultat obtenu dans l'échantillon non recuit. Si l'hypothèse d'une interaction magnétique pure était réalisée les points expérimentaux devraient se situer autour de la courbe théorique tracée en pointillée. Cette atténuation importante peut être due à plusieurs causes. Nous tentons de l'interpréter dans le paragraphe suivant. Ecartons dès à présent la possibilité d'une mauvaise conductibilité thermique entre la source et le porte-échantillon. On aperçoit sur la figure 3 que les anisotropies des raies  $\gamma$  du thermomètre de  $^{60}\text{Co}$  et de la raie 381 keV de l' $^{87}\text{Y}^{\text{m}}$  varient en phase dans le temps. Cette comparaison indique par ailleurs que le temps de relaxation spin-réseau entre les noyaux d'yttrium orientés et la matrice d'aluminium est inférieur à 10 min.

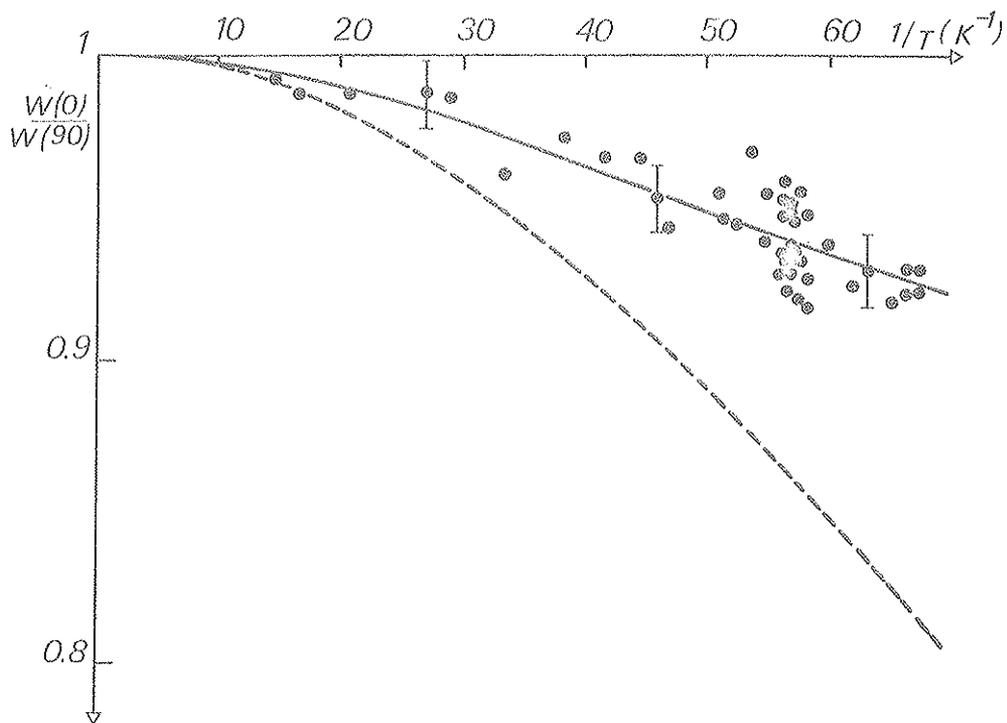


Fig. 2 : Orientation nucléaire de  $^{87}\text{Y}^m$  Al fondu. La courbe pointillée est la courbe théorique sans atténuation.

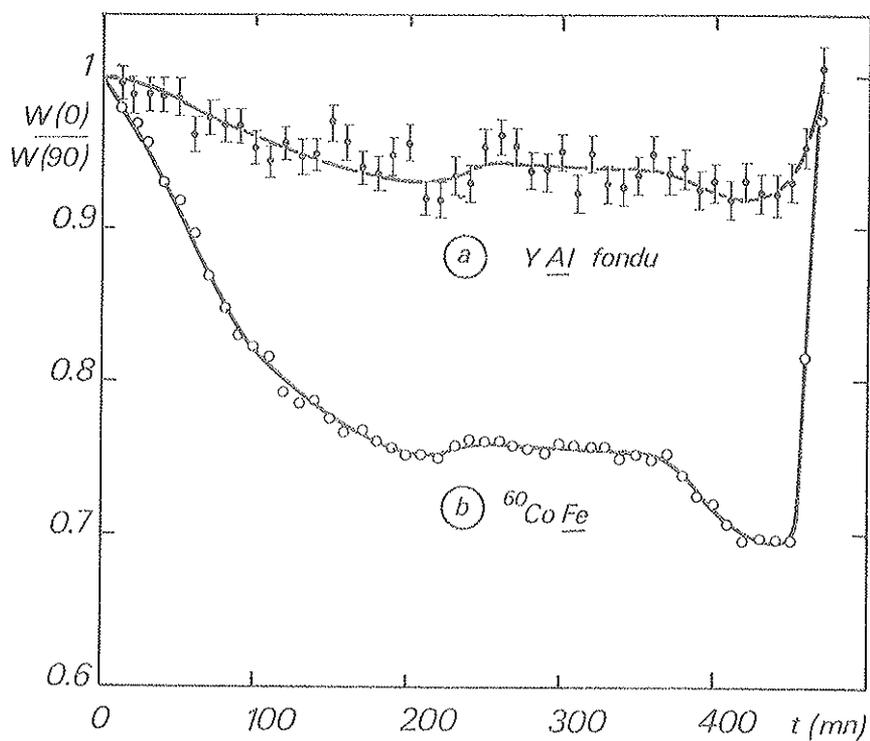


Fig. 3 : Evolution des anisotropies au cours de la mesure dans YAl fondu :  
 a) raie M4 381 keV de  $^{87}\text{Y}^m$   
 b) raies thermomètres du  $^{60}\text{Co}$ .

IV - INTERPRETATION DES RESULTATS

Les effets du traitement thermique suggèrent une modification profonde de l'environnement de l'ion yttrium. Il ne peut être considéré comme dilué dans un métal parfait. Les faibles concentrations présentes interdisant toute précipitation de l'yttrium, les causes responsables des atténuations observées semblent siéger dans les liaisons avec le réseau qui l'environne, ou les impuretés que celui-ci emprisonne. Les défauts, tels que les lacunes ou les dislocations, éventuellement associés à l'yttrium sont à exclure : leurs effets devraient être plus importants dans les échantillons n'ayant pas subi de traitements thermiques.

Deux mécanismes peuvent expliquer ces résultats :

- un temps de relaxation spin-réseau très long ( $T_1 \approx$  quelques heures) pour une fraction des sites seulement. Cette éventualité n'est pas exclue. Il semble cependant difficile d'admettre qu'une microstructure, sans liaison avec le reste du réseau, puisse se former dans un environnement métallique

- une interaction combinée, magnétique plus électrique aléatoirement orientée. L'interaction quadrupolaire doit être suffisamment intense pour perturber la polarisation induite par le champ magnétique extérieur et même en annuler les effets.

Nous avons estimé les gradients de champs susceptibles de provoquer l'atténuation observée dans l'aluminium fondu. Nous avons à  $T = 15$  mK :

$$G_2^{\text{exp}} \left( \frac{\hbar \omega_B}{kT} = 0.2, \frac{\omega_Q}{\omega_B} = 0.40 \right)$$

où nous avons négligé le terme  $k = 4$ , car à cette température  $A_4 B_4 = 0.001$ . Les courbes de  $G_2$  (cf Chapitre II) en fonction de  $3 \frac{\omega_Q}{\omega_B}$  (Figure 4) nous donnent :

$$3 \frac{\omega_Q}{\omega_B} \approx -1.45 \text{ ou } +7.5$$

Le moment quadrupolaire de  $^{87}\text{Y}^{\text{m}}$  n'est pas connu. Celui des noyaux voisins diffèrent par le signe (Shir 75) :  $Q(^{93}\text{Nb}^g, 9/2) = -0.32(2)\text{b}$  et  $Q(^{99}\text{Tc}^g, 9/2) = +0.34(17)\text{b}$ . En admettant  $|Q(^{87}\text{Y}^{\text{m}}, 9/2)| = 0.3\text{b}$ , les gradients de champ électrique associés aux valeurs négatives et positives de  $\omega_Q/\omega_B$  sont respectivement :

$$|V_{zz}| = 6 \cdot 10^{19} \text{V/cm}^2 \text{ et } 3 \cdot 10^{20} \text{V/cm}^2$$

Nous avons ignoré la dépendance en température du facteur d'atténuation, la considération des points expérimentaux à plus haute température modifie ces valeurs légèrement (Mare 78).

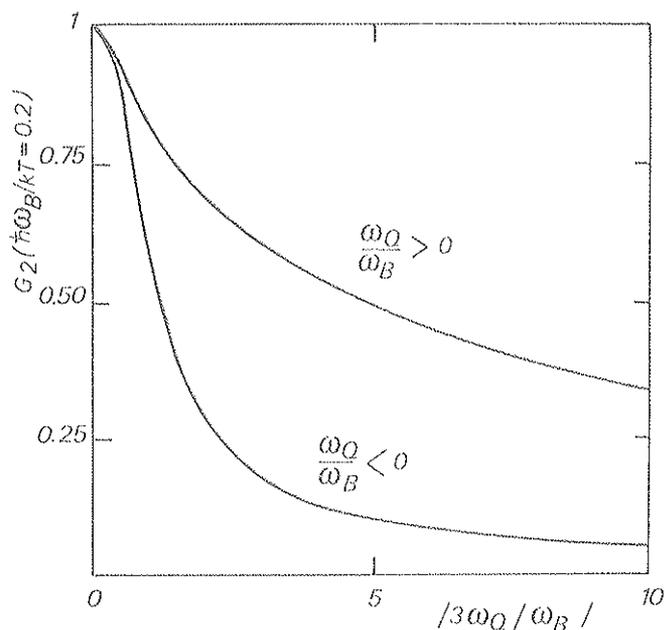


Fig. 4 : Facteur d'atténuation  $G_2$  du coefficient d'orientation  $B_2$  en fonction de  $3\frac{\omega_Q}{\omega_B}$ . Ces courbes sont valables pour  $^{87}\text{Y}^m$  à 15 mK.

Ces ordres de grandeurs excluent de notre interprétation l'influence d'une distorsion de la matrice. Dans les métaux, les gradients de champs dus à la maille cristalline sont généralement plus faibles  $V_{zz} \sim 10^{17} \text{ V/cm}^2$ .

Les impuretés semblent donc jouer un rôle essentiel dans ce contexte. Il faut souligner que l'yttrium est un agent réducteur très puissant. Il est très probable que l'oxygène présent ou projeté dans la matrice à partir de la couche d'oxyde superficielle pendant l'irradiation, soit capturée par l'yttrium au cours du traitement thermique. La création du complexe Y-O détruit la symétrie cubique du site, à la valeur du gradient de champ ainsi créé s'ajoute celui de la liaison Y-O.

Cette interprétation est également valable pour les mesures dans l'or fondu et recuit. D'autant plus que l'oxygène libre n'est pas chimiquement lié au réseau; la matrice n'étant pas protégée par une couche d'oxyde, l'oxygène doit être présent en plus grande abondance. La capture d'un ou plusieurs ions oxygène semble donc être favorisée dans le cas de l'or. L'atténuation totale observée nécessite des gradients de champ au moins de l'ordre de  $3 \cdot 10^{20} \text{ V/cm}^2$  (pour  $\omega_Q/\omega_B < 0$ ). Ce n'est pas contradictoire avec la valeur dans l'aluminium; les composantes du gradient de champ peuvent être différentes d'une matrice à l'autre.

## V - CHAMP INTERNE DANS LE FER

Nous avons implanté par recul  $^{87}\text{Y}^m$  dans une feuille mince ( $5 \mu\text{m}$ ) de fer. Afin d'éviter les problèmes d'atténuation observés, nous n'avons fait subir à notre échantillon aucun traitement thermique. Deux valeurs de champ externe ont été appliquées : 0.75 et 6 T. L'aniso-

tropie mesurée pour chacune d'elles indique clairement que le champ interne est négatif, en accord avec le signe de ce champ dans le nickel (Laks 76) et les composés Y-Fe (Oppe 76). En supposant un modèle à deux sites, dont l'un de champ interne nul, un ajustage au moindre carré sur deux paramètres donne (Figure 5) :

$$f = 0.50 \text{ et } B_{hf}(\text{Y Fe}) = 20.4 \text{ T}$$

L'ajustage est impossible avec la valeur de Kontani et al. (Kont 65)  $B_{hf} = 28.6 \text{ T}$ , même en admettant la présence d'une interaction quadrupolaire. Cette contradiction entre leur valeur et la nôtre peut être due aux techniques différentes de préparation de source et de mesure. La méthode utilisée par Kontani et al. donne la résonance sur les bons sites seulement, tandis qu'une méthode intégrale comme la nôtre fournit une valeur moyenne des distributions de champ éventuellement présentes dans l'échantillon. Nous ne pouvons expliquer le signe positif attribué à ce champ interne par Samoïlov et al. (Samo 66).

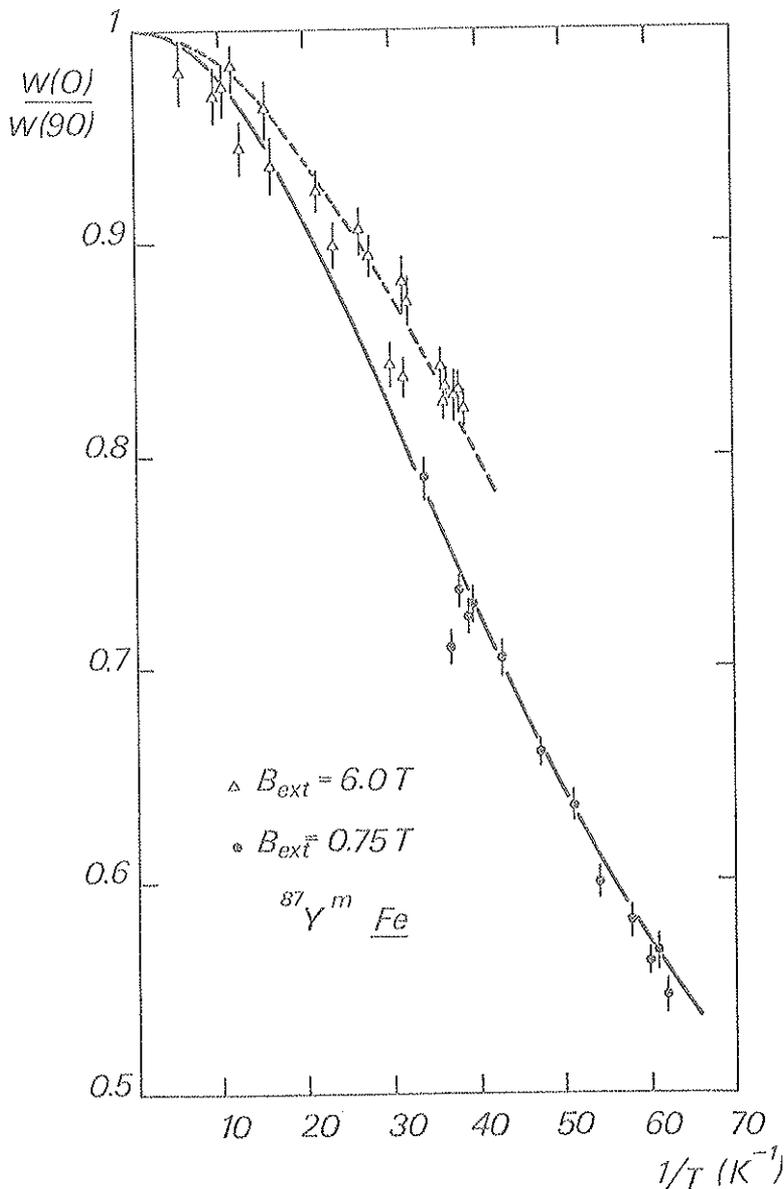


Fig. 5 : Orientation nucléaire de  $^{87}\text{Y}^m$  dans  $\text{YFe}$ .

VI - CONCLUSIONS

Des atténuations identiques à celles observées dans YAu non recuit, et YAl fondu, ont été rapportées dans la littérature, pour des mesures effectuées par la méthode "brute force" :

- Callaghan, Lattimer et Stone (Call 74) observent une atténuation importante dans  $^{111}\text{In}$  Cu. Elle peut être expliquée selon nos calculs par l'existence d'un gradient de champ électrique :  $V_{zz} \approx + 2.7 \cdot 10^{19} \text{V/cm}^2$  ou  $- 0.9 \cdot 10^{19} \text{V/cm}^2$ .

- Brewer et Kopp (Brew 76) font l'hypothèse de la formation d'un hybride dans  $^{95}\text{Nb}$  Cu. Un gradient de champ de l'ordre de  $10^{20} \text{V/cm}^2$  peut donner naissance à l'atténuation qu'ils relèvent.

Thomé et al. (Thom 76) ont mesuré en corrélation angulaire pour le complexe Yb-O dans une matrice de fer :  $V_{zz} = 0.7 \cdot 10^{19} \text{V/cm}^2$ . Cette valeur est inférieure à celles que nous avons estimées mais confirme, par une autre méthode, la possibilité d'observer de tels gradients liés aux sites d'impuretés, dans des métaux cubiques.

La valeur du champ interne doit être accompagnée de réserves, compte tenu de la mauvaise qualité de notre alliage ( $f = 0.50$ ). Il est délicat, sans une étude plus complète d'en retenir la valeur, par contre le signe est déterminé avec certitude.

CHAPITRE VII

---

DISCUSSION DES MOMENTS MAGNETIQUES

---

I - THEORIE ELEMENTAIRE DE LA POLARISATION DU COEUR

I-1 Mélanges de configurations

Un noyau impair de  $A$  nucléons est régi par l'hamiltonien :

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^A U_{ik}$$

où  $T_i$  et  $U_{ik} = U(|\vec{r}_i - \vec{r}_k|)$  sont respectivement l'énergie cinétique du  $i^{\text{ème}}$  nucléon et l'énergie potentielle d'interaction entre celui-ci et le  $k^{\text{ème}}$  nucléon. On peut écrire  $H$  sous une autre forme :

$$H = \sum_{i=1}^{A-1} (T_i + \frac{1}{2} \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^{A-1} U_{ik}) + T_A + \sum_{i=1}^{A-1} U_{iA}$$

soit :

$$H = H_c + T_A + \sum_{i=1}^{A-1} U_{iA}$$

$H_c$  étant l'hamiltonien décrivant le coeur pair-pair. Si on admet que le potentiel résultant des interactions avec tous les nucléons du coeur est équivalent à un potentiel moyen central  $U(|\vec{r}_A|)$  plus une interaction résiduelle  $V_{\text{int}}(|\vec{r}_A - \vec{r}_1|, |\vec{r}_A - \vec{r}_2|, \dots, |\vec{r}_A - \vec{r}_{A-1}|)$ , non réductible, telle que :

$$V_{\text{int}} = \sum_{i=1}^{A-1} U(|\vec{r}_A - \vec{r}_i|) - U(|\vec{r}_A|)$$

on peut alors écrire :

$$H = H_c + H_p + V_{int}$$

où  $H_p$  décrit le dernier nucléon dans un puit de potentiel dont l'expression ne dépend plus des coordonnées des  $A-1$  nucléons du coeur : c'est un hamiltonien de particule indépendante. Les fonctions et valeurs propres définissent les configurations du modèle en couches dans lequel  $U(|\vec{r}|)$  est choisi comme un potentiel harmonique et sphérique. Dans le cadre du couplage  $j-j$  on adjoint un terme d'interaction spin-orbite. Un état du système de spin  $J$  peut alors se développer selon l'expression :

$$|\Psi(JM)\rangle = \sum_{Ij} \alpha(Ij) |(Ij)JM\rangle$$

avec

$$\sum \alpha^2 = 1, \quad \vec{J} = \vec{I} + \vec{j}, \quad M = m_I + m_j$$

le ket  $|(Ij)JM\rangle$  représentant un vecteur de base résultant du couplage de l'état  $|Im_I\rangle$  du coeur avec l'état  $|jm\rangle$  de la dernière particule. Les amplitudes de mélanges,  $\alpha(Ij)$ , dépendent de l'interaction résiduelle coeur-particule. Si celle-ci est suffisamment faible pour être considérée comme une perturbation, on peut écrire  $|\Psi(JM)\rangle$  sous la forme plus explicite :

$$|\Psi(JM)\rangle = \alpha |(Ij)JM\rangle + \sum_{I'j'} \beta(I'j') |(I'j')JM\rangle, \quad \text{avec } \alpha^2 \neq 1 \quad (I-1)$$

mettant ainsi en évidence l'état non perturbé sur lequel  $|\Psi(JM)\rangle$  est construit. Les amplitudes  $\beta$  décrivant le mélange de configurations sont données par un calcul de perturbation au premier ordre :

$$\beta(I', j') = \frac{\langle (Ij)JM | V_{int} | (I'j')JM \rangle}{\Delta E}$$

où  $\Delta E$  est la différence d'énergie entre les états désignés au numérateur.

## I-2 Moment magnétique et polarisation du coeur

Plaçons-nous dans le cas du couplage faible. La fonction d'onde de l'état fondamental (ou isomère) d'un noyau impair est donnée par l'expression (I-1) dans laquelle  $I=0$  et  $j=J$ , caractérisant respectivement l'état fondamental du coeur et la configuration fondamentale (ou excitée) du dernier nucléon. Le moment magnétique de cet état s'écrit alors :

$$\mu = \langle (I=0, j)jj | M_1^0 | (I=0, j)jj \rangle + 2 \sum_{I'j'} \beta (I'j') \langle (I=0, j)jj | M_1^0 | (I'j')jj \rangle + o(\beta^2)$$

soit :

$$\mu = \mu^{\text{Sch}} + \Delta\mu + o(\beta^2) \quad (I-2)$$

où :

$$\Delta\mu = \delta g M_1 j$$

Le premier terme de l'expression (I-2) n'est autre que la valeur de Schmidt, et le troisième, du second ordre en  $\beta$  peut être négligé en première approximation. Le deuxième apparaît comme le plus important dans la déviation de  $\mu$  par rapport à la valeur de particule indépendante et traduit la présence d'états excités du coeur. Le caractère vectoriel de  $M_1$  impose, si  $j' = j$ , que  $I'$  soit le produit d'excitations de particules du coeur de la forme  $I' = (j_1^{-1} j_2^{+1})_1^+$  avec  $j_1 = l_1 + \frac{1}{2}$  et  $j_2 = l_1 - \frac{1}{2}$ . C'est ce terme que l'on nomme comme la contribution au moment magnétique de la polarisation  $M_1$  du coeur. Noya, Arima et Horie (Noya 58) en ont établi l'expression en utilisant une interaction résiduelle de contact, de la forme :

$$V_{ik} = \frac{1}{4} \left( (1 - \vec{s}_i \cdot \vec{s}_k) V_s + (3 + \vec{s}_i \cdot \vec{s}_k) V_t \right) \delta(r_{ik})$$

où  $s$ ,  $V_s$  et  $V_t$  désignent le spin et les constantes de couplage singulet et triplet respectivement.

Ils distinguent trois modes de polarisation (Figure 1) dont nous avons reporté les expressions de  $\Delta\mu$  dans le tableau 1.

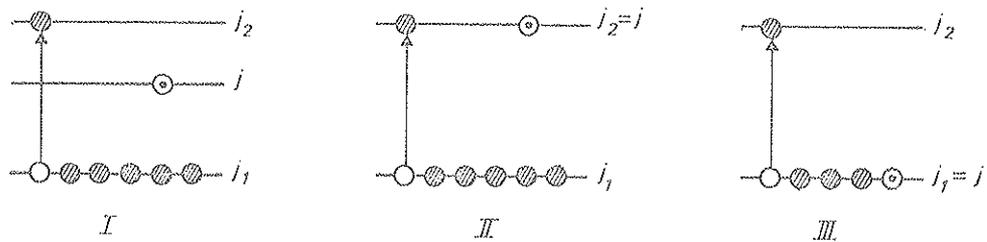


Fig. 1 : Les trois modes de polarisation des particules du coeur (⊗) induites par le dernier nucléon (⊙). La flèche indique la particule excitée et le cercle blanc, le trou qu'elle laisse dans l'orbite  $j_1$ .

Mode	j	$\Delta\mu \times 4 \frac{\Delta E}{(g_s - g_\ell)_1} (j+1) (2\ell_1 + 1)$
I	$\ell + \frac{1}{2}$	$- n_1 (2j_2 + 1 - n_2) (\ell + 2) \left\{ \begin{array}{l} -V_s I \\ \frac{1}{2}(V_t - V_s)I \end{array} \right.$
	$\ell - \frac{1}{2}$	$+ n_1 (2j_2 + 1 - n_2) (\ell - 1) \left\{ \begin{array}{l} -V_s I \\ \frac{1}{2}(V_t - V_s)I \end{array} \right.$
II	$\ell_1 - \frac{1}{2}$	$- n_1 (2j - n) \ell \quad V_s I$
III	$\ell_1 + \frac{1}{2}$	$+ (n-1) (2j_2 + 1 - n_2) \frac{(\ell+1)(\ell+2)}{\ell} \quad V_s I$

Tableau 1 : Contribution  $\Delta\mu$  au moment magnétique de particule indépendante due à la polarisation du coeur (Noya 58). Pour le mode I, la ligne supérieure, dans la parenthèse, est à utiliser lorsque les nucléons j et  $j_1$  sont de même espèce, et la ligne inférieure dans le cas contraire.

Pour le mode I, il faut distinguer selon que les nucléons j et  $j_1$  sont de même espèce ou non. Le nombre de nucléons dans les orbites j,  $j_1$  et  $j_2$  de la configuration fondamentale sont respectivement désignés par n,  $n_1$  et  $n_2$ .  $I(\gamma\ell_1^2, \gamma'\ell^2)$  représente une intégrale de recouvrement de fonctions d'ondes radiales :

$$I = \frac{1}{2} \int R_{j_1}^{\gamma\ell_1}(r) R_{j_2}^{\gamma\ell_2}(r) R_j^{\gamma'\ell}(r)^2 r^2 dr$$

$\Delta E$  est la différence des énergies des configurations fondamentale et excitée du coeur :

$$\Delta E = E(j_2) - E(j_1) + P(j_1)$$

où  $P(j_1)$  désigne l'énergie d'appariement dans l'orbite  $j_1$  puisqu'il faut briser une paire afin d'exciter un nucléon dans l'orbite  $j_2$  et,  $E(j_1)$  est l'énergie de l'orbite  $j_1$ . Enfin la quantité  $(g_s - g_\ell)_1$  est à prendre dans l'orbite  $j_1$ . On notera que  $\Delta\mu$  varie linéairement en fonction de n,  $n_1$  et  $n_2$  et qu'il est identiquement nul pour  $n_2 = 2j_2 + 1$  ou lorsque j est un état  $p_{1/2}$ .

### I-3 Paramètres du calcul

#### I-3-a) Energies de particules $E(j)$

Dans un puits de potentiel nucléaire moyen, harmonique et sphérique, avec un terme de couplage  $\ell$ -s, la différence d'énergie entre les deux configurations  $j_1$  et  $j_2$  intro-

duites précédemment s'écrit :

$$E(j_2) - E(j_1) = (2j_1 + 1) K \hbar \omega$$

où  $K$  est une constante du couplage spin-orbite et  $\hbar \omega$  la fréquence de l'oscillateur. Si  $\hbar \omega$  est bien défini, et pris égal à  $40 A^{-1/3}$  MeV par tous les auteurs,  $K$  montre une dispersion importante. Noya, Arima et Horie (Noya 58) admettent  $K = 0.165 A^{-1/3}$  MeV tandis que Nilsson (Nils 55) dans la limite du noyau sphérique, utilise  $K = 0.05$ , indépendamment de la masse. Il en résulte une incertitude relative importante sur  $E(j_2) - E(j_1)$ , mais son incidence sur  $\Delta \mu$  est partiellement amoindrie par l'addition du terme d'appariement.

### I-3-b) Interaction résiduelle : $V_s + V_t$

Les intensités relatives des forces singulet et triplet de l'interaction résiduelle utilisées par Noya et al. (Noya 58) sont déduites des forces nucléon-nucléon. Ils admettent la valeur  $\frac{V_t}{V_s} = 1,5$  et remarquent que  $V_t$  intervient seulement dans le polarisation de mode I pour des nucléons d'espèces différentes. Dans ces conditions, cette contribution est 4 fois plus faible que celles induites sur des nucléons de même espèce. Il en résulte que le choix de  $V_t/V_s$  influe peu sur les résultats.

### I-3-c) Intégrales radiales et énergies d'appariement

Ces paramètres,  $I(\gamma l_1^2, \gamma l_1^2)$  et  $P(j)$ , peuvent être calculés théoriquement. En remarquant que l'on peut écrire (Noya 58) :

$$-V_s I = \frac{P(j_1)}{j_1 + \frac{1}{2}} \times \frac{I(\gamma l_1^2, \gamma l_1^2)}{I(\gamma l_1^2, \gamma l_1^2)}$$

Cette quantité est alors obtenue sans trop d'ambiguïté si on utilise pour les énergies d'appariement des valeurs expérimentales déduites des masses isotopiques. Les rapports de quelques intégrales radiales sont reportés dans le Tableau 2.

### I-4 Conclusions

Ce mécanisme rend assez bien compte des déviations des moments magnétiques des états de particule par rapport à la valeur de Schmidt. Il justifie d'autre part, l'utilisation d'un facteur gyromagnétique effectif de spin  $g_s$  atténué, car les excitations  $I = 1^+$  du coeur peuvent être décrites de la façon suivante : par l'intermédiaire des interactions résiduelles, le nucléon célibataire polarise ceux du coeur de manière à ce que leurs spins s'orientent antiparallèlement (ou parallèlement) au sien propre selon qu'ils sont de même (ou de l'autre) espèce. Il en résulte pour le nucléon impair, un moment magnétique de spin plus petit.

Les expressions que nous avons introduites sont le résultat d'un calcul dans le modèle des couches. Leur domaine de validité se borne aux noyaux sphériques proches des couches fer-

mées. Si l'on s'en éloigne, les interactions résiduelles ne peuvent plus être considérées comme une perturbation. Les configurations du couplage j-j ne sont plus adéquates pour représenter le noyau. Il faudra alors utiliser, les solutions du modèle unifié avec couplage intermédiaire, soit encore la description en quasiparticule, pour les noyaux sphériques et, dans les régions de déformations permanentes, les fonctions de Nilsson. Dans ces conditions, il apparaît que les expressions données dans le Tableau 1 ne sont plus utilisables formellement, par contre, les prédictions qualitatives doivent subsister.

$\gamma \ell^2$	1f	1g	2p	2d	1h	1i	2f	3p
1f	192	160	108	99,4	-	-	-	-
1g		151	100	82,5	-	-	-	-
2p			284	181	-	-	-	-
2d				185	-	-	-	111
1h					124	110	66,8	56,6
1i						106	63,8	53,6
2f							136	84,4
3p								228

Tableau 2 : Intégrales radiales, en unité  $(n^3/2\pi)^{1/2}$  où  $n = 0,96 A^{-1/3} 10^{26} \text{ cm}^{-2}$  (Noya 58). Leur rapport s'obtient de la façon suivante, par exemple :

$$\frac{I(1g^2, 2d^2)}{I(1g^2, 1g^2)} = \frac{82,5}{151}$$

Seules les valeurs utilisables dans ce travail sont reportées.

## II - SYSTEMATIQUE DES MOMENTS MAGNETIQUES DE LA CONFIGURATION $\pi(1g_{9/2})$

Les états dont nous avons mesuré le moment magnétique dans le chapitre IV impliquent les orbitales  $\pi(1g_{9/2})$ ,  $\gamma(1g_{9/2})$  et  $\gamma(2d_{5/2})$  du modèle des couches. Nous récapitulons dans le Tableau 3 les configurations fondamentales (ou excitées, pour les états isomères), les moments magnétiques  $\mu_I^{\text{exp}}$  et les facteurs  $g_I^{\text{exp}}$  déterminés expérimentalement. Le signe positif de ces valeurs est attribué d'après des considérations de systématique. Pour les noyaux de masse impair nous acceptons celui des états de même configuration  $\pi(1g_{9/2})$  déjà connus (Shir 75). Pour les impairs-impairs, nous admettons celui donné par la règle d'addition vectorielle. Cette règle fournit également, à quelques pour cent près, la valeur du moment magnétique à partir des moments expérimentaux des noyaux impairs voisins. On peut le vérifier par exemple dans le cas du  $^{94}\text{Tc}$  où le 43ème proton et le 51ème neutron, respectivement dans les orbitales  $1g_{9/2}$  et  $2d_{5/2}$  sont couplés à spin  $I^\pi = 7^+$ ; on peut écrire :

$$\vec{\mu} \text{ cal}({}_{93}\text{Tc}_{51}, 7^+) = \vec{\mu} \text{ exp}({}_{43}\text{Tc}_{50}, 9/2^+) + \vec{\mu} \text{ exp}({}_{40}\text{Zr}_{51}, 5/2^+)$$

soit :

$$g_{7^+}^{\text{cal}}({}_{93}\text{Tc}) = 0.755 (34)$$

à comparer avec la valeur expérimentale (Tableau 3). Nous avons utilisé les valeurs respectives suivantes des facteurs  $g$  expérimentaux du  ${}^{93}\text{Tc}$  et  ${}^{91}\text{Zr}$  : 1.378 (22) (Tableau 3) et - 0.520 (Shir 75).

De même, pour deux autres noyaux :

$$\vec{\mu} \text{ cal}({}_{47}\text{Ag}_{59}^m, 6^+) = \vec{\mu} \text{ exp}({}_{47}\text{Ag}_{56}, 7/2^+) + \vec{\mu} \text{ exp}({}_{46}\text{Pd}_{59}, 5/2^+)$$

$$\vec{\mu} \text{ cal}({}_{49}\text{In}_{61}^m, 7^+) = \vec{\mu} \text{ exp}({}_{49}\text{In}_{60}, 9/2^+) + \vec{\mu} \text{ exp}({}_{48}\text{Cd}_{59}, 5/2^+)$$

on obtient :

$$g_{6^+}^{\text{cal}}({}_{47}\text{Ag}^m) = + 0.638 (61)$$

$$g_{7^+}^{\text{cal}}({}_{49}\text{In}^m) = + 0.672 (17)$$

également en très bon accord avec les valeurs mesurées (Tableau 3).

Isotope	I	Configuration	$ \mu_1(\mu_N) $	$g_I^{\text{exp}}$ a)	$g_I^{\text{exp}}$ b)
${}^{87}\text{Y}_{48}^m$	$\frac{9^+}{2}$	$\pi(1g_{9/2})^{-1}$	6.10 (15)	1.356 (33)	
${}^{93}\text{Mo}_{51}^m$	$\frac{21^+}{2}$	$\pi(1g_{9/2})^2 \gamma(2d_{5/2})$	10.0 (7)	0.952 (67)	0.942 (18)
${}^{93}\text{Tc}_{50}$	$\frac{9^+}{2}$	$\pi(1g_{9/2})^3_{9/2}$	6.30 ( $\frac{73}{52}$ )	1.40 ( $\frac{16}{12}$ )	1.378 (22)
${}^{94}\text{Tc}_{51}$	$7^+$	$\pi(1g_{9/2})^3 \gamma(2d_{5/2})$	5.03 (30)	0.719 (43)	0.737 (12)
${}^{106}\text{Ag}_{59}^m$	$6^+$	$\pi(1g_{9/2})^{-3}_{7/2} \gamma(2d_{5/2})$	3.71 (15)	0.618 (25)	
${}^{110}\text{In}_{61}^m$	$7^+$	$\pi(1g_{9/2})^{-1} \gamma(2d_{5/2})$	4.63 (34)	0.661 (49)	

Tableau 3 : Compilation des moments magnétiques mesurés :

a) dans cette thèse

b) valeur RMN/NO de Hagn (Hagn 75).

Nos mesures s'insèrent dans la systématique des moments magnétiques des états analogues de cette région (Tableau 4). La règle d'additivité nous permet d'extraire, pour les impairs-impairs, le facteur  $g_{9/2}^{\text{eff}}$  de l'orbitale  $\pi(1g_{9/2})$ . Nous indiquons la configuration admise, ainsi que les noyaux impairs les plus proches qui nous fournissent, si nécessaire, les facteurs  $g$  expérimentaux des orbitales  $\pi(2p_{1/2})$  et  $\gamma(2d_{5/2})$  avec une bonne précision (Tableau 4 colonne 6).

Il est intéressant de constater que l'additivité vectorielle reste valide même lorsque l'écart à la valeur de Schmidt  $g_{9/2}^{\text{Sch}} = 1.51$ , est important. Cette propriété, issue du modèle de particule indépendante est donc paradoxalement conservée même lorsque le noyau n'est plus décrit par ce schéma. Ceci indique bien que les effets correctifs peuvent être renormalisés dans l'opérateur dipolaire magnétique. C'est ce que nous admettons implicitement en utilisant dans un noyau impair-impair le facteur  $g$  d'un impair voisin car cette valeur transporte avec elle la résultante des effets correctifs dans un noyau peu différent de celui dans lequel nous l'introduisons.

Les valeurs de  $g_{9/2}^{\text{eff}}$  sont représentées sur la figure 2, en fonction de  $Z$ . La distribution de ces points par rapport à la fermeture de la couche  $\pi(2p_{1/2})$ ,  $Z = 40$ , est qualitativement conforme aux prédictions de la théorie de la polarisation du coeur. En allant du Zr vers In, on ajoute dans l'orbite  $\pi(1g_{9/2})$  des protons, candidats en nombre croissant à la polarisation dans l'orbite vide  $\pi(1g_{7/2})$ . De même, en enlevant des protons, on libère successivement les orbitales  $\pi(2p_{1/2})$  et  $\pi(1f_{5/2})$  permettant la polarisation des protons des orbitales  $\pi(2p_{3/2})$  et  $\pi(1f_{7/2})$ . Selon cette interprétation, l'écart par rapport à la valeur de Schmidt doit donc être minimum au voisinage de  $Z = 40$ . La dispersion observée pour chaque élément peut être attribuée à l'effet de polarisation sur les neutrons du coeur.

Quelques points méritent une attention particulière :

a) Au voisinage de la fermeture de la couche  $Z = 50$ , il paraît que  $g_{9/2}^{\text{eff}}$  ne varie plus (Fig. 2) en fonction de  $Z$ . Il semble qu'une saturation des effets de polarisation (blocking-effect) intervienne prématurément, car dans le schéma de remplissage du modèle des couches, ceux-ci doivent se manifester pour des valeurs de  $Z > 50$ , lorsque l'orbitale  $\pi(1g_{7/2})$  commence à se remplir (si l'on néglige en première approximation l'effet des neutrons). Le comportement observé peut être interprété par la présence d'états collectifs du coeur et la description du noyau en terme de quasiparticule. Les excitations de paires de particules du coeur réduisent le nombre  $n_1$  de nucléons polarisables et augmentent  $n_2$  ce qui conduit finalement à une diminution de l'effet de polarisation. Le moment magnétique d'un état de particule ne peut plus continuer alors à s'éloigner avec la même pente de la valeur de Schmidt comme le prévoient les expressions que nous avons données dans le Tableau 1. Il faut rappeler de plus, que le moment magnétique associé au mouvement collectif du coeur, participe au moment magnétique total de l'état considéré.

Z	Isot.	$I^\pi$	Configuration	$g_I^{\text{exp}}$	$g^{\text{exp}}(\nu, \pi)$	$g^{\text{eff}}(\pi 1g_{9/2})^*$
33	$^{71}\text{As}^m$	$9/2^+$				1.14 (2)
	$^{73}\text{As}^m$	$9/2^+$				1.163 (3)
	$^{77}\text{As}^m$	$9/2^+$				1.228 (2)
35	$^{81}\text{Br}^m$	$9/2^+$				1.265 (10)
37	$^{85}\text{Rb}$	$9/2^+$				1.350 (14)
39	$^{87}\text{Y}^m$	$9/2^+$				1.356 (33) a
	$^{88}\text{Y}^m$	$8^+$	$\pi(1g_{9/2})^1 \gamma(1g_{9/2})^1$	0.623 (60)	$gY(^{87}\text{Sr}_{49}) = -0.243$	1.49 (12)
40	$^{90}\text{Zr}^m$	$8^+$	$\pi(1g_{9/2})^2$			1.364 (19)
41	$^{91}\text{Nb}^m$	$17/2^-$	$\pi(1g_{9/2})^2 \pi(2p_{1/2})^1$	1.224 (47)	$gY(^{89}\text{Y}_{50}) = -0.275$	1.318 (50)
	$^{90}\text{Nb}^m$	$8^+$	$\pi(1g_{9/2})^1 \gamma(1g_{9/2})^1$	0.6176	$gY(^{87}\text{Sr}_{49}) = -0.243$	1.48
	$^{93}\text{Nb}$	$9/2^+$				1.371
42	$^{92}\text{Mo}^m$	$8^+$	$\pi(1g_{9/2})^2$			1.409 (16)
	$^{93}\text{Mo}^m$	$21/2^+$	$\pi(1g_{9/2})^2 \gamma(2d_{5/2})^1$	0.952 (67) 0.942 (18)	$gY(^{91}\text{Zr}_{51}) = -0.520$	1.412 (88) a 1.399 (24) b
	$^{94}\text{Mo}^m$	$8^+$	$\pi(1g_{9/2})^2$			1.318 (36)
43	$^{93}\text{Tc}$	$9/2^+$				1.40 ( $_{-12}^{-16}$ ) a 1.378 (22) b
	$^{94}\text{Tc}$	$7^+$	$\pi(1g_{9/2})^1 \gamma(2d_{5/2})^1$	0.719 (43) 0.737 (12)	$gY(^{91}\text{Zr}_{51}) = -0.520$	1.407 (67) a 1.435 (19) b
	$^{95}\text{Tc}$	$9/2^+$				1.294 (20) b
	$^{96}\text{Tc}$	$7^+$	$\pi(1g_{9/2})^1 \gamma(2d_{5/2})^1$	0.711 (14)		1.395 (22)
	$^{99}\text{Tc}$	$9/2^+$				1.264
45	$^{101}\text{Rh}$	$9/2^+$				1.22 (2)
47	$^{103}\text{Ag}$	$7/2^+$	$\pi(1g_{9/2})^{-3}$			1.277 (14)
	$^{106}\text{Ag}^m$	$6^+$	$\pi(1g_{9/2})^{-3} \gamma(2d_{5/2})^1$	0.618 (25)	$gY(^{109}\text{Pd}_{63}) = -0.257$	1.243 (26) a
	$^{109}\text{Ag}^m$	$7/2^+$	$\pi(1g_{9/2})^{-3}$			1.22 (4)
	$^{110}\text{Ag}^m$	$6^+$	$\pi(1g_{9/2})^{-3} \gamma(2d_{5/2})^1$	0.601	$gY(^{109}\text{Pd}_{63}) = -0.257$	1.214 (1)
49	$^{109}\text{In}$	$9/2^+$				1.229 (13)
	$^{110}\text{In}^m$	$7^+$	$\pi(1g_{9/2})^{-1} \gamma(2d_{5/2})^1$	0.661 (49)	$gY(^{109}\text{Cd}_{61}) = -0.331$	1.212 (76) a
	$^{111}\text{In}$	$9/2^+$				1.229 (13)
	$^{113}\text{In}$	$9/2^+$				1.229 (13)
	$^{115}\text{In}$	$9/2^+$				1.231

Tableau 4 : Systématique des facteurs gyromagnétiques de particule de l'orbite  $\pi(1g_{9/2})$ . La configuration n'est pas indiquée lorsque l'état est de la forme  $\pi(1g_{9/2})^n$ . Toutes les valeurs sont tirées de (Shirt 75), sauf : a) nos valeurs, b) (Hagn 75).

\* pour les impair-impair,  $g^{\text{eff}}(\pi(1g_{9/2}))$  est obtenu en utilisant la règle d'addition vectorielle.

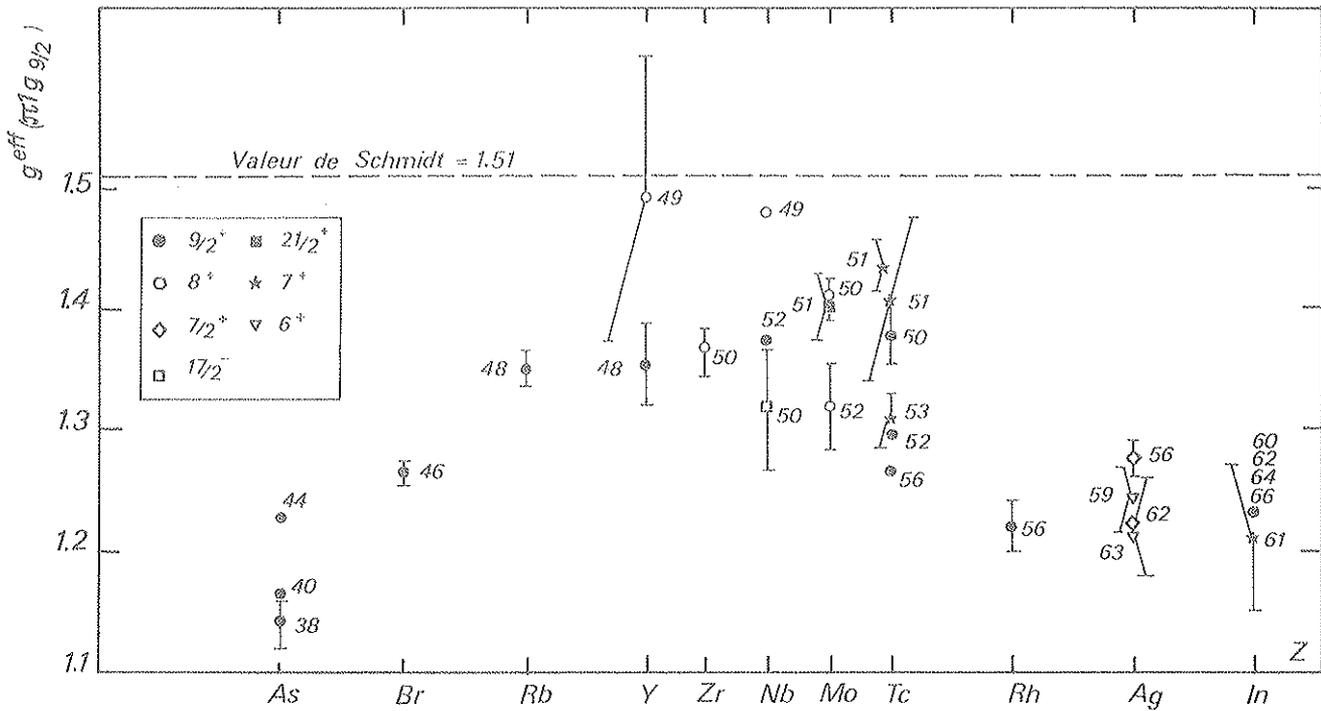
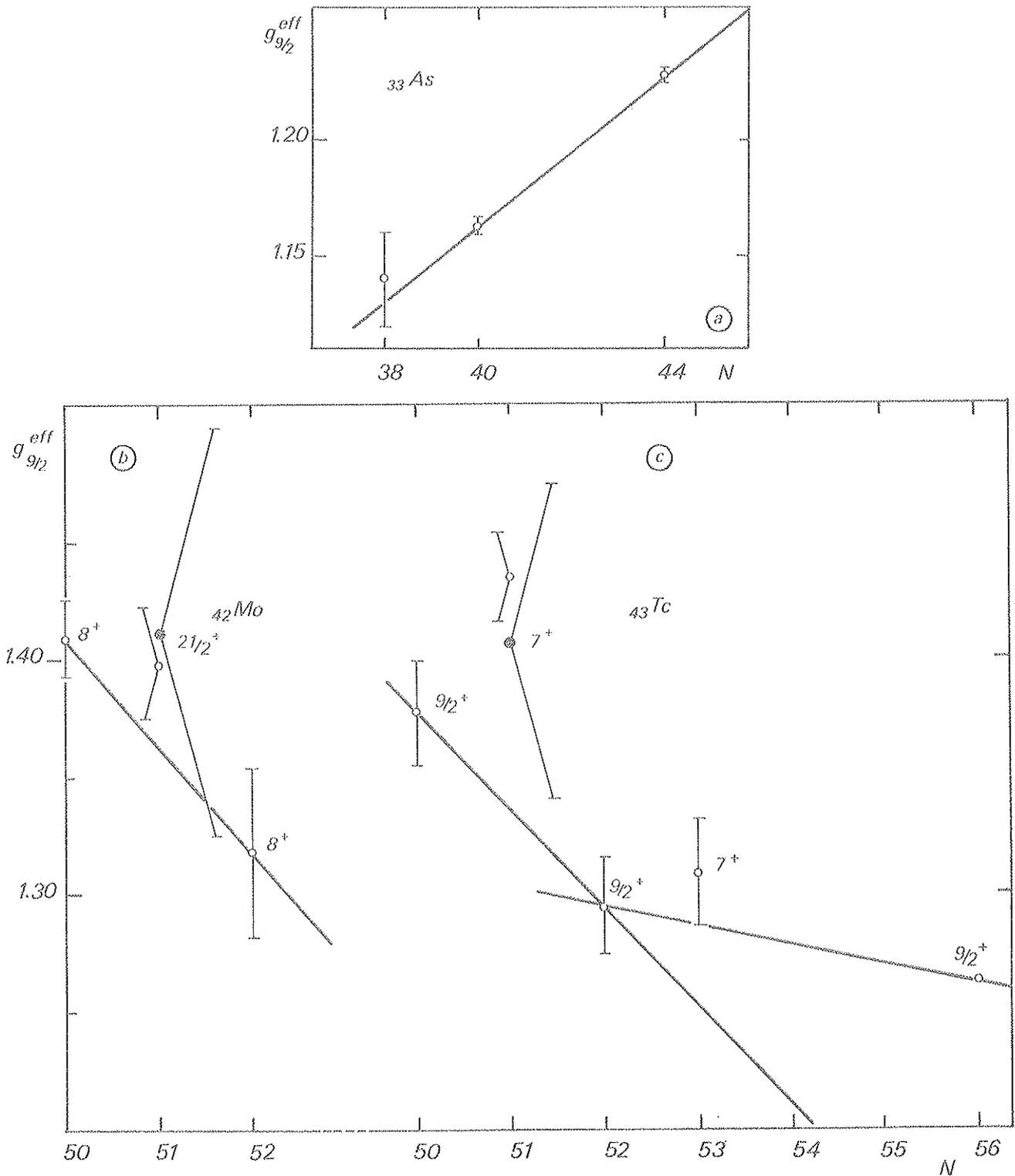


Fig. 2 : Systématique des facteurs gyromagnétiques de particules indépendantes dans l'orbite  $\pi(1g_{9/2})$  (cf. Tableau 4). Le nombre de neutrons est indiqué près du point figuratif. Les spins des états d'où proviennent ces valeurs sont représentés différemment (cf. encadré).

b) Nous avons tracé  $g_{9/2}^{eff}$  en fonction de N et de Z sur les figures 3 et 4. On constate que la linéarité est respectée pour les isotopes de Ag, In, As et les isotones du  $^{92}\text{Zr}$ , moins clairement pour ceux du  $^{90}\text{Zr}$ . Pour les isotopes impairs du Tc elle est mise en défaut. De plus, les valeurs déduites de  $g_{9/2}^{eff}$  pour les isotopes pairs ainsi que celle du  $^{93}\text{Mo}^m$  montrent une déviation systématique. En ce qui concerne les isotones N = 56 la valeur du  $^{99}\text{Tc}$  se singularise encore.



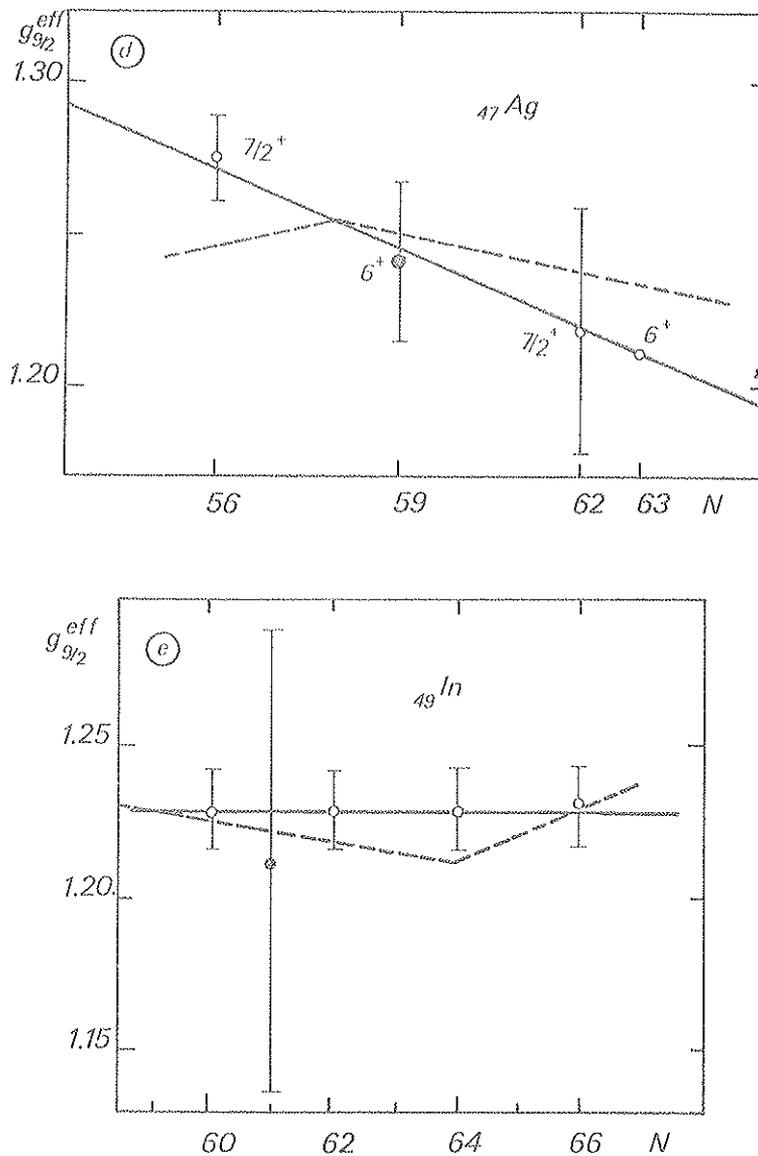


Fig. 3 : Variation du facteur gyromagnétique de particule  $g_{9/2}^{eff}$  en fonction  $N$  pour divers éléments ( $\odot$  = nos valeurs). (Les courbes en pointillés sont des variations théoriques (§ III-3).

Enfin, on observe que les variations de  $g_{9/2}^{eff}$  ont des pentes très différentes, négatives en général, presque nulles pour  $\text{In}$  et même positives pour  $\text{As}$ . Cette diversité n'est pas contradictoire et peut indiquer que les orbitales du coeur impliquées par la polarisation ne sont pas les mêmes d'un élément (ou isotone) à l'autre. :

c) Sur la figure 2, on constate que  $^{90}_{41}\text{Nb}$  et, à une moindre échelle (compte tenu de l'imprécision expérimentale),  $^{88}_{39}\text{Y}^m$  montrent des valeurs  $g_{9/2}^{eff}$  "anormalement" proches de la valeur Schmidt en ce sens que la règle d'additivité n'est plus, semble-t-il, respectée. En effet :

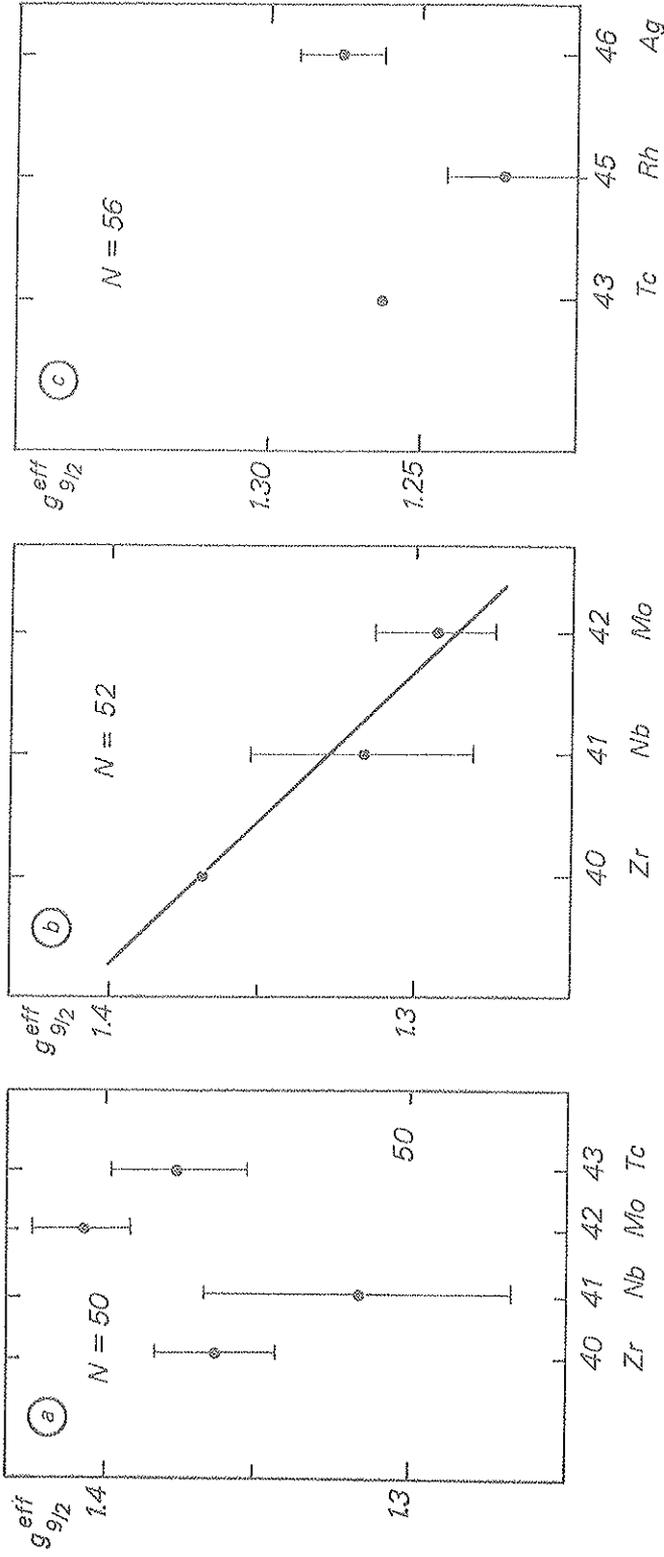


Fig. 4 : Variation de  $g_{9/2}^{eff}$  en fonction de  $Z$  pour trois séries isotoniques.

$$\begin{aligned} \vec{\mu} \text{ cal}({}_{41}^{90}\text{Nb}_{49}, 8^+) &= \vec{\mu} \text{ exp}({}_{39}^{87}\text{Y}_{48}, 9/2^+) + \vec{\mu} \text{ exp}({}_{38}^{87}\text{Sr}_{49}, 9/2^+) \\ g \text{ cal}({}_{41}^{90}\text{Nb}_{49}, 8^+) &= 0.556 (17) \end{aligned}$$

au lieu de :

$$g_I^{\text{exp}} = 0.6176$$

soit un écart de plus de 10%, qui se creuse encore si on prend la valeur  $\vec{\mu} \text{ exp}$  du  ${}^{91}\text{Nb}$  au lieu du  ${}^{87}\text{Y}^m$ .

### III - INTERPRETATIONS DES VALEURS DE $g_{9/2}^{\text{eff}}$

#### III-1 Moments magnétiques des ${}^{94}\text{Tc}$ , ${}^{93}\text{Mo}^m$

Le facteur  $g$  de l'orbite  $\pi(1g_{9/2})$  dans ces deux noyaux est obtenu en introduisant le facteur  $g$  de l'état fondamental  $I = 5/2$  du  ${}^{91}\text{Zr}$ . Ce calcul revient à admettre que la situation du 51ème neutron est identique dans les trois noyaux :  ${}^{91}\text{Zr}$ ,  ${}^{94}\text{Tc}$  et  ${}^{93}\text{Mo}^m$ , et que, la polarisation du coeur  $y$  est la même. Si l'on met en cause cette approximation, il s'en suit que les valeurs de  $g_{9/2}^{\text{eff}}$  obtenues pour  ${}^{94}\text{Tc}$  et  ${}^{93}\text{Mo}^m$  seront modifiées. Supposons que ce soit le cas et cherchons les valeurs de  $g^{\text{eff}}(\gamma 2d_{5/2})$  pour que le point figuratif le plus précis dans les figures 3b et 3c se place sur la droite qui relie les deux isotopes voisins. On obtient alors respectivement :

$$\begin{aligned} g^{\text{eff}}(\gamma 2d_{5/2}, {}^{93}\text{Mo}^m) &= -0.41 \\ g^{\text{eff}}(\gamma 2d_{5/2}, {}^{94}\text{Tc}) &= -0.34 \end{aligned}$$

Ces valeurs sont très différentes de celle admise initialement :  $g^{\text{eff}}(\gamma 2d_{5/2}) = g^{\text{exp}}({}^{91}\text{Zr}) = -0.52$ . Si l'on trace en fonction de  $Z$  le facteur  $g$  du 51ème neutron pour ces isotones, on constate qu'ils se placent sur une droite conformément aux prédictions de la théorie (Fig. 5).

Cette interprétation des valeurs des moments magnétiques des  ${}^{94}\text{Tc}$  et  ${}^{93}\text{Mo}^m$  ne se prête pas à des calculs plus précis car les effets de polarisation dans les noyaux impair-impair ou pour des états de séniorité supérieure à 1 font intervenir des termes supplémentaires à ceux que nous avons introduits. Le moment magnétique n'est plus alors donné par la simple addition des moments des nucléons non appariés, respectivement corrigés des effets de polarisation calculés avec les expressions du §I de ce chapitre. Par contre, la linéarité en fonction du nombre de nucléons est encore vérifiée (Hori 73).

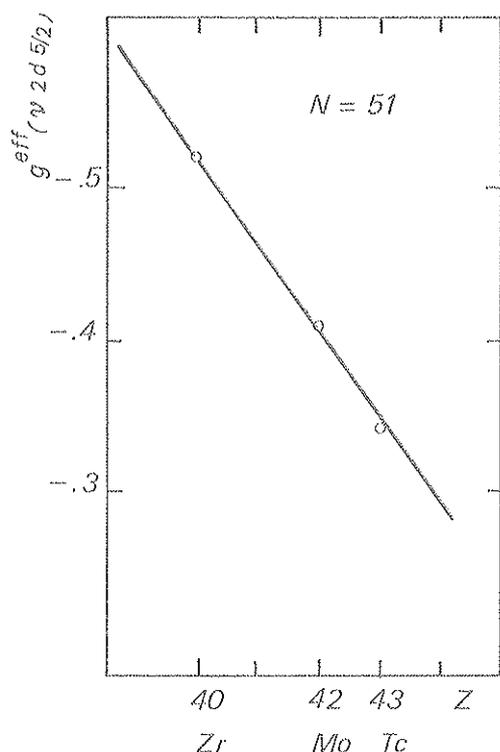


Fig. 5 : Variation de  $g^{eff}(\gamma 2d_{5/2})$  pour la série isotonique  $N = 51$ . Les cercles sont les valeurs déduites de l'analyse.

Les valeurs de  $g^{eff}(\gamma 2d_{5/2})$  que nous donnons ne sont qu'indicatives et confirment par leur comportement linéaire la cohérence de cette interprétation qualitative.

### III-2 Moments magnétiques des Tc impairs et des Mo pairs

Considérons les isotopes impairs du Technetium obtenus à partir du  $^{93}\text{Tc}$ , semi-magique, par apport de couples de neutrons. La valeur  $g_{9/2}^{eff}$  doit être corrigée des effets mésomagnétiques (+ 0.089) et du couplage spin-orbite (- 0.010). Quant aux corrections dues à la polarisation du cœur, elles ne peuvent être estimées qu'en faisant des hypothèses sur le remplissage des orbites. Une étude de la structure des états de basse énergie des Tc impairs, réalisée par Bargholtz et Beshai (Barg 77) dans le cadre du modèle unifié, conduit ces auteurs à décrire les niveaux de parité positive, en ce qui concerne les protons de valence, sous la forme :

$$|\pi g_{9/2} > = \alpha |\pi(2p_{1/2})_0^2 (1g_{9/2})_{9/2}^3 ; 9/2 > + \sqrt{1-\alpha^2} |\pi(2p_{1/2})^0 (1g_{9/2})_{9/2}^5 ; 9/2 >$$

Les 50 premiers neutrons complètent l'orbitale  $\gamma(1g_{9/2})$ , les suivants se placent dans la sous-couche  $2d_{5/2}$ . La connaissance des énergies d'appariement est requise. Nous adoptons pour les configurations  $\pi(1g_{9/2}) \pi(2p_{3/2}) \gamma(1g_{9/2})$  et  $\gamma(2d_{5/2})$ , les valeurs moyennes déduites des masses isotopiques expérimentales des noyaux de cette région (Char 72) : 2.5, 1.5, 2.5 et 1.8 MeV. Enfin, les probabilités de mélange  $\alpha^2$  sont prises chez Bargholtz et Beshai ; on remarquera que la valeur  $\alpha^2(^{93}\text{Tc})$  est en accord avec celles de calculs dans le modèle des couches effectuées par Auerbach et Talmi (Auer 65) et Vervier (Verv 75) qui donnent 0.81 et 0.76 respectivement.

Nous avons reporté dans le Tableau 5, ces valeurs de  $\alpha^2$ , les corrections induites par la polarisation  $\delta g^{M1}$ , la valeur calculée toute correction incluse du facteur gyromagnétique  $g_{9/2}^{cal}$ , à laquelle doit être comparée la valeur expérimentale  $g_{9/2}^{eff}$ . Nous indiquons également le coefficient de réduction du facteur gyromagnétique de spin,  $a$ , qui résulte des effets considérés.

A	93	95	97	99
$\alpha^2$	0.795	0.765	0.740	0.730
$\delta g^{M1}$	- 0.133	- 0.146	- 0.157	- 0.167
$g_{9/2}^{cal}$	1.45	1.44	1.43	1.42
$g_I^{exp} = g_{9/2}^{eff}$	1.38 (2)	1.29 (2)		1.26
$a = \frac{g_s^{cal}}{g_s}$	0.90	0.88	0.86	0.84

Tableau 5 : Calcul du facteur  $g$  de particule corrigé, de tout effet,  $g_{9/2}^{cal}$  pour l'orbitale  $\pi(1g_{9/2})$  dans les Tc impairs, à comparer avec la valeur effective  $g_{9/2}^{eff}$ . Nous indiquons aussi la valeur calculée de  $g_s$ .

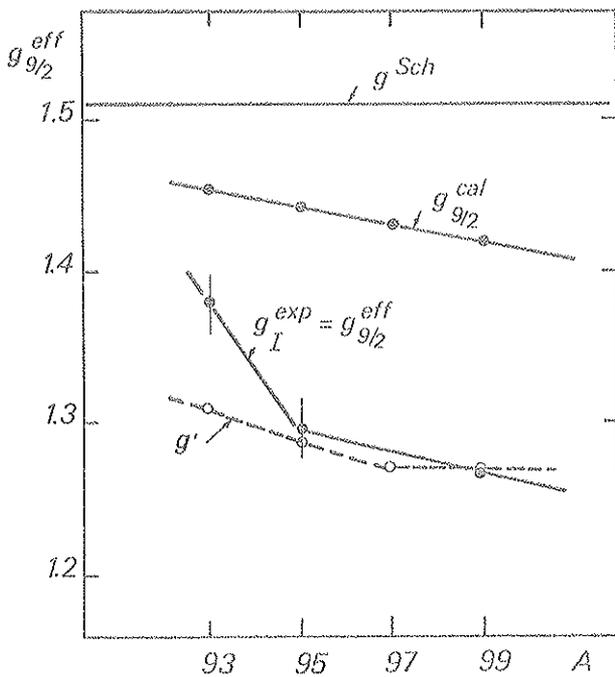


Fig. 6 : Comparaison des facteurs  $g$  calculés et expérimentaux pour les Tc impairs.

La différence entre  $g_{9/2}^{\text{cal}}$  et  $g_{9/2}^{\text{eff}}$  (Fig. 6) reste significative malgré les incertitudes sur les valeurs des paramètres que nous avons introduits. Sur la figure 6 nous avons indiqué en pointillés les valeurs des facteurs  $g'$  obtenus par Bargholtz et Beschai qui utilisent  $g_R = \frac{Z}{A}$  pour facteur  $g$  du coeur et  $g_s^{\text{eff}} = 0.7 g_s$ . Ces calculs contiennent les effets du couplage coeur-particule et reproduisent très bien les valeurs expérimentales. Il semble qu'il faille rechercher l'écart entre nos valeurs calculées ( $g_{9/2}^{\text{cal}}$  et  $g_s^{\text{cal}}$ ) et les valeurs expérimentales ( $g_{9/2}^{\text{eff}}$  et  $g_s^{\text{eff}}$ ) dans le terme  $\Delta$  introduit dans l'expression III-1 du Chapitre 1. Il contient par définition les effets des mélanges de configurations éventuellement présents autres que ceux envisagés dans le calcul de la polarisation du coeur.

Cette influence du couplage coeur-particule semble confirmée par l'évolution des premiers états  $2^+$  des Mo pairs situés respectivement à 1540, 870, 778 et 787 keV dans  $^{92}, ^{94}, ^{96}, ^{98}\text{Mo}$ . La position singulière de ce niveau dans  $^{92}\text{Mo}$  affecte la valeur  $g_{9/2}^{\text{eff}}$  du  $^{93}\text{Tc}$  qui se rapproche de la valeur de particule indépendante (Fig. 6).

Ces conclusions intéressent également les états  $8^+$  des  $^{92}, ^{94}\text{Mo}^m$ . La variation de  $g_{9/2}^{\text{eff}}$  entre ce couple d'isotopes est sensiblement la même qu'entre le couple  $^{93}, ^{95}\text{Tc}(9^+/2)$ . Sa valeur est différente à cause d'effets de polarisation que l'on peut calculer, avec  $\alpha^2(^{92}\text{Mo}) = 0.7$  (Auerbach et Talmi, et Vervier donnent 0.72 et 0.69) on obtient :

$$\delta g^{M1}(^{92}\text{Mo}) \approx \delta g^{M1}(^{93}\text{Tc}) + 0.015$$

en accord avec la tendance des valeurs expérimentales, bien que celles-ci soient affectées d'erreurs plus grandes.

### III-3 Moments magnétiques des Ag et In

La valeur de  $g_{9/2}^{\text{eff}}$  que nous avons obtenue pour  $^{106}\text{Ag}^m$  s'inscrit bien dans la systématique des isotopes de cet élément (Tableau 4 - Fig. 3d). Les spins des états fondamentaux des noyaux impairs en neutrons de la région semblent montrer que l'appariement favorise le remplissage de l'orbite  $\gamma(1g_{7/2})$  pour  $N \geq 52$ . Si l'on admet que la configuration des protons reste identique, la variation observée de  $g_{9/2}^{\text{eff}}$  entre  $^{106}\text{Ag}^m$  et  $^{110}\text{Ag}^m$  doit être le résultat de l'effet de polarisation du coeur sur les neutrons  $2d_{5/2}$ . Dans  $^{103}\text{Ag}$  cette orbite n'est pas occupée par contre la polarisation des neutrons  $1g_{9/2}$  n'est pas encore bloquée. Nous avons tracé en pointillés sur la Fig. 3 d, l'allure de la variation théorique de  $g_{9/2}^{\text{cal}}$  normée sur la valeur interpolée de  $^{105}\text{Ag}$  dans lequel les neutrons ne contribuent pas à l'effet de polarisation. On constate que cette variation est très faible et qu'elle n'est pas reproduite expérimentalement. Or, les états d'excitations de paires de particules du coeur, telles que  $\pi(2p_{1/2})^0 (1g_{9/2})_0^2$ , n'ont pas été pris en considération comme dans le cas des Tc par exemple. Entre  $^{95}\text{Tc}$  et  $^{99}\text{Tc}$  la pente moyenne de  $g_{9/2}^{\text{eff}}$  est de l'ordre de  $-0.075/\text{neutron}$ , très voisine de celle observée pour les isotopes de l'argent qui est égale à  $-0.080/\text{neutron}$ . Inclure un mélange de configurations d'états d'excitations  $\pi(2p_{1/2})^0 (1g_{9/2})_0^2$  aura pour effet de faire pivoter la courbe pointillée autour de  $^{105}\text{Ag}$  de manière à la rapprocher de la droite expérimentale.

Dans In, les paires de protons ne peuvent être excitées dans l'orbite  $1g_{9/2}$ . Il en résulte que la variation de  $g_{9/2}^{eff}$  sera due principalement à la seule polarisation des neutrons : entre  $^{108}\text{In}$  et  $^{113}\text{In}$  elle est très voisine de celle calculée dans l'argent, et diminue lorsque l'orbite  $2d_{3/2}$  commence à se remplir. Nous avons représenté sur la figure 3 e cette variation en traits pointillés normée sur la valeur de  $^{108}\text{In}$ .

En ce qui concerne la valeur de Schmidt, corrigée de tous les effets, nous obtenons pour  $^{103}\text{Ag}$  :

$$g_{9/2}^{cal} = 1.39$$

elle excède la valeur expérimentale d'environ 9%. Nous déduisons aussi :  $g_s^{cal} = 0,8g_s$ . Cette valeur ainsi que l'écart mentionné précédemment diminue si l'on tient compte des effets de polarisation sur l'orbite  $\pi(2p_{3/2})^4$  dont nous n'avons pu évaluer la contribution. Paar (Paar 73) a calculé le moment magnétique du premier état  $7/2^+$  des Ag en couplant le coeur à une quasi-particule  $\pi(1g_{9/2})^1$  ou une tri-quasiparticule  $\pi(1g_{9/2})^3_{7/2}$ . Il obtient avec  $g_s^{eff} = 0,7g_s$  et  $g_R = \frac{Z}{A}$  la valeur :

$$g(\text{Ag}, 7/2) = 1.27$$

en parfait accord avec la valeur de  $^{103}\text{Ag}$ . On remarquera que notre valeur  $g_s^{cal}$  est plus en accord avec  $g_s^{eff}$  que dans le cas des Tc.

Pour In, nous obtenons, en négligeant la contribution des neutrons à la polarisation, la valeur résultante de toutes les corrections :

$$g_{9/2}^{cal} = 1.32$$

toujours supérieure de 8% à la valeur expérimentale; par contre,  $g_s^{cal} = 0,7g_s$  à comparer avec la valeur  $g_s^{eff} = 0,6g_s$  qu'utilise Sen (Sen 72) dans un calcul semi-microscopique qui reproduit, avec  $g_R = 0,2$ , les valeurs des moments magnétiques des états fondamentaux.  $^{113}, ^{115}, ^{117}\text{In}$ . Le fait que le calcul ait été effectué avec  $g_R = 0,2$ , au lieu de  $\frac{Z}{A}$  n'est pas important car cette quantité influe peu sur les valeurs du moment magnétique de l'état. On remarque comme dans le cas précédent que l'accord est meilleur que dans les Tc.

#### III-4 Moment magnétique de $^{87}\text{Y}^m$

Dans ce noyau, les effets de polarisation du coeur, attribués aux nucléons  $\pi(2p_{3/2})^4$  et  $\nu(1g_{9/2})^8$ , donnent une contribution au facteur g total :  $\delta g^{M1} = -0.10$ , soit une valeur de Schmidt corrigée de tout effet :

$$g_{9/2}^{cal} (^{87}\text{Y}^m) = 1.49$$

On déduit aussi :

$$g_s^{\text{cal}}(^{87}\text{Y}^m) = 0,97 g_s$$

alors que la valeur expérimentale fournit  $g_s^{\text{exp}} = 0,75 g_s$ , les écarts aux valeurs expérimentales sont importants, du même ordre que dans le Tc. Il faut remarquer que la valeur de  $g_s^{\text{cal}}(^{87}\text{Y}^m)$  confirme les moments magnétiques de l'orbitale  $\pi(1g_{9/2})$  dans  $^{90}\text{Nb}^m(8^+)$  et  $^{88}\text{Y}^m(8^+)$ , si le facteur  $g(\nu 1g_{9/2})$  du 49ème neutron utilisé (Tableau 4), n'est pas remis en cause ; en effet, on a :

$$g_{9/2}^{\text{eff}}(^{88}\text{Y}^m) \approx g_{9/2}^{\text{cal}}(^{87}\text{Y}^m)$$

en négligeant les effets de polarisation sur les neutrons.

Pour  $^{90}\text{Nb}^m$ , si on considère l'état du proton comme peu différent de celui du  $^{91}\text{Nb}_{50}$ , alors (Verv 75) :

$$\begin{aligned} |\pi 9/2 > &= -0,835 |\pi (2p_{1/2})_0^2 \pi (1g_{9/2})^1 ; 9/2 > \\ &+ 0,550 |\pi (2p_{1/2})_0^0 \pi (1g_{9/2})_{9/2}^3 ; 9/2 > \end{aligned}$$

une estimation donne :

$$\delta g^{M1} = -0,08$$

soit :

$$g_{9/2}^{\text{eff}}(^{90}\text{Nb}^m) \approx g_{9/2}^{\text{cal}}(^{87}\text{Y}^m)$$

pour ces deux noyaux on obtient donc :

$$g_s^{\text{exp}}(^{88}\text{Y}^m, ^{90}\text{Nb}^m) \approx g_s^{\text{cal}}$$

### III-5 Conclusions

Nous avons calculé les moments magnétiques de l'état de particule  $\pi(1g_{9/2})$  dans des noyaux voisins de  $Z = 40$  et  $50$ . Ce calcul reproduit assez bien les valeurs et surtout les variations de  $g_{9/2}^{\text{eff}}$ , tirées de l'expérience. Un écart existe cependant, faible, mais systématique, variant de 8% dans In à 13% dans  $^{87}\text{Y}^m$ . Cette différence traduit l'approximation que nous avons faite en supposant le noyau sphérique et rigide lors du calcul de  $\delta g^{M1}$ . En réalité, le couplage coeur-particule, et le mélange de configurations d'états de particules excitées du coeur, peuvent effectuer  $g_{9/2}^{\text{cal}}$  par l'intermédiaire du terme  $\Delta$ .

En conclusion, nous remarquerons que les calculs de polarisation du coeur que nous avons appliqués, sans chercher à en raffiner les paramètres, permettent, avec une bonne approximation, l'interprétation des valeurs de moments magnétiques des noyaux de cette région.

#### IV - MOMENTS MAGNETIQUES DES $^{189, 191}\text{Pt}$

Dans le modèle en couches, l'état fondamental de ces noyaux est caractérisé par la configuration  $\gamma(3p_{3/2})$  occupée par le 111ème et le 113ème neutron. Les moments magnétiques :

$$|\mu(^{189}\text{Pt}, 3^{-}/2)| = 0.40(3)\mu_n \quad (\text{Chapitre V})$$

$$|\mu(^{191}\text{Pt}, 3^{-}/2)| = 0.49(1)\mu_n \quad (\text{Latt 76})$$

sont fort différents de la valeur de Schmidt qui vaut :  $-1.91\mu_n$ . L'interprétation de ces grandeurs est compliquée par l'absence d'une systématique étendue. Les quelques états  $3^{-}/2$  mesurés dans cette région montrent des valeurs très différentes (Tableau 6).

N Λ	107	109	111	113	115	117
Hg	- 0.59 (3)	- 0.606 (6)		- 0.6276		0.52 (16)
Pt			0.40 (3)	0.49 (1)		- 0.62 (6)*
Os				0.660 + 0.803		1.3 (2)
W		- 0.26 (8)		0.69 (2)		

Tableau 6 : Systématique des moments magnétiques des états  $3^{-}/2$  en fonction du nombre de neutrons N. Lorsqu'il n'est pas connu le signe n'est pas indiqué. L'astérisque désigne un état excité. Sauf pour les  $^{189, 191}\text{Pt}$ , les valeurs sont tirées de (Shir 75).

Nous savons que les platines sont situés dans une région de transition. Des études sur les états excités des  $^{185, 187}\text{Pt}$  (Bour 77) indiquent une déformation du coeur, oblate dans  $^{187}\text{Pt}$  ( $\beta \approx 0.18$ ), prolate dans  $^{185}\text{Pt}$  ( $\beta \approx 0.20$ ). La coexistence de forme est mise en évidence dans  $^{187}\text{Pt}$  (Dele 75). Dans les Pt pairs, la transition de forme est observée également, mais décalée, entre  $^{186}\text{Pt}$  et  $^{188}\text{Pt}$  (Huss 72). La situation est similaire à celle des Hg impairs où une transition de forme identique a lieu entre  $^{185}\text{Hg}$  et  $^{187}\text{Hg}$  (Nils 74). Cette comparaison nous incite à attribuer un signe négatif aux moments magnétiques des  $^{189, 191}\text{Pt}$ . Nous allons les comparer aux prédictions des modèles utilisés dans la région.

IV-1 Modèles à symétrie axialeIV-1. a Modèle de Nilsson

Dans ce schéma (Nils 55), les neutrons célibataires des  $^{189}, ^{191}\text{Pt}$  ne peuvent accéder qu'à l'orbite  $3^{-}/2$  (512), issue de la couche  $\gamma$  ( $3p_{3/2}$ ), pour les valeurs suivantes du paramètre  $\beta$  de déformation :

$$\beta(^{189}\text{Pt}) \approx -0.120 (25)$$

$$\beta(^{191}\text{Pt}) \approx -0.090 (5) \quad \text{ou} \quad -0.170 (16)$$

Nous avons représenté sur la figure 7 la valeur théorique de  $\mu(3^{-}/2$  (512)) en fonction de  $\beta$ , avec  $g_R = Z/A$ ,  $g_s^{\text{eff}} = g_s$  et  $0.6 g_s$ . Les valeurs du modèle ne reproduisent pas l'expérience. Cette conclusion doit être assortie de quelques remarques relatives au choix des valeurs des paramètres utilisés. Par exemple, prendre  $g_R = 0.3$ , déduit des premiers états  $2^+$  des Pt pair-pair (Shir 75), a pour effet de translater les courbes calculées de  $-0.07 \mu_n$ . D'autre part une modification des constantes de couplage du modèle de Nilsson peut changer la valeur de la déformation (ex :  $\beta(^{189}, ^{191}\text{Pt}) \approx -0.2$  ou  $-0.1$  selon (Nils 69)), les fonctions d'ondes et par conséquent les valeurs calculées du moment magnétique. Cependant, il est peu probable que la courbe présentée sur la figure 7 soit fondamentalement différente.

Le modèle peut interpréter les valeurs des moments magnétiques de ces deux noyaux pour  $\beta \approx -0.2$  (si  $\mu > 0$ ) et  $\beta \approx -0.05$  (si  $\mu < 0$ ). Mais la première valeur est en contradiction avec la comparaison des Hg, et la seconde avec les valeurs de déformation observées, puisque ces noyaux seraient alors, dans leur état fondamental presque sphériques. Il faut souligner que le calcul de Nilsson néglige les effets de Coriolis. La proximité de l'état  $5^{-}/2$  (503) issue de la couche  $\gamma$  ( $2f_{5/2}$ ) peut encore modifier les résultats du calcul et nos conclusions.

IV-1. b Calculs Hartree-Fock déformé (HFD)

Des calculs Hartree-Fock "contraints" utilisant la force de Skyrme ont été effectués en imposant la symétrie axiale (Mey 76) sur  $^{184}, ^{188}, ^{194}\text{Pt}$ . Ces calculs permettent d'obtenir la courbe d'énergie potentielle de chaque isotope en fonction de  $\beta$ . Elles présentent deux minima, correspondant chacun à une forme d'équilibre prolata ou oblate, dont les valeurs de  $\beta$  sont reproduites dans le Tableau 7. Les moments magnétiques sont obtenus en couplant une quasi-particule HF au rotor pair-pair. Les valeurs sont indiquées dans le Tableau 7 pour deux valeurs de  $g_s^{\text{eff}}$  ( $g_s^{\text{eff}} = 0.6 g_s$  et  $0.8 g_s$ ),  $g_R = Z/A$  et pour les deux orbites HFD  $3^{-}/2$  les plus proches du niveau de Fermi (les 8èmes et 9èmes dans l'ordre d'apparition). On constate qu'aucune valeur, ni variation n'est reproduite hormis dans le cas  $\beta > 0$  pour la 9ème orbitale, ce qui est en contradiction avec les résultats antérieurs. Comme on pouvait s'y attendre ce modèle donne des prédictions proches de celles de Nilsson puisque les fonctions d'onde HFD sont construites sur des combinaisons linéaires de fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique

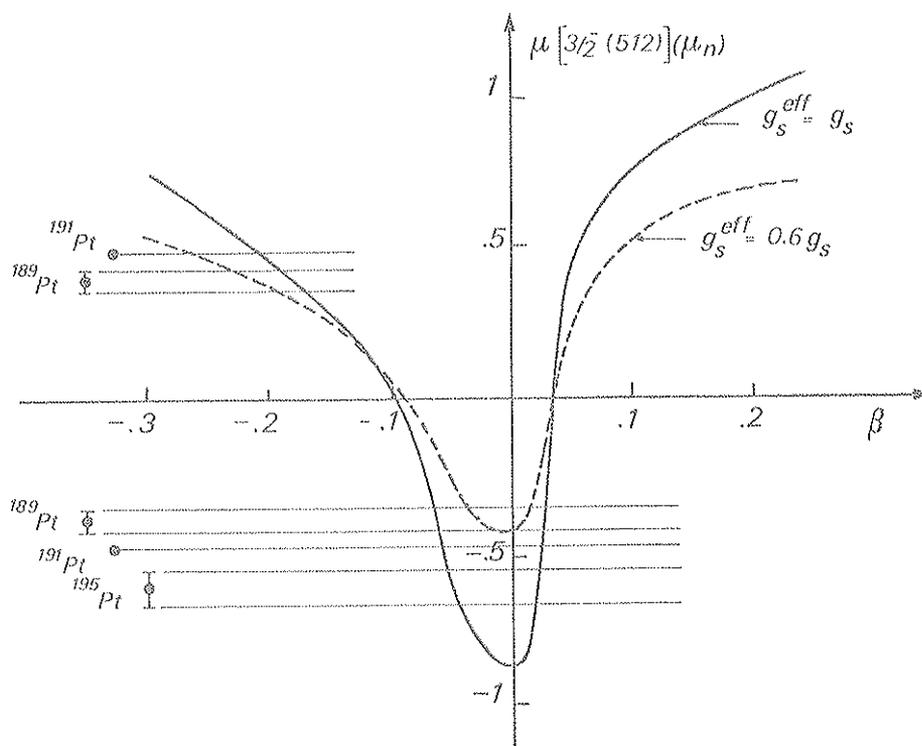


Fig. 7 : Valeur théorique du moment magnétique pour l'orbitale  $3^{-7/2}(512)$  de Nilsson. Les valeurs effectives de  $g_s$  sont indiquées sur les courbes. Le calcul utilise  $g_R = Z/A$ . Les valeurs expérimentales des moments magnétiques d'états  $3^{-7/2}$  dans les Pt sont représentées à gauche.

Orbite :		HFD n° 8		HFD n° 9	
$\frac{g_s^{eff}}{g_s} =$		0.6	0.8	0.6	0.8
$^{185}\text{Pt}$	$\beta = -0.26$	+ 0.317	+ 0.338	- 0.134	- 0.263
	$\beta = +0.23$	+ 0.812	+ 0.999	- 0.142	- 0.274
$^{189}\text{Pt}$	$\beta = -0.22$	+ 0.343	+ 0.375	- 0.157	- 0.293
	$\beta = +0.17$	+ 0.766	+ 0.939	- 0.411	- 0.631
$^{195}\text{Pt}$	$\beta = -0.14$	+ 0.092	+ 0.042	- 0.109	- 0.226
	$\beta = +0.14$	+ 0.658	+ 0.797	- 0.400	- 0.614

Tableau 7 : Moment magnétique prédit par le modèle Hartree-Fock déformé (Meye 76). Les valeurs de  $\beta$  soulignées correspondent au minimum minorum de l'énergie.

déformé. (les états HFD n° 8 et 9 sont issus principalement des états  $\gamma(3p_{3/2})$  et  $\gamma(2f_{5/2})$ . Cependant, le calcul de  $\beta$  est self-consistant et fondé sur une interaction microscopique ; il s'affranchit de tout paramètre contrairement au cas précédent (IV-1. a). Ces résultats confirment les conclusions obtenues dans le modèle de Nilsson, mais excluent la possibilité d'une déformation faible. Dans ce cas également, l'interaction de Coriolis n'a pas été prise en considération.

#### IV-2 Modèle triaxial

L'existence de la transition de forme donne la possibilité de décrire le coeur comme un rotor asymétrique triaxial. Ce modèle, développé dans plusieurs approximations (Hech 62, Pash 65) a été amélioré par Meyer ter Vehn (Meye 75) qui a introduit la description en quasi-particule du nucléon impair. Ses résultats sont utilisés pour l'interprétation de bandes rotationnelles construites sur des états de particule de spin  $j$  unique et élevé ( $h_{11/2}$ ,  $i_{13/2}$ , ...). Un très grand nombre de noyaux sont interprétés dans ce cadre et en particulier  $^{187}\text{Pt}$  (Bour 77) et  $^{191}\text{Pt}$  (Khoo 76).

Selon Meyer ter Vehn (Meye 75), le moment magnétique des niveaux de plus basse énergie n'est pas sensible aux paramètres du modèle. Il ne peut donc pas être considéré comme un test de validité du modèle. A fortiori pour les états fondamentaux des  $^{189}, ^{191}\text{Pt}$  dont la faible valeur du spin et la proximité de l'orbite  $\gamma(2f_{5/2})$  ne justifient pas l'utilisation de ce schéma.

#### IV-3 Estimation de particule indépendante

Dans l'hypothèse d'une déformation non négligeable, l'estimation du moment magnétique de particule indépendante devrait être très différente des valeurs mesurées. Dans le cas du  $^{189}\text{Pt}$ , le neutron  $\gamma(3p_{3/2})$  polarise les configurations du coeur suivantes :

$$\pi [(2d_{5/2})^6 (2d_{3/2})^2 (1h_{11/2})^{12} (1h_{9/2})^0]$$

et

$$\gamma [(2f_{7/2})^8 (2f_{5/2})^0 (1i_{13/2})^{10} (1i_{11/2})^0]$$

L'évaluation avec les paramètres que nous avons définis dans le § I de ce chapitre, n'est pas possible car les énergies d'appariement ne peuvent être obtenues directement à partir des valeurs des masses. Nous utiliserons en première approximation la formulation initiale d'Arima et Horie (Arim 54). Elle donne ici pour la contribution du coeur :

$$\delta g^{M1} \approx + 1.03$$

En tenant compte de tous les effets, la valeur corrigée du moment de Schmidt est :

$$\mu^{cal}({}^{189}\text{Pt}) \approx - 0.50 \mu_N$$

Pour le  $^{191}\text{Pt}$ , la polarisation est un peu plus importante, on obtient :

$$\mu^{\text{cal}}(^{191}\text{Pt}) \approx -0.40 \mu_{\text{N}}$$

Il est remarquable, malgré les incertitudes, qu'un calcul aussi élémentaire rende aussi bien compte de la quasi-totalité de la déviation (à condition d'admettre un signe négatif pour ces moments). Dans ce cas, on remarque de plus, que les valeurs expérimentales se placent sur une droite comme le prévoit la théorie. (Fig. 8). Le calcul nous indique aussi que :

$$g_s^{\text{cal}} \approx g_s^{\text{eff}} \approx 0.2 g_s$$

L'utilisation de cette valeur dans le cadre des modèles déformés accroît le désaccord observé (§ IV-1.a et § IV-1.b).

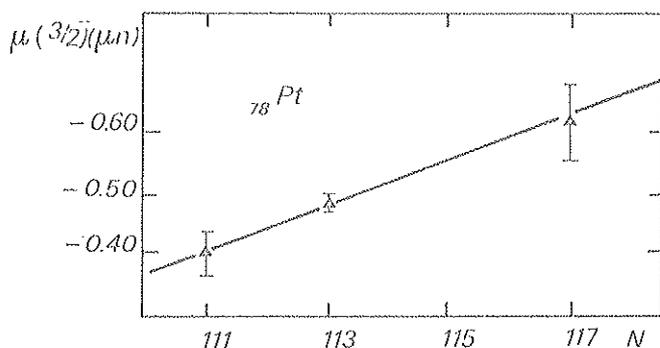


Fig. 8 : Moments magnétiques des états  $3/2^-$  dans les Pt en fonction du nombre de neutrons.

#### IV-4 Conclusions

Les modèles auxquels nous avons fait appel pour interpréter les valeurs des moments magnétiques des  $^{189}, ^{191}\text{Pt}$ , ne sont pas satisfaisants :

- le schéma de Nilsson le plus simple confirme la déformation  $\beta \approx -0.2$ , mais à condition que ces moments soient positifs, donc de signe opposé à ceux des Hg et du  $^{195}\text{Pt}$ .
- l'estimation de particule indépendante révèle des états fondamentaux  $3/2^-$  presque sphériques en désaccord avec les calculs HFD et les études des états excités.

Il faut rappeler que l'interaction de Coriolis n'a pas été prise en considération ni dans le modèle de Nilsson, ni dans HFD. Il serait intéressant de confronter nos résultats avec des calculs qui en tiennent compte.

## CONCLUSIONS

Nous avons décrit dans ce travail, la méthode d'orientation nucléaire statique à basse température. Les mesures présentées témoignent de sa fécondité. Le nombre, la diversité et la précision des informations que l'on peut recueillir au cours d'une mesure, la classent dans les premiers rangs des méthodes de spectroscopie nucléaire par radioactivité. Son champ d'activité peut encore s'étendre vers des noyaux de durée de vie courte (qq min.) par l'installation en ligne sur un séparateur d'isotopes d'un réfrigérateur. Les très basses températures espérées pour un proche avenir ( $T_{\text{base}} \approx 5 \text{ mk}$  ou mieux), laissent entrevoir la possibilité de mesurer, par atténuation de l'anisotropie dans les polycristaux, des moments quadrupolaires dont l'intérêt est fondamental pour la structure nucléaire.

L'aspect hyperfin a aussi été abordé. Les incertitudes qu'il peut introduire sont heureusement amoindries, comme nous l'avons montré, grâce à l'emploi systématique de magnétomètres. On peut remarquer que toutes les valeurs que nous donnons sont en très bon accord avec les valeurs précises des mesures RMN/NO. La comparaison atteste la fiabilité de la méthode.

Le mécanisme de la polarisation du coeur auquel nous nous sommes intéressés, semble absorber la majorité de la déviation des moments magnétiques de particule par rapport à la valeur de Schmidt. Cela est vrai pour des noyaux de la couche  $\pi(1g_{9/2})$ . Il semble, contrairement à toute attente, que ce soit le cas pour les  $^{189}, ^{191}\text{Pt}$  qui apparaissent dans leur état fondamental, "pratiquement" sphérique, en désaccord avec les études des états excités. Cependant, pour ce qui concerne ces noyaux, nous devons attendre le résultat de calculs tenant compte de l'interaction de Coriolis.



## APPENDICE

Tableau abrégé des facteurs d'atténuation ( $G_k$ ) des coefficients d'orientation nucléaire ( $B_k$ ) dans le cas d'une interaction combinée électrique ( $\eta=0$ ) plus magnétique dans un polycristal (Chapitre II - § IV-3-2, (Haro 78)).

Les valeurs tabulées,  $G_k(x, y)$  sont à multiplier par  $10^{-4}$ . Les paramètres sont :

$$x = \frac{\mu B}{kTI} = \frac{x_0}{kT} \quad \text{et} \quad y = \frac{3e\Omega V_{ZZ}}{4I(2I-1)x_0}$$

Les valeurs de  $G_4(x_0 = .2, y)_{I=2}$  ne sont pas données car  $B_2(x_0 = .2) < 10^{-4}$ .

I	k	$\frac{y}{x}$	5	2	1	.5	.1	-.1	-.5	-1	-2	-5
1	1	.2	9407	9907	9977	9994	10000	10000	9995	9979	9918	9564
		.4	7919	9627	9909	9978	9999	9999	9979	9920	9709	8750
		.6	6374	9196	9798	9951	9998	9998	9955	9832	9431	8017
		.8	5214	8681	9655	9916	9997	9997	9925	9728	9135	7473
		1.0	4430	8153	9492	9875	9995	9995	9892	9617	8856	7090
	2	.2	8807	9807	9953	9988	10000	10000	9989	9955	9829	9093
		.4	6167	9244	9812	9954	9998	9998	9956	9833	9398	7482
		.6	3912	8417	9591	9899	9996	9996	9908	9657	8848	6131
		.8	2538	7482	9312	9830	9993	9994	9849	9453	8290	5184
		1.0	1770	6573	9002	9751	9990	9991	9785	9245	7792	4545
3/2	1	.2	9046	9799	9947	9987	9999	9999	9987	9947	9798	9036
		.4	7945	9317	9797	9947	9998	9998	9946	9793	9295	7849
		.6	7384	8789	9577	9882	9995	9995	9879	9558	8700	7146
		.8	7100	8354	9328	9799	9991	9991	9791	9279	8162	6714
		1.0	6939	8037	9086	9706	9987	9987	9692	8997	7734	6421
	2	.2	7079	9329	9820	9954	9998	9998	9954	9816	9300	6814
		.4	4361	7884	9341	9824	9993	9993	9820	9315	7728	3757
		.6	3110	6468	8694	9628	9984	9984	9618	8628	6160	2449
		.8	2460	5386	8009	9392	9974	9974	9375	7903	4973	1837
		1.0	2070	4622	7370	9140	9962	9962	9121	7242	4157	1500
2	1	.2	8829	9690	9911	9976	9999	9999	9975	9902	9635	8606
		.4	7439	9089	9671	9904	9996	9996	9892	9597	8815	7506
		.6	6234	8515	9357	9787	9990	9990	9744	9137	8032	6906
		.8	5363	8030	9047	9645	9982	9981	9550	8653	7457	6505
		1.0	4790	7630	8780	9501	9973	9971	9345	8235	7058	6222
	2	.2	6187	8762	9622	9898	9996	9996	9890	9561	8384	4501
		.4	3807	6940	8771	9626	9983	9983	9568	8411	5624	2113
		.6	2508	5630	7843	9250	9964	9963	9092	7057	3845	1398
		.8	1780	4739	7040	8840	9940	9937	8556	5899	2901	1072
		1.0	1368	4109	6407	8448	9915	9910	8043	5042	2380	0892
	4	.2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
		.4	-3154	-0346	5383	8572	9938	9937	8503	5060	-0560	-2098
		.6	-1755	-2602	2503	7275	9872	9870	7164	2298	-1712	-1399
		.8	-0893	-3122	0500	5996	9797	9796	5940	0807	-1575	-1000
		1.0	-0489	-2999	-0740	4882	9722	9723	4995	0171	-1286	-0761

I	k	y x	5	2	1	.5	.1	-.1	-.5	-1	-2	-5
5/2	1	.2	8708	9590	9868	9963	9998	9998	9959	9838	9436	8365
		.4	7591	8925	9538	9846	9993	9992	9802	9310	8376	7368
		.6	7011	8357	9157	9665	9982	9980	9516	8615	7564	6769
		.8	6711	7939	8824	9467	9967	9963	9179	8020	7028	6361
		1.0	6529	7646	8561	9288	9951	9945	8865	7589	6675	6078
	2	.2	5686	8207	9360	9814	9992	9992	9781	9131	7084	2972
		.4	3628	6338	8195	9358	9968	9966	9142	7121	3859	1414
		.6	2668	5152	7163	8798	9932	9926	8266	5318	2524	0953
		.8	2158	4373	6387	8257	9889	9878	7399	4152	1931	0741
		1.0	1853	3846	5818	7794	9846	9828	6674	3451	1616	0624
	4	.2	-2323	2824	7237	9187	9965	9964	9085	6586	0416	-3979
		.4	-2056	-1385	3107	7384	9870	9798	6845	1090	-3408	-2082
		.6	-1448	-2067	0585	5501	9741	9653	4507	-1418	-2676	-1248
		.8	-1093	-1910	-0585	3976	9601	9508	2812	-1902	-1915	-0846
		1.0	-0872	-1641	-1062	2863	9468	9043	1775	-1773	-1438	-0625
3	1	.2	8623	9505	9820	9946	9998	9998	9935	9748	9219	8244
		.4	7311	8798	9407	9771	9988	9986	9655	8952	8033	7265
		.6	6288	8223	8986	9524	9968	9964	9189	8112	7236	6641
		.8	5599	7792	8650	9287	9945	9935	8719	7520	6738	6229
		1.0	5163	7468	8398	9093	9921	9906	8342	7136	6419	5957
	2	.2	5090	7735	9053	9698	9986	9985	9607	8483	5635	2117
		.4	3402	5948	7687	9036	9945	9940	8500	5679	2735	1033
		.6	2345	4864	6664	8325	9885	9869	7183	3900	1820	0704
		.8	1766	4156	5951	7722	9818	9788	6092	3000	1421	0553
		1.0	1440	3673	5445	7252	9753	9709	5308	2521	1208	0472
	4	.2	-2281	1165	5809	8616	9935	9932	8279	3954	-3380	-3923
		.4	-1714	-1609	1532	6054	9769	9750	4541	-2267	-3860	-1753
		.6	-0941	-1808	-0210	3929	9555	9509	1586	-3070	-2392	-1005
		.8	-0529	-1616	-0794	2543	9339	9266	0080	-2523	-1602	-0666
		1.0	-0329	-1379	-0973	1692	9143	9051	-0549	-1983	-1177	-0488
7/2	1	.2	8565	9432	9768	9925	9996	9996	9899	9625	9011	8170
		.4	7455	8693	9283	9680	9980	9977	9442	8577	7762	7159
		.6	6893	8131	8841	9378	9949	9939	8793	7700	6984	6515
		.8	6596	7746	8512	9123	9915	9894	8252	7156	6519	6111
		1.0	6406	7484	8274	8929	9883	9852	7871	6820	6231	5855
	2	.2	5195	7367	8728	9550	9977	9975	9345	7617	4353	1607
		.4	3387	5677	7272	8685	9913	9899	7650	4399	2057	0794
		.6	2542	4667	6298	7882	9822	9785	6004	2941	1398	0546
		.8	2095	4022	5645	7273	9726	9662	4886	2299	1109	0435
		1.0	1828	3595	5188	6829	9639	9551	4190	1968	0956	0375
	4	.2	-2176	0156	4407	7896	9892	9885	7088	0788	-5517	-3475
		.4	-1594	-1597	0601	4760	9630	9582	1875	-4086	-3468	-1453
		.6	-1094	-1559	-0485	2742	9314	9204	-0864	-3282	-1973	-0809
		.8	-0812	-1316	-0760	1671	9014	8847	-1639	-2331	-1296	-0530
		1.0	-0641	-1102	-0810	1097	8756	8548	-1708	-1743	-0949	-0388

I	k	$y_x$	5	2	1	.5	.1	-.1	-.5	-1	-2	-5
4	1	.2	8513	9367	9713	9897	9995	9994	9846	9470	8824	8108
		.4	7256	8602	9169	9580	9968	9962	9168	8234	7535	7047
		.6	6373	8044	8718	9239	9924	9903	8389	7378	6780	6394
		.8	5815	7661	8401	8980	9878	9839	7842	6883	6348	6007
		1.0	5470	7388	8177	8794	9839	9784	7493	6587	6087	5769
	2	.2	5057	7085	8413	9373	9965	9961	8973	6611	3385	1270
		.4	3254	5476	6943	8334	9869	9841	6669	3430	1619	0632
		.6	2329	4523	6023	7495	9741	9670	4915	2317	1119	0440
		.8	1836	3920	5419	6912	9615	9498	3929	1849	0901	0355
		1.0	1558	3518	5004	6504	9507	9351	3379	1606	0785	0309
	4	.2	-2090	-0417	3186	7065	9833	9816	5474	-2312	-6130	-3017
		.4	-1379	-1517	0105	3643	9449	9348	-0652	-4561	-2945	-1204
		.6	-0770	-1378	-0543	1946	9019	8804	-2402	-2954	-1615	-0656
		.8	-0460	-1144	-0663	1190	8637	8322	-2376	-1988	-1054	-0428
		1.0	-0307	-0953	-0665	0816	8323	7938	-2050	-1471	-0775	-0314
9/2	1	.2	8473	9309	9656	9863	9992	9991	9769	9292	8658	8047
		.4	7379	8522	9065	9476	9953	9940	8858	7938	7338	6932
		.6	6843	7982	8614	9113	9892	9854	8021	7121	6610	6284
		.8	6553	7632	8310	8859	9835	9770	7509	6672	6210	5918
		1.0	6361	7397	8099	8682	9789	9700	7201	6407	5972	5698
	2	.2	4955	6866	8126	9172	9949	9942	8482	5588	2700	1031
		.4	3275	5319	6679	8004	9813	9762	5676	2745	1316	0517
		.6	2502	4415	5808	7171	9642	9521	4025	1894	0923	0364
		.8	2097	3856	5248	6624	9487	9295	3227	1537	0753	0297
		1.0	1857	3489	4864	6251	9359	9110	2809	1352	0663	0262
	4	.2	-2007	-0735	2216	6177	9755	9721	3485	-4730	-5911	-2611
		.4	-1357	-1413	-0140	2767	9224	9040	-2585	-4330	-2473	-1002
		.6	-0913	-1213	-0513	1452	8676	8304	-3074	-2530	-1332	-0538
		.8	-0671	-0989	-0554	0939	8219	7695	-2506	-1673	-0870	-0351
		1.0	-0528	-0824	-0534	0691	7859	7233	-2009	-1242	-0644	-0260
5	1	.2	8433	9254	9598	9823	9989	9987	9666	9102	7507	7980
		.4	7226	8449	8970	9373	9933	9910	8544	7686	7163	6818
		.6	6455	7921	8524	9002	9855	9793	7710	6912	6467	6185
		.8	5989	7578	8234	8756	9787	9686	7245	6502	6097	5842
		1.0	5706	7341	8035	8589	9734	9602	6971	6264	5880	5638
	2	.2	4872	6691	7873	8958	9929	9915	7878	4665	2211	0855
		.4	3185	5192	6463	7708	9743	9657	4777	2260	1095	0432
		.6	2354	4330	5637	6901	9528	9335	3347	1591	0780	0308
		.8	1920	3800	5113	6393	9345	9052	2721	1310	0644	0255
		1.0	1676	3452	4757	6049	9200	8830	2400	1164	0573	0227
	4	.2	-1932	-0908	1495	5291	9656	9594	1267	-6179	-5381	-2266
		.4	-1199	-1305	-0247	2128	8959	8649	-3748	-3859	-2080	-0839
		.6	-0682	-1080	-0449	1161	8295	7708	-3181	-2145	-1109	-0447
		.8	-0427	-0875	-0449	0814	7775	6980	-2365	-1415	-0728	-0293
		1.0	-0300	-0727	-0427	0640	7380	6450	-1841	-1059	-0544	-0219

I	k	x	y	5	2	1	.5	.1	-.1	-.5	-1	-2	-5
11/2	1	.2		8400	9202	9541	9777	9984	9980	9534	8914	8365	7907
		.4		7329	8385	8883	9275	9907	9870	8251	7468	7007	6709
		.6		6820	7875	8447	8904	9812	9717	7453	6739	6345	6098
		.8		6537	7558	8171	8669	9734	9589	7031	6364	6002	5776
		1.0		6350	7345	7982	8510	9677	9491	6786	6148	5803	5588
	2	.2		4807	6546	7655	8740	9903	9880	7188	3897	1849	0721
		.4		3214	5087	6282	7447	9660	9523	4026	1903	0929	0367
		.6		2498	4263	5497	6678	9401	9112	2841	1364	0671	0266
		.8		2125	3765	5006	6204	9193	8772	2346	1138	0561	0222
		1.0		1905	3441	4673	5886	9035	8514	2093	1020	0503	0199
	4	.2		-1863	-0998	0981	4461	9533	9429	-0952	-6755	-4789	-1971
		.4		-1194	-1198	-0277	1685	8655	8173	-4238	-3359	-1759	-0708
		.6		-0792	-0962	-0372	0996	7887	7026	-3011	-1824	-0934	-0376
		.8		-0581	-0775	-0355	0756	7319	6196	-2140	-1209	-0618	-0249
		1.0		-0459	-0648	-0334	0626	6902	5612	-1652	-0914	-0467	-0188
6	1	.2		8365	9151	9485	9728	9978	9972	9379	8733	8230	7829
		.4		7207	8326	8805	9184	9877	9819	7989	7279	6869	6607
		.6		6526	7831	8330	8818	9765	9629	7239	6594	6241	6020
		.8		6126	7522	8117	8593	9679	9478	6855	6249	5923	5719
		1.0		5885	7311	7938	8443	9617	9366	6633	6051	5739	5544
	2	.2		4750	6423	7466	8525	9870	9833	6457	3288	1572	0617
		.4		3149	4998	6130	7221	9564	9359	3428	1632	0800	0317
		.6		2392	4208	5381	6490	9263	8854	2458	1190	0586	0232
		.8		2003	3733	4918	6048	9034	8459	2059	1004	0495	0196
		1.0		1784	3424	4605	5752	8865	8167	1854	0906	0447	0177
	4	.2		-1797	-1038	0624	3723	9385	9219	-2930	-6738	-4228	-1719
		.4		-1069	-1096	-0266	1389	8319	7613	-4276	-2905	-1498	-0602
		.6		-0620	-0862	-0294	0906	7463	6274	-2741	-1563	-0796	-0320
		.8		-0404	-0693	-0271	0734	6864	5362	-1912	-1045	-0532	-0214
		1.0		-0295	-0580	-0256	0630	6437	4744	-1478	-0799	-0406	-0163
13/2	1	.2		8335	9102	9429	9675	9969	9960	9207	8563	8101	7746
		.4		7292	8273	8734	9099	9843	9756	7761	7114	6745	6512
		.6		6808	7797	8322	8742	9714	9528	7060	6470	6151	5952
		.8		6536	7507	8071	8528	9622	9355	6708	6152	5855	5670
		1.0		6358	7314	7900	8385	9557	9230	6505	5970	5685	5507
	2	.2		4702	6317	7302	8320	9831	9775	5733	2811	1355	0533
		.4		3179	4921	5998	7025	9457	9164	2959	1421	0699	0277
		.6		2509	4164	5284	6331	9118	8564	2161	1051	0519	0205
		.8		2163	3713	4845	5917	8872	8117	1833	0896	0443	0176
		1.0		1961	3422	4549	5639	8695	7795	1663	0815	0403	0160
	4	.2		-1736	-1046	0380	3094	9211	8961	-4486	-6395	-3725	-1505
		.4		-1066	-1000	-0231	1195	7959	6974	-4067	-2515	-1285	-0516
		.6		-0703	-0772	-0218	0860	7035	5470	-2458	-1351	-0686	-0275
		.8		-0517	-0622	-0196	0732	6421	4505	-1704	-0913	-0463	-0186
		1.0		-0411	-0524	-0188	0642	5996	3871	-1326	-0705	-0358	-0144

I	k	y x	5	2	1	.5	.1	-.1	-.5	-1	-2	-5
7	1	.2	8303	9055	9375	9621	9959	9943	9026	8402	7976	7662
		.4	7194	8225	8669	9022	9804	9682	7562	6969	6634	6425
		.6	6584	7764	8271	8676	9662	9415	6907	6364	6072	5891
		.8	6234	7482	8031	8471	9564	9222	6582	6069	5796	5627
		1.0	6023	7292	7868	8335	9497	9084	6396	5901	5638	5475
	2	.2	4658	6223	7158	8128	9785	9701	5057	2434	1181	0466
		.4	3131	4855	5884	6853	9341	8937	2590	1252	0617	0245
		.6	2434	4127	5201	6195	8968	8245	1924	0940	0464	0184
		.8	2080	3694	4785	5805	8709	7752	1650	0808	0400	0159
		1.0	1881	3416	4503	5544	8528	7404	1506	0739	0366	0145
	4	.2	-1675	-1033	0216	2576	9013	8647	-5549	-5909	-3284	-1323
		.4	-0965	-0910	-0184	1071	7581	6268	-3753	-2186	-1111	-0446
.6		-0571	-0694	-0148	0841	6613	4637	-2194	-1178	-0596	-0239	
.8		-0384	-0559	-0131	0740	6000	3649	-1524	-0805	-0407	-0164	
1.0		-0289	-0473	-0129	0659	5585	3020	-1196	-0629	-0318	-0128	
15/2	1	.2	8275	9008	9322	9566	9946	9923	8845	8250	7857	7576
		.4	7265	8182	8610	8952	9762	9596	7389	6840	6535	6345
		.6	6804	7738	8226	8616	9608	9292	6775	6272	6004	5838
		.8	6544	7471	7996	8421	9507	9080	6474	5997	5745	5589
		1.0	6376	7294	7840	8291	9437	8931	6302	5841	5597	5447
	2	.2	4620	6139	7029	7950	9732	9612	4454	2131	1039	0411
		.4	3159	4798	5785	6703	9216	8682	2295	1115	0550	0219
		.6	2530	4096	5130	6078	8816	7903	1732	0848	0419	0167
		.8	2207	3683	4733	5710	8549	7370	1488	0736	0364	0145
		1.0	2020	3419	4465	5462	8366	7001	1376	0676	0335	0133
	4	.2	-1618	-1006	0108	2160	8790	8275	-6146	-5382	-2902	-1166
		.4	-0961	-0827	-0131	0995	7196	5511	-3410	-1910	-0967	-0388
.6		-0633	-0624	-0083	0839	6206	3798	-1960	-1037	-0524	-0210	
.8		-0469	-0506	-0072	0754	5606	2820	-1370	-0717	-0362	-0145	
1.0		-0377	-0431	-0078	0677	5210	2217	-1085	-0566	-0286	-0115	
8	1	.2	8245	8963	9270	9511	9931	9896	8669	8107	7744	7489
		.4	7185	8142	8557	8887	9717	9499	7236	6726	6446	6272
		.6	6631	7712	8187	8564	9554	9161	6660	6192	5943	5790
		.8	6319	7453	7965	8377	9450	8933	6380	5935	5700	5556
		1.0	6132	7280	7816	8252	9379	8775	6220	5789	5562	5422
	2	.2	4584	6062	6914	7788	9672	9504	3934	1884	0922	0365
		.4	3123	4747	5697	6571	9086	8399	2054	1002	0495	0197
		.6	2477	4070	5069	5976	8664	7543	1572	0771	0382	0152
		.8	2151	3672	4689	5627	8393	6979	1372	0674	0334	0133
		1.0	1968	3418	4433	5391	8210	6596	1266	0623	0309	0123
	4	.2	-1560	-0969	0040	1833	8544	7843	-6369	-4868	-2572	-1032
		.4	-0877	-0749	-0075	0951	6810	4718	-3079	-1679	-0848	-0340
.6		-0529	-0562	-0024	0845	5820	2976	-1757	-0919	-0464	-0186	
.8		-0367	-0457	-0021	0770	5245	2038	-1239	-0643	-0325	-0130	
1.0		-0284	-0391	-0032	0696	4873	1483	-0990	-0514	-0259	-0104	



BIBLIOGRAPHIE

---

- Agre 67 - D. Agresti, E. Kankeleit et B. Persson,  
Phys. Rev. 165 (1967) 1339.
- Arim 54 - A. Arima et H. Horie,  
Prog. Theor. Phys. 12 (1954) 623.  
A. Arima et H. Horie,  
Prog. Theor. Phys. 11 (1954) 509.
- Arim 72 - A. Arima et Lih Jen Huang Lin,  
Phys. Let. 41B (1972).
- Atzm 67 - U. Atzmoni, E. R. Bauminger et D. Lebenbaum, A. Mustachi, S. Ofer et  
J. H. Wernick,  
Phys. Rev. 163 (1967) 314.
- Auer 65 - N. Auerbach et I. Talmi,  
Nucl. Phys. 64 (1965) 458.
- Back 70 - A. Backlin et V. Berg et S. G. Malmskog,  
Nucl. Phys. A156 (1970) 647.
- Back 71 - A. Backlin, G. Hedin et S. G. Malmskog,  
Nucl. Phys. A169 (1971) 122.
- Back 72 - A. Backlin et G. Hedin, V. Berg et S. G. Malmskog,  
Nucl. Phys. A181 (1972) 76.
- Barg 77 - C. Bargholtz et S. Beshai,  
Zeit. für Phys. A283 (1977) 283.
- Barr 75 - J. Barrette, M. Barrette, R. Haroutunian, G. Lamoureux, S. Markiza et  
S. Monaro,  
Phys. Rev. C11 (1975) 171.
- Bera 68 - R. Béraud, I. Berkes, J. Danière, M. Lévy, G. Marest et R. Rougny,  
in Hyperfine Structure and Nuclear Radiation,  
Eds. E. Matthias et D. A. Shirley,  
North Holland Publishing Company, Amsterdam (1968) 199.
- Bera 72 - Z. Berant, J. Burde et A. Molchadzki,  
Nucl. Phys. A180 (1972) 321.

- Berk 76 - I. Berkes, G. Marest et R. Haroutunian,  
Phys. Rev. C15 (1977) 1839 (la valeur de  $\delta$  (765) qui y est mentionnée  
(= +.11) est erronée, il faut lire  $\delta$ (765) = (+.011).
- Bied 53 - L. C. Biedenharn et M. E. Rose,  
Rev. Mod. Phys. 25 (1953) 729.
- Blin 53 - R. J. Blin-Stoyle,  
Proc. Phys. Soc. A66 (1953) 1158.
- Bour 77 - G. Bourgeois,  
Thèse d'Etat, Orsay, 1977.
- Brew 76 - W. Brewer et M. Kopp,  
Hyp. Int. 2 (1976) 299.
- Buyn 64 - A. Buyrn et L. Grodzins,  
MIT Progress Rept. 142 (1964) 2098.
- Buyn 67 - A. Buyrn, L. Grodzins, N. A. Blum et J. Wulfe,  
Phys. Rev. 163 (1967) 286 .
- Call 74 - P. T. Callaghan, W. Lattimer et N. J. Stone,  
Proc. Int. Conf. on Hyperfine Interactions, Ed. E. Karlsson et R. Wappling,  
Upplands Grafiska AB, Uppsala, 1974, 272.
- Char 72 - Chart of the Nuclides, Knolls Atomic Energy Commission, 11ème Edition, 1972.
- Char 74 - A. Charvet, R. Chéry, Do Huu Phuoc, R. Duffait et M. Morgue,  
J. de Physique, 35 (1974) 199.
- Chem 69 - M. Chemtob,  
Nucl. Phys. A123 (1969) 449.
- Dele 75 - M. A. Deleplanque et al.,  
J. de Physique, C5 - Suppl 36 (1975) 97.
- Duff 76 - R. Duffait, A. Charvet, T. Négadi, M. Morgue, J. Caro et R. Chéry,  
J. de Physique, 37 (1976) 1103.
- Eska 71 - G. Eska, E. Hagn, T. Butz et P. Kienle,  
Phys. Lett. 36B (1971) 328 .
- Fere 54 - H. Ferentz et N. Rosenzweig,  
Argonne Nat. Lab. rep. 5324 (1954).
- Fox 71 - R. A. Fox, P. D. Johnston, C. J. Sanctuary et N. J. Stone,  
Hyperfine Interactions in excited Nuclei (Gordon and Breach, New York)  
(1971) 339.
- Frau 66 - H. Frauenfelder et R. M. Steffen et, S. R. De Groot, H. A. Tolhoek et  
W. J. Huiskamp,  
Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy, édité par K. Siegbahn, North-Holland  
Publ. Cie, Amsterdam, 2 (1966) 997.
- Hagn 74 - E. Hagn, P. Kienle et G. Eska,  
Proc. of Int. Conf. on Nuclear Structure and Spectroscopy, Amsterdam,  
Ed. par H. P. Block et A. E. L. Diepering (Scholar's Press Amsterdam) 1974,  
138-139.
- Hagn 75 - E. Hagn,  
Communication privée (1975).

- Hagn 76 - E. Hagn, E. Zech et G. Eska,  
 Hyperfine Interactions, 2 (1976) 297 et 306.  
 Int. Conf. on Nuclear Orientation, Oxford (1976) (non publié)  
 E. Hagn, Ph. D. Thesis, Technische Hochschule, Munich (non publié).
- Hans 58 - M. Hansen,  
 Constitution of Binary Alloys, Mac Graw-Hill (1958).  
 R.P. Elliot,  
 Constitution of Binary Alloys, first suppl., Mac Graw-Hill (1965).  
 F.A. Shunk,  
 Constitution of Binary Alloys, second suppl., Mac Graw-Hill (1969).
- Haro 78 - R. Haroutunian, M. Meyer et R. Coussement,  
 Phys. Rev. C17 (1978) 292 et  
 Temperature Nuclear Orientation Coefficients for a Combined Magnetic plus  
 Electric Interaction, Am. Ins. Phys. PAPS, PRVCA 16-292-196.
- Hech 62 - K. Hecht et G.R. Satchler,  
 Nucl. Phys. 32 (1962) 286.
- Hedi 72 - G. Hedin et A. Bäcklin,  
 Nucl. Phys. A184 (1972) 214.
- Holl 66 - R.J. Holliday, D.A. Shirley et N.J. Stone,  
 Phys. Rev. 143 (1966) 130.
- Hori 73 - H. Horie,  
 Jour. Phys. Soc. Jap. Suppl. 34 (1973) 461.
- Huss 72 - J.P. Husson,  
 Thèse d'Etat, Orsay, (1972).
- Hyug 73 - H. Hyuga et A. Arima,  
 Jour. Phys. Soc. Jap. Suppl. 34 (1973) 539.
- John 73 - P.D. Johnston et N.J. Stone,  
 Nucl. Phys. A206 (1973) 273.
- John 74 - P.D. Johnston et N.J. Stone,  
 Nucl. Phys. F : Metal Phys. 4 (1974) 1522.
- Kain 73 - G. Kaindl, F. Bacon et D.A. Shirley,  
 Phys. Rev. C8 (1973) 315.
- Kapl 73 - M. Kaplan, P.D. Johnston, P. Kittel et N.J. Stone,  
 Nucl. Phys. A212 (1973) 478.
- Khoo 76 - T.L. Khoo, F.M. Berthal, C.L. Dors, M. Piipapinen, S. Saha, P.J. Doly, et  
 J. Meyer ter Vehen,  
 Phys. Let. 60B (1976) 341.
- Kont 65 - M. Kontani, K. Asayama et J. Itoh,  
 Jour. Phys. Soc. Jap. 20 (1965) 1737.
- Kont 67 - M. Kontani et J. Itoh,  
 Jour. Phys. Soc. Jap. 22 (1967) 345.
- Kran 73 - K.S. Krane,  
 Nucl. Data Tabl. 11 (1973) 407.
- Laks 76 - V. Lakshminayarana, A. Lefferts et F. Pleiter, Hyp. Int. 2 (1976) 194.

- Latt 76 - W. Lattimer et N. J. Stone,  
Communication privée (1976).
- Lond 62 - H. London, G. R. Clarke et E. Mendoza,  
Phys. Rev. 128 (1962) 1992.
- Lump 74 - A. H. Lumpkin, A. W. Sunyar, K. A. Hordy et Y. K. Lee,  
Phys. Rev. C9 (1974) 258.
- Malm 70 - S. G. Malmskog, V. Berg, A. Backlin et G. Hedin,  
Nucl. Phys. A143 (1970) 160.
- Mare 78 - G. Marest, R. Haroutunian et I. Berkes,  
Phys. Rev. C17 (1978) 287.
- Mari 59 - L. L. Marino,  
UCRL Report No UCRL-8721 (1959) non publié.
- Mesk 72 - L. Mesko, A. Nilsson, S. A. Hyorth, M. Brenner et O. Holmlund,  
Nucl. Phys. A181 (1972) 566.
- Meye 75 - J. Meyer ter Vehn,  
Nucl. Phys. A249 (1975) 111.
- Meye 76 - M. Meyer et P. Quentin,  
Communication privée (1976).
- Miya 51 - H. Miyazawa,  
Prog. Theor. Phys. 6 (1951) 801.
- Naga 70 - S. Nagamiya, T. Katou, T. Nomura et T. Yamazaki,  
Phys. Let. 33B (1970) 574.
- Naga 71a - S. Nagamiya et T. Yamazaki,  
Phys. Rev. C4 (1971) 1961.
- Naga 71b - S. Nagamiya, T. Katou, T. Nomura et T. Yamazaki,  
Jour. Phys. Soc. Jap. 31 (1971) 319.
- Nara 67 - A. Narath,  
Hyperfine Interactions, Ed. A. J. Freeman et R. B. Frankel, Academic Press,  
(1967) 287.
- Nega 66 - B. Neganov, N. Borisov et M. Liburg,  
Sov. Phys. JETP 23 (1966) 959.
- Nils 55 - S. G. Nilsson,  
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 (1955) 16.
- Nils 69 - S. G. Nilsson et al.,  
Nucl. Phys. A131 (1969) 1.
- Nils 74 - S. G. Nilsson, J. R. Nix, P. Müller et I. Ragnarsson,  
Nucl. Phys. A222 (1974) 221.
- Note 00 - Le facteur  $(-)^k$  apparaît lors du passage de l'expression [61] page 1021  
(Frau 66) à l'expression [66] page 1022 dans laquelle il faut lire  $(-)^k$   
 $C_{kr}^*(LL')$  au lieu de  $C_{kr}(LL')$ .  
Cette remarque est confirmée par la note de Raghavan et al. (Phys. Rev.  
Let. 31 No 12 (1973) (erratum)) dans laquelle ils concluent, pour des cor-  
rélations angulaires  $\beta$ - $\gamma$  que les équations de la réf. (Frau 66) ne sont  
consistantes que si  $(-)^k A_k(\beta)$ , au lieu de  $A_k(\beta)$ , est utilisé.

- Noya 58 - H. Noya, A. Arima et H. Horie,  
Prog. Theor. Phys. Suppl. 8 (1958) 33.
- Nuda 71 - Nuclear Data, B5 (1971).
- Nuda 73 - Nuclear Data, B10 (1973).
- Oppe 76 - A. Oppelt et K.H.J. Buschow,  
Phys. Rev. B13 (1976) 4698.
- Owen 69 - W.R. Owen, B.L. Robinson et S. Jha,  
Phys. Rev. 185 (1969) 1555.
- Paar 73 - V. Paar,  
Nucl. Phys. A211 (1973) 29.
- Pash 65 - V. V. Pashkevitch et R.A. Sardaryan,  
Nucl. Phys. 65 (1965) 401.
- Perl 69 - G. J. Perlow, W. Henning, D. Olsen et G.L. Goodman,  
Phys. Rev. Let. 23 (1969) 680.
- Ragh 72 - P. Raghavan et R. S. Raghavan,  
Zeit. für Phys. 256 (1972) 309.
- Rao 74 - G. N. Rao,  
Proc. of the Int. Meeting on Hyperfine Interactions, Heverlee, (1974), Suppl.  
(non publié).
- Refr 00 - 1) R.R. Conte,  
"Elements de Cryogénie", Masson et Cie, Paris, (1970).
- 2) W. J. Huiskamp et O. V. Lounasma,  
"Ultralow Temperature - How and Why", Rep. Prog. Phys. 36 (1973) 423.
- 3) J. C. Wheatley,  
"Liquid  $^3\text{He}$ , Liquid Mixture of  $^3\text{He}$  and  $^4\text{He}$ , and Dilution Refrigeration",  
J. de Physique, C3 - 31 (1970) 109.
- 4) John C. Wheatley, O. E. Vilches et W. R. Abel,  
"Principles and Methods of Dilution Refrigeration", Physics 4 (1968) 1.
- 5) John C. Wheatley, R. E. Rapp et R. T. Johnson,  
"Principles and Methods of Dilution Refrigeration - II", Jour. of Low Temp.  
Phys. 4 (1971) 1.
- 6) R. Radebaugh et J. D. Siegwarth,  
"Dilution refrigerator Technology", Cryogenics (1971) 368.
- 7) G. J. Ehnholm et R. G. Gylling,  
"A Dilution Refrigerator with large cooling Power ", Cryogenics (1971) 39.
- 8) Y. Laumond,  
"Contribution à l'étude des réfrigérateurs à dilution d' $^3\text{He}$  dans  $^4\text{He}$ ".  
Thèse de Docteur-Ingénieur, Grenoble (1972).
- 9) G. Schumacher,  
"Réfrigération par dilution d' $^3\text{He}$  dans  $^4\text{He}$  dans la région du millikelvin.  
Solutions nouvelles. Application à l'étude de  $\text{SiO}_3$  amorphe par échos dipolaires électriques", Thèse d'Etat, Grenoble (1978).

- Reid 69 - P. G. E. Reid, M. Šott et N. J. Stone,  
Nucl. Phys. A219 (1969) 273.
- Rubi 75 - H. Rubinztein et M. Gustafsson,  
Phys. Let. 58B (1975) 263.
- Salo 74 - D. Salomon et D. A. Shirley,  
Phys. Rev. B9 (1974) 29.
- Samo 66 - B. N. Samoilov et al. ,  
9th Int. Conf. on low Temperature Physics, Plenum Press, New York, (1966)  
2925.
- Schm 67 - S. G. Schmelling, V. Y. Ehlers et H. A. Shugart,  
Phys. Rev. 154 (1967) 1142.
- Scho 75 - E. Schoeters, R. Geerts, R. E. Silverans et L. Vanneste,  
Phys. Rev. C12 (1975) 1680.
- Schu 77 - M. Schumacher et P. Rullussen,  
Zeit. für Phys. A282 (1977) 353.
- Sebi 73 - C. Sebille-Shück et al.  
(Isolde Collaboration), Nucl. Phys. A212 (1973) 45.
- Sen 72 - S. Sen,  
Nucl. Phys. A191 (1972) 29.
- Shir 75 - V. S. Shirley, C. M. Lederer,  
Tables of nuclear moments in Proc. on the Int. Conf. on Hyperfine Interactions  
Studied in Nuclear Reactions and Decay, Uppsala 1 (1975) 1.
- Silv 72 - R. E. Silverans,  
Thèse, Katolieke Universiteit Leuven (1972).
- Stef 56 - R. M. Steffen,  
Phys. Rev. 103 (1956) 116.
- Stef 71 - R. M. Steffen,  
Angular Correlation in Nuclear Desintegration, Ed. Hans van Krugten et  
Bob van Nooijen, Rotterdam University Press, (1971) pl.
- Thom 76 - L. Thomé, H. Bernas, F. Abel, M. Brunneaux, C. Cohen et J. Chaumont,  
Phys. Rev. C14 (1976) 2787.
- Verv 75 - J. Vervier,  
Nucl. Phys. 66 (1975) 17.
- Vian 74 - R. Vianden,  
Proc. of Int. Meeting on Hyperfine Interactions, Heverlee, (1974) Suppl.  
(non publié).
- Wagn 71 - F. Wagner et W. Potzel,  
Hyperfine Interactions in excited Nuclei, Eds. G. Goldring et R. Kalish, Gordon  
et Breach Publishers, London 1971, 681.
- Witt 77 - G. Wittkemper, H. D. Rütter, W. Haaks et E. Gerdau,  
Hyp. Int. 3(1977) 157.
- Yama 67 - T. Yamazaki,  
Nucl. Data, Sect. A, 3, No 1 (1967) 1.
- Yama 70 - T. Yamazaki, T. Nomura, S. Nagamiya et T. Katou,  
Phys. Rev. Let. 25 (1970) 547.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION .....	1
<u>CHAPITRE I - RAPPEL SUR LE MOMENT MAGNETIQUE DE PARTICULE</u> .....	3
I - Moment magnétique de particule indépendante .....	3
II - Moment magnétique effectif .....	5
II-1 - Les courants d'échange mésoniques .....	5
II-2 - La polarisation M1 du coeur .....	6
II-3 - Effets du couplage spin-orbite .....	6
III - Moments magnétiques expérimentaux .....	7
<u>CHAPITRE II - ORIENTATION NUCLEAIRE</u> .....	9
I - Introduction .....	9
II - Distribution angulaire .....	10
II-1 - Expression générale .....	10
II-2 - Distribution angulaire directionnelle .....	11
II-3 - Exemple d'application : corrélation angulaire directionnelle .....	12
III - Principe de l'orientation nucléaire à basse température .....	15
III-1 - Principe .....	15
III-2 - Méthode .....	16
III-3 - Conditions expérimentales .....	17
III-4 - Conclusion .....	17
IV - Calcul des coefficients d'orientation nucléaire .....	20
IV-1 - Interaction magnétique .....	20
IV-2 - Interaction quadropolaire électrique .....	23
IV-3 - Interaction combinée électrique plus magnétique .....	25
IV-3-1 - Cas d'un monocristal .....	25
IV-3-2 - Cas d'un polycristal .....	26
V - Situations et méthodes expérimentales .....	31
<u>CHAPITRE III - TECHNIQUES EXPERIMENTALES</u> .....	35
I - Réfrigérateur à dilution $^3\text{He} - ^4\text{He}$ .....	35
I-1 - Propriété cryogénique des mélanges $^3\text{He} - ^4\text{He}$ .....	35
I-2 - Unité de dilution .....	35
I-3 - Performances .....	38
II - Description de notre réfrigérateur à dilution .....	39
III - Dispositif expérimental .....	40

<u>CHAPITRE IV - MOMENT MAGNETIQUE DANS LA COUCHE <math>\pi(1g_{7/2})</math></u> .....	41
I - Introduction.....	41
II - Préparation des échantillons.....	42
II-1 - Technetium et molybdène.....	43
II-2 - Indium.....	43
II-3 - Argent.....	44
II-4 - Yttrium.....	44
III - Orientation nucléaire des $^{93, 94, 95}\text{Te}$ .....	45
III-1 - Champ hyperfin.....	45
III-2 - Magnétométrie : orientation du $^{95}\text{Te}$ .....	45
III-3 - Orientation du $^{94}\text{Te}$ .....	49
III-4 - Orientation du $^{93}\text{Te}$ .....	51
IV - Orientation nucléaire du $^{93}\text{Mo}^m$ .....	53
V - Orientation nucléaire des $^{109, 110m, 111}\text{In}$ .....	54
IV-1 - Orientation de $^{111}\text{In}$ et magnétométrie.....	54
IV-2 - Orientation des $^{110}\text{In}^m$ et $^{109}\text{In}$ .....	55
IV-3 - Remarques sur la thermométrie.....	57
VI - Orientation nucléaire des $^{106, 110}\text{Ag}^m$ .....	57
VII - Orientation nucléaire de $^{87}\text{Y}^m$ .....	59
<u>CHAPITRE V - ORIENTATION NUCLEAIRE DES <math>^{189, 191}\text{Pt}</math></u> .....	61
I - Introduction.....	61
II - Préparation des sources.....	61
III - Considérations de champ hyperfin.....	62
IV - Orientation du $^{189}\text{Pt}$ .....	66
IV-1 - Sources implantées $^{189}\text{Pt}$ $\underline{\text{Fe}}$ .....	67
IV-1-1 - Détermination du moment magnétique.....	67
IV-1-2 - Multipolarités des raies de $^{189}\text{Ir}$ .....	73
IV-2 - Sources fondues.....	79
IV-3 - Conclusions.....	80
V - Orientation du $^{191}\text{Pt}$ .....	81
V-1 - Détermination du moment magnétique.....	81
V-2 - Rapports de mélange.....	82
V-3 - Remarques.....	84
VI - Conclusions.....	84
<u>CHAPITRE VI - INTERACTIONS HYPERFINES DANS DES ALLIAGES DILUES</u>	
<u>D'YTTRIUM</u> .....	85
I - Introduction.....	85
II - Alliages dilués Y $\underline{\text{Au}}$ .....	85
III - Alliage dilué Y $\underline{\text{Al}}$ fondu.....	87
IV - Interprétations des résultats.....	89
V - Champ interne dans le fer.....	90
VI - Conclusions.....	92
<u>CHAPITRE VII - DISCUSSION DES MOMENTS MAGNETIQUES</u> .....	93
I - Théorie élémentaire de la polarisation du coeur.....	93
I-1 - Mélanges de configurations.....	93
I-2 - Moment magnétique et polarisation du coeur.....	94
I-3 - Paramètres du calcul.....	96
I-3-a - Energies de particules.....	96
I-3-b - Interactions résiduelles.....	97
I-3-c - Intégrales radiales et énergies d'appariement.....	97
I-4 - Conclusions.....	97

II	-	Systématique des moments magnétiques de la configuration $\pi(1g_{9/2})$ .....	98
III	-	Interprétation des valeurs de $g_{9/2}^{eff}$ .....	106
	III-1	- Moments magnétiques des $^{94}_{Tc}$ , $^{93}_{Mo^m}$ .....	106
	III-2	- Moments magnétiques des Tc impairs et Mo pairs .....	107
	III-3	- Moments magnétiques de $^{106}_{Ag^m}$ et $^{110}_{In^m}$ .....	109
	III-4	- Moments magnétiques de $^{87}_{Y^m}$ .....	110
	III-5	- Conclusions .....	111
IV	-	Moments magnétiques des $^{189, 191}_{Pt}$ .....	112
	IV-1	- Modèles à symétrie axiale .....	113
		IV-1-a - Modèle de Nilsson .....	113
		IV-1-b - Calculs Hartree-Fock déformés .....	113
	IV-2	- Modèle triaxial .....	115
	IV-3	- Estimation de particule indépendante .....	115
	IV-4	- Conclusions .....	116
CONCLUSIONS .....			117
APPENDICE .....			119
BIBLIOGRAPHIE .....			125

