

univ^{er}sité paris sud
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLEAIRE
B.P. N° 1 - 91406 ORSAY TEL: 941.51.10
laboratoire associé à l'IN2 P3.

**THESE
PRÉSENTÉE
AU CENTRE D'ORSAY
UNIVERSITÉ PARIS-SUD
POUR OBTENIR**

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marie-Agnès DELEPLANQUE

**Sujet : Contribution à l'étude de la déformation des
noyaux de transition. Etude des mécanismes
de changement de forme et des propriétés de
rigidité de ces noyaux.**

Soutenu le 6 janvier 1976

IPNO-T-76-01
FR760 2578

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre:

1592

THÈSE

PRESENTEE

**AU CENTRE D'ORSAY
UNIVERSITÉ PARIS-SUD**

POUR OBTENIR

LE grade DE DOCTEUR ès-Sciences Physiques

PAR

Marie-Agnès DELEPLANQUE

**SUJET : Contribution à l'étude de la déformation des noyaux
de transition. Etude des mécanismes de changement de
forme et des propriétés de rigidité de ces noyaux.**

Soutenue le 6 janv. 76 devant la Commission d'examen

Mme N. MARTY	}	Président.
M. J. VALENTIN		Rapporteur
M. S. BRATOS		Examineurs.
Mme C. GERSCHEL		
M. M. LEFORT		
M. G. RIPKA		

Je suis profondément reconnaissante à Messieurs les professeurs M. Jean et M. Riou de m'avoir accueillie à l'Institut de Physique Nucléaire.

Je dois beaucoup à Monsieur N. Perrin et Madame C. Gerschel qui avec dynamisme ont fait largement bénéficier au sein de leur groupe de leurs conseils et de leur compétence tant sur le plan expérimental que sur le plan théorique.

Je remercie tout particulièrement Madame C. Gerschel pour les nombreuses corrections qu'elle m'a suggérées, avec patience, au cours de la rédaction de cette thèse afin d'en rendre l'exposé plus clair.

Je remercie sincèrement Madame le professeur N. Marty d'avoir bien voulu présider le jury de cette thèse. Je suis très honorée de la présence au sein de ce jury de Messieurs les professeurs S. Bratos, M. Lefort, J. Valentin et de Monsieur G. Ripka.

Ce travail a été réalisé, pour l'essentiel, avec la collaboration de Monsieur N. Perrin et de Madame C. Gerschel, qu'ils en soient ici chaleureusement remerciés.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le professeur J. Valentin, directeur de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble, ainsi qu'aux physiciens des groupes expérimentaux de Grenoble, pour nous avoir permis d'effectuer les réactions (α, xn) au cyclotron de Grenoble.

Les calculs évoqués dans ce travail n'auraient pu être menés à bien sans l'aimable concours de Monsieur P. Quentin avec qui de nombreuses discussions m'ont éclairée tout au long de ce travail.

J'ai particulièrement apprécié, au cours de cette thèse, la présence pendant quelques mois de Monsieur M. Ishihara, qui a participé à notre travail avec efficacité et bonne humeur.

Je remercie vivement Monsieur le professeur L. Valentin, qui, toujours prêt à discuter avec enthousiasme, éveille sans cesse notre intérêt dans de nombreux domaines de la physique.

Je tiens à remercier tout spécialement Monsieur M. Leblanc, dont les idées et l'efficacité concernant le domaine de l'électronique nous ont toujours permis de surmonter nos difficultés.

Tous mes remerciements vont à l'équipe ISOCELE de l'I.P.N. qui, grâce à un travail très soigné dans le domaine de la radioactivité, nous a fourni des éléments indispensables à la compréhension de la structure des noyaux étudiés.

Que les équipes des cyclotrons de Grenoble et d'Orsay, sachent combien leur dévouement et leur compétence nous sont précieux dans la réalisation de nos expériences.

Je tiens également à remercier l'équipe d'ARIEL qui joue un rôle essentiel dans le traitement des données expérimentales, et plus particulièrement Monsieur B. Merlant qui m'a toujours aidée avec rapidité et compréhension. Je ne saurais oublier l'équipe du bureau de calcul de l'I.P.N.

L'illustration de cette thèse est dûe en majeure partie à Madame Bouby que je remercie sincèrement. Que Mademoiselle M. Paré et son service, ainsi que Monsieur Briegne, soient assurés de ma reconnaissance pour avoir su rendre présentable avec soin et efficacité le manuscrit de cette thèse.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - DESCRIPTION THEORIQUE DES NOYAUX PAIR-PAIR - NOTION DE DEFORMATION	3
I. Approches statiques	3
A. Le modèle de la goutte liquide	3
B. Le modèle de Nilsson	4
C. La prescription de Strutinsky	4
D. Calculs par la méthode Hartree-Fock	5
II. Approches dynamiques	6
A. Calculs de Kumar et Baranger	6
B. Calculs de Davydov et Chaban	7
CHAPITRE II - DESCRIPTION THEORIQUE DES NOYAUX IMPAIRS	9
I. Description théorique des noyaux bien déformés : rappels	9
II. Description théorique des noyaux à déformation intermédiaire	10
A. Etude qualitative des effets de Coriolis	11
B. Conditions pour lesquelles l'effet de Coriolis est maximum	11
C. Etude quantitative des effets de Coriolis	12
1. Diagonalisation de l'hamiltonien	12
a) Diagonalisation dans la base standard	12
b) Diagonalisation dans la base $ IMjR\rangle$	14
2. Solutions approchées	16
a) Calculs de Mottelson	16
b) Calculs de Stephens	16
D. Influence du paramètre de déformation γ sur les couplages de Coriolis	17
III. Application à la détermination du "signe" de la déforma- tion dans les noyaux impairs intermédiaires	18
IV. Ce qu'apporte l'étude expérimentale des bandes découplées dans les noyaux impairs à l'interprétation du "backbending" des noyaux pair-pair	19
CHAPITRE III - MISE AU POINT SUR LA DETERMINATION EXPERIMENTALE DU SIGNE DE LA DEFORMATION DES NOYAUX	23
I. Effet Mossbauer	24

II. Corrélations angulaires différentielles perturbées par un gradient de champ électrique avec mesure de la polarisation de l'un des gamma	25
III. Méthode du jet atomique	26
IV. Etude des spectres X muoniques des noyaux déformés	27
V. Effet de réorientation quadrupolaire électrique dans l'excitation coulombienne	27
CHAPITRE IV - METHODE EXPERIMENTALE	29
I. Formation du noyau à étudier	29
1. Unicité du noyau produit	29
2. Identification des noyaux produits par réaction (ll,xn)	30
3. Choix de l'énergie de bombardement	30
II. Peuplement d'états de haut spin	32
1. Moment angulaire critique dans le noyau composé	32
2. Energie d'excitation E_F^x du noyau final	32
3. Le rayonnement continu	32
CHAPITRE V - TECHNIQUES EXPERIMENTALES	35
I. Les faisceaux, les chambres à réaction	35
II. Les cibles	36
III. Les détecteurs	36
IV. Réalisation et exploitation des mesures	36
A. Les spectres directs	36
1. Amélioration de la résolution en énergie	36
2. Distributions angulaires	37
3. Stockage et dépouillement des informations	38
B. Coïncidences multidimensionnelles	38
C. Détermination des vies moyennes supérieures à quelques nanosecondes	40
1. Avec les coïncidences tridimensionnelles	40
2. Retard du rayonnement γ_2 par rapport au passage du faisceau	40
3. Décroissance d'un rayonnement hors faisceau	40
CHAPITRE VI - RESULTATS EXPERIMENTAUX	41
I. Etude de la couche $g_{9/2}$	41
A. Noyau impair en protons : ^{77}Br	41
B. Noyau impair en neutrons : ^{77}Se	43
II. Noyau impair en protons, en début de couche $h_{11/2}$: ^{135}La	45
III. Noyaux impairs en protons au voisinage des couches $h_{11/2}$ et $h_{9/2}$	47
A. Le noyau ^{189}Au	47
B. Le noyau ^{187}Au	54

IV. Noyaux impairs en neutrons de la couche $i_{13/2}$	55
A. Le noyau ^{187}Pt	56
B. Le noyau ^{185}Pt	57
V. Quelques résultats concernant le noyau ^{186}Pt	59
 CHAPITRE VII - DOMAINE DE VALIDITE DU MODELE	 61
I. Que se passe-t-il si j devient plus petit que $11/2$?	61
II. Extension des calculs proposés aux régions de grande déformation et au voisinage des couches fermées	64
A. Régions de grande déformation	64
B. Région proche d'une couche fermée	64
III. Les états autres que $I = R+j$	66
 CHAPITRE VIII - ETUDE DES DEFORMATIONS ET DES MECANISMES DE CHANGEMENT DE FORME DANS LES NOYAUX IMPAIRS DE TRANSITION	 67
I. La couche $g_{9/2}$	67
II. La région de transition $Z < 82$	68
A. Déformation des noyaux pair-pair	68
B. La couche $h_{11/2}$ dans les noyaux impairs en protons	72
C. La couche $h_{9/2}$ dans les noyaux impairs en protons	72
D. Coexistence de formes dans les noyaux impairs	73
E. La couche $i_{13/2}$ dans les noyaux impairs en neutrons	73
III. Propriétés de déformation des noyaux de transition	74
IV. Rôle des orbitales individuelles dans la détermination de la forme des noyaux impairs	74
V. Influence du paramètre γ sur la déformation	75
VI. Relations avec les modèles décrivant les noyaux intermédiaires sur une base sphérique	76
 CHAPITRE IX - EFFETS DE CORIOLIS ET APPARIEMENT DANS LES ETATS DE HAUT SPIN	 77
I. Le "backbending" dans les noyaux pair-pair et impairs	77
II. Les états de parité positive dans ^{189}Au	78
 CONCLUSION	 81
 REFERENCES	 83

INTRODUCTION

Il existe deux voies différentes pour décrire les propriétés nucléaires : l'une est microscopique et prend comme point de départ l'interaction nucléon-nucléon. L'autre, considérant le noyau comme une goutte de matière nucléaire douée de certains degrés de liberté, le traite de façon macroscopique et permet d'introduire facilement la notion de forme nucléaire. De nombreux résultats expérimentaux connus sur toute la table de masse, ainsi que des analyses théoriques en termes de forme, permettent de parler de noyaux sphériques ou déformés, de forme allongée ("prolate") ou aplatie ("oblate"), à symétrie axiale ou non.

La spectroscopie des états excités nucléaires nous montre l'importance des modes collectifs du noyau. Il est donc nécessaire de faire une description dynamique du problème qui pourra conduire dans certains cas à une déformation à l'équilibre différente de celle trouvée dans des calculs purement statiques. Les noyaux sphériques et bien déformés sont suffisamment rigides pour que les mouvements collectifs ne changent pas la déformation à l'équilibre. Pour ces noyaux, la notion de déformation a un sens bien défini. Dans les noyaux de transition, cette notion n'est pas libre de toute ambiguïté. Il peut arriver par exemple, que les mouvements collectifs produisent une extension de la fonction d'onde sur un large domaine de déformations. On peut alors s'interroger sur le sens de la notion de forme, et les éléments de réponse apportés à ce problème par l'expérience sont précieux. De plus, les noyaux de transition font la liaison entre les noyaux sphériques et les noyaux bien déformés. Il est intéressant de déterminer comment s'effectue cette évolution de la forme nucléaire et d'essayer de comprendre les mécanismes qui la régissent.

Notre travail a pour but d'apporter par l'expérience des informations pouvant contribuer à la résolution de ces problèmes. Dans ce contexte, nous nous sommes intéressés aux noyaux impairs de transition où il est possible de déterminer le "signe" de la déformation en interprétant, par un modèle simple, les propriétés expérimentales. Avant d'appliquer ce modèle, nous avons recherché dans un premier temps à en dominer les aspects essentiels et à en discerner les limites.

Bien que les travaux rapportés dans cette thèse ne concernent que les noyaux impairs, nous allons dans le chapitre I, faire un rappel des différentes descriptions théoriques des noyaux pair-pair. Elles permettent de prédire les formes que l'on peut attendre dans les régions étudiées, ainsi que l'importance des degrés de liberté collectifs. De tels calculs sont plus difficilement applicables aux noyaux impairs, où l'on doit en plus tenir compte des excitations intrinsèques du nucléon individuel.

Dans un deuxième chapitre, nous examinerons les descriptions plus appropriées aux noyaux impairs. Dans les noyaux bien déformés, il est légitime de découpler la rotation de la vibration et de considérer alors le noyau comme un rotateur rigide auquel une particule est fortement couplée. Nous verrons ensuite comment cette situation évolue dans

les noyaux à déformation intermédiaire où les couplages de Coriolis peuvent jouer un rôle prépondérant. Nous montrerons enfin comment il est possible d'en déduire le "signe" de la déformation à condition d'alimenter expérimentalement les états collectifs de haut spin.

Dans le chapitre III, nous présenterons, à titre de comparaison, les méthodes classiques de détermination du signe de la déformation des noyaux par la mesure de leur moment quadrupolaire.

Le chapitre suivant sera consacré à la description du mécanisme des réactions (ions lourds- α γ) qui constituent un moyen sélectif d'observer expérimentalement les états collectifs de haut spin.

Les techniques expérimentales utilisées seront exposées dans le cinquième chapitre, et les résultats expérimentaux présentés dans le sixième.

Au chapitre VII, nous discuterons, à l'aide de nos résultats expérimentaux, la validité du modèle décrit dans le deuxième chapitre.

Nous essaierons dans un huitième chapitre, de déduire de nos résultats, des informations sur le "signe" de la déformation des noyaux étudiés. Une analyse systématique des propriétés des noyaux de la région de transition $Z < 82$, nous apportera des renseignements sur la déformation de ces noyaux, leur rigidité, et les mécanismes qui régissent l'évolution de la forme lorsqu'on se rapproche des terres rares bien déformées.

Enfin, au dernier chapitre, nous montrerons comment l'étude des états collectifs de haut spin dans les noyaux impairs peut éclairer notre compréhension du rôle joué par l'appariement dans les niveaux de haut spin des noyaux pair-pair.

CHAPITRE I

DESCRIPTION THEORIQUE DES NOYAUX PAIR-PAIR NOTION DE DEFORMATION

Avant de parler des noyaux impairs, qui seuls ont été étudiés expérimentalement dans cette thèse, nous allons dans ce chapitre, présenter diverses descriptions théoriques des noyaux pair-pair : elles nous permettent en effet, de faire des prédictions sur la forme de ces noyaux, ce qui nous sera utile dans l'étude des noyaux impairs. De plus, seules les excitations collectives du noyau interviennent à basse énergie car les excitations intrinsèques des nucléons sont repoussées à une énergie généralement supérieure à 2MeV par la présence de l'interaction d'appariement.

Les notions de "forme" et de "déformation" (au sens de déviation par rapport à une forme sphérique) du noyau sont des notions macroscopiques. Elles sont liées à l'énergie totale du noyau : la "forme d'équilibre est celle qui minimise cette énergie. Nous présenterons dans ce chapitre, deux façons différentes de décrire cette énergie totale en fonction de la déformation : une approche purement statique où les mouvements collectifs du noyau ne sont pas étudiés et une approche où la dynamique du système est incluse. Nous montrerons que l'approche statique, plus simple dans son formalisme, n'est pas toujours suffisante pour décrire les noyaux de transition.

I - APPROCHES STATIQUES.-

A. LE MODELE DE LA GOUTTE LIQUIDE.

Ce modèle [Bo 37] repose sur l'existence d'interactions fortes entre les nucléons. Il consiste à considérer le noyau comme une goutte de liquide, chargée, susceptible de se déformer à volume constant. Il est à la base des diverses formules de masse calculant l'énergie de liaison totale du noyau.

Il permet de définir pour le noyau des paramètres de déformation [Bo 52] sur lesquels nous insisterons car nous les utiliserons largement par la suite : dans le système lié au noyau, dit système intrinsèque, la surface nucléaire est caractérisée, à l'ordre deux du développement multipolaire, par l'expression suivante en coordonnées polaires :

$$R(\theta, \varphi) = R_0(\beta, \gamma) \left[1 + \beta \cos \gamma Y_2^0(\theta, \varphi) + \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \left(Y_2^2(\theta, \varphi) + Y_2^{-2}(\theta, \varphi) \right) \right] \quad (1)$$

$R_0(\beta, \gamma)$ est déterminé par la conservation du volume.

Au 1^{er} ordre en β , on a $R_0(\beta, \gamma) = R_0$, où R_0 est le rayon de la goutte sphérique. β (>0) mesure la déformation du noyau par rapport à la symétrie sphérique. γ mesure la déviation par rapport à la symétrie axiale ($0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$). Au 1^{er} ordre en β , l'équation (1) définit un ellipsoïde d'axes principaux $R_i = R_0(1 + \sum \beta \cos(\gamma - i \frac{2\pi}{3}))$ (2) avec $i = 1 \text{ à } 3$.

Dans la suite de ce travail, nous parlerons de formes ellipsoïdales du noyau, ce qui est approximativement justifié puisque nous nous intéressons à des noyaux intermédiaires avec $0.1 < \beta < 0.2$.

Pour $\gamma = 0^\circ$, le noyau présente une forme allongée à symétrie de révolution autour de l'axe 3 (que nous appellerons aussi par la suite axe Oz). Pour $\gamma = 60^\circ$, le noyau a une forme aplatie à symétrie de révolution autour de l'axe 2 (ou axe Oy). D'après les équations (2), on peut voir que, dans les cas où seule la symétrie axiale est considérée, il est équivalent, pour définir un noyau aplati ("oblate") de prendre $\beta > 0$, $\gamma = 60^\circ$ ou $\beta < 0$, $\gamma = 0^\circ$ alors que dans tous les cas, un noyau allongé ("prolate") est défini par $\beta > 0$, $\gamma = 0^\circ$. Par la suite, quand il n'y a pas de symétrie de révolution autour d'un axe, nous parlerons encore abusivement de forme "prolate" pour $0^\circ \leq \gamma < 30^\circ$, ou "oblate", pour $30^\circ < \gamma \leq 60^\circ$ pour classer les noyaux.

Ces paramètres β et γ que nous avons définis sont utilisés dans tous les calculs pour déterminer l'énergie totale du noyau en fonction de la déformation. On parlera ainsi de "surface d'énergie de déformation" $E(\beta, \gamma)$ ou de "courbe d'énergie de déformation" $E(\beta)$.

Dans le modèle de la goutte liquide, la forme sphérique est toujours favorisée. C'est un inconvénient de ce modèle car il ne permet pas de rendre compte de la déformation statique de certains noyaux. Par contre, l'ordre de grandeur de l'énergie totale du noyau est bien reproduite.

B. LE MODELE DE NILSSON.

Ce modèle traite les nucléons comme des particules indépendantes se déplaçant dans un potentiel moyen déformé (à symétrie axiale). Cette hypothèse, qui peut paraître contradictoire par rapport à celle de l'existence d'interactions fortes entre les nucléons, est justifiée par le fait que les nucléons ont, en réalité, un libre parcours moyen du même ordre que les dimensions du noyau à cause du principe de Pauli. Pour rendre le potentiel moyen plus réaliste, Nilsson rajoute un terme spin-orbite et un terme en l^2 . La structure en couches du noyau est alors bien reproduite.

Dans le cadre de ce modèle, Mottelson et Nilsson [Mo 59] ont recherché le minimum de la fonction $S = \sum_{i=1}^Z \epsilon_i$, pour déterminer la déformation à l'équilibre des termes rares (ϵ_i est l'énergie individuelle du nucléon i). Leurs résultats sont en bon accord avec les mesures de moment quadrupolaire. En fait, cette fonction ne représente pas l'énergie totale du système car la partie à deux corps de l'interaction nucléon-nucléon est comptée deux fois. Cependant, les propriétés du potentiel utilisé expliquent de bon accord avec l'expérience.

La déformation à l'équilibre est donc bien reproduite, mais l'ordre de grandeur de l'énergie totale n'est pas satisfaisant. Ces conclusions sont à l'opposé de celles que l'on déduit du modèle de la goutte liquide. Elles se comprennent bien dans la mesure où les paramètres du modèle sont ajustés pour rendre compte des propriétés expérimentales des nucléons les plus externes.

C. LA PRESCRIPTION DE STRUTINSKY.

Nous avons vu que les deux modèles précédents ne peuvent décrire

correctement à la fois l'énergie totale et les propriétés de déformation du noyau. L'idée à la base de la méthode de Strutinsky est d'extraire de chaque modèle la partie pertinente pour décrire le noyau.

Strutinsky [St 67] propose d'écrire l'énergie de déformation comme la somme d'une énergie de goutte liquide, rendant compte du comportement moyen du noyau, d'une énergie de "correction de couches" ΔS , obtenue à partir d'un modèle en couches déformées (le modèle de Nilsson par exemple) et d'un terme de pairing. Le terme de correction de couches s'écrit $\Delta S = S - \bar{S}$, avec $S = \sum \epsilon_i$. \bar{S} représente pour chaque déformation le comportement moyen de la fonction S .

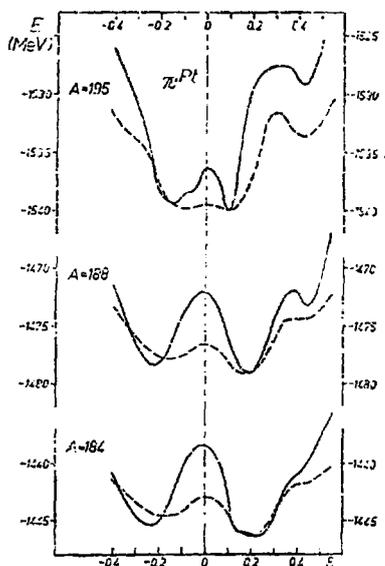


Fig. 1 : Courbes d'énergie de déformation
 — Calculs de type Hartree-Fock contraint
 -- Calculs de Nilsson avec la prescription de Strutinsky

Le terme ΔS contribue à l'apparition d'oscillations dans la courbe d'énergie de déformation, reflétant en particulier, les variations de densité de niveaux avec la déformation au voisinage du niveau de Fermi. Dans la mesure où les corrélations d'appariement dépendent également de la densité de niveaux près du niveau de Fermi, il faut aussi les inclure. C'est donc, en fait, l'ensemble de l'effet de couche et de l'effet d'appariement qui produit les oscillations de la courbe d'énergie de déformation [St 67]. On peut voir sur la figure 1 [Ca 74] le résultat que donne ce genre de calcul appliqué aux noyaux de platine.

On obtient donc par cette méthode une meilleure description des propriétés statiques du noyau. Cependant, la définition de l'énergie de déformation souffre du fait que l'on ne déduit pas le potentiel moyen de façon self consistante à partir d'une interaction nucléon-nucléon. Dans ces conditions, on ne peut relier qu'approximativement la déformation du potentiel moyen à celle de la goutte liquide.

D. CALCULS PAR LA METHODE DE HARTREE FOCK.

Une approche microscopique pour déterminer la forme d'équilibre du noyau à partir de l'interaction nucléon-nucléon utilise la méthode de Hartree-Fock. Dans cette approximation, on résout le problème aux valeurs propres de façon variationnelle dans un sous-espace de fonctions d'onde $|\psi\rangle$ restreint aux déterminants de Slater. On minimise, par rapport aux variations des états individuels, la fonctionnelle $\langle H \rangle = \frac{\langle \psi | H | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}$ qui est la valeur moyenne de l'hamiltonien $H = T + V$ pour la fonction d'onde considérée. Dans l'expression de l'hamiltonien, T est l'énergie cinétique du système, V son énergie potentielle.

La partie potentielle de l'hamiltonien est écrite à partir d'une interaction effective nucléon-nucléon. Le problème est généralement plus simple si l'on utilise une interaction phénoménologique dont les paramètres sont ajustés pour reproduire certains résultats expérimentaux.

Ainsi, l'interaction phénoménologique de Skyrme [Va 72], qui dépend de six paramètres restant constants sur toute la table de masse, apporte des simplifications considérables dans les calculs.

Cette interaction a été utilisée dans l'étude par la méthode Hartree-Fock des noyaux lourds déformés [Va 73] [F2 73]. Pour des raisons de simplicité, ces noyaux sont supposés à symétrie axiale. Ici encore, la déformation à l'équilibre s'obtient au minimum de la courbe d'énergie de déformation. Pour décrire cette courbe, il faut forcer le noyau hors de sa position d'équilibre. On impose alors une contrainte extérieure sur le moment quadrupolaire (de masse) Q du noyau, et on minimise dans ce cas, la fonctionnelle $\langle H \rangle + f(\mu, \langle Q \rangle)$ où μ est une constante et f une fonction au moins une fois dérivable de $\langle Q \rangle$; après minimisation à μ donné, on obtient $\langle H \rangle = E$ et $\langle Q \rangle = Q$, donc E peut être considéré comme une fonction de μ ou de Q . La corrélation d'appariement jouant un rôle important dans la détermination des courbes d'énergie de déformation, un traitement approché du pairing a été introduit. Le moment quadrupolaire de masse obtenu à l'équilibre est directement relié à la valeur de β précédemment définie dans le modèle de la goutte liquide. Un exemple type d'application de cette méthode aux noyaux de platine est donné sur la figure 1 [Ca 74].

L'avantage essentiel de cette méthode est que l'énergie de déformation est obtenue de façon self-consistante.

II - APPROCHES DYNAMIQUES.-

Les calculs statiques précédemment évoqués sont insuffisants pour déterminer la déformation à l'équilibre du noyau car ils ne tiennent pas compte de ses mouvements collectifs : en effet, dans une région de noyaux intermédiaires "mous" où les minima sont relativement plats et où il peut exister deux minima d'énergie voisine correspondant à deux déformations différentes, les oscillations de point zéro peuvent déterminer une déformation, dans l'état fondamental, différente de celle qui est déduite de calculs statiques. Dans d'autres cas, la fonction d'onde de l'état fondamental pourra au contraire, avoir une extension non négligeable sur les deux minima de cette courbe : il est alors difficile de parler de la déformation à l'équilibre du noyau telle qu'elle est déduite des calculs statiques. Nous allons donc présenter des méthodes qui tiennent compte de l'aspect dynamique du problème.

Dans l'approximation de mouvements quadrupolaires totalement découplés d'autres modes d'excitation (octupolaires, individuels, etc...) l'hamiltonien collectif le plus général a la forme suivante :

$$H = V(\beta, \gamma) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 J_i(\beta, \gamma) \omega_i^2 + \frac{1}{2} B_{\beta\beta}(\beta, \gamma) \dot{\beta}^2 + B_{\beta\gamma}(\beta, \gamma) \dot{\beta} \dot{\gamma} + \frac{1}{2} B_{\gamma\gamma}(\beta, \gamma) \dot{\gamma}^2$$

Pour résoudre l'équation aux valeurs propres, il faut connaître l'énergie ω de déformation $V(\beta, \gamma)$ et les six fonctions qui déterminent l'énergie cinétique du mouvement collectif.

A. CALCULS DE KUMAR ET BARANGER.

A partir d'une interaction résiduelle "pairing plus quadrupole" [Ba 168], Kumar et Baranger décrivent de façon microscopique, l'expression des sept fonctions déterminant l'hamiltonien collectif par la méthode de Hartree Bogolyubov dépendant du temps [Ba 268]. Dans cette première étape, ils obtiennent donc la surface d'énergie de déformation $V(\beta, \gamma)$ leur donnant en particulier les valeurs à l'équilibre des paramètres β et γ . L'interaction qu'ils utilisent est intéressante car elle

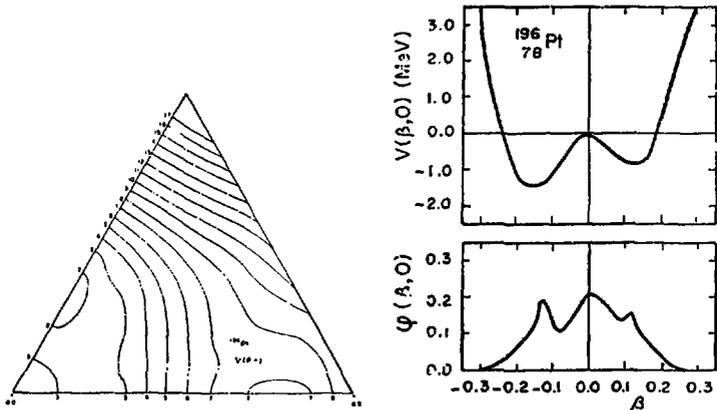


Fig. 2 : a) Courbes de niveau de l'énergie $v(\beta, \gamma)$ dans le plan (β, γ) .
 b) Courbe d'énergie $v(\beta, 0)$. c) Extension de la fonction d'onde ψ de l'état fondamental sur l'axe β .

inclut les forces à courte portée (appariement) et la partie de l'interaction à longue portée qui est la plus importante à basse énergie, l'interaction dipolaire se manifestant seulement à haute énergie.

Dans une deuxième étape, ces auteurs résolvent l'équation aux valeurs propres $H|\psi\rangle = E|\psi\rangle$, déduisant ainsi les premiers niveaux d'excitation du noyau, l'extension des fonctions d'onde dans le plan (β, γ) et d'autres renseignements spectroscopiques tels que les moments dipolaires et quadrupolaires, statiques ou dynamiques.

La complexité des calculs impose une solution numérique [Ku 67]. Mais cette méthode est intéressante car elle permet de traiter correctement les couplages entre rotations, vibrations β et γ et en ce sens, elle n'implique aucune distinction entre noyaux sphériques et noyaux déformés. Ces calculs sont donc particulièrement bien adaptés à la description des noyaux de transition. Nous montrons sur la figure 2 [Ku 68] un exemple typique où l'introduction de la dynamique modifie les résultats de calculs purement statiques.

Une détermination microscopique plus générale des fonctions permettant de décrire les mouvements collectifs du noyau, soulève d'énormes difficultés théoriques et pratiques, bien que d'importants progrès dans ce domaine soient en cours de réalisation (voir par exemple la référence [Va 75]).

B. CALCULS DE DAVYDOV ET CHABAN.

Nous rappellerons les calculs plus anciens, mais plus limités de Davydov et Chaban car les hypothèses simplificatrices qui y sont faites permettent d'avoir les résultats sous forme analytique. Ils donnent ainsi un moyen simple de prédire les paramètres β et γ dans les noyaux pair-pair de transition. Ces calculs sont beaucoup moins généraux que les pré-

cédents car le noyau est supposé rigide par rapport aux variations de la déformation γ , et son mouvement est limité aux oscillations de faible amplitude autour de la position d'équilibre β_K [Da 60].

L'introduction du paramètre d'adiabaticité μ , donné par $\mu^2 = 2 \left(\frac{\beta_{00}}{\beta_0} \right)^2$, (β_0 est la déformation à l'équilibre pour $I = 0$, β_{00} est l'amplitude des vibrations de point zéro) permet de distinguer les noyaux relativement rigides ($\mu < \frac{1}{3}$), où le couplage rotation-vibration est seulement une perturbation, des noyaux "mous" ($\mu > \frac{1}{3}$) où la séparation des excitations rotationnelles et vibrationnelles est sans signification.

Dans ces calculs, l'énergie des premiers niveaux excités ainsi que les probabilités de transition réduites $B(E2)$ obtenues sont en bon accord avec l'expérience. Ce résultat peut paraître surprenant dans les noyaux où la fonction d'onde a une extension importante par rapport à γ . Cet accord provient en fait de ce que les quantités calculées ne sont sensibles qu'à une valeur moyenne de γ .

Nous avons essayé de montrer, au cours de ce chapitre, dans quel contexte la notion de déformation apparaît dans les calculs théoriques des noyaux de transition. Nous rechercherons, lors de la discussion, s'il est possible d'extraire ce genre d'informations de résultats expérimentaux.

CHAPITRE II

DESCRIPTION THEORIQUE DES NOYAUX IMPAIRS A DEFORMATION INTERMEDIAIRE - ROLE DES EFFETS DE CORIOLIS.

Les calculs évoqués dans le chapitre précédent sont plus difficilement applicables aux noyaux impairs où les excitations intrinsèques s'ajoutent aux excitations collectives du coeur. Après un bref rappel du modèle simple "rotor plus particule" qui s'applique aux noyaux bien déformés, nous verrons dans quel contexte on peut l'étendre aux noyaux impairs de transition. Nous serons alors amenés à discuter l'influence des effets de Coriolis dus à la rotation du coeur, en considérant successivement un coeur à symétrie axiale puis un coeur non axial. Nous montrerons ensuite comment ce modèle permet de déduire des résultats expérimentaux le signe de la déformation. Dans une dernière partie, nous analyserons comment l'observation expérimentale des états collectifs des noyaux impairs peut éclairer l'interprétation du "backbending" dans les noyaux pair-pair.

I - DESCRIPTION THEORIQUE DES NOYAUX BIEN DEFORMES : RAPPELS.-

Pour ces noyaux, un modèle "rotor plus particule" [Bo 53], où la seule dynamique incluse est celle liée à la rotation, décrit bien la situation expérimentale. Le nucléon impair est fortement couplé à un coeur déformé en rotation.

Lorsque le noyau présente une symétrie de révolution par rapport à l'axe Oz, la rotation s'effectue autour d'un axe perpendiculaire à Oz. L'hamiltonien représentant un tel noyau s'écrit :

$$H = H_{\text{int}} + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \tilde{R}^2 \quad (3)$$

\tilde{R} et \mathcal{I} sont respectivement le moment angulaire du coeur et le moment d'inertie du coeur par rapport à l'axe de rotation. H_{int} représente l'énergie intrinsèque du nucléon impair, déduite par exemple du modèle de Nilsson. L'expression (3) s'écrit aussi :

$$H = H_{\text{int}} + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} (\tilde{I} + \tilde{J}^2 - 2j_z^2) + V_{\text{RPC}} \quad (4)$$

$$\text{avec } V_{\text{RPC}} = - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} (I_+ j_- + I_- j_+) = - \frac{2\hbar^2}{2\mathcal{I}} (\tilde{I} \cdot \tilde{J} - j_z^2) \quad (5)$$

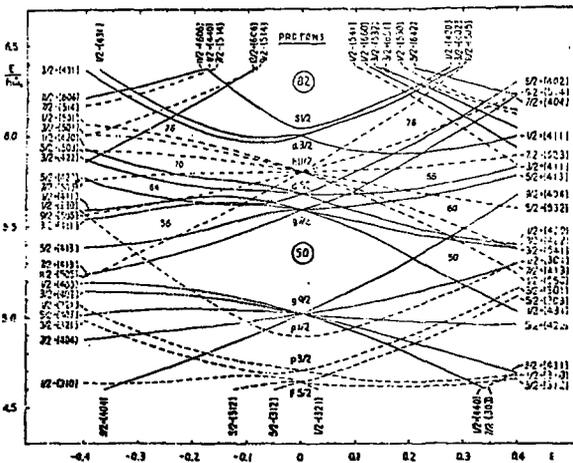
j est le moment angulaire total du nucléon impair, j_z est sa projection sur l'axe de symétrie du noyau. Nous appellerons Ω la valeur propre de l'opérateur j_z . $I = K + j$ est le moment angulaire total du noyau. VRPC représente le couplage de la particule impaire avec la rotation du coeur. Il recouvre à la fois les effets de la "force" de Coriolis et de la "force" centrifuge sur le nucléon impair. La force centrifuge étant généralement négligeable devant la force de Coriolis, (de l'ordre de 1000 fois plus faible), VRPC ne se rapportera qu'à l'effet de Coriolis dans la suite des calculs. Ce terme couple deux états d'énergie E_Ω et $E_{\Omega'}$ caractérisés par $\Omega' = \Omega \pm 1$ (voir l'équation 5). Dans les noyaux bien déformés, VRPC est généralement petit devant $E_I - E_{\Omega'}$ (au moins pour des valeurs de I pas trop grandes). A la limite où VRPC = 0, on observe des bandes rotationnelles basées sur des états intrinsèques E_Ω caractérisés par le nombre quantique Ω . L'espacement des niveaux I dans la bande rotationnelle est donné par :

$$E_I - E_\Omega = \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - \Omega(\Omega+1)] \quad (6)$$

En réalité, VRPC n'est généralement pas strictement nul dans ces noyaux et se traite en perturbation dans la résolution de l'équation aux valeurs propres. On observe en fait des bandes plus ou moins perturbées par rapport aux bandes rotationnelles.

II - DESCRIPTION THEORIQUE DES NOYAUX A DEFORMATION INTERMEDIAIRE.-

Par rapport au cas des noyaux déformés, le moment d'inertie et



A. ETUDE QUALITATIVE DES EFFETS DE CORIOLIS.

Une image classique va nous permettre de prédire le rôle des effets de Coriolis. Considérons une particule qui se déplace à la vitesse \vec{v}_R par rapport à un repère tournant à la vitesse angulaire K , et appelons \vec{j} son moment angulaire. La mécanique classique nous apprend que cette particule subit, en plus des forces extérieures, une force fictive dite "force de Coriolis", proportionnelle à $\vec{R} \wedge \vec{v}_R$ (comme nous l'avons dit précédemment, nous négligeons ici la "force centrifuge"). Nous allons mener le parallèle avec le système quantique formé d'un coeur pair-pair en rotation avec un moment angulaire \vec{R} et d'un nucléon de moment angulaire total \vec{j} fortement couplé à ce coeur. Soient I , R et j les nombres quantiques associés respectivement au moment angulaire total \vec{I} du noyau et aux moments angulaires \vec{R} et \vec{j} . Rappelons que Ω est la valeur propre de j_z . Dans une situation de couplage fort entre la particule impaire et le coeur, R n'est pas un bon nombre quantique pour les états rotationnels.

Nous analyserons deux cas [Ge 73] :

i) \vec{j} et \vec{R} sont perpendiculaires : classiquement (fig. 4a) la force de Coriolis tend à aligner le moment angulaire \vec{j} de la particule sur \vec{R} . En termes quantiques (fig. 4c), cette tendance provoque, comme le couplage fort, un mélange de valeurs de R dans les états rotationnels.

ii) \vec{j} est parallèle à \vec{R} : classiquement (fig. 4b), la force de Coriolis prend sa valeur maximum mais son moment par rapport à l'axe de rotation du coeur est nul et elle n'aura donc aucun effet. Par contre, elle stabilisera cette configuration si une perturbation extérieure tend à la détruire. Quantiquement (fig. 4d), cette force stabilise l'alignement de \vec{j} sur \vec{R} en luttant contre le couplage fort qui a pour effet, de le briser. R tend alors à devenir un bon nombre quantique.

Il faut noter ici que la situation schématisée dans les figures 4c et 4d est une simplification de la réalité car j n'est pas un bon nombre quantique dans les noyaux considérés. On peut néanmoins conclure que les effets de Coriolis seront d'autant plus importants que R et j (donc I) sont grands et parallèles, et on peut même, dans certains cas, attendre un découplage entre la particule impaire et le coeur si ces effets sont assez intenses.

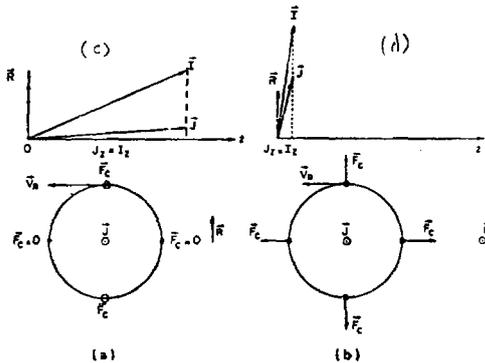


Fig. 4 : Représentation de l'effet de Coriolis sur une particule en mouvement dans un système tournant.

(a) et (c) $\vec{j} \perp \vec{R}$
(b) et (d) $\vec{j} \parallel \vec{R}$

B. CONDITIONS POUR LESQUELLES L'EFFET DE CORIOLIS EST MAXIMUM.

Ces conditions sont déterminées par l'analyse du terme $V_{RPC} = -\frac{2\hbar^2}{2J} (\vec{I} \cdot \vec{j} - \Omega^2)$ qui, lorsqu'il est maximum, minimise l'énergie des états de spin 1.

a) Influence de I : VRPC est d'autant plus grand que J est plus petit, donc que la déformation diminue. L'effet recherché se manifestera donc plutôt dans les régions à déformation intermédiaire.

b) I et j doivent être grands et parallèles : Parler de j grand implique de pouvoir le considérer comme bon nombre quantique dans la fonction d'onde $|\Omega\rangle$ décrivant l'état du nucléon impair. En fait, $|\Omega\rangle$ est habituellement un mélange de fonctions d'onde sphériques $|j\Omega\rangle$. Cependant, dans les sous-couches "de parité unique", rabaisées de la couche N de l'oscillateur harmonique dans la couche N-1, et par conséquent, éloignées des sous-couches de même parité, j peut être considéré comme un bon nombre quantique approximatif. De plus, c'est dans ces sous-couches que j est maximum. C'est donc là que l'on attend les effets de Coriolis les plus grands. Ces effets pourront encore être importants dans des sous-couches moins pures en j mais pour lesquelles le poids de l'orbitale de j maximum dans la fonction d'onde $|\Omega\rangle$ est prépondérant.

c) Ω doit être petit : Cette condition caractérise encore plus particulièrement que les précédentes, les noyaux pour lesquels on s'attend à un effet de Coriolis important : il faut pour ces noyaux que le niveau de Fermi soit proche d'un état de Nilsson $\Omega = \frac{1}{2}$, c'est-à-dire au début d'une sous-couche si le noyau a la forme "prolate" et en fin de sous-couche si le noyau a la forme "oblate".

Nous pouvons ainsi délimiter les régions qui nous intéressent : ce sont essentiellement celles des noyaux à déformation intermédiaire, où le nucléon impair se trouve au voisinage d'une sous-couche "de parité unique", en début de sous-couche du côté "prolate" et en fin de sous-couche du côté "oblate".

Les conditions b) et c) jointes définissent dans ces noyaux, les états pour lesquels l'effet de Coriolis est maximum : ce sont ceux où le moment angulaire j de la particule est aligné sur la rotation R du coeur. Ceci sera d'autant mieux réalisé que le spin I de l'état sera plus élevé.

C. ETUDE QUANTITATIVE DES EFFETS DE CORIOLIS.

Nous exposerons les calculs que nous avons effectués à partir d'un exemple : celui de ^{133}La , noyau à déformation intermédiaire dont le niveau de Fermi en protons est situé au début de la couche de parité unique h_{11}^+ . De plus, nous possédions dans ce noyau, des informations expérimentales suffisamment étendues.

1. Diagonalisation de l'hamiltonien.

a) Diagonalisation dans la base standard.

• Présentation des calculs.

Lorsque VRPC = 0, l'hamiltonien (4) :

$$H = H_{\text{int}} + \frac{\hbar^2}{2J} (\hat{I}^2 + \hat{j}^2 - 2\hat{I}\hat{j}_z) + \text{VRPC}$$

est diagonal dans la base standard $|IMK\rangle$:

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left[D_{MK}^I(\theta_i) \chi_K + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I \chi_{-K} \right] \quad (7)$$

Les fonctions $D_{MK}^I(\theta_i)$ sont les fonctions propres du rotateur rigide, les fonctions χ_K sont les fonctions propres de Nilsson caractérisées par le nombre quantique $K = \Omega$. M est la projection de I sur l'axe de quantification. H_{int} représente l'énergie intrinsèque du nucléon impair. Dans la base $|IMK\rangle$, ses éléments de matrice sont diagonaux et représentent les énergies intrinsèques du nucléon impair. Pour tenir compte de l'appariement, nous introduirons, en fait, les énergies de

quasi-particules obtenues par un programme décrit dans la référence [Qu 70]. Ici, V_{RPC} n'est pas négligeable, il faut donc diagonaliser l'hamiltonien H . Nous avons utilisé la base $|MK\alpha\rangle$ en nous limitant tout d'abord aux six orbitales de la couche $h_{11/2}$. Le paramètre d'inertie ($\frac{\hbar^2}{2I} = 0,083$ MeV) a été calculé à partir de la valeur moyenne de l'énergie du premier niveau 2^+ dans les noyaux pair-pair voisins ^{132}Ba et ^{134}Ce .

Résultat de la diagonalisation.

Sur la figure 5, nous avons porté l'énergie d'excitation des différents états en fonction du paramètre de déformation ϵ , directement relié au paramètre β ($\epsilon=0,95\beta$).

On constate que des bandes quasirotationnelles "normales" d'états de spin $I, I+1, I+2, \dots$, construits sur les états intrinsèques $\Omega = \frac{11}{2}, \frac{9}{2}, \dots$, se développent du côté "oblate" où nous avons prédit des effets de Coriolis faibles.

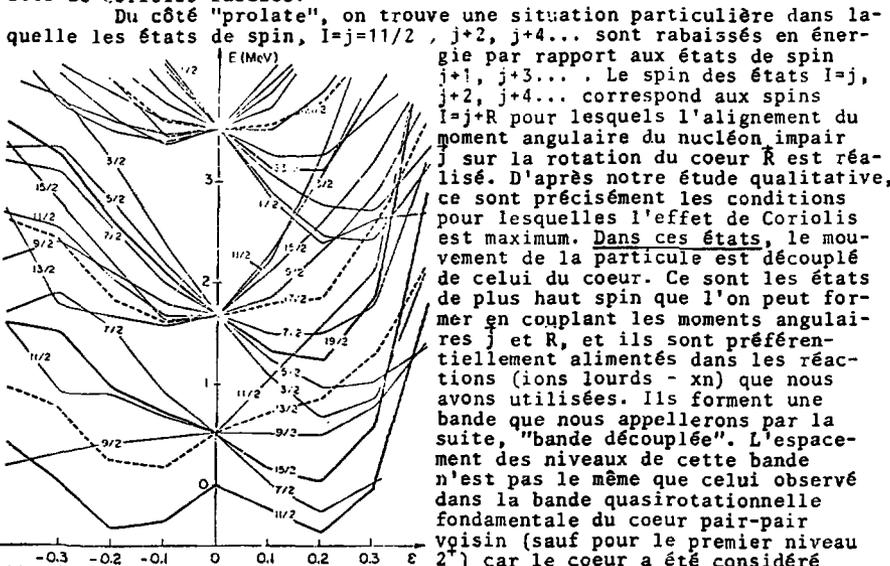


Fig. 5 : Energie des états de parité négative dans ^{133}La , en fonction du paramètre de déformation ϵ , avec $\frac{\hbar^2}{2I}$ constant. Les traits épais représentent les niveaux de spin $I=R+j$, les traits pointillés, ceux de spin $I=R+j-1$. L'origine des énergies est arbitraire.

Du côté "prolate", on trouve une situation particulière dans laquelle les états de spin, $I=j+1/2, j+3/2, j+5/2, \dots$ sont abaissés en énergie par rapport aux états de spin $j+1/2, j+3/2, \dots$. Le spin des états $I=j+1/2, j+3/2, \dots$ correspond aux spins $I=j+R$ pour lesquels l'alignement du moment angulaire du nucléon impair j sur la rotation du coeur R est réalisé. D'après notre étude qualitative, ce sont précisément les conditions pour lesquelles l'effet de Coriolis est maximum. Dans ces états, le mouvement de la particule est découplé de celui du coeur. Ce sont les états de plus haut spin que l'on peut former en couplant les moments angulaires j et R , et ils sont préférentiellement alimentés dans les réactions (ions lourds - xn) que nous avons utilisées. Ils forment une bande que nous appellerons par la suite, "bande découplée". L'espace des niveaux de cette bande n'est pas le même que celui observé dans la bande quasirotationnelle fondamentale du coeur pair-pair voisin (sauf pour le premier niveau 2^+) car le coeur a été considéré comme un bon rotor, hypothèse irréaliste pour un noyau de transition.

Tests effectués.

Au cours des calculs que nous venons de décrire, nous avons utilisé des hypothèses dont il était important de tester la validité. Nous

avons effectué ces tests dans le cas de ^{133}La .

Extension de la base.

Nous avons vérifié, comme on pouvait le prévoir, que l'extension de la base aux six orbitales voisines : $1/2^- [541], 1/2^- [530], 3/2^- [301], 3/2^- [532], 5/2^- [301]$ n'influaient pas sur les résultats jusqu'à des déformations voisines de $\epsilon = 0,3$.

- Influence du facteur de pairing dans le terme V_{ppc} .

Nous avons aussi testé le rôle du facteur $u_j u_j + v_j v_j$ qui s'introduit dans V_{ppc} quand on tient compte des corrélations d'appariement. v_j^2 est la probabilité d'occupation des états (j,m) et $(j,-m)$ par une paire de protons. Les effets de ce facteur sur les résultats sont négligeables et nous n'en tiendrons pas compte par la suite.

- Choix des fonctions d'onde individuelles.

Si l'on remplace les fonctions d'onde de Nilsson par des fonctions d'onde de bon j , les résultats sont très peu modifiés. Dans la suite, nous remplacerons donc les fonctions d'onde de la base standard par les fonctions

$$\text{d'onde } \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} D_{MK}^I \chi_K^j.$$

Nous avons donc vu par ces calculs, que l'effet de Coriolis peut être assez grand pour découpler, dans certains états, le mouvement de la particule de celui du coeur. Cependant, l'espacement des niveaux de la bande découplée ainsi obtenue ne suit pas bien celui de la bande quasirotationnelle fondamentale du coeur pair-pair voisin. Cela vient du fait que ce coeur a été considéré comme un bon rotor, ce qui n'est pas réaliste dans ces noyaux de transition. Nous allons maintenant montrer comment nous avons essayé de donner une meilleure description du coeur.

5) Diagonalisation dans la base $|IMjR\rangle$.

. Présentation des calculs.

Dans une base où R est un bon nombre quantique, le terme $\frac{\hbar^2}{2J} \hat{R}^2$ dans l'expression (3) de l'hamiltonien, est diagonal et représente l'énergie E_R des états de spin R du coeur. On décrira donc bien ces états en introduisant dans le calcul les valeurs expérimentales de ces énergies, ou, en d'autres termes, en introduisant une dépendance en R du moment d'inertie.

Nous avons utilisé [De 73] une base d'états $|IMjR\rangle$ définis par :

$$|IMjR\rangle = \sum_{K\alpha} \langle IMK\alpha | IMjR\rangle |IMK\alpha\rangle \quad (8)$$

$$\text{avec [Bo 53] : } \langle IMK\alpha | IMjR\rangle = \sqrt{2} \langle jK0 | IK\rangle \delta_{R,\text{pair}} C_{jK}^\alpha \sqrt{\frac{2R+1}{2I+1}} \quad (9)$$

Les coefficients C_{jK}^α sont ceux du développement des états de Nilsson sur une base d'états propres de j^2 et j_z . Comme nous l'avons dit au paragraphe précédent, nous approximerons les fonctions d'onde de Nilsson par des fonctions de bon j . Dans une sous-couche caractérisée par j_0 , on aura donc $C_{jK}^\alpha \approx \delta_{j j_0}$. Les éléments de matrice ont alors pour expression :

$$\begin{aligned} \langle IMjR | \text{Hint} | IMjR'\rangle &= \sum_{K\alpha} \langle IMjR | IMK\alpha\rangle \langle IMjR' | IMK\alpha\rangle E_{K\alpha}^{qp} \\ &+ \frac{\hbar^2}{2J(R)} R(R+1) \delta_{RR'} \end{aligned} \quad (10)$$

. Résultats.

La figure 6 représente le résultat de la diagonalisation de l'hamiltonien H dans le formalisme décrit par l'expression (10) pour le noyau ^{133}La . L'énergie d'excitation est portée en fonction du paramètre β pour les valeurs positives de ϵ . Nous allons examiner les propriétés des divers états.

- Les autres états.

Dans un même multiplet, ils sont situés à une énergie plus élevée, et sont

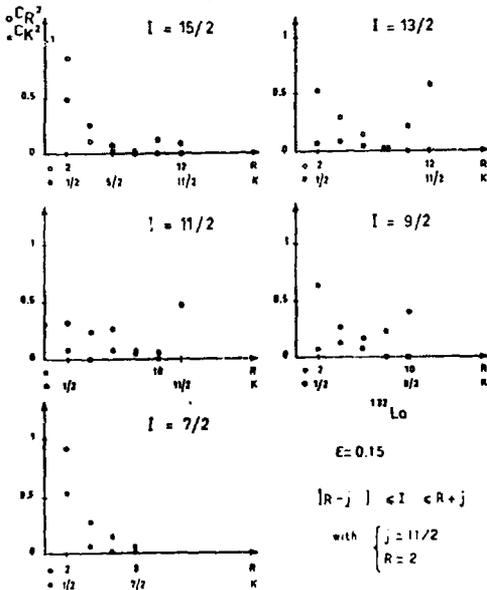


Fig. 8 : Poids $C_{R,K}^2$ et $C_{R,K}^2$ dans les états du multiplet $j-2 < I < j+2$ dans ^{133}La .

moins purs en R et K que les états découplés, ainsi que le montre la figure 8. On peut voir, sur l'exemple d'un état $I=R+j-1$ (fig. 7) qu'ils sont de plus en plus découplés à mesure que la rotation devient plus rapide.

Pour compléter cette étude, nous allons brièvement décrire deux solutions approchées du problème que nous venons de traiter, proposées respectivement par Mottelson, et par Stephens et al.

2. Solutions approchées.

a) Calculs de Mottelson [Mo 73].

Cet auteur a recherché pour un hamiltonien "rotor plus particule", une solution analytique dans les noyaux pour lesquels le nucléon impair est situé dans une couche "de grand j".

Nous avons vu précédemment que la fonction d'onde nucléaire s'écrit habituellement $|\psi\rangle = \sum_{\Omega} c_{\Omega} |j\Omega\rangle |D_{\Omega}^I\rangle$.

L'idée de base de Mottelson est que, si j est grand, un nombre relativement élevé de valeurs de Ω interviendra, légitimant l'utilisation des coefficients c_{Ω} sous forme de fonction continue $c(\Omega)$. Moyennant les hypothèses simplificatrices supplémentaires $I \gg \Omega$ et $j \gg \Omega$, la résolution de l'équation $H|\psi\rangle = E|\psi\rangle$ aboutit à l'expression suivante pour l'énergie E du système :

$$E(I) = \text{constante} + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}(I-j)^2 + \hbar\omega(I)(n+\frac{1}{2}) \quad n = 0, 1 \dots \quad (11)$$

et la condition de symétrie des fonctions d'onde $(-1)^{I-j} = (-1)^n$. Nous n'explicitons pas le facteur $\hbar\omega(I)$ mais on voit néanmoins sur l'expression (11) qu'on obtient une famille de courbes, chacune correspondant à une valeur de n . On retrouve, pour $n = 0$, la bande découplée dont font en plus partie, les états de spin $I = j-R$.

L'accord de ces calculs simples avec l'expérience, recherché en ajustant le paramètre $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}$ et celui qui intervient dans $\hbar\omega(I)$, ne peut être très bon car ils reposent sur l'hypothèse d'un bon rotor.

b) Calculs de Stephens et al. [St 73].

Lorsque les effets de Coriolis sont importants, Ω n'est plus un bon nombre quantique. L'idée de ces auteurs est de rechercher un autre nombre quantique permettant de mieux décrire la situation. Dans ces noyaux intermédiaires, ils introduisent la projection α de j sur I ,

pour $I > j$ (ou π de \dagger sur j , pour $j > 1$) comme bon nombre quantique, en accord avec l'étude précédente. Ils vont alors rechercher une fonction d'onde $\psi_{M\alpha}^{Ij}$ (ou π) de bon nombre quantique α (ou π) écrite sous la forme $\psi_{M\alpha}^{Ij}(\text{ou } \pi) = \sum_{\Omega} c_{\Omega}(\alpha \text{ ou } \pi) \chi_{\Omega}^{jD} I$. Ces auteurs montrent que $\psi_{M\alpha}^{Ij}(\text{ou } \pi)$ est fonction propre approximative de V_{RPC} . L'hamiltonien qu'ils utilisent étant de la forme (4) $H = H_0 + V_{RPC}$, $\psi_{M\alpha}^{Ij}(\text{ou } \pi)$ ne sera fonction propre de H que si les valeurs propres de H_0 sur la base $\chi_{\Omega}^{jD} I$ sont dégénérées en Ω .

On décrit dans ce cas tous les états issus de la couche j , classés par les nombres quantiques I, j et α (ou π). Ils ont pour énergie $E(I, j, \alpha \text{ (ou } \pi)) = \text{constante} + A[1(I+1) + j(j+1) - 2I\alpha \text{ (ou } \pi)]$, où A est la constante $\frac{1}{2I}$. La condition de dégénérescence en Ω est, en principe, satisfaite pour une valeur β_0 du paramètre β de déformation, mais la comparaison des résultats approchés avec ceux d'une diagonalisation exacte montre que ce schéma est valable dans un domaine relativement grand de valeurs de β ($0,1 < \beta < 0,2$). Ce calcul présente, comme dans le cas précédent, l'inconvénient de traiter le coeur comme un bon rotor.

D. INFLUENCE DU PARAMETRE DE DEFORMATION γ SUR LES COUPLAGES DE CORIOLIS.

Nous allons analyser l'influence de ce paramètre sur l'exemple d'un noyau dont le niveau de Fermi se situe au début d'une couche de grand j . On attend donc dans cette couche une bande découplée du côté "prolate" et une situation de couplage fort du côté "oblate".

Sur la figure 9, nous avons schématisé cette situation avec du côté "oblate", des bandes quasirotationnelles, et du côté "prolate" une séquence de spins typique $j, j-2, j+2, j-1, j+4$ (ou $j+4, j-1$), ces deux derniers niveaux étant très voisins pour $\gamma=0^\circ$.

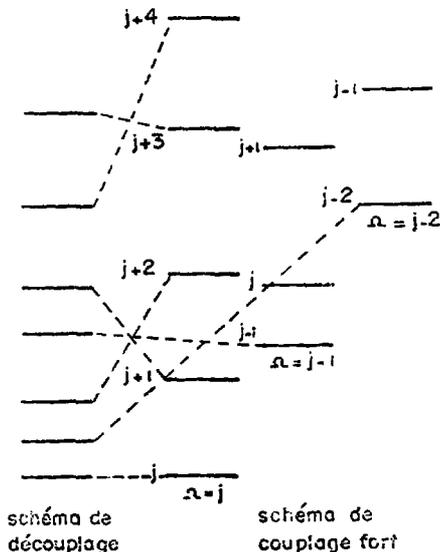


Fig. 9 : Comparaison des séquences de niveaux correspondant à une bande découplée et à un système de bandes fortement couplées.

Partant d'un schéma de découplage, tout effet qui va diminuer les couplages de Coriolis tendra donc à ramener le système dans une situation de couplage fort. Or, on sait (voir par exemple la référence [Ku 68]) que le noyau peut passer de façon continue, à travers le plan γ , de la forme "prolate" à la forme "oblate". Il est donc facile de prédire qualitativement le rôle du paramètre γ sur la position des états les plus bas. Ainsi, de $\gamma=0^\circ$ à $\gamma=60^\circ$, l'état de spin $j-2$ d'une bande découplée devrait remonter en énergie et l'état de spin $j+1$ devrait être abaissé jusqu'à une énergie inférieure à celle de l'état $j+2$. De plus, on peut attendre une influence de la déformation γ plus rapide sur l'état de spin $j+1$, "moins découplé" que l'état de spin $j-2$. On voit donc en particulier, que la position relative des états de spin $j+1$ et $j+2$ est significative de l'existence de déformations non axiales.

Les calculs récents [Me 74][Me 75] de Meyer-ter-Vehn sont en accord avec ces prédictions. Cet auteur a étudié dans les noyaux impairs, le couplage d'un nucléon avec un cœur pair-pair triaxial en rotation. Le nucléon appartient à une couche de bon nombre quantique j . Le cœur est supposé rigide par rapport aux déformations β et γ : ces deux paramètres sont déterminés, à partir des énergies des premiers états excités du noyau pair-pair voisin du noyau étudié, par les relations de Davydov et

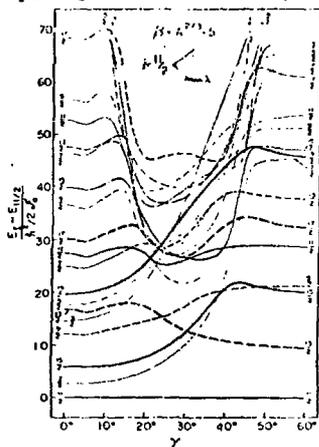


Fig.10 : Energie des niveaux de spin l du système cœur + particule en fonction du paramètre γ , ($\beta \approx 0.27$, $\beta = 5$), pour un niveau de Fermi situé en début de couche $h_{11/2}$ (d'après la référence [Me75]). L'origine en énergie est celle du niveau $l=j=11/2$.

Chabon [Da 60] (voir chapitre 1).

La relation du calcul est sur la figure 10 (tirée de la référence [Me 75] dans le cas où le niveau de Fermi est situé en début de couche $h_{11/2}$. La quantité $E_l - E_{11/2}$ linéaire

par rapport à l'énergie d'excitation E_l de l'état de spin l est

portée en fonction du paramètre γ . J_0 est la constante intervenant dans l'expression des trois moments principaux d'inertie. On retrouve bien les prédictions qualitatives précédentes, en particulier une bonne signature de la déformation γ par la position relative des états de spin $j+1$ et $j+2$. On peut noter enfin que le caractère découplé se maintient jusqu'à $\gamma = 30^\circ$. Il est ainsi justifié, lorsqu'on observe expérimentalement une bande découplée, de parler de noyaux "prolate" (ou "oblate") même s'ils n'ont pas la symétrie axiale.

III - APPLICATION A LA DETERMINATION DU "SIGNE" DE LA DEFORMATION DANS LES NOYAUX INTERMEDIAIRES.-

Nous souhaitons dans ce paragraphe mettre l'accent sur les renseignements qu'apporte l'observation expérimentale de bandes collectives dans les noyaux intermédiaires. Nous avons montré qu'en s'appuyant sur des considérations théoriques simples, on peut déduire des résultats expérimentaux la déformation des noyaux impairs lorsque le nucléon célibataire se trouve au début ou en fin d'une couche de grand j . Bien entendu,

toute cette étude implique qu'il est légitime de négliger le couplage avec les modes collectifs de vibration qui, nous l'avons déjà dit, peuvent influencer sur la forme du noyau, et en ce sens, la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques sera riche d'enseignements.

Ce type d'étude est donc bien adapté à la résolution des problèmes qui nous préoccupaient et que nous avons présentés dans l'introduction. Dans la mesure où les déductions que l'on peut faire reposent sur l'observation expérimentale d'états collectifs de haut spin, les réactions (ions lourds-xn), qui alimentent sélectivement ces états, constituent ainsi un bon outil spectroscopique.

IV - CE QU'APPORTE L'ETUDE EXPERIMENTALE DES BANDES DECOUPLEES DANS LES NOYAUX IMPAIRS A L'INTERPRETATION DU BACKBENDING DES NOYAUX PAIR-PAIR.

Notre but dans ce paragraphe n'est pas d'étudier le "backbending" et toutes ses interprétations possibles. Nous ne présenterons que quelques arguments déduits de l'observation des bandes découplées dans les noyaux impairs, pouvant nous aider à comprendre ce phénomène.

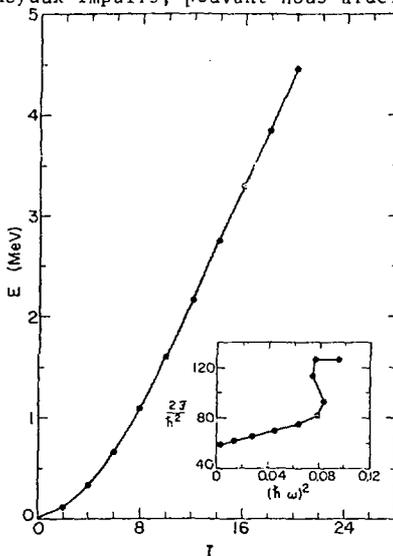


Fig. 11 : Représentation du "backbending" [St 75] d'un noyau pair-pair en coordonnées (E, I) et, dans l'encart, en coordonnées $\left[\frac{2J}{h^2}, (h\omega)^2\right]$ (voir texte).

Dans la figure 11, nous rappelons simplement comment il se manifeste dans un noyau pair-pair : l'énergie des niveaux yrast alimentés préférentiellement en réaction (ions lourds-xn) est représentée en fonction du spin I de ces niveaux qui varie de deux en deux. A partir d'un certain spin I (ici I = 16), il y a une rupture dans la pente de cette courbe qui jusque là, variait régulièrement. Le phénomène est plus visible en portant (fig. 13. dans l'encadré) la courbe donnant le moment d'inertie $J(I)$ du noyau, choisi sous la forme [So 73] $\frac{2J(I)}{h^2} = \frac{4I-2}{E_Y(I-1-2)}$ en fonction du carré de la fréquence de rotation $(h\omega)^2 = \frac{E_Y^2(I+1-2)}{4}$.

Cette augmentation rapide du moment d'inertie dans la bande yrast des noyaux pair-pair pour une certaine fréquence de rotation suggère le croisement de deux bandes. La nature de ce croisement peut s'interpréter par plusieurs hypothèses :

a) La première bande correspond à une phase superfluide. La deuxième bande est construite sur un état où une paire de nucléons situés dans une orbitale de grand nombre quantique j est brisée et est alignée sur la rotation du noyau par effet de Coriolis.

b) la deuxième hypothèse correspond au passage d'une phase superfluide à une phase normale où l'appariement a été détruit par effet de Coriolis. Dans ce cas, la bande normale a le moment d'inertie J rigide plus grand que celui de la bande superfluide.

c) ces deux bandes pourraient aussi correspondre à deux déformations différentes du noyau.

Nous ne discuterons pas ces interprétations qui ont déjà été analysées par divers auteurs [Ba 73] [St 75]. Nous allons simplement examiner en

quel sens l'observation de bandes découplées dans les noyaux impairs peut permettre d'éclairer le mécanisme du "backbending" dans les noyaux pair-pair.

Les figures 12 et 13 [St 75] comparent le croisement des deux bandes entre noyaux pair-pair et impairs où il existe des bandes découplées. Dans ces figures, l'énergie d'excitation E des états est portée en fonction du spin I, la bande quasirotationnelle fondamentale correspondant à la phase superfluide (normale) est notée $|\tilde{0}\rangle$ ($|0\rangle$), et $\alpha_m^\dagger(\alpha_m)$ désigne l'opérateur de création d'une quasiparticule ayant une projection m sur l'axe de rotation du coeur par rapport au vide $|\tilde{0}\rangle$ ($|0\rangle$).

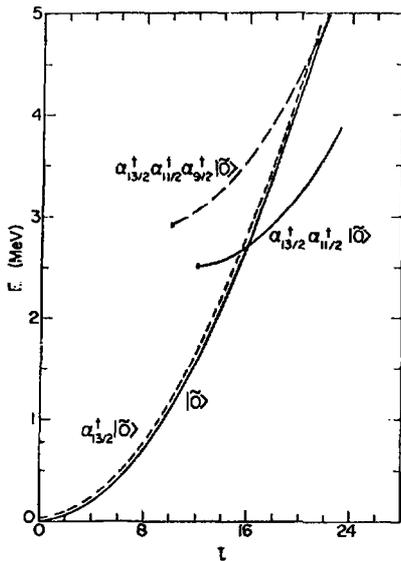


Fig. 12 : Croisement de deux bandes [St 75] dû au passage d'une phase superfluide à une phase dans laquelle une paire de quasi particules $i_{13/2}$ est brisée par effet de Coriolis — dans le noyau pair-pair. -- dans le noyau impair voisin où une quasi particule $i_{13/2}$ est découplée.

La figure 12 se rapporte à l'hypothèse a). On a, dans cette figure, normalisé l'énergie fondamentale du noyau impair à celle du noyau pair-pair, ce qui ne change rien au croisement des deux bandes étudiées. L'exemple choisi est celui d'un "backbending" du noyau pair-pair dû à l'alignement d'une paire de nucléons $i_{13/2}$ sur la rotation : les états de la deuxième bande ainsi obtenue sont notés $\alpha_{13/2}^\dagger \alpha_{11/2}^\dagger |\tilde{0}\rangle$. On s'attend à observer un effet identique dans une bande découplée du noyau impair voisin puisque cette bande reflète les excitations du coeur pair-pair. Cependant, si cette bande découplée est une "bande $i_{13/2}$ ", la particule impaire a déjà une projection $m = 13$ sur la rotation du coeur et le principe de Pauli interdit les configurations à trois quasiparticules $\alpha_{13/2}^\dagger \alpha_{13/2}^\dagger \alpha_{11/2}^\dagger |\tilde{0}\rangle$. Les configurations "alignées" que l'on peut former s'écrivent $\alpha_{13/2}^\dagger \alpha_{11/2}^\dagger \alpha_{9/2}^\dagger |\tilde{0}\rangle$. Le croisement de cette bande et de la bande découplée sera situé relativement plus haut en énergie et en spin que dans le coeur pair-pair voisin, ainsi que l'indique la figure 12 puisque l'état $m = 9/2$ est énergétiquement moins favorisé que l'état $m = 13/2$. Pour toute autre bande découplée que la "bande $i_{13/2}$ ", la projection $m = 13/2$ sur la rotation du coeur sera permise et le "backbending" se produira donc

de façon identique dans le noyau impair et dans le noyau pair-pair.

L'hypothèse b) est illustrée sur la figure 13. Dans cette figure, la bande "non appariée" du noyau impair notée $a_{13/2}^{\dagger} |0\rangle$ est située à même énergie que celle du noyau pair-pair ($|0\rangle$). Ceci est justifié si la densité de niveau est assez élevée et si l'état découplé $i13/2$ se trouve exactement au niveau de Fermi.

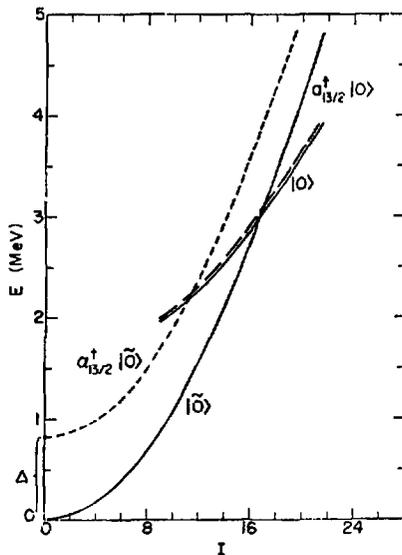


Fig. 13 : Figure analogue à la figure 12 [St75] pour le passage d'une phase superfluide à une phase "normale".

Par contre les états à une quasiparticule $a_{13/2}^{\dagger} |0\rangle$ sont à une énergie Δ (où Δ est le "gap" d'appariement) au-dessus de ceux de la bande fondamentale du cœur pair-pair. On attend ainsi un croisement des bandes "appariées" et "non appariées" situé à une énergie et à un spin relativement plus bas dans la bande découplée du noyau impair que dans la bande quasirotationnelle fondamentale du cœur pair-pair.

En conclusion, on voit donc que l'étude des bandes découplées dans les noyaux impairs peut fournir des indications sur le mécanisme du "backbending" des noyaux pair-pair voisins.

C H A P I T R E I I I

MISE AU POINT SUR LA DETERMINATION EXPERIMENTALE DU SIGNE DE LA DEFORMATION DES NOYAUX

Dans le précédent chapitre, nous avons vu qu'il est possible de déterminer le signe de la déformation dans certains noyaux impairs intermédiaires par l'utilisation conjuguée d'un modèle simple et d'observations expérimentales des excitations collectives de ces noyaux. A titre de comparaison, nous allons maintenant évoquer rapidement diverses méthodes classiques permettant d'obtenir le signe de la déformation des noyaux. Elles reviennent toutes à mesurer le signe du moment quadrupolaire.

Dans un état nucléaire donné, le moment quadrupolaire "intrinsèque" de charge Q_0 (dans le système lié au noyau) est défini à partir de la densité de protons $\rho^P(\vec{r})$ par l'expression :

$$Q_0 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \int \rho^P(\vec{r}_P) r_P^2 Y_2^0(\theta_P, \varphi_P) d\tau \quad (12)$$

$$\text{ou encore : } Q_0 = \langle \psi_{int} | e \sum_{p=1}^Z r_p^2 Y_2^0(\theta_p, \varphi_p) | \psi_{int} \rangle$$

$|\psi_{int}\rangle$ est la fonction d'onde intrinsèque dans l'état considéré. Ce moment quadrupolaire peut être relié aux paramètres de déformation β et γ que nous avons définis dans le premier chapitre. Si nous prenons l'exemple simple d'un ellipsoïde de révolution de densité constante, Q_0 est relié à β par $Q_0 = 0,76 Z R_0^2 \beta$ où Z est la charge du noyau et R_0 le rayon de la sphère de même volume. Le signe de Q_0 indique alors si le noyau a une forme allongée ou aplatie. Expérimentalement, c'est dans le système du laboratoire qu'on effectue la mesure du moment quadrupolaire. On obtient alors le moment spectroscopique de charge.

$$Q = \langle IM = I \alpha | \sqrt{\frac{16\pi}{5}} e \sum_{p=1}^Z r_p^2 Y_2^0(\theta_p, \varphi_p) | IM = I \alpha \rangle$$

$|IM = I \alpha\rangle$ est la fonction de l'état de spin I considéré écrite dans le système du laboratoire. M est la projection du spin I sur l'axe de quantification. Le passage du moment quadrupolaire spectroscopique au moment quadrupolaire intrinsèque ne peut se faire qu'à l'aide d'un modèle. Par exemple, dans les noyaux bien déformés, le modèle unifié [Bo 53] permet d'établir la relation $Q = \frac{Q_0 (I+1)(2I+3)}{3K^2 - I(I+1)}$ où K est la

projection du moment angulaire total I sur l'axe de symétrie. Dans ces conditions, la détermination du signe de la déformation n'est pas sans ambiguïté car elle dépend du modèle utilisé.

Nous allons passer en revue quelques méthodes expérimentales permettant de mesurer le signe de Q . Nous en rappellerons brièvement le principe ainsi que les difficultés inhérentes à chacune d'elles. On atteint le moment quadrupolaire électrique, en le faisant interagir avec un champ extérieur. Les mesures décrites feront donc toujours intervenir l'énergie d'interaction du moment quadrupolaire, avec le gradient de champ électrique existant au site du noyau. Cette énergie s'écrit :

$$W = e Q V_{zz} \left[\frac{3M^2 - I(I+1)}{4I(2I-1)} \right] \left(1 + \frac{\eta^2}{3} \right)^{1/2} \quad (13)$$

Si V est le potentiel électrique, le gradient de champ est défini par les deux quantités V_{zz} et $\eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}}$ dans le système où la matrice qui le représente est diagonale, avec $V_{zz} = \frac{\partial V}{\partial z^2}$ etc., et η paramètre d'asymétrie du gradient de champ.

Les méthodes décrites diffèrent par l'origine du gradient de champ qui peut être cristalline (effet Mossbauer, corrélations angulaires perturbées), due aux électrons du cortège (jet atomique), au champ d'un muon capturé par l'atome (atome muonique) ou enfin au champ d'un projectile (réorientation au cours de l'excitation coulombienne).

I - EFFET MOSSBAUER. -

1. GRANDEUR MESURÉE.

L'interaction entre le moment quadrupolaire du noyau dans un état de spin I et un gradient de champ électrique produit par le cristal dans lequel se trouve le noyau conduit à une levée de dégénérescence de cet état. De l'espacement des sous états magnétiques mesurés, on déduit le moment quadrupolaire Q et son signe, pourvu que le gradient de champ soit connu (éq. 13).

2. PRINCIPE DE LA MESURE.

Expérimentalement, on peut séparer les différents sous états magnétiques grâce à l'effet Mossbauer (émission et absorption sans recul [We 64]).

Le principe de l'émission (absorption) sans recul peut se comprendre intuitivement de la façon suivante : considérons, dans un réseau cristallin, un noyau dans lequel une transition gamma s'effectue entre deux niveaux distants d'une énergie E_γ . Lorsque l'énergie de recul est inférieure à l'énergie du premier phonon de vibration $\hbar\omega$ du réseau cristallin, elle est pratiquement transmise au cristal (de masse M) dans son ensemble. L'énergie de recul $E_R = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}$ devient alors très faible. Dans ce cas, l'énergie d'absorption ou d'émission du noyau sera exactement E_γ . Un dispositif expérimental simple permet d'atteindre le profil de la raie gamma : une source radioactive, (où l'émission a lieu sans recul) susceptible de se déplacer à une vitesse variable, réalise grâce à l'effet Doppler un émetteur gamma d'énergie variable. On interpose entre le détecteur et la source mobile, un cristal fixe servant d'absorbant où le noyau étudié est inclus. Si l'absorption sans recul a lieu dans ce cristal, on observe en fonction de la vitesse de la source, le profil naturel de la raie.

Lorsque l'interaction avec un champ extérieur lève la dégénérescence des niveaux nucléaires, on pourra donc séparer les diverses composantes des transitions entre ces niveaux. Pratiquement, les noyaux radioactifs de la source sont placés à l'état substitutionnel dans un cristal laissant dégénérés les niveaux du noyau fils que l'on étudie (ce sera par exemple, un métal cubique diamagnétique). La levée de

dégénérescence du niveau I considéré a lieu dans l'absorbant où le cristal produit un gradient de champ électrique au site du noyau. On observera en fonction de la vitesse de la source, une raie d'absorption pour chaque sous-niveau de l'état I. On en déduit d'espacement de ces sous-niveaux.

3. PRINCIPALES DIFFICULTES.

Le gradient de champ électrique au site du noyau est généralement difficile à évaluer. Il peut être calculé, mais il faut tenir compte de l'effet perturbateur des couches électroniques internes qui entourent le noyau (effet Sternheimer).

La condition d'émission ou d'absorption sans recul (énergie de recul inférieure à l'énergie du premier phonon de vibration de l'absorbant) limite l'utilisation de cette méthode à des niveaux nucléaires qui se déséxcitent en émettant des rayons gamma d'énergie suffisamment faible (en pratique $E_\gamma \lesssim 150$ keV). De plus, les conditions d'une émission (absorption) sans recul limitent les espèces nucléaires que l'on peut employer.

II - CORRELATIONS ANGULAIRES DIFFERENTIELLES PERTURBÉES PAR UN GRADIENT DE CHAMP ÉLECTRIQUE AVEC MESURE DE LA POLARISATION DE L'UN DES GAMMA.-

1. GRANDEUR MESURÉE.

Dans une corrélation angulaire $I_1 \xrightarrow{\gamma_1} I_2 \xrightarrow{\gamma_2} I_3$, le fait de fixer la direction d'observation du rayonnement γ_1 implique que les γ_2 corrélés sont émis à partir de noyaux partiellement alignés. Dans l'état I, la perturbation de la corrélation (relation 13) par une interaction quadrupolaire produit une dissymétrie de population des sous-états magnétiques + M et - M dépendant du signe du moment quadrupolaire de cet état. En mesurant alors la polarisation du rayonnement γ_2 émis, on en déduit le signe de Q.

2. PRINCIPE DE LA MESURE.

Expérimentalement, on interpose un polarimètre sur le trajet de γ_2 définissant ainsi une géométrie du système que nous désignons par Θ_i . Pour un retard donné t_d entre γ_1 et γ_2 , on regarde comment la fonction de corrélation différentielle $W(\Theta_i, t_d)$ dépend de la polarisation de γ_2 [Be 62] par un polarimètre à effet Compton [St 53] : l'intensité du rayonnement γ diffusé par effet Compton sur des électrons polarisés par un champ magnétique dépend de la polarisation circulaire de ces gammas et du sens de polarisation des électrons (parallèlement ou antiparallèlement au sens de propagation des photons). La fonction

$$\frac{W_+(\Theta_i, t_d) - W_-(\Theta_i, t_d)}{W_+(\Theta_i, t_d) + W_-(\Theta_i, t_d)}$$
 est directement reliée au signe de Q.

$W_+(-)$ est la valeur de la fonction de corrélation lorsque la polarisation des électrons est parallèle (antiparallèle) au sens de propagation des photons γ_2 .

3. PRINCIPALES DIFFICULTES.

On retrouve des difficultés similaires à celles évoquées dans le paragraphe précédent pour la détermination du gradient de champ électrique.

La méthode sera d'autant plus efficace que l'énergie du rayonnement

sera élevée car la section efficace Compton croît avec cette énergie. La mesure de la polarisation exige une bonne définition de l'angle à l'entrée du polarimètre, ce qui implique une diminution dans l'efficacité de l'appareillage (d'un facteur de l'ordre de 10^3 [Be 62]) par rapport à une simple corrélation directionnelle.

Il serait donc difficile d'obtenir une bonne statistique dans cette méthode.

III - METHODE DU JET ATOMIQUE.

1. GRANDEUR MESUREE.

L'interaction entre le moment quadrupolaire électrique Q d'un noyau de spin I et le gradient de champ électrique dû à la présence du cortège électronique dans un atome neutre se superpose à l'interaction dipolaire magnétique et donne lieu à une structure hyperfine du spectre atomique. L'énergie des niveaux hyperfins s'écrit :

$$W = \frac{1}{2} h a C + h b \frac{3/4C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} \text{ avec } C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1). \text{ a et b}$$

sont respectivement les constantes de structure hyperfine dipolaire et quadrupolaire. J est le moment angulaire total des électrons, F celui de l'atome. Dans l'atome libre, chaque niveau hyperfin est caractérisé par le nombre quantique F et il y a une dégénérescence d'ordre $2F+1$. La détermination expérimentale de la constante de structure hyperfine quadrupolaire b permet de déduire le moment quadrupolaire Q par la relation

$$hb = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} Q \langle q_J \rangle \langle q_J \rangle \text{ étant le gradient de champ électrique au site du noyau dû aux électrons.}$$

2. PRINCIPE DE LA MESURE.

L'étude des spectres hyperfins d'un atome libre ne fournit que les valeurs $|a|$ $|b|$ et b/a . Pour pouvoir mesurer le signe de b , il est nécessaire d'appliquer un champ extérieur B constant, uniforme et faible, qui lève la dégénérescence des niveaux hyperfins. On induit alors par radiofréquence [Ko 58] des transitions entre certains sous-niveaux magnétiques sélectionnés par un champ magnétique inhomogène placé avant le passage de l'atome dans le champ B puis analysés par un deuxième champ inhomogène placé avant le détecteur. Les configurations des champs inhomogènes permettent de choisir des sous-états caractéristiques du signe de a , donc de b [Ek 72]. On mesure le taux de comptage dans le détecteur en fonction de la radiofréquence.

3. PRINCIPALES DIFFICULTES.

Généralement, il faut calculer le gradient de champ électrique, au site du noyau dû au cortège et le corriger en tenant compte de l'effet Sternheimer.

La méthode expérimentale nécessite que les niveaux nucléaires aient un temps de vie supérieur à 10ms (temps de transit dans l'appareil).

L'efficacité de l'appareillage étant typiquement de l'ordre de 10^{-7} , il est difficile d'obtenir une bonne statistique.

Enfin, les spectres observés seront plus simples et plus faciles à interpréter si le spin total des électrons est faible et si on excite peu d'états électroniques.

IV - ETUDE DES SPECTRES X MUONIQUES DES NOYAUX DEFORMES.

1. GRANDEUR MESUREE.

Dans l'atome muonique, l'espacement des niveaux hyperfins, dû au couplage entre le muon et le noyau, est plus grand que dans l'atome normal, le muon ayant une masse environ 200 fois plus grande que celle de l'électron. On peut alors mesurer l'espacement de ces niveaux sur les spectres de rayons X de l'atome muonique. L'hamiltonien total décrivant l'atome se met sous la forme $H = H_{\text{noyau}} + H_{\text{muon}} + H_{\text{int}}$ où H_{int} représente l'interaction quadrupolaire électrique entre le muon et le noyau. Elle est trop intense pour être traitée en perturbation. L'interaction dipolaire magnétique, 200 fois plus faible que la précédente, peut être négligée. Il faut donc diagonaliser l'hamiltonien total. Pour les noyaux bien déformés, dans le cadre du modèle unifié [Bo 53], on peut relier l'espacement des niveaux hyperfins à la distribution de charge $\rho^p(r_p)$ du noyau. On en déduit Q_0 par la formule (12).

2. PRINCIPE DE LA MESURE.

On réalise simplement des spectres directs de rayons X de l'atome muonique à l'aide de détecteurs Ge(Li). Leur résolution est suffisante pour séparer les rayons X qui désexcitent les différents niveaux hyperfins.

3. PRINCIPALES DIFFICULTES.

Les résultats dépendent de la forme choisie pour $\rho(r)$, et bien entendu, l'analyse effectuée est liée au modèle rotationnel.

V - EFFET DE REORIENTATION QUADRUPOLAIRE ELECTRIQUE DANS L'EXCITATION COULOMBIENNE.

1. GRANDEUR MESUREE.

Cet effet de réorientation résulte de l'interaction entre le gradient de champ électrique dû au mouvement du projectile et le moment quadrupolaire statique des niveaux du noyau cible. Dans le cas où l'effet de réorientation peut être considéré comme une perturbation par rapport à l'excitation coulombienne, la section efficace d'excitation électrique quadrupolaire entre l'état initial I_i et l'état final I_f s'écrit sous la forme [Bo 68] : $d\sigma_{E2} = d\sigma_{E2}^{(1)} + d\sigma_{E2}^{(1,2)} = d\sigma_{E2}^{(1)} (1 + \Delta Q)$ (14). $d\sigma_{E2}^{(1)}$, qui correspond au premier ordre de la perturbation, est proportionnelle à la probabilité de transition réduite $B(E2; I_i \rightarrow I_f)$. $d\sigma_{E2}^{(1,2)}$ résulte de l'interférence entre les amplitudes de probabilité au premier ordre et au second ordre. Si la présence d'états excités autres que le premier peut être négligée, $d\sigma_{E2}^{(1,2)}$ est proportionnelle au moment quadrupolaire de cet état. Le coefficient Δ dépend des paramètres expérimentaux. Dans ce cas, on déduit donc Q avec son signe des mesures de section efficace d'excitation quadrupolaire des états considérés.

2. PRINCIPE DE LA MESURE.

Pour déduire les termes inconnus $d\sigma_{E2}^{(1)}$ et Q dans la section efficace d'excitation quadrupolaire (14), on effectue deux mesures de section efficace correspondant à deux conditions expérimentales différentes (projectiles différents, angles différents, énergies de bombardement différentes). Les effets de réorientation recherchés étant de l'ordre de

10% de la section efficace $d\sigma_2$, il faut une très bonne précision sur $d\sigma_2$. On élimine les erreurs systématiques qui peuvent s'introduire dans la détermination de $d\sigma(1)$ en effectuant le rapport des deux sections efficaces mesurées. E2

3. PRINCIPALES DIFFICULTES.

Les sections efficaces de réorientation étant typiquement de l'ordre de 10% de la section efficace d'excitation Coulombienne, ces expériences exigent des mesures précises, ainsi qu'une bonne connaissance de la validité des approximations faites : en effet, d'autres phénomènes (réorientation dipolaire magnétique, transitions E2 multiples, excitation via la résonance géante) ne seront quelquefois pas négligeables par rapport à la réorientation quadrupolaire électrique.

Nous avons donc essayé de montrer que la détermination expérimentale du signe du moment quadrupolaire électrique présente souvent de grandes difficultés. L'intérêt de la méthode que nous avons utilisée pour déterminer le signe de la déformation des noyaux intermédiaires est ainsi mis en relief.

CHAPITRE IV

METHODE EXPERIMENTALE

Les réactions (ions lourds, xn), qui permettent d'observer des états de haut spin grâce à l'important transfert de moment angulaire lors de la réaction, sont particulièrement bien adaptées aux études que nous nous proposons de faire. Un noyau composé formé dans ces réactions se désexcite en émettant essentiellement, dans les conditions choisies, x neutrons. Le noyau final est lui-même très excité. Il atteint son niveau fondamental en émettant des rayonnements gamma qui vont nous aider à caractériser les niveaux auxquels nous nous intéressons. Le mécanisme de ces réactions a déjà été analysé dans un précédent travail [De 72]. Nous n'examinerons ici que les points importants pour la spectroscopie des noyaux produits dans ces réactions.

I - FORMATION DU NOYAU A ETUDIER.-

1. UNICITE DU NOYAU PRODUIT.

L'exemple des fonctions d'excitation pour une réaction ($^{16}\text{O}, xn$) (fig. 14) montre que l'on n'obtient pas en fait un seul type de noyau final à une énergie donnée. En général, on n'a pas intérêt à se placer à une énergie où un nombre de neutrons élevé est évaporé car les réactions voisines sont plus gênantes.

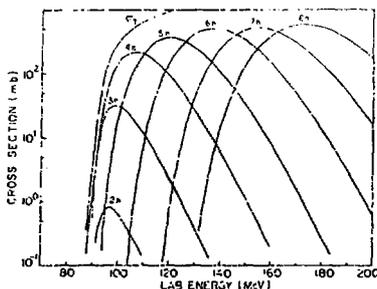


Fig. 14 : Fonctions d'excitation calculées dans une réaction ($^{16}\text{O}, xn$) (d'après la référence [Ne69]).

La réaction la plus favorable est la première qui n'est pas interdite par la barrière coulombienne. Dans toutes les réactions que nous avons réalisées, c'est l'émission de neutrons qui est favorisée. Cependant, dans certaines conditions, l'émission de particules chargées peut devenir prépondérante. Dans le tableau I, nous avons chiffré, par quelques exemples choisis parmi les réactions que nous avons effectuées, l'importance des différentes réactions qui interviennent aux énergies de bombardement utilisées. Les sections efficaces relatives indiquées sont déterminées de la façon suivante : pour les noyaux pair-pair, par l'intensité $I_{2+} + 0^+$ de la transition entre le premier état 2^+ et l'état fondamental. Dans les noyaux impairs, nous avons tenu compte au mieux des différentes cascades des plus intenses qui désexcitent chaque noyau : par exemple, nous avons choisi pour section efficace de la réaction $^{181}\text{Ta}(^{12}\text{C}, 4n)^{189}\text{Au}$ la somme des intensités des transitions de 434,3 keV et 321 keV (fig. 22).

- Tableau I -

Réaction (IL, xn)	E (Lab) (MeV)	$\frac{\sigma_{xn}}{\sigma(x+1)n}$	$\frac{\sigma_{xn}}{\sigma(x-1)n}$	$\frac{\sigma_{xn}}{\sigma p(x-1)n}$	$\frac{\sigma_{xn}}{\sigma p, xn}$	$\frac{\sigma_{xn}}{\sigma_{cb}}$
$^{75}\text{As}(\alpha, 2n)^{77}\text{Br}$	26			6	30	17
$^{74}\text{Ge}(\alpha, 3n)^{77}\text{Se}$	38	10	7	13		16
$^{183}\text{Ta}(^{12}\text{C}, 4n)^{189}\text{Au}$	75					~0,8
$^{176}\text{Yb}(^{16}\text{O}, 5n)^{181}\text{Pt}$	95	1.3	5			
$^{176}\text{Yb}(^{16}\text{O}, 5n)^{185}\text{Pt}$	95	100	2			

Ces rapports sont extraits de spectres gamma obtenus à 90° par rapport à la direction du faisceau et corrigés pour la conversion.

Pour les noyaux cible légers, où la barrière coulombienne est relativement peu élevée, il peut y avoir émission de particules chargées ; cette émission est d'autant plus importante que le noyau composé est plus déficient en neutrons (voir par exemple les réactions Ni + ^{16}O [No 71]).

Pour les cibles lourdes et les ions lourds (^{12}C , ^{16}O), la barrière coulombienne empêche l'émission de particules chargées aux énergies utilisées (voir tableau II). Cependant, l'émission de particules alpha peut devenir compétitive avec celle des neutrons pour les grands moments angulaires car leur barrière centrifuge est environ quatre fois plus petite pour un ℓ donné. Elle est néanmoins encore peu importante pour une réaction ^{40}Ar sur ^{124}Sn ou ^{130}Te à 160 MeV [Wa 67]. Au contraire, la réaction $^{144}\text{Sm}(^{17}\text{O}, \alpha 3n)^{153}\text{Er}$ prédomine à 110 MeV [Ga 75].

2. IDENTIFICATION DES NOYAUX PRODUITS PAR REACTION (IL, xn).

Plusieurs réactions pouvant se produire à une énergie donnée, il est nécessaire de les séparer en identifiant les rayonnements gamma émis par les différentes espèces nucléaires formées. Pour certains des noyaux étudiés (^{77}Br , ^{77}Se , ^{135}La , ^{189}Au , ^{187}Au), quelques raies étaient déjà connues en radioactivité. Elles ont été utilisées pour choisir l'énergie optimum de la réaction par l'étude des fonctions d'excitation. Les autres raies sont identifiées à l'aide des fonctions d'excitation. Pour les noyaux ^{187}Pt et ^{185}Pt , obtenus par réactions $^{176}\text{Yb}(^{16}\text{O}, 5n)^{187}\text{Pt}$ et $^{176}\text{Yb}(^{16}\text{O}, 5n)^{185}\text{Pt}$, aucune raie n'était connue. Ce sont les noyaux pair-pair voisins, bien connus [Bu 67] et également formés dans les mêmes conditions (voir tableau I) qui vont nous permettre de localiser en énergie la réaction ($^{16}\text{O}, 5n$).

3. CHOIX DE L'ENERGIE DE BOMBARDEMENT.

a) Calcul approché de l'énergie de bombardement.

On peut faire une première estimation de cette énergie compte tenu du seuil de la réaction et du mécanisme de désexcitation du noyau composé décrit par Crover et al. [Gr 62][Gr 67]. Le seuil d'une réaction ${}^N_Z A_1 ({}^Z_2 A_2, xn) {}^N_{Z'} A'$ pour $\ell = 0$ (ℓ est le moment angulaire orbital du projectile) est : $Q = M(A_1, Z_1) + M(A_2, Z_2) - xM(n) - M(A', Z')$. On peut calculer l'énergie du projectile dans le système du centre de masse par $E_{\text{ICM}} = Q + x E_n + E_\gamma$. E_n est l'énergie emportée par un neutron (de l'ordre

de 2 MeV). E_γ est la largeur de la "bande gamma" (bande d'énergie dans laquelle l'émission du rayonnement gamma est prédominante). Nous choisissons $E_\gamma = 7$ MeV (ordre de grandeur de l'énergie de liaison d'un neutron). Les valeurs de Q sont déterminées à partir des tables de masse [My 65]. On en déduit l'énergie incidente E_{Lab} dans le système du laboratoire.

- Tableau II -

réaction	Q (MeV)	E_{CM} (MeV)	E_{Lab} (MeV)	$E_{\text{exp.}}$ (MeV)
$^{75}\text{As}(\alpha, 2n)^{77}\text{Br}$	-13.5	24.5	26	28
$^{76}\text{Ge}(\alpha, 3n)^{77}\text{Se}$	-20.4	33	35	38
$^{133}\text{Cs}(\alpha, 2n)^{135}\text{La}$	-15	26	27	28
$^{181}\text{Tm}({}^{12}\text{C}, 4n)^{189}\text{Au}$	-47.1	62	66	75
$^{175}\text{Lu}({}^{16}\text{O}, 4n)^{189}\text{Au}$	-59.4	74	81	95
$^{176}\text{Yb}({}^{16}\text{O}, 5n)^{187}\text{Pt}$	-61	78	85	95
$^{177}\text{Yb}({}^{16}\text{O}, 5n)^{188}\text{Pt}$	-64	81	88	95

Dans le tableau II, nous avons fait figurer cette énergie E_{Lab} ainsi que l'énergie expérimentale E_{exp} utilisée dans chacune des réactions étudiées. On remarque que l'énergie expérimentale est toujours supérieure à E_{Lab} . Ce choix est destiné à favoriser l'alimentation des états de haut spin.

b) Détermination expérimentale.

On effectue généralement les fonctions d'excitation, au voisinage de l'énergie E_{Lab} , pour un niveau connu, ou bien en s'aidant des noyaux pair-pair voisins (comme pour les platines impairs). Rappelons que pour un niveau E_i de spin I, la fonction d'excitation est la courbe $\sigma_{\text{EI}}(E_i)$. A titre d'exemple, la figure 15 donne l'alimentation directe, relative au niveau $21/2^+$, des niveaux $13/2^+$, $17/2^+$, $21/2^+$ dans le noyau ^{77}Br (fig. 17), normalisée à 1 à 24 MeV. Elle augmente avec le spin, de sorte

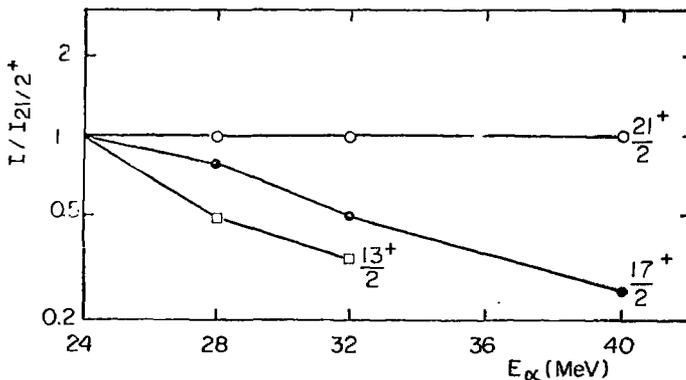


Fig. 15 : Fonctions d'excitation des niveaux de la bande découplée de ^{77}Br .

que l'on favorise le peuplement d'états de haut moment angulaire en se plaçant à une énergie légèrement supérieure au maximum de la section efficace de la réaction.

II - PEUPELEMENT D'ETATS DE HAUT SPIN.-

1. MOMENT ANGULAIRE CRITIQUE DANS LE NOYAU COMPOSE.

Des mesures de section efficace, par exemple [Ga 74], ont mis en évidence une limitation dans le moment angulaire maximum (l_{crit}) du noyau composé. l_{crit} est inférieur au moment angulaire maximum l_{max} que peut introduire le projectile dans le noyau composé à une énergie de bombardement donnée. Dans le tableau III, nous avons comparé le moment angulaire critique des noyaux composés que nous avons formés au moment angulaire maximum l_{max} observé expérimentalement dans le noyau final. l_{crit} a été déterminé en s'appuyant sur des calculs où le potentiel d'interaction choisi [Ga 74] permet d'introduire la notion de distance critique : R_{crit} est la distance entre deux ions au-delà de laquelle la fusion complète ne se produit plus. R_{crit} se met sous la forme $R_{crit} = r_{crit}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ avec $r_{crit} = 1,08$ fm pour tous les éléments. l_{crit} est alors donné par la relation (15) :

$$E_1 = V_{crit} + \frac{\hbar^2 l_{crit}^2 (l_{crit} + 1)}{2\mu R_{crit}^2} \quad (15)$$

V_{crit} ne dépend que du produit $Z_1 Z_2$, et a été pris dans la référence [Ng 75]. E_1 est l'énergie de la particule relative dans le système de centre de masse. μ est la masse réduite du système.

L'analyse du tableau III montre qu'il reste beaucoup de moment angulaire à évacuer entre le noyau composé et les états discrets observés dans le noyau final. L'évaporation de neutrons ne suffit pas à emporter ce moment angulaire : en effet Grover et Gilat [Gr 67] ont montré qu'en moyenne un neutron évaporé emporte environ une unité de moment angulaire. Donc la quasi-totalité du moment angulaire à évacuer pour atteindre la ligne yrast est emportée par un rayonnement gamma non discret émis dans le noyau final.

Tableau III

Réaction	l_{crit} (h) NC	l_{max} (L) NF	E_F^* (MeV)
$^{75}_{33}\text{As}(\alpha, 2n)^{77}\text{Br}$	15	21/2	12
$^{76}_{32}\text{Ge}(\alpha, 3n)^{77}\text{Se}$	17	21/2	13
$^{133}_{55}\text{Cs}(\alpha, 2n)^{135}\text{La}$	16	(23/2)	9
$^{181}_{71}\text{Ta}(^{12}\text{C}, 4n)^{189}\text{Au}$	31	37/2	15
$^{175}_{71}\text{Lu}(^{16}\text{O}, 4n)^{187}\text{Au}$	35	35/2	21
$^{176}_{70}\text{Yb}(^{16}\text{O}, 5n)^{187}\text{Pt}$	36	(29/2)	13
$^{178}_{70}\text{Yb}(^{16}\text{O}, 5n)^{188}\text{Pt}$	36	(25/2)	15

2. ENERGIE D'EXCITATION E_F^* DU NOYAU FINAL.

E_F^* est l'énergie que possède le noyau étudié juste après l'émission du dernier neutron. En supposant qu'en moyenne chaque neutron emporte 2 MeV d'énergie cinétique, on peut donner un ordre de grandeur de E_F^* (tableau III) par : $E_F^* = Q + E_{1CM} - 2 \times D$. D'une façon générale, les états discrets les plus énergétiques observés en spectroscopie se situent entre 2 et 3 MeV.

On voit donc qu'une énergie de 7 à 20 MeV environ, et un moment angulaire variant de quelques unités de \hbar à 20 \hbar environ doivent être évacués par un rayonnement gamma avant que les niveaux discrets observés en spectroscopie ne soient atteints.

3. LE RAYONNEMENT CONTINU.

a) Pourquoi un rayonnement continu ?

Ce rayonnement, dont nous venons de suggérer l'existence, est dû à la grande densité de niveaux dans le noyau final à l'énergie d'excita-

tion E_{γ}^* où l'émission gamma devient le mode de désexcitation prépondérant. Il existe diverses évaluations de cette densité. Par exemple, avec la formule semi-empirique [Bl 52] $\omega(E) = C e^{2\sqrt{aE}}$, la densité de niveaux $\omega(E_{\gamma}^*)$ varie de 10^4 à 10^5 niveaux par MeV selon les réactions étudiées. De nombreuses voies sont donc ouvertes pour la désexcitation gamma, donnant naissance à un spectre continu.

b) Propriétés du rayonnement continu.

- Multipolarité.

Grover et Gilat [Gr 67] indiquaient des rayonnements dipolaires à haute énergie et quadrupolaires à basse énergie. Le rayonnement dipolaire a l'allure d'un spectre d'évaporation et correspond à la "cascade statistique", le rayonnement quadrupolaire, qui représente en général (au moins pour les projectiles lourds) la plus forte proportion des gamma observés, correspond à la "cascade yrast", émise lorsque l'énergie d'excitation du noyau est la plus proche de la ligne yrast. Banaschick et al. [Ba 75] et Newton et al. [Ne 75] ont mis en évidence, par des distributions angulaires sur le rayonnement continu, la prépondérance du rayonnement quadrupolaire ainsi que sa faible énergie (en général < 2 MeV).

- Multiplicité.

Elle correspond au nombre moyen N_{γ} de rayons gamma émis avant d'atteindre la ligne yrast. Diverses mesures de cette multiplicité ont été effectuées [Ba 75][Ne 75][Is 74][Tj 74].

Les énergies et les ions utilisés pour produire les noyaux d'or et de platine que nous avons étudiés sont tout à fait comparables à ceux des références précédentes. On en déduit dans ces réactions $N_{\gamma} \approx 8$ à 12.

Pour des réactions induites par protons, Tjom et al. [Tj 74] trouvent $N_{\gamma} = 1$ à 4. Ceci est cohérent avec nos résultats dans les réactions aboutissant à ^{77}Se et ^{77}Br : rappelons tout d'abord qu'il y a peu de moment angulaire à évacuer dans ce cas (tableau IV). De plus, pour ces réactions effectuées avec des cibles relativement épaisses ($\approx 10\text{mg/cm}^2$) on observe sur les raies de haute énergie ($E_{\gamma} \approx 900$ keV) un élargissement dû à l'effet Doppler, indiquant un temps d'alimentation de ces raies inférieur à 0,5ps [De 75]. Ceci suggère que la cascade alimentant ces états est composée d'un nombre restreint de raies gamma.

Cette étude a donc rappelé à la fois les possibilités et les limites de la méthode expérimentale choisie, notamment en ce qui concerne l'observation d'états de spin élevé. La limite actuellement atteinte est de 20 à 22 h dans les terres rares, bien inférieure au moment angulaire apporté dans le noyau composé par un ion lourd. L'étude des propriétés du rayonnement continu ne sera pas abordée dans ce travail. Notons toutefois qu'elle est en plein développement et que des tentatives sont faites [Di 75] pour en déduire les propriétés du noyau dans les états de moments angulaires très élevés.

- C H A P I T R E V -

TECHNIQUES EXPERIMENTALES.

Elles ont eu pour but d'observer les propriétés du noyau dans les états de basse énergie (< 3 MeV) correspondant à l'émission d'un spectre gamma discret dans les réactions (L, xn) . Ces techniques sont classiques et nous les décrivons assez brièvement. Nous avons réalisé divers types de mesures :

- des fonctions d'excitation (spectres γ directs en fonction de l'énergie),
- des distributions angulaires,
- des coïncidences multidimensionnelles (généralement γ_1 - γ_2 -temps écoulé entre γ_1 et γ_2) : elles permettent d'établir le schéma de niveaux à l'observation éventuelle d'isomères.
- des mesures de temps de vie.

I - LES FAISCEAUX, LES CHAMBRES A REACTION.

Le cyclotron à énergie variable de l'I.S.N. de Grenoble nous a fourni le faisceau de particules alpha (intensité $\approx 0,1$ nA). Les ions lourds (C,O) ont été accélérés au cyclotron à énergie variable de l'I.P.N. d'Orsay (intensité de 5 à 10 nA). Deux types de chambre à réaction ont été utilisés :

a) Chambre à réaction pour l'étude de spectres directs et de coïncidences γ - γ .

Elle permet à deux détecteurs d'être aussi près que possible de la cible (la distance cible-détecteur est 3cm).

b) Montage pour l'étude des distributions angulaires.

La distribution angulaire du rayonnement gamma étant symétrique par rapport à l'axe sur faisceau, il suffit que la chambre possède une symétrie cylindrique sur 180° autour d'un axe perpendiculaire à la direction du faisceau. Les angles sont repérés par un plateau tournant qui supporte les détecteurs. Ceux-ci sont situés à environ 15cm de la cible, afin que l'angle de détection des rayons γ par rapport à la direction du faisceau soit bien défini. En supposant le faisceau ponctuel, on a à cette distance une ouverture $2\theta=9^\circ$ pour un détecteur coaxial de 35cm^3 .

II - LES CIBLES.-

Elles sont adaptées au type de réactions et de mesures effectuées : l'épaisseur est choisie de façon à optimiser la sélectivité de la réaction et naturellement en fonction des possibilités de fabrication. Le tableau IV résume les caractéristiques des cibles utilisées.

- Table. IV -

Réaction	composition	nature	provenance	épaisseur (mg/cm ²)
⁷⁵ As (α, 2n) ⁷⁵ Br	As monoisotope	poudre sur mylar (6μ)	déposé au laboratoire grâce au mélange As+chlorure de polystyrène (liant)+chloroforme	~ 10
⁷⁶ Ge (α, 3n) ⁷⁶ Se	Oxyde séparé (GeO ₂), 7.76% dans Ge naturel.	poudre sur mylar (6μ)	enrichi à 74% à Harwell déposé au laboratoire (voir As).	~ 10
¹³³ Cs (α, 2n) ¹³³ La	Chlorure (CsCl) ou carbonate (Cs ₂ CO ₃) monoisotope	poudre sur mylar (5μ)	CsCl* évaporé sous vide au laboratoire (voir As)	~ 10
¹⁸¹ Ta (¹² C, 4n) ¹⁸¹ Au	Ta naturel (99,99 %).	métal auto supportée		3
¹⁹⁵ Lu (¹⁶ O, 4n) ¹⁹⁵ Au	Lu naturel	métal auto supportée	évaporé sous vide	1
¹⁷⁶ Yb (¹⁶ O, 5n) ¹⁷⁶ Pt	Yb séparé (12,73% dans Yb naturel)	métal auto supportée	ORNL enrichi à 96 %	1
¹⁷⁶ Yb (¹⁶ O, 5n) ¹⁷⁶ Pt	Yb séparé (31,84% dans Yb naturel)	métal auto supportée	ORNL enrichi à 99 %	1

* Cette évaporation a été effectuée par J. Hervieu.

III - LES DETECTEURS.-

Deux types de détecteurs de rayons gamma ont été utilisés.

a) Des détecteurs à jonction Ge(Li) coaxiaux.

Leur volume est environ 35cm³. Leur résolution typique est de 3 keV pour des raies gamma de 1 MeV.

b) Des détecteurs à jonction Ge(Li) planaires de 10cm³ de volume.

Ils ont une fenêtre d'entrée mince (ex: 200 μg/cm² d'or plus 50mg/cm² de beryllium) qui permet de détecter des rayons de basse énergie. Leur résolution est de l'ordre de 1 keV pour un rayonnement gamma de 100 keV.

IV - REALISATION ET EXPLOITATION DES MESURES.-

A. LES SPECTRES DIRECTS.

Nous utilisons les chaînes linéaires classiques.

1. AMELIORATION DE LA RESOLUTION EN ENERGIE.

Généralement, le détecteur et son préamplificateur associé se trouvent auprès du faisceau, le reste de l'électronique linéaire étant dans la salle de physique. Le montage de nos amplificateurs ELSCINT

en "common mode noise rejection" permet pratiquement d'éliminer les parasites dus à l'utilisation de longs câbles : l'amplificateur a deux entrées équivalentes de signe opposé. Sur l'une, on envoie l'impulsion V_1 à analyser. Sur l'autre, on envoie un câble coaxial en court-circuit dont l'âme est à la masse V_m du préamplificateur. Les effets parasites se manifestant sur les armatures extérieures se retranchent, laissant seulement le signal $V_1 - V_m$ qui nous intéresse.

2. DISTRIBUTIONS ANGULAIRES.

Elles permettent de déterminer l'intensité gamma des raies observées ainsi que leur multipolarité probable.

a) Justification de ces mesures en réaction (IL, xn).

Le noyau résiduel est aligné dans la réaction : en effet, la quasitotalité du moment angulaire \vec{L} du noyau composé est introduite par le projectile (spins faibles du projectile et de la cible). $\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p}$ est donc dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau. Les neutrons évaporés emportant peu de moment angulaire, le noyau résiduel est encore presque complètement aligné, même avec des particules alpha incidentes. L'émission du rayonnement gamma est alors anisotrope et l'étude de l'anisotropie nous renseigne sur sa multipolarité.

Pour un noyau complètement aligné dans l'état initial I et l'état final I', on obtient la distribution angulaire suivante par rapport à la direction du faisceau [Ya 67] :

$$W(\theta) = 1 + A_2^0 P_2(\cos \theta) + A_4^0 P_4(\cos \theta)$$

avec $A_k^0(I L_1 L_2 I') = B_k(I) \frac{1}{1+\delta^2} [F_k(I' L_1 L_1 I) + 2\delta F_k(I' L_1 L_2 I) + \delta^2 F_k(I' L_2 L_2 I)]$

$\delta = \frac{\langle I' || L_2 || I \rangle}{\langle I' || L_1 || I \rangle}$ est le rapport des amplitudes de probabilités réduites de transition de l'état I vers l'état I' pour les multipolarités L_2 et L_1 . Les coefficients B_k et F_k sont tabulés (voir par ex. [Ya 67])

b) Détermination des multipolarités.

Si la cible et le projectile n'ont pas un moment angulaire nul, le noyau composé n'est plus strictement aligné.

Il y a une perte d'alignement pour toute transition de multipolarité $(L_1 + L_2)$ de l'état I vers l'état I' donnée par le facteur :

$$U_k(I L_1 L_2 I') = \frac{1}{1+\delta^2} [u_k(I L_1 I') + \delta^2 u_k(I L_2 I')]$$

avec $u_k(I L I') = (-1)^{I+I'+\delta} L_{[2I'+1]}^{[2I+1]} I^{1/2} W(I I I' ; k L)$ où W est un coefficient de Racah. Donc, si l'on connaît le chemin de désexcitation suivi par le noyau composé, on a : $A_2(I) = A_2^0(I) U_2(I)$, i étant le nombre de transitions aboutissant à l'état I.

Il y a, en réalité, de nombreux chemins possibles.

Diamond et al. [Di 66] ont montré que, pour une cascade de transitions de caractère "stretched E2" dans les noyaux pair-pair, A_2 et A_4 correspondent en moyenne à une population gaussienne de sous-états, centrée autour de $M = 0$. Avec l'ensemble des noyaux considérés, ils ont $A_2(I) = 0.3 \pm 0.09$ et $A_4(I) = -0.09 \pm 0.05$, pour $4 \leq I \leq 12$, ces valeurs n'étant pas caractéristiques du spin I .

Lorsque l'anisotropie $A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(180^\circ) + W(90^\circ)}$ est négative, la transition est de multipolarité 1 ou 1 + 2. Dans le cas contraire, on peut avoir une multipolarité 1+2 ou 2. On s'aide quelquefois pour conclure de résultats de coïncidences ou d'arguments sur les intensités des transitions. Des considérations sur le temps de vie des niveaux permettent de choisir entre les transitions électrique et magnétique (en particulier entre les transitions E2 et M2).

Tout ce que nous venons de dire suppose une parfaite symétrie dans les conditions géométriques de détection aux différents angles. Lorsque la cible est mince, ces conditions ne sont pas réalisées car le noyau final va sortir de la cible et reculer dans le vide. Il faut donc, pour faire des mesures de distributions angulaires précises, travailler en cible épaisse ou en cible mince sur support épais. Dans le cas des noyaux ^{187}Pt et ^{189}Pt , nous n'avons pas utilisé de telles cibles pour des raisons financières, et nous verrons dans l'analyse des résultats les difficultés que cela implique.

Notons que la période des états qui se déséxcitent peut modifier le profil et l'intensité de la raie gamma mesurée à un angle donné :

- lorsque le temps de vie du niveau est inférieur ou égal au temps de recul du noyau dans la cible, on a un élargissement Doppler de la raie gamma dont il faudra tenir compte dans l'analyse. (Les temps d'arrêt dans la matière sont typiquement de l'ordre de 0,5ps).

- Si au contraire, on a affaire à un état isomérique long, l'interaction du noyau avec le milieu conduit à une perte d'alignement d'autant plus grande que le temps de vie est plus long.

c) Conditions expérimentales.

On monitore le faisceau en mesurant l'intensité de quelques raies sur un détecteur fixe (généralement situé à 90° par rapport à la direction du faisceau).

On peut estimer les corrections géométriques en utilisant par exemple une source radioactive de césium qui émet un rayonnement isotrope. L'erreur relative est de l'ordre de 1%.

3. STOCKAGE ET DEPOUILLEMENT DES INFORMATIONS.

. A GRENOBLE : Les spectres, stockés dans une mémoire (BM 96 ou TRIDAC) sont transférés sur bande magnétique grâce à un ordinateur PDP9. Ils peuvent être tracés sur place ou transférés sur disques à Orsay pour y être traités.

. A ORSAY : Un système "RESEAU" permet de transférer chaque spectre direct du bloc mémoire vers un disque constituant une unité périphérique de l'ordinateur IBM 370-135.

L'analyse simple des spectres (tracé, impression, étalonnage, surface des pics simples) est réalisée à l'aide d'un programme "MIRAN-DOL" écrit au laboratoire. Une analyse plus détaillée est faite, quand les conditions sont favorables, par le programme "SAMPO" de Routti, adapté pour I.B.M.

B. COINCIDENCES MULTIDIMENSIONNELLES.

Le schéma de principe d'une expérience de coïncidences tridimensionnelles (γ_1 - γ_2 -temps écoulé entre γ_1 et γ_2) est donné sur la figure 16. Il utilise le système lent-rapide habituel, avec un circuit de coïncidences de type "start-stop" conventionnel.

Avec un détecteur planaire et un détecteur coaxial montés en coïncidence sans sélection en énergie, le temps de résolution du circuit est de 7 à 10ns. Avec deux détecteurs coaxiaux, il est de l'ordre de 13ns : on sait, en effet, que dans ces détecteurs, l'existence d'un champ électrique non uniforme entraîne une dispersion du temps de montée des impulsions pour une même énergie.

Typiquement, les mots (γ_1, γ_2, t) stockés en vrac sur bande magnétique sont les éléments d'une matrice de dimensions 2048 x 2048 x 512.

Un programme de classement, mis au point au laboratoire, permet de

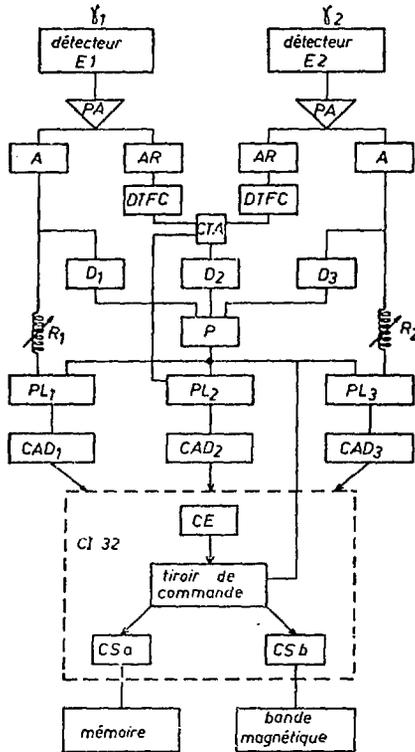


Fig. 16 : Montage de coïncidences γ - γ multidimensionnelles.

- PA préamplificateur
- A amplificateur linéaire
- AR amplificateur rapide
- DTFC discriminateur de temps à fraction constante d'amplitude
- CTA convertisseur temps-amplitude
- D seuil avec retard incorporé
- P tirage de coïncidences
- R retard
- PL porte linéaire
- CAD convertisseur analogique-digital
- CE Coupleur d'entrée
- CS Coupicur de sortie.

constituer hors-ligne sur disque, à partir de ces mots, des matrices bi-dimensionnelles quelconques. La souplesse de ce système rend accessibles de multiples renseignements à partir de ces seules coïncidences $\gamma_1 - \gamma_2 - t$:

- coïncidences $\gamma - \gamma$ rapides : on construit la matrice $\gamma_1 \times \gamma_2$ pour un intervalle de temps t centré en $t=0$ et correspondant au temps de résolution du circuit de coïncidences.

- coïncidences $\gamma - \gamma$ retardées : l'intervalle de temps correspond cette fois à la période de l'état isomérique.

- coïncidences γ -temps : on construit une matrice $\gamma \times t$ correspondant à des bandes choisies sur la jonction "start".

L'analyse de ces diverses matrices permet, en plus des informations usuelles de coïncidences rapides, de bien situer les états somériques, leur désintégration et éventuellement les cascades qui les précèdent. Avec un programme "PAIMPOL", on crée, à partir d'une matrice, un spectre direct quelconque que l'on analyse avec les méthodes habituelles.

C. DETERMINATION DE VIES MOYENNES SUPERIEURES A QUELQUES NANOSECONDES.

1) Avec les coïncidences tri-dimensionnelles précédemment décrites, et un temps de résolution d'environ 10ns, on peut observer des temps t_{γ_1, γ_2} allant jusqu'à 500ns.

2) Retard du rayonnement γ_2 par rapport au passage du faisceau.

Le temps zéro, correspondant au passage du faisceau, est repéré électriquement par une impulsion synchronisée sur la pulsation rapide du faisceau (haute fréquence). On effectue des coïncidences "top faisceau" - γ_2 . La limite supérieure mesurable t_{\max} est la durée qui sépare deux impulsions "top-faisceau". Elle dépend de l'énergie du projectile : par exemple, pour des ions ^{16}O de 95 MeV, $t_{\max} = 150\text{ns}$. La durée de la cascade statistique intervient peu : elle est typiquement inférieure à 5ps. Cette méthode, qui revient en fait à effectuer divers spectres directs en fonction du temps, a l'avantage de repérer les niveaux isomériques avec une bonne statistique.

3) Décroissance d'un rayonnement hors faisceau.

Lorsque la période d'un niveau est nettement plus longue, ($10\mu\text{s} \ll T_{1/2} \ll 3\text{ms}$) on peut utiliser la pulsation lente de la source du cyclotron d'Orsay : sa durée est $T \approx 1\text{ms}$ et l'intervalle de temps entre deux pulsations est $\Delta t_{\max} \approx 3\text{ms}$. Le système réalisé au laboratoire par M. Leblanc [Ad 75] permet de partager en huit parties égales la mémoire d'un bloc BM 96 et de stocker :

- dans la première partie, un spectre sur faisceau correspondant à une fraction variable f de la durée de la pulsation ($f < T$) juste avant la fin de celle-ci.

- dans les sept autres parties, sept spectres de décroissance hors faisceau de durée égale d et variable ($7d < \Delta t_{\max}$).

La période minimale que l'on peut mesurer (environ $10\mu\text{s}$) correspond à l'imprécision dans la détermination de la fin de la pulsation de la source.

CHAPITRE VI

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Au moment où ce travail a été entrepris, seuls les états $I = R+j$ des bandes découplées avaient été observés par Stephens et al [St172] dans les lanthanés impairs ($j = \frac{1}{2}$), de masse $A = 125$ à 133 . Ces résultats expérimentaux constituaient le point de départ de leurs calculs et du modèle "rotor plus particule" proposé. Avant d'utiliser ce modèle pour élucider les problèmes que nous avons soulevés au début de cette thèse, nous avons d'abord voulu tester par l'expérience ses limites. Après l'analyse faite dans le chapitre II et en fonction des résultats expérimentaux déjà connus, nous nous sommes posés plusieurs questions :

- i) Les valeurs de j inférieures à $\frac{1}{2}$ sont-elles assez élevées pour que l'on observe des bandes découplées ? Pour essayer de répondre à cette question, nous avons choisi deux noyaux appartenant à la sous-couche "de parité unique" $g_{9/2}$: ^{77}Br impair en protons, et ^{77}Se , impair en neutrons.
- ii) Lorsque le coeur est quasosphérique, le couplage de Coriolis est-il encore le mode de couplage prépondérant ? Nous avons prolongé l'étude déjà faite [St172] sur les lanthanés plus légers en analysant le comportement de ^{135}La puisque le coeur devient de plus en plus vibrationnel à mesure que l'on se rapproche de $N = 82$.
- iii) Les états autres que $I = R+j$ sont-ils bien décrits dans ce modèle et peuvent-ils nous apporter des informations complémentaires sur la structure du noyau ? En ce sens, nous nous sommes intéressés à tous les états autres que $I = R+j$ que nous avons pu mettre en évidence dans les noyaux étudiés.

Après avoir ainsi dominé les limites de ce modèle, nous l'avons appliqué à l'étude des noyaux intermédiaires : nous avons essayé de cerner la façon dont s'effectuent les changements de forme dans les régions de transitions et d'en comprendre le mécanisme. Nous avons choisi les noyaux de la zone de transition $Z < 82$, en fonction des connaissances déjà acquises sur la "forme" des noyaux dans cette région. De plus, ces noyaux à déformation intermédiaire répondent aux critères d'application du modèle car leur niveau de Fermi se trouve au voisinage des couches de grand j : entre les couches $h_{11/2}$ et $h_{9/2}$ (^{189}Au , ^{187}Au) ou en fin de sous-couche $i_{13/2}$ (^{187}Pt , ^{185}Pt).

Nous allons présenter les résultats expérimentaux concernant ces divers noyaux classés selon les sous-couches auxquelles appartient le nucléon impair dans les états de basse énergie.

I - ETUDE DE LA COUCHE $G_{9/2}$

A. NOYAU IMPAIR EN PROTONS : $^{77}_{35}\text{Br}$.

Avec $Z = 35$, le niveau de Fermi en protons se trouve au début de la couche $g_{9/2}$. Les niveaux de basse énergie de ce noyau étaient con-

nus par radioactivité [Oh 72]. Ils sont indiqués en traits plus épais sur la figure 17. La présence à basse énergie d'un niveau $9/2^+$ et des niveaux de bas spin $5/2^+$ et $3/2^+$ n'était bien expliquée ni par un modèle en couches déformées, ni par des calculs tenant compte du couplage du proton $g_{9/2}$ aux phonons du coeur [Ki 63]. Nous avons pensé que la proximité des états $5/2^+$ et $9/2^+$ était compatible avec l'existence d'une bande découverte construite sur les états de la sous-couche $g_{9/2}$. L'étude de ce noyau a été faite par la réaction $^{75}\text{As}(\alpha, 2n\gamma)^{77}\text{Br}$ [De 174] et [De 274].

1. PRESENTATION DES RESULTATS.

Le tableau V donne les intensités γ ainsi que les rapports d'intensité W_{24}/W_{90} effectués sur les spectres gamma obtenus à $\theta = 26^\circ$ et 90°

- Tableau V -

Bande de parité positive				Bande de parité négative			
E keV	I_γ	W_{24}/W_{90}	Multipolarité	E keV	I_γ	W_{24}/W_{90}	Multipolarité
179,7	490 ± 40	0,9 ± 0,1	E1	161,9	7300 ± 100	0,5 ± 0,1	M1 + E2
507,0	260 ± 30	0,6 ± 0,1	M1 + E2	413,4	250 ± 30	0,60 ± 0,25	M1 + E2
520,9	310 ± 40	0,6 ± 0,2	(M1, E2)	575,2	530 ± 60	1,20 ± 0,15	M1, E2
533,5	3600 ± 200	1,35 ± 0,05	E2	628,2	1000 ± 80	1,2 ± 0,1	(M1, E2)
652,5	140 ± 30	0,15 ± 0,05	(M1, E2)	697,9	600 ± 60	1,10 ± 0,15	M1, E2
664,7	290 ± 40	0,10 ± 0,25	M1, E2	747,5*	1160 ± 100	1,2 ± 0,1	M1, E2
676,1	415 ± 60	0,10 ± 0,10	(M1, E2)	799,9	650 ± 70	1,25 ± 0,15	M1, E2
741,3	535 ± 50	0,20 ± 0,15	M1, E2				
841,8	1650 ± 100	0,17 ± 0,05	E2				
1067,6	550 ± 90	0,4 ± 0,15	E2				

* L'anisotropie correspond à l'ensemble des deux raies de 747,5 keV.

par rapport à la direction du faisceau. Dans ce noyau, la principale difficulté réside dans l'identification des raies, aussi bien pour la bande de parité positive que pour celle de parité négative.

a) Bande de parité positive.

Nous avons situé la cascade la plus intense 533,5 keV, 841,8 keV, 1067,6 keV sur le niveau de 105,5 keV, de 4,3 min de période. La nature isomérique de ce niveau rend impossible l'observation de la bande ci-dessus en coïncidences sur la raie de 105,5 keV. Mais l'ensemble des transitions entre états de parité positive indiquées sur la figure 17, toutes observées en coïncidence, permettent de situer sans ambiguïté la bande mentionnée.

b) Bande de parité négative.

Cette bande est construite sur une transition de 161,9 keV sur laquelle on observe des coïncidences rapides. Cependant, une raie de même énergie existe dans le noyau voisin ^{77}Se que l'on forme en même temps par réaction $^{75}\text{As}(\alpha, pn\gamma)^{77}\text{Se}$: en effet, on observe par radioactivité après la coupure du faisceau, la décroissance de cette transition de période 17s [L667]. Le rapport $\frac{N_{161 \text{ prompt}}}{N_{161 \text{ retardée}}}$ a été extrait de

- Tableau VI -

Γ_{γ}	I_{γ}	$W(26)/W(90)$	Multipolarité	Remarques
87,8	12 ± 2	0,95 ± 0,30	E1	
139,1	6 ± 1		(M1 + E2)	c)
161,8	100 ± 15	0,95 ± 0,30	E3	
200,4	23 ± 4	1,0 ± 0,5	M1 + E2	
239,0	36 ± 6	1,05 ± 0,50	M1 + E2	
249,6	34 ± 6	1,0 ± 0,3	E2	
331,5	28 ± 5	1,5 ± 0,5	M1, E2	
368,7	8 ± 2	0,9 ± 0,4	(M1 + E2)	
397,9	9 ± 2	1,15 ± 0,55	M1, E2	
439,5	18 ± 4	1,35 ± 0,55	E2	
728,8	16 ± 10	1,5 ± 0,5	(E2)	a)
733,2	15 ± 4	1,55 ± 0,75	E2	
771,5	20 ± 10	1,4 ± 0,5	(E2)	a)
795,0	18 ± 4	0,4 ± 0,2	M1 + E2	
808,5	17 ± 4	1,2 ± 0,5	M1, E2	
849,2	67 ± 10	1,55 ± 0,45	E2	
908,5	24 ± 5	1,4 ± 0,6	(E2)	
912,5	21 ± 5	1,35 ± 0,60	(E2)	
919,3	13 ± 3	1,35 ± 0,65	(E2)	
977,0	18 ± 10	1,1 ± 0,5	M1, E2	b)
1079,8	56 ± 10	1,3 ± 0,5	E2	
1233,2	45 ± 11	1,75 ± 0,85	E2	

a) ces deux raies appartiennent à ^{77}Se (728,5keV) et ^{76}Se (771,5keV). L'intensité donnée est celle des raies de ^{77}Se . L'anisotropie est celle du doublet.

b) cette raie appartient aussi à ^{78}Se . L'intensité et l'anisotropie sont celles du doublet.

c) cette raie appartient aussi à ^{78}Se . L'intensité est celle de la raie de ^{77}Se . La multipolarité est tirée de la référence [Br74].

les états de base $1/2^-$, $5/2^-$ et $7/2^+$. Les deux bandes de parité négative ont une structure quasirotationnelle, la bande de parité positive a une structure plus perturbée.

Notons que l'intensité des transitions de 771,5 - 728,8 et 977,0keV de la bande $5/2^-$ est entachée d'une erreur importante car nous avons dû retrancher la contribution de raies de même énergie appartenant aux séléniures voisins formés en même temps que ^{77}Se . Ces contributions ont été évaluées par comparaison avec les sections efficaces d'alimentation des autres états des bandes excitées dans ces voisins.

Comme dans ^{77}Br , une bande de transitions (849,2. 1079,8. 1233,2 keV) de caractère "stretched E2" ayant une énergie comparable à celle des transitions du cœur pair-pair voisin est fortement alimentée par la réaction dans ^{77}Se . Nous avons situé cette bande sur l'état $9/2^+$ à 175,0 keV, ce qui ne peut-être justifié par aucune mesure de coïncidence puisque l'état $9/2^+$ se désexcite vers l'état fondamental par deux transitions de 13 keV et 161,8 keV dont l'une a une énergie trop faible pour que nous puissions la détecter et l'autre une période de 17s. On peut néanmoins apporter les arguments suivants à l'appui de cette hypothèse :

i) Il existe déjà une bande quasirotationnelle construite sur l'état fondamental $1/2^-$.

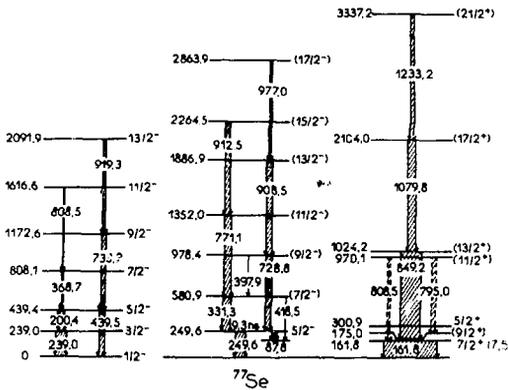


Fig. 18 : Schéma de niveaux de ^{77}Se .

sition de 795,0 keV et avec l'absence de transition vers le niveau $5/2^+$.

On peut remarquer que l'état de plus basse énergie de parité positive n'est pas l'état $9/2$ contrairement au schéma que nous avons proposé au chapitre II dans le cas de couplages de Coriolis maximum. On peut donc penser dans ce cas à des effets de Coriolis moins forts.

II - NOYAU IMPAIR EN PROTONS, EN DEBUT DE COUCHE $h_{11} : ^{135}\text{La}$.

Ce noyau était déjà connu par des expériences de radioactivité [Ab68]. Les seules raies que nous ayons retrouvées en réaction sont celle de 119,3 keV aboutissant au niveau fondamental (fig. 19), et peut-être une raie de 206 keV d'intensité très faible. La transition de 119,3 keV a permis l'identification des raies appartenant à ^{135}La . Parallèlement à la nôtre, une expérience ($^{11}\text{B},4n$) effectuée par Leigh et al. [Le73] a mis en évidence une cascade de transitions dépeuplant un niveau isomérique de haut spin et de période 50ns. Par réaction $(\alpha,2n)$ nous observons en plus d'autres raies relativement intenses. Ceci est en accord avec le fait que des niveaux plus nombreux (et de spin plus bas) peuvent être alimentés directement dans les réactions (α,xn) que dans les réactions (ions lourds-xn). Les résultats que nous présentons ont été publiés dans la référence [De274].

1. SCHEMA DE NIVEAUX.

a) Niveaux de parité négative.

La bande observée est présentée sur la figure 19. La structure est plus complexe que celle des lanthanides voisins. On peut signaler deux différences importantes par rapport au travail de Leigh et al. [Le73]. D'une part, l'inversion des raies de 375,7 et 379,8 keV est confirmée par les bilans d'intensité (tableau VII) et les mesures de coïncidences. D'autre part, c'est la transition de 133,2 keV et non

ii) La transition de 161,8 keV est très intense et il est peu probable qu'un niveau de spin $7/2$ soit alimenté directement de façon aussi importante en réaction $(\alpha,3n)$.

iii) On pourrait donc situer cette bande sur les états $7/2^+$ ou $9/2^+$, mais l'alimentation préférentielle par réaction de niveaux de plus haut spin à une énergie donnée laisse supposer que la cascade citée alimente l'état $9/2^+$.

Signalons l'existence de deux raies relativement intenses de 808,5 keV et 795,0 keV, qui n'apparaissent nulle part en coïncidence. Leur différence d'énergie de 13 keV suggère la possibilité d'un niveau à 967 keV qui aurait pour spin et parité $11/2$ en accord avec la multipolarité 1 de la tran-

- Tableau VII -

E_γ (keV)	I_γ	W_{24}/W_{40}	Multipolarité	Remarques
119,3	100 ± 14	0,87 ± 0,08	M1(96%) + E2	b
133,2	29 ± 4	0,8 ± 0,1	E1	a
184,7	10 ± 2	0,65 ± 0,25	M1 + E2	
202,5	175 ± 25	0,75 ± 0,07	E1	
255,0	5 ± 2	1,1 ± 0,5	(E1)	
320,0	17 ± 4	0,6 ± 0,2	M1 + E2	
375,7	75 ± 10	1,1 ± 0,1	(E2)	
379,8	84 ± 13	1,1 ± 0,1	(E2)	
464,6	18 ± 4	0,65 ± 0,25	M1 + E2	
470,8	53 ± 9	0,6 ± 0,1	M1 + E2	
584,4	235 ± 35	1,20 ± 0,08	E2	
593,3	150 ± 20	1,25 ± 0,09	E2	
598,0	85 ± 13	1,1 ± 0,1	E2	
616,0	38 ± 7	0,75 ± 0,15	M1, M1+E2	
653,0	37 ± 7	0,5 ± 0,2	M1 + E2	
770,0	20 ± 5	1,30 ± 0,25	M1 + E2	
787,5	54 ± 5	1,20 ± 0,15	M1 + E2	
856,5	30 ± 6	1,3 ± 0,2	(E2)	
903,0	15 ± 4	1,1 ± 0,4	(E2)	
921,0	17 ± 5	1,35 ± 0,35	(E2)	

a) cette raie est double. L'intensité indiquée ici est celle de la transition placée dans le schéma.

b) le mélange E2/M1 a été déterminé en radioactivité dans la référence [Na70].

celle de 470,8 keV qui désexcite l'isomère de 50ns. En effet, ce sont deux raies décalées l'une par rapport à l'autre, soit à 132,5keV et 133,2keV qui sont observées en coïncidence respectivement sur les transitions de 119,3keV et 202,5keV, et de plus, les deux spectres en coïncidence avec les parties basse énergie et haute énergie de la raie de 133keV sont différents. L'intensité de la transition de 133,2 keV est ainsi inférieure à celle de la raie de 470,8 keV (tableau VII). Enfin, la transition de 133,2 keV explique mieux la période de 50ns que la transition de 470,8 keV qui conduirait à un facteur d'interdiction E1 trop important.

Parallèlement à la cascade désexcitant l'isomère, on voit une transition de 856,5keV probablement de type E2, à une énergie voisine de celle de la transition $4^+ \rightarrow 2^+$ de ^{134}Ba . Elle définit un niveau à 2236,7keV.

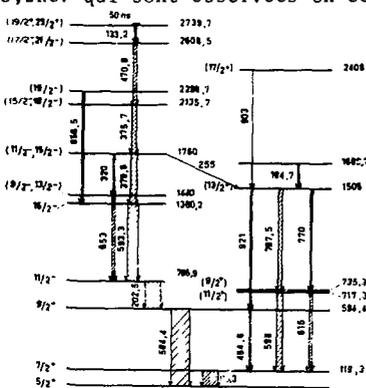


Fig.19 : Schéma de niveaux de ^{133}La . Les raies dessinées en traits pointillés ont une multipolarité 1.

b) Niveaux de parité positive.

En plus des niveaux $5/2^+$,

7/2⁺ et 9/2⁺ à 584,4keV déjà connus, d'autres niveaux de parité positive sont peuplés de façon non négligeable dans cette réaction. Les niveaux à 717,5keV - 735,3keV et 1505,0keV sont en particulier bien établis par l'ensemble des coïncidences sur les raies de 464,6 - 598,0 - 616,0 - 770,0 - 787,5 et 921keV.

2. SPINS ET PARITÉS.

Les spins et parités des premiers niveaux (0, 119,3keV, 584,4keV, 786,9keV) sont établis avec certitude [Le73][AB68].

a) Niveaux de parité négative.

Nous avons utilisé les indications données par les règles de sélection des transitions γ ainsi que par les distributions angulaires. Cependant, pour la plupart des raies, l'anisotropie est atténuée par la présence de l'isomère de période 50ns. Les spins élevés indiqués entre parenthèses semblent confirmés par les résultats des fonctions d'excitation de ces divers niveaux. Cette étude est cependant trop imprécise pour apporter une certitude. Les fonctions d'excitation indiqueraient plutôt les spins 13/2⁻ et 15/2⁻ pour les niveaux à 1440 keV et 1760 keV respectivement, en accord avec ce que l'on attendrait d'après le mécanisme des réactions (α, xn).

b) Niveaux de parité positive.

Les spins indiqués entre parenthèses sont incertains. Les prédictions théoriques concernant le signe de δ que nous pourrions déduire des calculs évoqués au chapitre II ne sont pas valables ici car un modèle rotor plus particule ne semble pas s'appliquer. Nous pouvons seulement remarquer que le signe de δ (tableau VIII), déduit des valeurs expérimentales de l'anisotropie et des hypothèses faites sur les spins, n'est pas le même pour toutes les transitions. Néanmoins, nous n'avons pas trouvé d'autre possibilité de construction du schéma et d'attribution des spins s'accordant avec les diverses données expérimentales.

- Tableau VI -

E_{γ}	A	δ	M1 ou 11 (?)
119,5	-0,07	0,11	99
202,5	-0,13	0,05	100
320,0	-0,27	0,085	99,5
464,6	-0,23	0,055	99,5
616,0	-0,13	0,05	99,5
653,0	-0,36	0,15	98
787,5	0,10	0,21	96

III - NOYAUX IMPAIRS E. PROTONS AU VOISINAGE DES COUCHES $h_{11/2}$ ET $h_{9/2}$.

A. LE NOYAU ^{189}Au .

Les résultats que nous allons présenter sont publiés dans les références [Be74][De275]. Ce noyau avait déjà été étudié par désintégration radioactive de ^{189}Hg [Be 175]. Les auteurs ont ainsi mis en évidence :

- un niveau 9/2⁻ se désexcitant, par une transition M1 retardée de 190ns, vers un état isomérique 11/2⁻ à 247,1 keV.

- une transition de type E2 sur chacun de ces deux niveaux.

L'ensemble de ces résultats suggère l'existence de deux formes différentes dans ce noyau dont le niveau de Fermi en protons se trouve en fin de couche $h_{11/2}$ et en début de couche $h_{9/2}$. L'observation de bandes découplées sur les deux niveaux 9/2⁻ et 11/2⁻ confirmerait cette hypothèse.

Nous avons effectué la réaction $^{181}\text{Ta} (^{12}\text{C}, 4n)^{189}\text{Au}$ à 75MeV. A titre d'exemple, quelques spectres directs et de coïncidences rapides sont donnés sur les figures 20 et 21. Le tableau IX donne l'énergie, l'intensité et les rapports W_{140}/W_{90} pour les différents rayonnements γ . Pour les états de plus basse énergie, les mesures d'élections de conversion [Be175] confirment le spin des niveaux déduit des mesures d'anisotropie.

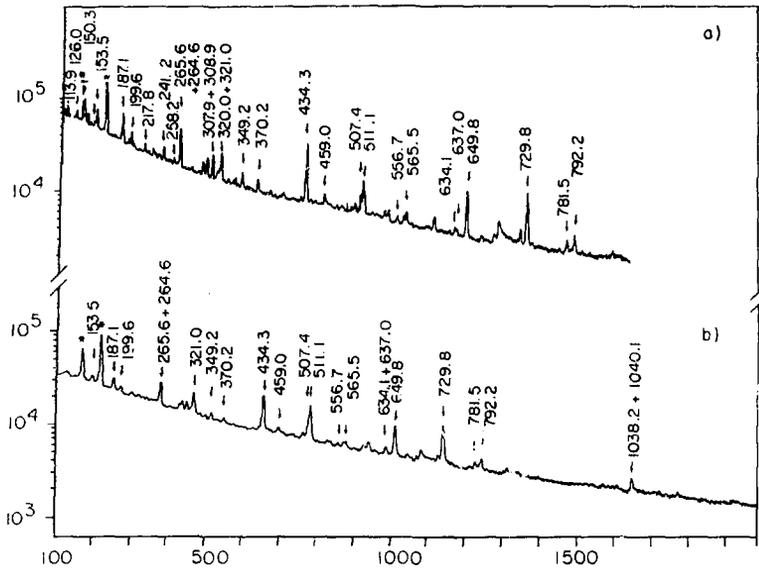


Fig. 20 : Spectres directs à 90° mesurés a) avec une jonction planaire, b) avec une jonction coaxiale. Les astérisques correspondent aux raies d'excitation coulombienne du tantale.

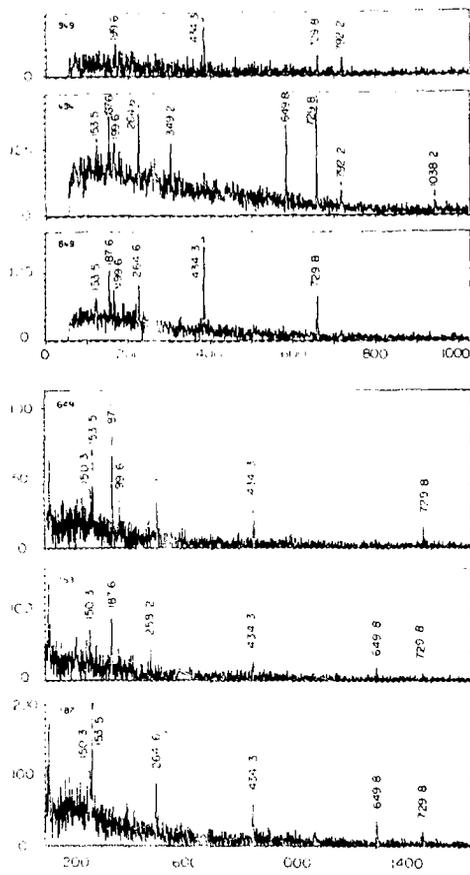


Fig. 21: Quelques exemples de coïncidences mesurées a) sur une jonction coaxiale, b) sur une jonction planaire. L'énergie de la raie en coïncidence est indiquée sur chaque spectre. Dans chaque spectre, le bruit de fond est soustrait.

L'accord avec l'expérience paraît meilleur pour $\epsilon = + 0.3$. Cette déformation serait donc identique à celle des séléniums pair pair voisins qui sont

- Tableau IX -

E_γ keV	I_γ	période appa- rente de dé- sintégration en ns.	W_{E1}^*/W_{E2}^*	Multipolarité	Commentaire
103.5	38.0 ± 1.5	9.3			
114.0	11.7 ± 1.5				
126.0	8.3 ± 1.5				
141.0	12.3 ± 1.5				
150.3	5.9 ± 1.7	9.3		M1 (+ E2)	d)
155.5	13.1 ± 1.3	9.3		(E1)	d) e)
187.1	32.0 ± 2.5	440 ± 9.3	0.75 ± 0.06	M1 (+ E2)	c) d)
199.6	16.5 ± 1.7	440 rapide		M2	c) d)
217.8	8.7 ± 0.8		1.15 ± 0.08	(E2)	
251	3.2 ± 1.5				
256.5	6.1 ± 1.2	9.3			
264.6	35.0 ± 3.5	440	0.8 ± 0.2	M1 (+ E2)	c) d)
292.0	3.6 ± 1.8	9.3			
307.7	7.4 ± 2.2	9.3			
308.9	23.2 ± 2.5				
321.0	26 ± 3		1.55 ± 0.85	E2	a)
319.2	14.5 ± 1.5	9.3	0.70 ± 0.07	(E1)	e)
370.2	12.0 ± 1.5			E2	
434.3	100 ± 5	440 ± 9.3	1.15 ± 0.05	E2	a) c)
459.0	12.1 ± 1.3		1.3 ± 0.3	E2	a)
507.4	70 ± 2		1.1 ± 0.2	E2	
540.0	10.2 ± 1.5				
556.7	5.4 ± 0.6		1.3 ± 0.3	E2	
565.5	7.5 ± 0.9				
634.1	5.5 ± 0.9		0.8 ± 0.2		
637.0	4.3 ± 0.9		1.8 ± 0.8	E2	
649.8	61 ± 5	440 ± 9.3	0.80 ± 0.06	M1 + E2	c)
729.8	96 ± 5	440 ± 9.3	1.15 ± 0.05	F2	c)
781.5	11.5 ± 1.5		1.4 ± 0.3	E2	
792.2	21.0 ± 1.5	9.3	1.2 ± 0.3	E2	
1058.2	9.5 ± 1.5	9.3	0.6 ± 0.3	M1 + E2	
1059.9	9.6 ± 1.5		1.4 ± 0.4		

a) La multipolarité de ces raies est confirmée par les mesures d'électrons de conversion de la réf. [Bel75].

b) Les raies indiquées ici sont celles qui appartiennent de façon certaine à ^{189}Au . Nous n'avons pas donné les raies douteuses soit de par leur fonction d'excitation, soit de par leur absence totale de coïncidence avec les raies du tableau IX.

c) L'anisotropie de ces transitions est atténuée à cause de l'alimentation entière ou partielle par l'intermédiaire de l'état isomérique de 440 ns.

d) La multipolarité de ces raies est déduite de l'analyse des cascades retardées par rapport aux états isomériques.

e) Des arguments sur la période partielle de cette transition permettent de dire qu'on a une multipolarité E1 plutôt que M1.

1. SCHEMA DE NIVEAUX.

Il est présenté sur la figure 22.

a) La bande $h_{9/2^-}$

Une cascade de transitions de caractère "stretched E2" (637,0 keV - 556,7 keV - 459,0 keV - 321,0 keV) aboutit au niveau de base $9/2^-$. Ces transitions E2 caractérisent une bande découplée construite sur les états intrinsèques de la couche $h_{9/2^-}$, signant une déformation "prolate" dans ces états.

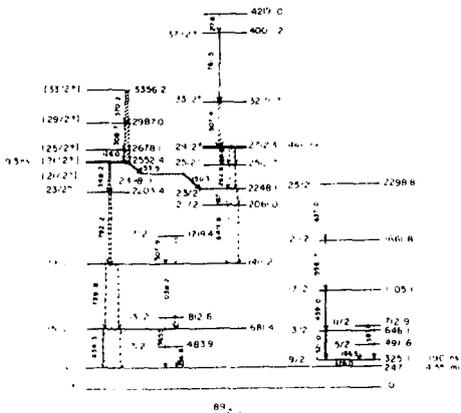


Fig. 22 : Schéma de niveaux de ^{187}Au .

b) La bande $h_{11/2^-}$

Les transitions de caractère "stretched E2" de 434,3 - 729,8 - 792,2 keV constituent une bande découplée construite sur les états intrinsèques de la couche $h_{11/2^-}$ pour lesquels la déformation est cette fois "oblate" car le nucléon impair se trouve en fin de couche $h_{11/2^-}$. Pour le reste du schéma, l'ordre des transitions est déduit de l'intensité des rayonnements γ (voir tableau IX), et de leur comportement au cours du temps.

On observe un groupe de transitions (217,8 keV - 781,5 keV - 507,4 keV) en avance par rapport à l'état isomérique situé à 2713,3 keV de période $440 \pm 50\text{ns}$ (voir fig. 23). Un autre groupe de transitions (126,0 - 308,9 - 370,2 et 199,6 non placée) est en avance par rapport à l'état isomérique (situé à 2552,4 keV) de période $9,3 \pm 0,5\text{ ns}$ (fig. 23). La désexcitation de ces deux états isomériques a été étudiée en choisissant plusieurs bandes en temps comme il est indiqué sur la figure 24. Nous avons utilisé les résultats de cette figure, ainsi que ceux obtenus lors d'une mesure analogue avec une jonction coaxiale, pour déterminer le coefficient de conversion interne des transitions qui désexcitent l'isomère de 440ns : en effet, quand on observe ces transitions en retard par rapport aux cascades qui précèdent l'isomère, elles doivent toutes avoir même intensité. Cette intensité déduite des raies de haute énergie très peu converties (434,3 - 729,8 - 649,8 keV) permet d'atteindre le coefficient de conversion totale des raies de plus basse énergie comme

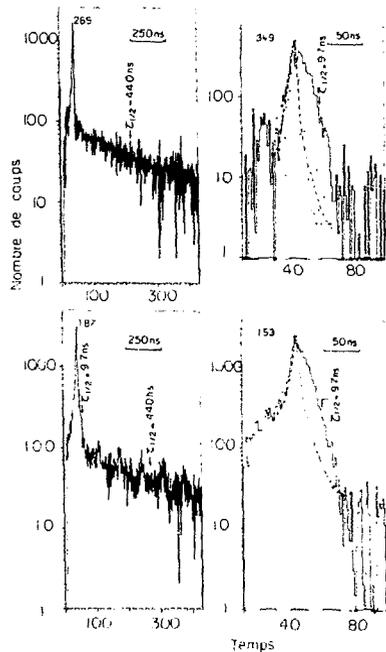


Fig.23 : Mesures des périodes des états isomériques de ^{189}Au .

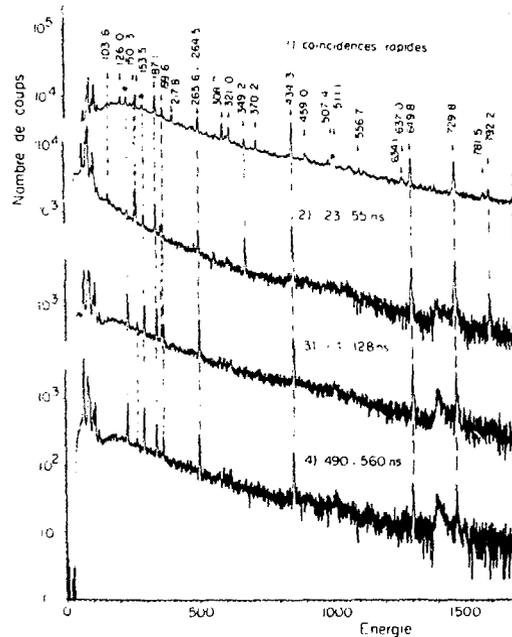


Fig.24 : Transitions en coïncidences rapides et retardées par rapport à l'ensemble du spectre pris sur la jonction "start". Les diverses bandes en temps choisies sont indiquées sur la figure. Les astérisques correspondent aux raies d'excitation coulombienne du tantalum.

l'indique le tableau X. On déduit ainsi une multipolarité M2 pour la transition de 199,6 keV, ce qui explique la période de 440ns du niveau observé. La transition de 199,6keV est faiblement interdite par rapport aux unités Weisskopf : $f_w \approx 2$. L'analyse des résultats expérimentaux montre que cette raie est double bien que sur la jonction planaire, le pic électrique ne soit élargi que de moins de 10% par rapport à une raie simple. En effet, lorsqu'on recherche les raies en avance par rapport à l'isomère de 9,3ns, on trouve non seulement les transitions de 126,0keV, 308,9keV et 370,2keV, mais aussi une raie de 199,6keV, ces quatre transitions étant en coïncidence rapide entre elles. L'anisotropie de cette raie est donc difficile à déterminer. Nous n'avons pas situé la deuxième raie de 199,6keV car la connaissance de son intensité et de sa multipolarité est très imprécise. On a pu également déduire de la comparaison de l'intensité des raies retardées par l'isomère de 9,3ns que les raies de 150,3 et 153,5keV avaient des multipolarités respectivement M1 + E2 et E1.

2. SPINS ET PARITES.

On les obtient sans difficulté à partir des données du tableau IX, des coïncidences, et des remarques précédentes. Dans les états de la couche $h_{11/2}$, ce schéma présente des analogies avec les ors plus lourds [Tj274]. Nous allons discuter plus particulièrement le spin du niveau à 2061,0keV car pour cet état, la situation est différente. Comme dans les ors plus lourds, on pourrait attendre à cette énergie un état isomérique, d'environ 10ns de période, de spin $21/2^+$. Dans le cas de ^{189}Au , la transition de 649,8keV qui désexcite l'état de 2061,0keV a une période nettement inférieure à 10ns (< 4 ns). Les rayonnements qui alimentent cet état sont vus en coïncidence rapide avec la transition de 649,8keV et non en avance par rapport à elle. Ce fait nous a conduits à supposer que la situation est différente de celle des ors plus lourds et que la transition qui désexcite l'état à 2061,0 keV est de multipolarité M1 (+E2) et non E1. D'autres arguments permettent d'assurer cette hypothèse :

- i) les transitions de 187,1 et 264,6 keV sont de multipolarité M1 (+E2) et conduiraient à des états de spin $23/2^+$, $25/2^+$ qu'il ne serait pas facile d'interpréter par comparaison avec les mercures pair-pair et impairs voisins (voir chapitre IX). On attendrait en effet, des transitions E2 et non pas M1.
- ii) il faudrait admettre que la raie de 349,2keV ait une multipolarité M1 plutôt que E1. Ceci est compatible avec les résultats de distribution angulaire qui ne donnent pas la parité de la transition. Mais on aurait alors à la fois une transition M1 (349,2keV) et une transition E1 (153,5 keV) de même intensité qui désexciteraient l'isomère de 9,3ns. Ceci conduirait en particulier à une interdiction très grande de la transition M1 ($f_w = 4 \cdot 10^{-4}$).
- iii) les deux isomères auraient alors des spins $29/2^-$ (au lieu de $29/2^+$) et $21/2^-$, $23/2^-$ ou $25/2^-$ (au lieu de $21/2^+$). Ces spins seraient difficilement explicables puisque les états à 3 quasi-particules de parité négative que l'on attend seraient plutôt de type $[(\pi h_{11/2})^3]_{27/2^-}$ ou $[(\nu i_{13/2})^2 \pi h_{11/2}]_{35/2^-}$. L'ensemble de ces arguments nous a conduits à proposer le spin $21/2^-$ pour l'état à 2061,0keV.

3. COEXISTENCE DE DIFFERENTES FORMES.

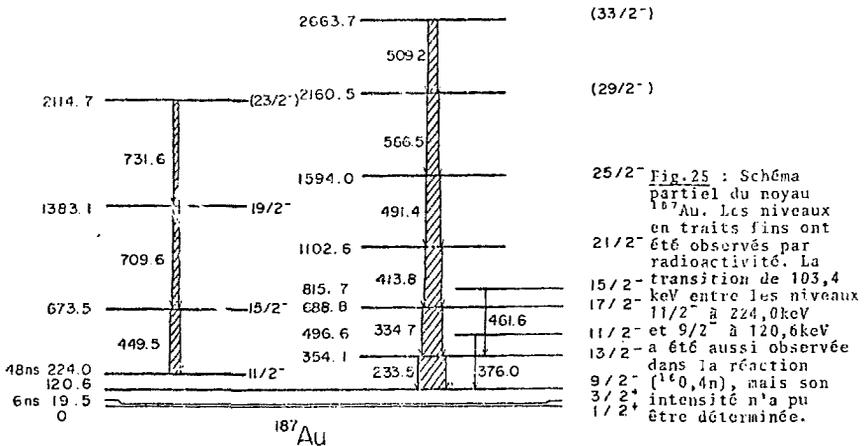
En plus des deux formes "prolate" et "oblate" mises en évidence par les bandes découplées $h_{9/2}$ et $h_{11/2}$, une transition de forme est possible dans la bande $h_{11/2}$ elle-même : sur la figure 22, parallèlement à la tran-

sition E2 23/2⁻ + 19/2⁻ de 792,2keV prolongeant la bande découplée, se développe une cascade de transitions M1 + E2 et non E2 pures (649,8 - 187,1 - 264,6keV). La nature de cette deuxième bande n'est pas claire. Il est possible qu'au dessus d'un certain spin, le minimum des courbes d'énergie de déformation devienne "prolate". La bande que l'on observe n'est pas suffisamment développée pour pouvoir faire des prédictions, en particulier sur le moment d'inertie de ces états. On peut remarquer aussi qu'il n'existe aucune connexion entre les états de bas spin des deux bandes, ce qui est cohérent avec l'existence de deux déformations différentes. De plus, à l'appui de l'hypothèse d'un changement de forme dans la couche h_{11/2} à plus haut spin, on peut avancer l'observation expérimentale suivante : lorsqu'on recherche les raies en coïncidence avec la transition de 187,1 keV, on observe faiblement mais de façon sûre les raies de 321,0 et 459,0 keV et réciproquement. Cependant, nous n'avons pas pu localiser les transitions qui pourraient faire la connexion entre l'état à 2061.0keV et l'état à 1105,1keV.

B. LE NOYAU ¹⁸⁷Au.

L'observation de la bande découplée h_{9/2} dans ¹⁸⁹Au a mis en évidence une forme "prolate" du noyau dans ces états. Avec le noyau ¹⁸⁷Au, on se rapproche de la zone de déformation. Il est donc intéressant de rechercher si la forme "oblate" subsiste encore dans une bande h_{11/2}.

L'étude de ¹⁸⁷Au a été entreprise simultanément par décroissance radioactive de ¹⁸⁷Hg au séparateur ISOCELE (en ligne sur le synchro-cyclotron d'Orsay) et par réaction ¹⁷⁵Lu(¹⁶⁰,4n)¹⁸⁷Au [De375].



L'ensemble des résultats obtenus par ions lourds et par radioactivité (ceux-ci sont dessinés en traits fins sur la fig. 25) a permis de préciser les spins et parités des premiers niveaux et de situer ainsi les niveaux de base des bandes observées par ions lourds : ils sont analogues à ceux de ¹⁸⁹Au. Il existe une transition M1 retardée entre les niveaux 11/2⁻ et 9/2⁻, mais leur position relative est l'inverse de celle des ions plus lourds [Be275]. On observe également deux bandes découplées construites respectivement sur chacun de ces deux états, mais leur alimentation relative est inversée, conformément à l'évolution du niveau de

Fermi entre ^{189}Au et ^{187}Au . Ces deux bandes indiquent la coexistence de formes "prolate" et "oblate" comme pour ^{189}Au . Les résultats concernant les principales raies indiquées sur la figure 25 sont données dans le tableau XI. Nous signalerons simplement quelques points difficiles dans la construction du schéma de niveaux.

- Tableau XI -

E_γ (keV)	W_{α}/W_{β}	^{189}Au I_γ	Multipolarité	Remarques
233,5±0,2	1.15±0.06	100±13	E2	(b)
354,7±0,2	1.16±0.06	74±10	E2	(b)
413,8±0,3		63±12	(E2)	(a)
449,5±0,3	1.2 ±0.1	51±8	E2	(b)
491,4±0,2	1.3 ±0.1	73±11	E2	
509,2±0,5		40±20		(a)
566,5±0,3		57±10	(E2)	(a)
709,6±0,4	1,30±0,25	22±5	(E2)	
731,6±0,4	1,1 ±0,2	25±5	(M) + E2, E2	

a) Ces raies sont doubles : les énergies des composants sont : 413,8-414keV ; 509,2-511keV ; 566,5-569keV. La détermination de l'anisotropie est très imprécise à cause du déplacement Doppler.
b) La multipolarité de ces raies a été confirmée par les mesures de coefficient de conversion en radioactivité.

1. NIVEAUX ISOMERIQUES.

Par des méthodes tout à fait analogues à celles qui ont été décrites pour le noyau ^{189}Au , nous avons mis en évidence deux niveaux isomériques situés à une énergie élevée, de périodes environ 25ns et 100ns. Le premier se désexcite vers les états de la "bande $1/2^-$ " le second vers les états de la "bande $9/2^-$ ". Cependant, la situation est complexe à haute énergie et nous n'avons pu localiser la position de ces états isomériques.

2. LA TRANSITION DE 509.2 keV.

Elle n'est pas séparée de la raie intense d'annihilation de 511 keV. Son intensité est donc très imprécise et elle n'apparaît pas de façon très nette en coïncidences. Elle a été isolée grâce aux spectres de coïncidences énergie - temps, et sa décroissance avec la période 100ns a ainsi pu être observée. L'ensemble des résultats obtenus pour cette raie est cohérent avec la position indiquée dans la figure 25. Remarquons que son énergie est inférieure à celle de la transition de 566,5keV située en dessous, indiquant un possible "backbending".

3. MULTIPOLARITE DES TRANSITIONS.

Leur anisotropie est atténuée par la présence des deux isomères mentionnés précédemment. La multipolarité de certaines raies est confirmée par la mesure des coefficients de conversion en radioactivité (tableau XI). Pour les raies de 413,8 - 509,2 - 566,5keV, cette détermination est imprécise car ces raies sont doubles et élargies par effet Doppler. Les indications données par les distributions angulaires et l'absence de transitions parallèles nous ont conduits à adopter les spins indiqués sur la figure 25.

IV - NOYAUX IMPAIRS EN NEUTRONS DE LA COUCHE $i_{13/2}$.

Dans les noyaux pair-pair de platine, une transition de forme "oblate" + "prolate" entre ^{188}Pt et ^{186}Pt a été suggérée par les travaux théoriques de Kumar et Baranger [Ku70] et par les résultats expérimentaux concernant ces noyaux [Ca74]. Il était donc très intéressant de rechercher une telle transition dans les noyaux impairs de platine pour lesquels le neutron célibataire appartient à la couche $i_{13/2}$. Sur la base des con-

naissances acquises dans les noyaux pair-pair, nous avons recherché ce changement de forme entre ^{187}Pt et ^{185}Pt . Les résultats concernant ces noyaux sont publiés dans les références [De475][De575][De675].

A. LE NOYAU ^{187}Pt .

Il n'était pas connu au moment où nous l'avons étudié par réaction $^{176}\text{Yb}(^{160}\text{Sn})^{187}\text{Pt}$. Les mesures de radioactivité entreprises simultanément au séparateur ISOCELE par V. Berg et al. n'ont révélé aucune transition commune avec celles que nous avons observées.

1. SCHEMA DE NIVEAUX.

La principale cascade observée par ions lourds est indiquée sur la figure 26. La coïncidence entre les transitions de 302,3 - 438,0 - 553,4 keV est bien établie. Les résultats sont moins nets en ce qui

- Tableau XII -

E_{γ} (keV)	I_{γ}	$W(50^{\circ})/W(90^{\circ})$	Multi-Relativité
$302,3 \pm 0,3$	100 ± 10	1,28	E2
$438,0 \pm 0,4$	100 ± 10	1,18	E2
$553,4 \pm 0,5$	46 ± 7	1,38	E2
648	~ 25		

concerne la raie de 648 keV qui est faible (voir tableau XII). L'intensité de la raie de 553,4 keV est relativement imprécise car cette raie n'est pas simple. De plus, toutes ces raies sont en partie déplacées par effet Doppler et la détermination des multi-

polarités est rendue incertaine par le recul du noyau hors de la cible.

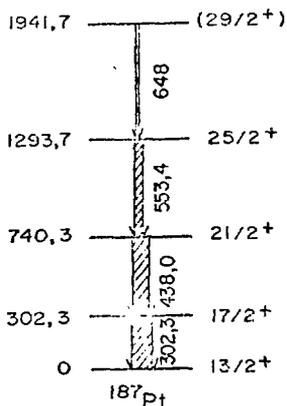


Fig. 26 : Schéma partiel de ^{187}Pt

Un autre groupe de transitions moins alimenté et dont la structure n'est pas bien établie n'a pas été indiqué ici.

2. SPINS ET PARITES.

Les transitions 302,3 - 438,0 - 553,4 keV observées sont de type "stretched E2", avec des énergies voisines de celles du cœur ^{188}Pt voisin, indiquant la présence d'une bande découplée. Cette cascade est la plus alimentée dans cette réaction. Tout ceci suggère un état de base de haut spin pour cette bande, probablement $9/2^-$ ou $13/2^-$ car le nucléon impair se trouve en fin de couche $h_{9/2}$ ou $i_{13/2}$. L'existence dans les platines impairs [Nu73] d'états $13/2^-$ dont l'énergie décroît de $A = 199$ (425 keV) à $A = 193$ (149 keV) indique que ce spin serait $13/2^-$ plutôt que $9/2^-$. Ceci est cohérent avec la systématique proposée [Pi75] dans les platines de masse $A > 187$. On peut penser que cet état $13/2^-$ est l'état isomérique [Ad75] dont

nous avons mesuré (fig. 27) la période ($T_{1/2} = 250 \pm 50 \mu s$) et qui se désexcite par émission d'une raie de 117,4 keV et de rayons $X_K(I_{XK}/I_{117,4} \approx 18)$. Cette raie pourrait être la transition M2 entre le niveau $13/2^+$ et un niveau $9/2^-$ situé à une énergie suffisamment basse pour que l'on n'observe pas de transition vers les premiers niveaux ($5/2^-$) indiqués en radioactivité. Ce niveau $9/2^-$ pourrait d'ailleurs être le niveau isomérique suggéré [An75] par l'étude du noyau ^{187}Ir .

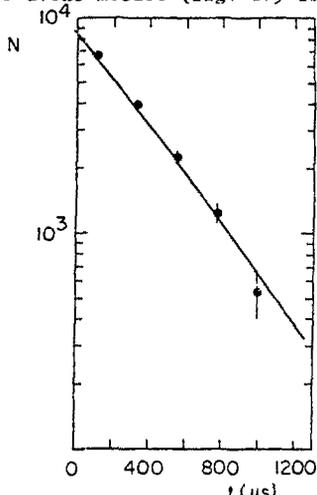


Fig. 27 : Mesure hors faisceau de la décroissance des rayons X_K de ^{187}Pt .

L'ensemble de ces résultats serait donc plutôt en accord avec l'hypothèse d'une bande découplée $i_{13/2}$. Néanmoins, que le spin du niveau de base soit $13/2$ ou $9/2$, nous pouvons conclure que le platine 187 a une déformation "oblate" dans les états de cette bande.

B. LE NOYAU ^{185}Pt .

Il n'était pas connu et son étude a également été entreprise simultanément en ions lourds et en radioactivité. Seuls nos résultats en réaction $^{174}\text{Yb}(^{16}\text{O}, 5n)^{185}\text{Pt}$ sont complets pour l'instant.

- Tableau XIII -

E_γ (keV)	I_γ	α_{25}/α_{90}	Multipolarité	Remarques
$94,7 \pm 0,3$	33 ± 3	$0,46 \pm 0,15$	M1 + E2	
$117,4 \pm 0,2$	33 ± 3	$0,36 \pm 0,1$	M1 + E2	
$157,6 \pm 0,3$	33 ± 3	$0,42 \pm 0,1$	M1 + E2	
$161,3 \pm 0,2$	47 ± 4	$0,36 \pm 0,1$	M1 + E2	
$185,6 \pm 0,2$	15 ± 2	$0,36 \pm 0,15$	M1 + E2	
$202,6 \pm 1,0$	13 ± 3	$0,50 \pm 0,15$	M1 + E2	a)
$211,8 \pm 0,3$	6 ± 1	$1 \pm 0,2$		
$222,3 \pm 0,3$	24 ± 2	$0,25 \pm 0,15$	M1 + E2	
$276,4 \pm 0,6$				a) d)
$278,4 \pm 0,6$	42 ± 10	$(1,3 \pm 0,3)$	(E2)	d)
$310,1 \pm 0,4$	29 ± 3	< 1	(M1 + E2)	c)
$318,4 \pm 0,4$	57 ± 5	(1)		e)
$379,5 \pm 0,4$	100 ± 7	$1,35 \pm 0,1$	E2	
$407,7 \pm 0,4$	80 ± 6	$1,22 \pm 0,1$	E2	
462 ± 1				a) d)
$478,0 \pm 0,8$	64 ± 15	$1,37 \pm 0,1$	(E2)	a) b)
$522,1 \pm 0,6$	56 ± 10			d)

- a) raie double. L'intensité de la raie de 202,6 est celle du doublet.
b) la raie de 478,0 existe aussi dans ^{186}Pt où on a pu mesurer son intensité sur les spectres de coïncidences. L'anisotropie indiquée est celle du doublet, l'intensité celle du 478,0 de ^{185}Pt .
c) L'anisotropie de cette raie est difficile à mesurer à cause du déplacement Doppler d'une raie voisine à 508 keV.
d) Les déplacements Doppler rendent impossible la mesure de l'anisotropie.
e) L'anisotropie est incertaine à cause du déplacement Doppler d'une raie de 316 keV.

Dans le tableau XIII, on a indiqué les intensités et les multipolarités des principales raies. Les difficultés sont les mêmes que pour les autres noyaux : raies doubles, déplacements Doppler.

Tous les rayonnements γ intenses de ^{185}Pt font partie d'un même groupe de coïncidences. La situation ici est très différente de celle des platines plus lourds ($A > 187$) puisque la bande la plus alimentée n'est plus une cascade de transitions "stretched E2" mais au contraire une bande quasi-rotationnelle de transitions M1 + E2 avec des transitions parallèles E2 (voir tableau XIII et fig. 28). La raie de 94,7 keV observée en coïncidence

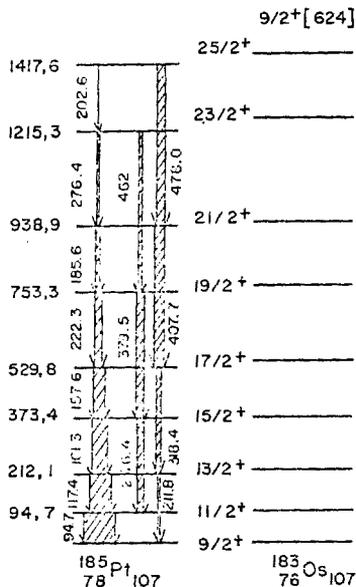


Fig. 28 : Comparaison entre la bande excitée dans ^{185}Pt et la bande $9/2^+ [624]$ de ^{183}Os . L'intensité des raies indiquées en blanc est mal connue.

rapide avec l'ensemble de la bande, peut lui servir de piédestal. Ceci implique qu'elle soit de multipolarité M1 + E2 et non E1 pour être suffisamment intense. On peut hésiter à l'inclure dans la bande ci-dessus car la transition de 211,8 keV qui doit servir de transition parallèle à la cascade 94,8 - 117,4 keV a une intensité faible. Néanmoins, si on considère que cette raie de 94,7 keV appartient à cette bande, il existe une ressemblance frappante avec la bande $9/2^+ [624]$ observée dans l'isotone ($N = 107$) $^{183}\text{Os} [Li73]$. Ceci suggère un niveau de base $9/2^+$ dans ^{185}Pt , en accord avec la position du niveau de Fermi pour une déformation "prolate".

Dans la figure 29, nous avons comparé les paramètres d'inertie pour les divers états de ^{184}Pt et ^{185}Pt . Les paramètres sont définis par $\frac{\hbar^2}{2J(I)} = \frac{E\gamma(I) - E\gamma(I-2)}{4I-2}$ pour ^{184}Pt et par $\frac{\hbar^2}{2J(I)} = \frac{E\gamma(I) - E\gamma(I-1)}{2I}$ pour ^{185}Pt . Dans ^{185}Pt , les valeurs de $\frac{\hbar^2}{2J(I)}$ oscillent d'un niveau au suivant.

Ceci est dû à la présence des couplages de Coriolis qui se manifeste dans ces états de haut spin malgré le couplage fort entre le mouvement de la particule et le coeur dans ces états. Les valeurs de $\frac{\hbar^2}{2J(1)}$ dans ce même noyau sont voisines de celles obtenues dans les états de haut spin de ^{184}Pt , noyau déformé et "prolate" [Fi72]. La déformation de ^{185}Pt est donc vraisemblablement "prolate", en accord avec les calculs effectués dans cette région [Di73][Ca73][G672] qui montrent que la déformation "oblate" reste toujours faible.

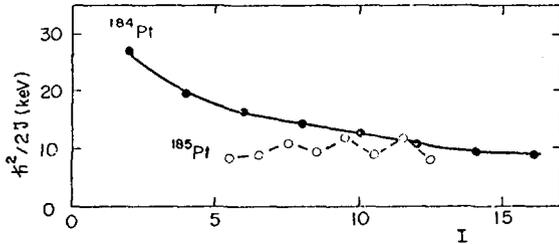


Fig. 29 : Comparaison des paramètres d'inertie dans la bande quasirotationnelle fondamentale de ^{184}Pt et dans la bande observée dans ^{185}Pt .

V - QUELQUES RESULTATS CONCERNANT LE NOYAU ^{186}Pt .

Pour comparer les résultats obtenus dans ^{187}Au et ^{185}Pt à ceux du coeur pair-pair, nous avons formé le noyau ^{186}Pt par réaction $^{174}\text{Yb}(^{16}\text{O},4n)^{186}\text{Pt}$ à 95 MeV. On observe les états de la bande quasirotationnelle fondamentale jusqu'au spin 14^+ : en plus des transitions de 191,5 - 298,6 - 387,0 - 464,3 - et 514,6 keV placées par Burde et al. [Bu67], nous avons observé (voir tableau XIV) deux transitions de 478,0 keV et 488,9 keV, de multipolarité probable E2, en coïncidence avec l'ensemble de ces raies, alors que la raie de 551 keV proposée par ces auteurs comme désexcitant l'état 12^+ n'est pas observée en coïncidence avec l'ensemble de la bande.

- Tableau XIV -

E_γ (keV)	Transition	I_γ ^{186}Pt	W_{2z}/W_{90}	Remarques
191,5±0,2	$2^+ \rightarrow 0^+$	100±7	1,09±0,07	
298,6±0,3	$4^+ \rightarrow 2^+$	100±7	1,13±0,07	
387,0±0,3	$6^+ \rightarrow 4^+$	80±6	1,15±0,07	
464,3±0,4	$8^+ \rightarrow 6^+$	68±7		(b)
478,0±0,8	$12^+ \rightarrow 10^+$	46±14	1,3 ± 0,1	(a)
488,9±0,5	$(14^+ \rightarrow 12^+)$	24±2	1,4 ± 0,2	
514,6±0,6	$10^+ \rightarrow 8^+$	56±6		(b)

(a) Cette raie est un doublet et correspond à deux transitions, l'une dans ^{185}Pt et l'autre dans ^{186}Pt . Le rapport W_{2z}/W_{90} correspond à l'anisotropie du doublet. Dans ^{185}Pt , cette transition est de caractère E2, ce qui implique une nature E2 pour la transition de ^{186}Pt .

(b) Le déplacement Doppler (à 26°) dans ces groupes complexes de raies rend impossible la détermination du rapport W_{2z}/W_{90} .

l'ensemble de la bande.

Les deux transitions $14^+ + 12^+$ et $12^+ + 10^+$ ayant une énergie inférieure à celle de la transition $10^+ + 8^+$ mettent en évidence un "backbending" dans ce noyau. Nous l'analyserons dans le chapitre IX par comparaison avec les résultats obtenus dans ^{187}Au (fig.42).

CHAPITRE VII

DOMAINE DE VALIDITE DU MODELE

Le modèle que nous avons exposé dans le chapitre II a eu pour point de départ les observations faites dans les lanthanés impairs (de masse $A = 125$ à 133) par réactions (ions lourds - xn) [St 172] de "bandes découplées" d'états $J = R + j$ (avec $j = 11/2, R = 0, 2, \dots$). Ces niveaux, pour lesquels les effets de Coriolis sont maxima, sont bien décrits dans le cadre de ce modèle "rotor plus particule".

L'analyse du chapitre II a montré que les effets de Coriolis sont moins intenses i) lorsque j est inférieur à $11/2$, ii) dans les états autres que $I = R + j$, iii) lorsque le coeur pair-pair est vibrationnel ou très déformé. Dans ces différents cas, nous allons comparer les résultats expérimentaux avec les prédictions théoriques donnant l'énergie des niveaux. Bien que ces comparaisons soient faites pour une valeur donnée du paramètre ϵ , elles seront aussi valables dans un plus large domaine de déformations car l'énergie des niveaux varie peu avec ϵ pour $0.1 \leq |\epsilon| \leq 0.3$ (voir fig. 6) d'une part, et d'autre part, ce modèle simple ne nous fournira pas un accord au keV près.

Dans le chapitre II, nous avons défini une bande découplée comme une bande d'états de spin $I=R+j$ (avec $R = 0, 2, 4, \dots$) ayant le même espacement que celui des niveaux de la bande quasirotationnelle du coeur pair-pair voisin, et ayant pour niveau de base celui de spin $I = j$. Dans certains cas où les effets de Coriolis sont moins intenses, les états $I=R+j$ pourront encore être découplés alors que la séquence des autres états sera modifiée par rapport à celle qui correspond aux effets de Coriolis "maxima". En particulier, l'état fondamental de la bande pourra ne pas être l'état $I=j$. On dira dans ce cas que la séquence observée ne "correspond pas aux effets de Coriolis maxima".

I - QUE SE PASSE T-IL SI J DEVIENT PLUS PETIT QUE 11/2 ?

La couche $g_{9/2}$ est intéressante pour cette étude car c'est une sous-couche de parité unique, elle est donc l'analogue de la couche $h_{11/2}$. Les noyaux de cette région étaient habituellement considérés comme des noyaux quasosphériques vibrationnels. Cependant, dans ^{79}Br , l'existence à basse énergie d'un état $9/2^+$ suivi d'un état $5/2^+$ (fig. 17) ne s'expliquait pas bien dans cette hypothèse [Ki 63] et pouvait suggérer une situation analogue à celle de la couche $h_{11/2}$.

Par réaction $(\alpha, 2n)$, nous avons bien mis en évidence une bande découplée d'états $9/2^+$, $13/2^+$, $17/2^+$, $21/2^+$. Cependant, pour les autres niveaux ($3/2^+$, $7/2^+$, $11/2^+$) établis, soit par réaction, soit par radioactivité, la comparaison avec nos calculs (fig. 30) montre que la séquence des niveaux est relativement bien reproduite mais non leur énergie. En particulier, l'état $5/2^+$ ($j=2$) est situé entre les états j

et $j + 2$ mais il est expérimentalement trop proche de l'état $9/2^+$ et la position du niveau $3/2^+$ est beaucoup trop basse. L'introduction de formes

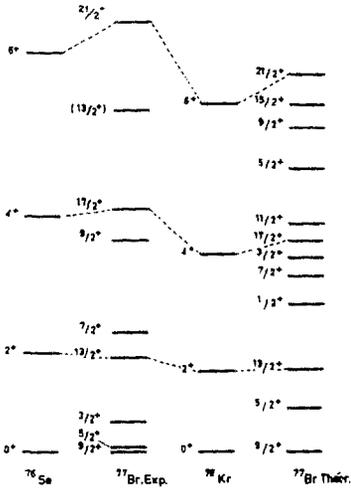


Fig. 30 : Comparaison du calcul et de l'expérience dans les états de parité positive de ^{77}Br .

non axiales ne peut expliquer ces résultats car elle tend à augmenter l'énergie de ces niveaux. (voir l'exemple type de la figure 10). On pourrait donc se demander si la séquence observée ne correspond pas plutôt à une situation de couplage faible. Cependant, la bande quasirotationnelle construite sur l'état $3/2^-$ montre l'existence de déformations non négligeables dans ce noyau. Sur la figure 31, nous avons porté les

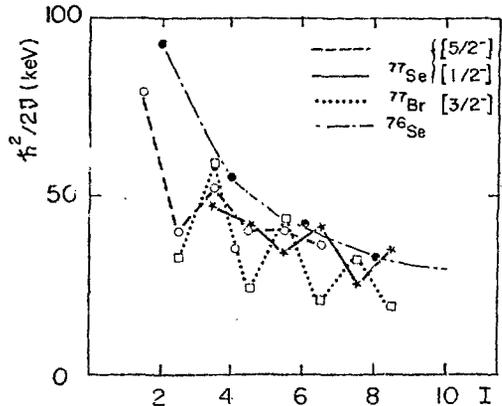


Fig. 31 : Variation du paramètre d'inertie $\frac{h^2}{2I}$ avec le spin I dans les états de parité négative de ^{77}Se et ^{77}Br et dans la bande quasirotationnelle fondamentale du cœur ^{76}Se .

courbes donnant le paramètre d'inertie $\frac{\hbar^2}{2I}$ en fonction du spin I pour les différentes bandes de parité négative de ^{77}Br et ^{77}Se et pour la bande quasirotationnelle fondamentale de ^{76}Se . La bande $3/2^-$ dans ^{77}Br doit être construite sur l'orbitale de Nilsson $3/2^-$ [301], et elle est légèrement perturbée par le couplage de Coriolis avec la bande $1/2^-$ [301]. En faisant passer une courbe moyenne à travers les points expérimentaux, on obtient des valeurs voisines du paramètre d'inertie dans tous ces noyaux pour les valeurs du spin assez élevées. En choisissant pour les spins voisins de 2 une valeur $\hbar^2/2I = 0,08$ MeV, on obtient, par la formule semi-empirique $|\beta| = \left[\frac{1225}{6(\hbar^2/2I)A^{7/3}} \right]^{1/2}$, une valeur voisine de 0,3. L'existence de déformations importantes dans ^{77}Br justifie donc l'utilisation d'un modèle "rotor plus particule" pour décrire les états de la couche $g_{9/2}$.

Dans ^{77}Se , la situation est différente de celle du noyau ^{77}Br car si les états 3^+ , $9/2^+$, $13/2^+$, $17/2^+$, $21/2^+$, d'espacement semblable à celui des états du coeur, sont découplés, la séquence ne correspond pas aux "couplages de Coriolis maxima" puisque en particulier le niveau de base a un spin $7/2$. L'observation dans ce même noyau de deux bandes quasirotationnelles construites sur les états $1/2^+$ et $5/2^+$ va nous permettre d'interpréter ces résultats. De même que dans ^{77}Br , le comportement de

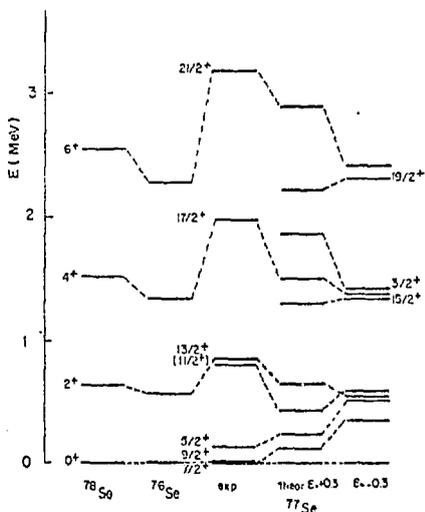


Fig. 32 : Comparaison de l'expérience et des prédictions théoriques pour $\epsilon = \pm 0,3$ dans les états de parité positive de ^{77}Se .

ces deux bandes révèle l'existence de déformations importantes dans le sélénium. Ces bandes sont probablement construites sur les états de Nilsson $1/2^-$ [301] et $5/2^-$ [303] avec peut être un couplage de Coriolis faible avec la bande $3/2^-$ [301]. D'après le paramètre d'inertie dans ces bandes (fig.31) la déformation est voisine de 0,3 et dans ces conditions, on attend des effets de Coriolis moins intenses puisque les orbitales de Nilsson issues de la couche $g_{9/2}$ sont relativement plus espacées et que le facteur $\hbar^2/2I$ est plus petit. De plus, dans ^{77}Se , le 43^{e} neutron est en milieu de couche $g_{9/2}$, ce qui diminue encore l'influence du terme de Coriolis comme nous l'avons expliqué au chapitre II. La figure 32 compare nos résultats expérimentaux aux prédictions théoriques de nos calculs pour $\epsilon = \pm 0.3$.

L'accord avec l'expérience paraît meilleur pour $\epsilon = + 0.3$. Cette déformation serait donc identique à celle des séléniums pair pair voisins qui sont "prolate".

La plupart de nos résultats dans la couche $g_{9/2}$ semblent donc pouvoir s'interpréter dans le cadre du modèle proposé. Cependant, pour les états autres qu'yrast, l'accord n'est pas aussi bon que pour les autres couches. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe III.

II - EXTENSION DES CALCULS PROPOSES AUX REGIONS DE GRANDE DEFORMATION ET AU VOISINAGE DES COUCHES FERMÉES.

A. REGIONS DE GRANDE DEFORMATION.

Nous avons recherché s'il était possible de décrire par ces calculs le passage vers la zone de grande déformation où ce modèle "rotor plus particule" est habituellement utilisé. Nous avons choisi les erbiums impairs où les bandes excitées dans la couche $i_{13/2}$ étaient expérimentales-

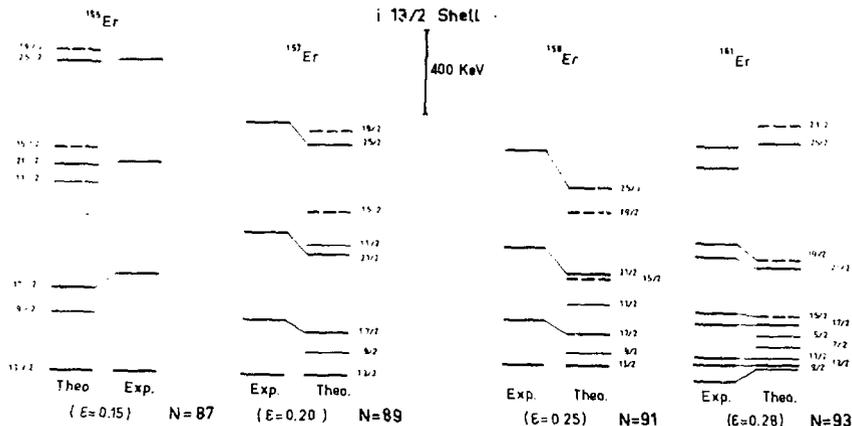


Fig. 33 : Comparaison de nos calculs et de l'expérience dans la couche $i_{13/2}$ pour les noyaux d'erbium.

ment bien connues. Dans ^{155}Er , avec $N=87$, on se trouve en début de couche $i_{13/2}$. Au fur et à mesure que l'on ajoute des neutrons, on s'enfonce dans la couche $i_{13/2}$ et en même temps la déformation augmente. Par conséquent, l'intensité de l'effet de Coriolis diminue et à partir de $N = 93$, on observe une séquence qui ne correspond plus "aux effets de Coriolis maxima", avec en particulier le niveau $9/2^+$ qui devient l'état de base de la bande [Be73][Hj70]. On peut voir sur la figure 33 que l'on rend bien compte de cette évolution.

B. REGION PROCHE D'UNE COUCHE FERMÉE.

A la différence des autres lanthanés plus légers dans lesquels on

observait une bande découplée $h_{11/2}$, la séquence yrast dans ^{135}La , composée d'états de parité négative, ne suit pas le comportement du coeur (fig. 19) et ne peut être reproduite ni par nos calculs (fig.6), ni par l'introduction de formes non axiales [Me75]. Cette situation ferait plutôt penser à des états issus d'un couplage faible du nucléon impair avec les phonons du coeur. Ceci est en accord avec les résultats de réactions (α, t) [Na73] dans lesquelles on voit un seul niveau $11/2^-$. Signalons qu'une situation analogue existe dans les noyaux ^{141}Pm [Ep72], ^{139}Pr et ^{143}Eu [Ha73], plus éloignés de la couche magique en protons mais plus proches de la couche magique en neutrons ($N=80$). Dans ces noyaux, les états de parité négative sont interprétés par le couplage d'une

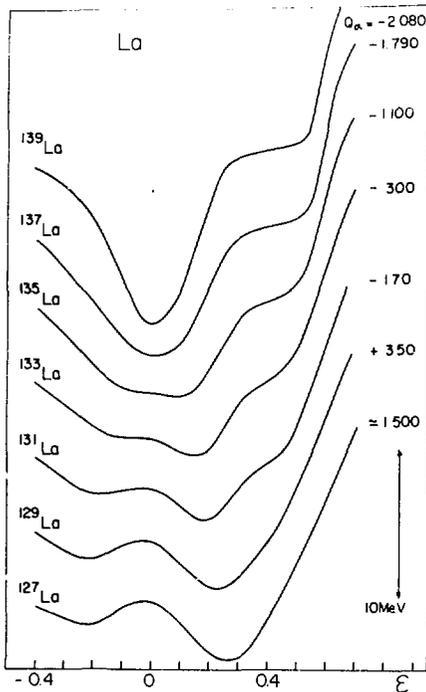


Fig. 34 : Courbes d'énergie de déformation dans les lanthanides impairs calculées par la prescription Nilsson plus Strutinsky.

quasi-particule $h_{11/2}$ avec les phonons du coeur. La structure des états de parité positive est en accord avec cette hypothèse car ces états, issus des couches $d_{5/2}$ et $g_{7/2}$, ne forment pas des bandes quasi-rotationnelles construites sur les états $5/2^+$ et $7/2^+$. On observe au contraire des raies qui ont une énergie comparable à celle des transitions du coeur pair pour ^{134}Ba , comme on s'y attend dans un schéma de couplage faible. L'hypothèse d'états collectifs construits sur les états à une quasi-particule $5/2^+$ et $7/2^+$ est confirmée par les résultats de réactions (α, t) [Na73] dans lesquelles on n'observe que ces deux états de parité positive.

Il semble donc bien que l'on ne puisse décrire ce noyau dans le cadre d'un modèle rotor plus particule et qu'il faudrait plutôt interpréter les propriétés que nous venons de décrire en termes de couplage faible. Remarquons à cette occasion que le couplage de Coriolis est un effet purement cinématique mais qui, s'il est suffisamment intense, peut avoir un rôle prépondérant sur les modes de couplage nucléaires. Il semble que dans ^{135}La , on se rapproche trop des couches fermées en neutrons et protons pour pouvoir encore parler du coeur en termes de rotation et ce sont les modes de couplage purement nucléaires qui vont prédominer. Ceci est en

accord avec l'évolution des courbes d'énergie de déformation des lanthanides [Ge72] calculées suivant la prescription "Nilsson plus Strutinsky" proposée au chapitre I et indiquées sur la figure 34.

III - LES ETATS AUTRES QUE $I = R + j$.

Rappelons que nous nous sommes restreints au cas de la symétrie axiale dans nos calculs. Les résultats expérimentaux concernant les états

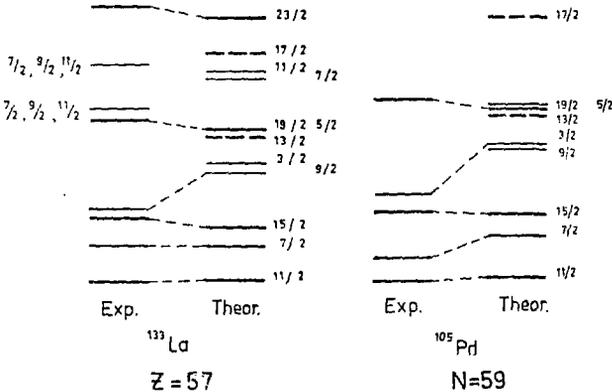


Fig. 35 : Comparaison de nos calculs et de l'expérience dans la couche $h_{11/2}$. Les niveaux de spin $l=R+j$ sont en traits épais, les niveaux de spin $l=R+j-1$ en traits pointillés.

de la couche $h_{11/2}$ dans ^{133}La [Ge68] et ^{105}Pd [Le67] [Ri73] sont comparés aux prédictions théoriques dans la figure 35. La séquence des états et leur énergie sont assez bien reproduits par les calculs. En particulier, les états $j-R$ ($7/2^-$, $3/2^-$) ont le même espacement que les états $j+R$ car ces états sont aussi découplés.

Cependant, comme nous l'avons déjà dit, l'énergie de ces états est sensible à la valeur du paramètre γ , et les désaccords entre l'expérience et nos calculs pourront dans certains cas refléter l'influence de ce paramètre. Nous y reviendrons dans le prochain chapitre lorsque nous discuterons la forme des noyaux, nous pourrions en particulier suivre l'évolution du paramètre γ avec la déformation.

Si la description de ces états par le modèle utilisé semble valable pour les noyaux intermédiaires dans les sous-couches de grand j ($j \gg 11/2$), les désaccords observés dans la couche $g_{9/2}$ montrent que l'introduction des couplages de Coriolis dans la seule couche $g_{9/2}$ n'est plus suffisante pour expliquer la position de ces états. Même dans la couche $h_{11/2}$, cette interprétation n'est plus valable dans ^{135}La car le cœur devient trop proche des couches fermées en protons et neutrons.

C H A P I T R E VIII

ETUDE DES DEFORMATIONS ET DES MECANISMES DE CHANGEMENT DE FORME DANS LES NOYAUX IMPAIRS DE TRANSITION

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il était légitime de discuter la structure des noyaux dans la couche $g_{9/2}$ en termes de rotation. Nous allons examiner maintenant ce que cela implique sur la notion de déformation dans ces noyaux qui étaient souvent considérés comme des vibreurs mous. Nous aborderons ensuite la région des noyaux de transition $Z < 82$. Afin de mieux cerner les zones de transition de forme dans les noyaux impairs, nous commencerons par résumer ce que l'on sait sur la forme des noyaux pair-pair, à la lumière de résultats expérimentaux et théoriques. Dans les noyaux impairs, nous déduirons, avec le modèle utilisé, une déformation "moyenne" et son signe lorsque le nucléon impair est dans une orbitale donnée. Dans certains cas, nous verrons que dans un même noyau, deux orbitales différentes peuvent conduire à des déformations de signe opposé. Nous serons alors à même de préciser le rôle que jouent ces orbitales individuelles dans les mécanismes de changement de déformation et d'analyser les propriétés de rigidité de ces noyaux.

I - LA COUCHE $g_{9/2}$

L'ensemble des résultats que nous avons obtenus dans les noyaux impairs de la couche $g_{9/2}$ met en lumière la déformation non négligeable de ces noyaux, ce qui représente un fait nouveau dans l'interprétation des propriétés nucléaires de cette région. La déformation ainsi mise en évidence dans ^{77}Br et ^{77}Se serait "prolate". L'observation des bandes collectives dans la couche $g_{9/2}$ dans les noyaux ^{81}Rb [Fri75] ^{76}Se [Ze75], et ^{77}Kr [No75] permet d'aboutir aux mêmes conclusions. Dans les noyaux pair-pair de cette région, des états 0_2 à basse énergie étaient connus mais aucune interprétation ne s'imposait par manque d'informations expérimentales. Récemment, des mesures de probabilités de transition réduites $B(E2)$ dans ^{72}Se [Ha74] ont permis de proposer une coexistence d'états quasi-sphériques et déformés dans ce noyau. Il semble que l'on puisse attendre la plus grande déformation au voisinage de $N = 42$ [No71][Cl71] en fonction de l'évolution de l'énergie du premier niveau 2_1^+ et des probabilités réduites de transition $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)$. De plus, des calculs statiques de type "Hartree-Fock" [Ar75] dans les noyaux de germanium prédisent l'existence de deux minima, l'un "oblate", l'autre "prolate" avec des déformations de l'ordre de ± 0.35 . La mise en évidence de grandes déformations dans les noyaux impairs peut apporter un argument supplémentaire à l'interprétation des deux états 0^+ des séléniés pair-pair en termes de déformations différentes. On peut remarquer

que nos expériences n'ont révélé que des déformations "prolate" dans ^{77}Br et ^{77}Se . Cela ne signifie pas que des états "oblate" n'existent pas dans ces noyaux. Ils pourraient simplement ne pas être excités dans les réactions (α, xn) que nous avons effectuées car ils seraient à plus haute énergie. Cette forme "prolate" observée à basse énergie n'est pas surprenante car le coeur ^{76}Se semble avoir une déformation positive dans son état fondamental.

II - LA REGION DE TRANSITION 2 < 82.

Dès 1964, Kumar et Baranger [Ku64], sur la base de calculs statiques utilisant une interaction "pairing plus quadrupole", avaient prévu que des noyaux à déformation "oblate" pouvaient exister dans cette zone. Plus généralement, les calculs statiques effectués dans cette région [Fa72] [Gö72][Ca73][Di73] indiquent la présence, dans les courbes d'énergie de déformation, de deux minima d'énergie voisine, l'un correspondant à une forme "oblate", l'autre à une forme "prolate", et séparés par une barrière peu élevée. On peut donc penser que la dynamique jouera un rôle important dans la détermination de la forme de ces noyaux : ainsi, les calculs de Kumar et Baranger [Ku66][Ku68] laissent prévoir que ces noyaux sont "mous", avec une fonction d'onde qui peut s'étendre au delà du puits correspondant au minimum de la courbe d'énergie de déformation. Dans ce cas, on peut perdre beaucoup d'informations sur le comportement du noyau, si on ne s'intéresse qu'à une déformation moyenne. D'autres types de calculs [Di73][Di74] montrent que la fonction d'onde peut être strictement localisée dans l'un des minima de la courbe d'énergie de déformation. Dans ce contexte, il est intéressant de voir comment l'expérience peut éclaircir cette situation. Avant de parler des noyaux impairs, nous rappellerons les résultats connus dans les noyaux pair pair afin de mieux situer la discussion.

A. DEFORMATION DES NOYAUX PAIR-PAIR.

Dans une série d'isotopes proches de la couche magique en protons $Z=82$, on peut suivre l'évolution vers la zone de déformation. Les figures 36 et 37 illustrent le cas des noyaux de mercure et de platine : les niveaux d'énergie et les probabilités de transition connus y sont indiqués. Avec 80 protons, les mercures ont une déformation pratiquement stationnaire et faible (fig. 36) dans l'état fondamental et le premier niveau 2^+ ($N=122$ à $N=104$). Dans la bande yrast des noyaux de masse 188 à 184 apparaît à partir d'un certain spin une deuxième bande correspondant à une déformation plus grande et "prolate". La position des états 0^+ indique que la déformation "prolate" devient de plus en plus stable à mesure que la masse diminue. La désexcitation à l'intérieur de la bande yrast des états de haut spin "prolate" vers les états de bas spin du puits "oblate" a été interprétée à partir du comportement de la courbe d'énergie de déformation. Si à bas spin, cette courbe présente un minimum "quasi-sphérique-oblate" avec un second minimum moins marqué et à plus haute énergie du côté "prolate", lorsque le spin augmente, le terme $h^2 I(I+1)$ va concentrer la fonction d'onde à plus grande déformation dans les puits "prolate".

Avec deux protons de moins, les noyaux de platine ont un comportement très différent dans leur bande yrast (fig. 37) : l'évolution des niveaux est progressive, sauf entre $N = 110$ et $N = 108$ où une variation brutale de leur énergie peut être interprétée par le passage de la forme "oblate" à la forme "prolate". Ce changement de forme avait été prédit par les calculs de Kumar et Baranger [Ku70]. Ces auteurs proposaient comme

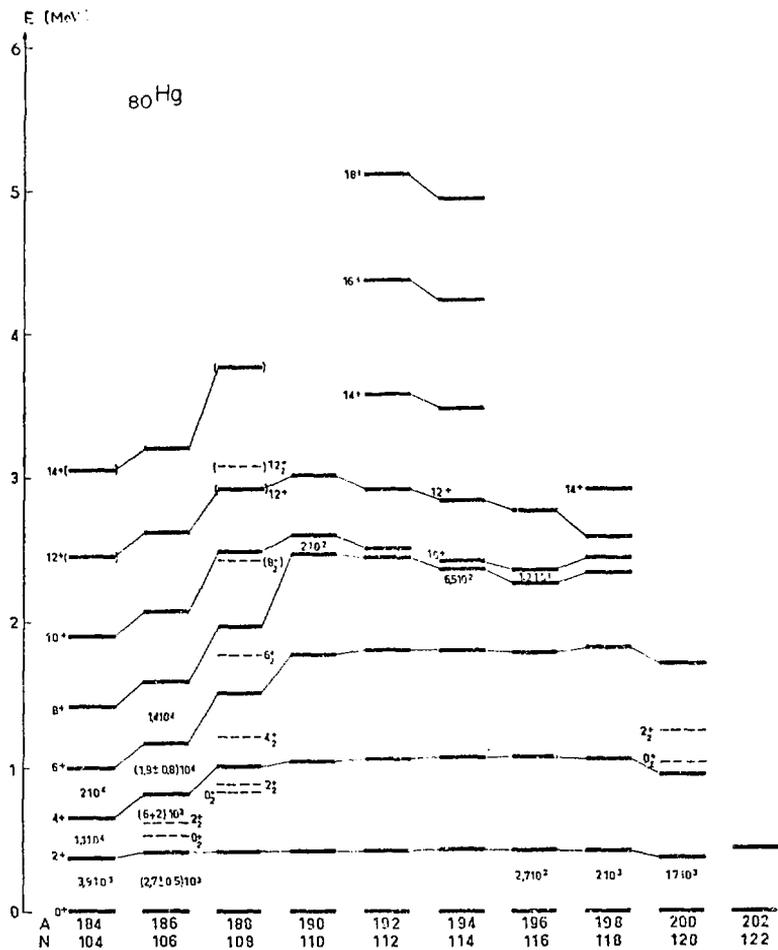


Fig. 36 : Systématique des états de parité positive des mercures.

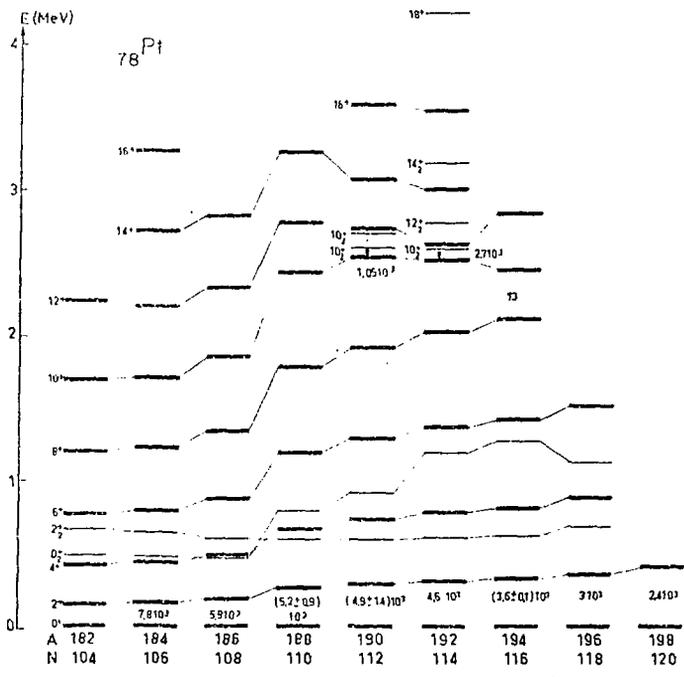


Fig. 37 : Systématique des états de parité positive des platines.

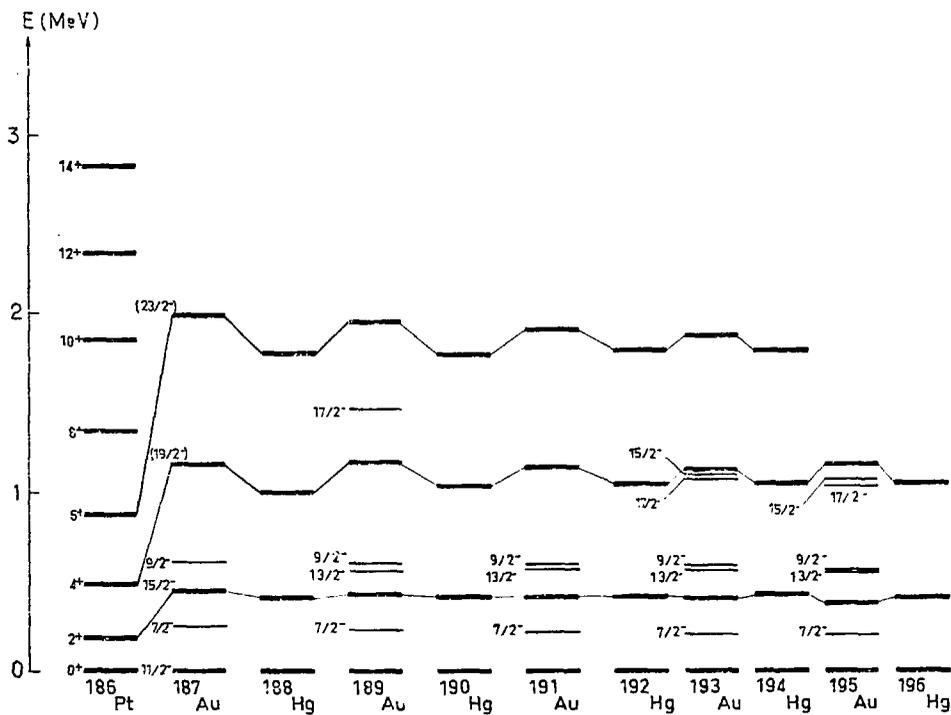


Fig. 38 : Systématique des états de la bande $h_{11/2}$ dans les ors impairs comparés aux mercures pair-pair voisins.

critère de transition de forme, le croisement des états 4^+ et 2^+ qui a été mis en évidence au CERN par la collaboration ISOLDE [Fi72].² Contrairement aux mercures, on n'observe pas de transition de forme à l'intérieur de la bande yrast des platines. Ceci peut être lié au fait que les déformations "prolate" et "oblate" sont plus voisines que dans les mercures. L'espacement des états collectifs dans les deux puits est donc plus proche, ce qui conduirait à un croisement à beaucoup plus haut spin.

B. LA COUCHE $h_{11/2}$ DANS LES NOYAUX IMPAIRS EN PROTONS.

La figure 38 regroupe les résultats concernant les noyaux d'or ($Z=79$). La déformation moyenne de ces noyaux dans la couche $h_{11/2}$ est "oblate" et elle est pratiquement stationnaire dans tous les isotopes. On peut en donner un ordre de grandeur dans ^{189}Au où la vie moyenne de l'état $j-2 = 7/2$ a été mesurée [Be175]. En effet, on a vu (chapitre II) que lorsqu'on a des effets de Coriolis importants entre un coeur de moment angulaire de rotation R et une particule dans une couche j , les états de spin $I=j-2$ sont des états où la particule est bien alignée sur la rotation du coeur. On peut alors relier la probabilité de transition réduite entre deux niveaux du noyau impair à celle du coeur pair-pair voisin. Un état de spin I étant décrit comme une superposition d'états $|IMjR\rangle : |I\rangle = \sum_R C_R |IMjR\rangle$, on a [Ge75] :

$$(16) B(E2; I^+ \rightarrow I) = \left| \sum_{RR'} C_R C_{R'} \begin{pmatrix} R' & R & 2 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R' & R & 2 \\ I & I & j \end{pmatrix} \sqrt{(2R+1)(2R'+1)} \right|^2 Q_0^2$$

où Q_0 est le moment quadrupolaire intrinsèque du coeur. Pour une transition entre les états $I' = j-2$ et $I = j$ on obtient :

$$B(E2; I' = j-2 \rightarrow I = j) \underset{\text{impair}}{\simeq} 1.5 B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) \underset{\text{pair-pair}}$$

On en déduit dans ^{189}Au $|\beta|_{h_{11/2}} = 0.13 \pm 0.03$. Cette valeur est en accord avec l'estimation ($|\beta|_{h_{11/2}} = 0.12$) que l'on peut obtenir par la formule semi-empirique : $|\beta| = \left[\frac{1225}{E_\gamma(j+2+j)A^{7/3}} \right]^{1/2}$ (17). Ces caractéristiques des ors impairs dans la couche $h_{11/2}$ sont tout à fait semblables à celles des coeurs pair-pair de mercure.

Lorsqu'on enlève deux protons, les isobares $^{189-187}\text{Ir}$ sont cette fois "prolate" dans les états de la couche $h_{11/2}$ [An75].

C. LA COUCHE $h_{9/2}$ DANS LES NOYAUX IMPAIRS EN PROTONS.

La figure 39 illustre les principales caractéristiques des noyaux

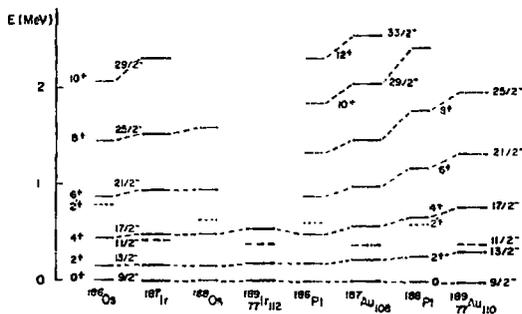


Fig. 39 : Systématique des états de la bande $h_{9/2}$ dans les ors et irridiums impairs comparés aux platines et osmiums pair-pair voisins.

dans ces états : pour $Z = 79$, la déformation, déjà "prolate", augmente lorsque le nombre de neutrons diminue de $N = 110$ à $N = 108$. Dans un même noyau, elle est plus grande que celle trouvée dans la bande $h_{11/2}$: dans ^{189}Au , on déduit $|\beta|_{h_{9/2}} = 0,18 \pm 0,01$ de la mesure de vie moyenne de l'état $j-2 = 5/2$ et $|\beta|_{h_{7/2}} = 0,14$ de la formule (17). Ceci est conforme aux résultats des calculs dans cette région [Di73][Ca73]. Les énergies de la bande découplée ressemblent davantage à celles de ^{188}Pt . Il faut noter que ^{189}Au a dans ces états une déformation "prolate" bien que les noyaux voisins ^{188}Pt et ^{190}Hg soient tous deux "oblate".

Les résultats sont semblables et la déformation continue d'augmenter lorsqu'on enlève deux protons [An75]. Ce point est illustré sur la figure 40 où l'on a représenté le rapport des énergies $E(j+R)/E(j+2)$ pour les noyaux impairs et le rapport $E(R)/E(2)$ pour les noyaux pair-pair.

On constate aussi que la variation est comparable dans les noyaux impairs et pair-pair. Signalons enfin que lorsqu'on se rapproche de la couche magique en protons, les thalliums, avec $Z = 81$, ont au contraire une déformation "oblate" qui reste stationnaire comme dans les mercures.

D. COEXISTENCE DE FORMES DANS LES NOYAUX IMPAIRS.

Dans les noyaux d'or que nous avons étudiés, nous avons mis en évidence la coexistence de deux formes, l'une "prolate" (bande $h_{9/2}$), l'autre "oblate" (bande $h_{11/2}$). Ces deux bandes ont pu être peuplées par réaction (ions lourds-xn) car leurs niveaux de base ont une énergie voisine (~ 100 keV). Une éventuelle bande $h_{9/2}$ dans les ors plus lourds a peu de chances d'être mise en évidence en réactions induites par ions lourds car les états $9/2^-$, analogues à ceux de $^{187-189}\text{Au}$, sont situés à 274,1 keV dans ^{191}Au [Hö75] et 499,6 keV dans ^{193}Au [Vi74] au-dessus des états $11/2^-$. De même, on peut penser que la bande $h_{11/2}$ a peu de chances d'être alimentée dans les ors plus légers.

Il est intéressant de souligner qu'il n'existe aucune connexion entre les états de la bande $h_{9/2}$ et les états de la bande $h_{11/2}$ de spin inférieur à $21/2$. De plus, la transition M1 entre les états de base de ces deux bandes est très interdite ($fw = 16000$ dans ^{189}Au et $fw \sim 20000$ dans ^{187}Au).

Au-dessus du spin $21/2$ dans la bande $h_{11/2}$, nous avons suggéré la possibilité d'un changement de déformation qui pourrait s'interpréter de façon analogue au cas des mercures pair-pair.

E. LA COUCHE $I_{13/2}$ DANS LES NOYAUX IMPAIRS EN NEUTRONS.

Dans la bande yrast des noyaux impairs de platine, nous avons mis en évidence une transition entre la forme "oblate" ($N \geq 109$) et la forme "prolate" ($N < 107$), non décalée par rapport à celle des noyaux pair-pair. Dans un même noyau, nous n'avons pas alimenté des états de déformation différente, bien que les courbes d'énergie de déformation théoriques présentent deux minima. On peut donner à ce fait, la même explication que dans les noyaux pair-pair.

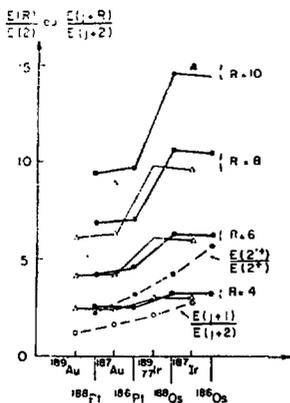


Fig. 40 : Rapports des énergies $E(I)/E(2)$ dans les noyaux pair-pair et $E(I)/E(j+2)$ dans les noyaux impairs (couche $h_{9/2}$).

Avec deux protons de plus dans les mercures, la transition "oblate" → "prolate" a lieu entre $N = 107$ et $N = 105$ [Ba72] dans les états fondamentaux. Dans la bande $i_{13/2}$, il semblerait [Pr73] que ces noyaux soient encore "oblate" pour $N \leq 107$.

Remarquons que pour reproduire théoriquement ces formes, la façon de traiter l'appariement est importante [Di73][Di74][Fr75][Ni74]. Ceci est bien normal car la déformation des noyaux est due à la fois aux effets de couches et à l'appariement qui sont tous deux sensibles à la densité de niveaux près du niveau de Fermi.

III - PROPRIETES DE DEFORMATION DES NOYAUX DE TRANSITION.

Nous avons vu dans le chapitre I dans les noyaux de transition, les calculs prédisent des courbes d'énergie de déformation relativement plates avec souvent deux minima d'énergie voisine. Dans ces conditions, on peut se demander comment définir la déformation du noyau, les effets de la dynamique pouvant être déterminants.

Dans tous les noyaux où l'on a pu mettre en évidence l'existence de deux déformations, l'expérience nous fournit par là même des renseignements sur la structure des fonctions d'onde de ces états. Puisqu'on a coexistence de deux bandes de déformation différente dans le même noyau, on peut conclure que le rôle de la dynamique va être de localiser les fonctions d'onde dans chacun des minima de la courbe de déformation bien que le potentiel nucléaire soit mou par rapport à la déformation β . C'est ce qui a été observé dans ^{72}Se et $^{184}\text{-}^{186}\text{-}^{188}\text{Hg}$. C'est aussi le cas des noyaux d'or impairs.

De façon plus générale, lorsqu'on observe dans un noyau impair, une bande découplée correspondant à une déformation moyenne donnée, on apprend là encore que la fonction d'onde est localisée dans le puits correspondant du potentiel. Ceci est à posteriori une justification du modèle que nous avons utilisé qui donne une bonne approche des propriétés de ces noyaux.

IV - ROLE DES ORBITALES INDIVIDUELLES DANS LA DETERMINATION DE LA FORME DES NOYAUX IMPAIRS.

Nous avons vu, lors de l'étude des noyaux impairs dans les différentes couches $h_{11/2}$, $h_{9/2}$ et $i_{13/2}$ que le fait d'ajouter une particule à un coeur pair-pair change quelquefois le signe de sa déformation. Dans la figure 41, les formes des noyaux pair-pair et impairs dans la région de transition sont représentées sur une carte (Z, N) . Les lignes tracées sont les limites approximatives des zones de transition "oblate" → "prolate" pour les noyaux dans les états des couches $h_{11/2}$, $h_{9/2}$ et $i_{13/2}$ comparées à celle des états fondamentaux des noyaux pair-pair. Lorsqu'on s'éloigne des couches magiques $Z=82$ et $N=126$, c'est l'orbitale de protons $h_{9/2}$ qui conduit le plus rapidement vers la déformation. En particulier, le noyau ^{189}Au a une déformation "oblate" dans la couche $h_{11/2}$ comme les noyaux pair-pair voisins ^{188}Pt et ^{190}Hg . Au contraire dans la couche $h_{9/2}$, la déformation est "prolate" et plus grande. On peut comprendre cette situation en termes d'orbitales de Nilsson. En effet, l'occupation par un nucléon d'une orbitale ascendante favorise la symétrie sphérique, et l'occupation d'une orbitale descendante favorise la déformation. Les noyaux d'or ont trois trous de protons par rapport à la couche fermée $Z=82$. Dans son état fondamental, le noyau ^{189}Au (ou ^{187}Au) a donc trois trous sur les orbitales ascendantes de parité positive, dont un sur l'orbitale $1/2^+$ [431] (fig.3). Dans les états de la bande $h_{11/2}$, on va créer un trou dans l'orbitale $1/2^+$ [501] de pente ascendante et mettre la particule sur l'orbitale $1/2^+$ [431] de pente analogue. On se retrouvera encore avec

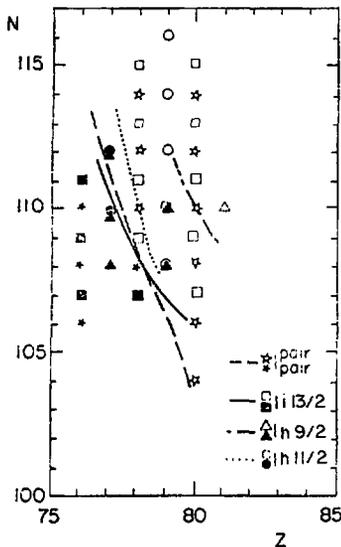


Fig. 41 : Représentation, dans un plan (Z, N) , du signe de la déformation de l'état fondamental dans les noyaux pair-pair et des états $h_{9/2}$, $h_{11/2}$ et $h_{13/2}$ des noyaux impairs de la zone de transition $Z < 82$. Les signes pleins correspondent à la forme "prolate", les signes creux à la forme "oblate".

trois trous sur des orbitales ascendantes et la déformation devrait être peu affectée par rapport à celle de l'état fondamental. Au contraire, pour construire les états de la bande $h_{9/2}$, il faudra créer un trou dans l'orbitale $1/2$ [431] et faire passer la particule dans une orbitale fortement descendante. Le noyau aura alors deux paires de trous sur des orbitales ascendantes ainsi qu'un proton sur une orbitale descendante. Ces deux effets conjugués vont favoriser la déformation du noyau qui dans ce cas "préfère" la forme "prolate" plutôt qu'"oblate". Bien entendu, ce rôle polarisant de certaines orbitales ne sera visible que près du point où la transition de forme s'effectue dans les noyaux pair-pair et implique un potentiel nucléaire mou par rapport à la déformation β .

Une telle explication a d'ailleurs été proposée dans ^{151}Gd [K174] où deux déformations "prolate" différentes coexistent. On peut penser qu'une situation analogue existe dans les mercures impairs à une transition "oblate" + "prolate" a été mise en évidence dans l'état fondamental $1/2^-$ entre ^{187}Hg et ^{185}Hg alors que l'état fondamental des mercures pair-pair est "oblate" jusqu'à ^{182}Hg . Cet état $1/2^-$ correspond probablement à l'orbitale $1/2^-$ [521] de Nilsson dont la pente, fortement descendante, favorise la déformation.

V - INFLUENCE DU PARAMETRE γ SUR LA DEFORMATION.

Dans les noyaux d'or de masse 189 et 187, plusieurs niveaux autres que $I=R+j$ ont été observés et suggèrent l'existence d'une déformation γ , en accord avec l'analyse du chapitre II. L'état $j+1$ est, en effet, plus proche de l'état $j+2$ que de l'état $j+4$ aussi bien dans la bande $h_{9/2}$ que dans la bande $h_{11/2}$. Il reste stationnaire par rapport aux niveaux $j+2$ et $j+4$ dans la bande $h_{11/2}$. Au fur et à mesure que la déformation augmente dans la bande $h_{9/2}$, l'état $j+1$ s'élève par rapport à l'état $j+2$

comme le montre la figure 39 où l'on a aussi indiqué le comportement des irridiums plus déformés. Plus précisément, le rapport $E(j+1)/E(j+2)$ augmente comme le rapport $E(2^+)/E(2^-)$ dans les noyaux pair-pair (voir fig.4C) : l'asymétrie γ devient donc de moins en moins importante à mesure que ces noyaux deviennent plus déformés. Ce point est en accord avec les prédictions de Davydov et Chaban dans les noyaux pair-pair.

Des calculs ont été effectués par Meyer-ter-Vehn [Me75] pour rendre compte des déformations γ dans cette région (voir chapitre II). La couche $h_{9/2}$ de ^{189}Au est décrite avec un coeur ^{180}Pt caractérisé par $\beta=0,18$ et $\gamma=224^\circ$. On retrouve bien ici l'influence polarisatrice de l'orbitale $h_{9/2}$ puisque le noyau pair-pair ^{180}Pt est "oblate". Les propriétés de la couche $h_{11/2}$ des ors de masse $A = 189$ à 195 sont calculées à partir des coeurs de mercure dans lesquels les paramètres β et γ varient respectivement de $0,14$ à $0,13$ et 39° à 37° . Il est intéressant de noter que ces calculs rendent bien compte des résultats expérimentaux de ^{195}Au , alors que ce type de noyau de transition était habituellement traité sur une base sphérique couplant une quasi-particule aux phonons du coeur.

VI - RELATIONS AVEC LES MODELES DECRIVANT LES NOYAUX INTERMEDIAIRES SUR UNE BASE SPHERIQUE.

Nous venons de voir au cours de ce chapitre que notre interprétation des noyaux intermédiaires a reposé sur la base d'un modèle considérant le noyau doué d'une certaine déformation. Ces résultats ne sont pas contradictoires avec une description prenant comme point de départ une base sphérique. C'est ce qu'a démontré Paar [Pa75] dans de tels noyaux en couplant des "clusters" à trois particules (ou trois trous) avec les phonons du coeur à couches fermées. Lorsqu'on part d'une base sphérique, les effets dynamiques dans la description du cluster vont introduire une certaine déformation dans le noyau. De même, lorsqu'on part d'une base déformée, les effets de Coriolis tendent à produire un mélange des nombres quantiques Ω brisant par là même partiellement la symétrie de rotation. Ceci explique que les deux descriptions puissent se rejoindre. Paar a montré que la levée de dégénérescence des divers membres du multiplet issu du couplage d'une particule de moment angulaire j avec un coeur de moment angulaire R ne dépendait que du produit $q.Q$ des moments quadrupolaires de la particule et du coeur dans les états correspondants, quelle que soit la façon dont le moment quadrupolaire du coeur est généré. Il a ainsi prédit que lorsque le produit $q.Q$ est positif, on attend une bande découplée, et lorsqu'il est négatif, une bande dite "normale". Ceci s'applique bien à tous les noyaux que nous avons étudiés puisque en début de couche, les orbitales de Nilsson ont un moment quadrupolaire intrinsèque négatif alors qu'il est positif en fin de couche.

Nous avons beaucoup insisté au cours de cette thèse sur le modèle "rotor plus particule" car c'est un moyen simple de faire des prédictions physiques sans effectuer de calculs sur le comportement des noyaux étudiés.

CHAPITRE IX

EFFETS DE CORIOLIS ET APPARIEMENT DANS LES ETATS DE HAUT SPIN

Nous avons, jusqu'à maintenant, décrit l'effet du couplage de Coriolis sur le nucléon impair et montré comment, dans certaines conditions, il peut conduire à un alignement du spin de ce nucléon sur la rotation du coeur. Dans ce chapitre, nous allons examiner l'influence de cet effet sur les nucléons du coeur et plus particulièrement sur les corrélations d'appariement qui existent entre ces nucléons. Nous montrerons d'abord comment l'observation du "backbending" de la bande $h_{9/2}$ de ^{187}Au permet d'interpréter le "backbending" dans ^{186}Pt . Dans une seconde partie, nous discuterons la structure des bandes construites sur les états à trois quasiparticules que nous avons observées dans ^{189}Au .

I - LE "BACKBENDING" DANS LES NOYAUX PAIR-PAIR ET IMPAIRS.

Le "backbending" dans les noyaux pair-pair, que nous avons rapidement discuté dans le chapitre II (paragraphe IV) est probablement une manifestation de la rotation sur l'appariement existant entre les nucléons. Rappelons que dans cette hypothèse, deux interprétations sont possibles :

- i) passage d'une phase appariée à une phase non appariée.
- ii) alignement d'une paire de nucléons dans une couche de grand moment angulaire sur la rotation du coeur. Nos observations expérimentales sont à l'appui de cette dernière interprétation pour les noyaux de platine : dans ^{187}Au , un "backbending" se manifeste dans la bande découplée $h_{9/2}$ (fig.25) au niveau de la transition de 509,2 keV située au-dessus d'une transition de 566,5keV. Nous avons comparé dans la figure 42, le comportement de la bande $h_{9/2}$ de ^{187}Au à celui de la bande quasirotationnelle fondamentale de ^{186}Pt . Sur cette figure, nous avons porté le moment d'inertie $2\mathcal{J}/\hbar^2$ en fonction du carré de la fréquence de rotation $(\hbar\omega)^2$ (définis pour les noyaux pair-pair au chapitre II). Dans les états de la bande découplée de ^{187}Au , $2\mathcal{J}/\hbar^2$ est défini par :

$$\frac{2\mathcal{J}}{\hbar^2} (I) = \frac{4(I-9/2)-2}{E_{\gamma}(I \rightarrow I-2)} = \frac{4R-2}{E_{\gamma}(I \rightarrow I-2)}$$

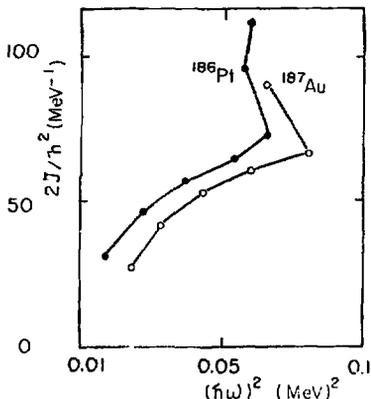


Fig. 42 : Courbes $2J/\hbar^2$ en fonction de $(\hbar\omega)^2$ pour ^{186}Pt et ^{187}Au

Ces courbes présentent une variation parallèle dans les deux noyaux. D'après la discussion que nous avons faite au chapitre II, ces résultats seraient en faveur de l'explication b). Le "backbending" dans ^{186}Pt serait donc plutôt dû à une paire de protons $h_{11/2}$ alignée sur la rotation du cœur car s'il s'agissait d'une paire de neutrons $i_{13/2}$, le "backbending" devrait se produire à un spin plus élevé.

II - LES ETATS DE PARITE POSITIVE DE ^{189}Au .

Dans ^{189}Au , on observe, à haute énergie, des états de parité positive connectés à la bande $h_{11/2}$ (fig. 22 et 43). On peut penser que ces états mettent en jeu le couplage du proton $h_{11/2}$ avec des états $5^-, 7^-, 9^- \dots$ comme on en voit dans les mercures et les platines pair-pair voisins [Li75][Pi75]. Dans ces noyaux pair-pair, ces états présentent simultanément un degré de collectivité important et une forte composante à deux particules correspondant aux configurations $[v_{i_{13/2}}, v_{p_{3/2}}]5^-$ ou 7^- et $[v_{i_{13/2}}, v_{f_{5/2}}]5^-$ ou 7^- ou 9^- [Pr74][Ne75]. Les états de parité positive vus dans ^{189}Au se séparent en deux bandes.

Dans la première construite sur l'état isomérique $21/2^+$, l'espacement en énergie des niveaux est nettement inférieur à celui de la bande fondamentale du cœur pair-pair voisin et fait donc penser à une composante à deux particules importante comme dans la bande 5^- de ces noyaux pair-pair. On peut noter également une analogie avec la bande $21/2^-$ observée dans les platines et mercures impairs [Li75][Pi75] où c'est cette fois un neutron $i_{13/2}$ qui est couplé aux états de la bande 5^- .

Dans la deuxième bande de ^{189}Au construite sur l'état isomérique $29/2^+$, les transitions de 507,4 keV et 781,5 keV ont une énergie semblable à celle des transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$ du cœur et laissent ainsi supposer une structure plus ou moins rotatoire de ces états.

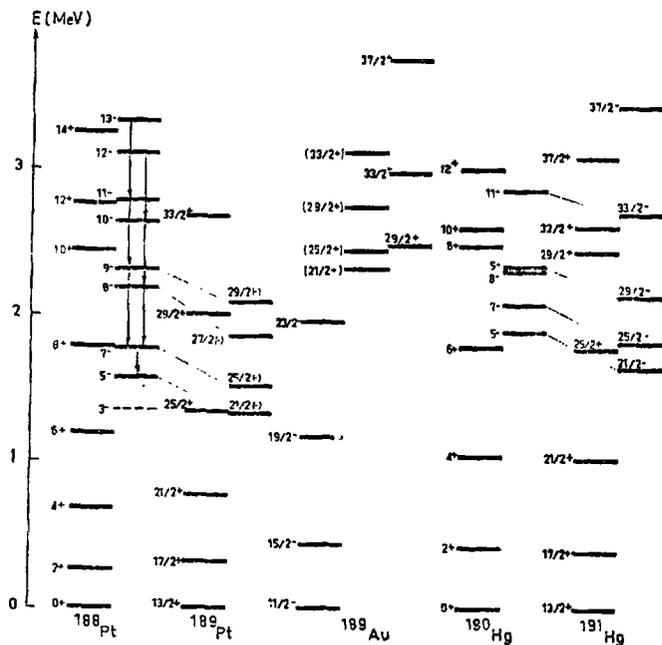


Fig. 43 : Bandes $21/2^+$ et $29/2^+$ dans ^{189}Au et leurs homologues dans les noyaux pair-pair et impairs voisins.

CONCLUSION

Nous nous étions proposés, au cours de ce travail, d'apporter notre contribution à la connaissance des déformations nucléaires dans les régions intermédiaires. Nous espérons avoir convaincu nos lecteurs que c'est chose faite. Le modèle que nous avons utilisé pour interpréter les propriétés expérimentales ne représente pas la seule approche de tels noyaux mais a l'avantage de permettre facilement des prédictions dans ce domaine.

Dans la région de transition au voisinage de la couche $g_{9/2}$ (Se, Br), nous avons proposé l'existence de déformations importantes, ce qui constitue un fait nouveau dans l'interprétation des propriétés de ces noyaux qui étaient plutôt considérés comme des vibrateurs. Dans la zone de transition $Z < 82$, nous avons montré que la notion de déformation était bien justifiée malgré un potentiel nucléaire "mou". Ce sont les effets dynamiques qui localisent les fonctions d'onde dans chacun des puits de potentiel "prolate" et "oblate". Nous avons pu également discuter les mécanismes qui régissent le passage de la forme "oblate" à la forme "prolate" lorsqu'on se rapproche de la région des terres rares : nous avons, en effet, montré que c'est le rôle polarisant de certaines orbitales qui régit l'évolution vers la déformation. Remarquons que c'est dans les ors impairs de cette région que nous avons mis en évidence, pour la première fois, la coexistence de déformations "prolate" et "oblate" au sein d'un même noyau. Ce fait a constitué un point important dans la discussion des propriétés que nous venons de mentionner.

Rappelons enfin que c'est par leurs propriétés de sélectivité que les réactions (ions lourds - xn) se sont trouvées bien adaptées à l'étude que nous venons de présenter.

- REFERENCES -

- [Ab68] A. Abdul. Malek, R.A. Naumann, Phys. Rev. 166 (1968) 1194
- [Ad75] B. Ader, M.A. Deleplanque, C. Gerschel, M. Leblanc, et N. Perrin, à paraître
- [An75] S. André et al., Nucl. Phys. A243 (1975) 229
- [Ar69] D.A. Arseniev, A. Sobiczewski and V.G. Soloviev, Nucl. Phys. A126 (1969) 15
- [Ar75] Ardouin, Thèse Nantes (1975)
- [Ba168] M. Baranger and K. Kumar, Nucl. Phys. A110 (1968) 490
- [Ba268] M. Baranger and K. Kumar, Nucl. Phys. A122 (1968) 241
- [Ba73] B. Banerjee, H.J. Mang and P. Ring, Nucl. Phys. A215 (1973) 366
- [Ba75] M.V. Banaschik, R.S. Simon, P. Colombani, D.P. Soroka, F.S. Stephens and R.M. Diamond, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 892
- [Be62] H.J. Behrend and D. Budnick, Z. Phys. 168 (1962) 155
- [Be73] H. Beuscher, W.F. Davidson, R.M. Lieder, C. Mayer Boricke, Int. Conf. on Nuclear Physics, Munich (1973) 189
- [Be74] V. Berg, M.A. Deleplanque, C. Gerschel, et N. Perrin, Int. Conf. on Nuclear Structure and Spectroscopy (Amsterdam) (1974) 113
- [Be175] V. Berg, R. Foucher et A. Höglund, Int. Conf. on Nuclear Structure and Spectroscopy (Amsterdam) (1974) 112, et Nucl. Phys. A244 (1975) 462
- [Be275] V. Berg, C. Bourgeois and R. Foucher, J. de Phys. 36 (1975) 613
- [B152] J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics John Wiley and Sons (1952) 372
- [Bo37] N. Bohr and F. Kalckar, Dan. Mat. Fys. Medd. 14 (1937)
- [Bo52] A. Bohr, Dan. Mat. Fys. Medd. 26 (1952) n° 14
- [Bo53] A. Bohr and B. Mottelson, Dan. Mat. Fys. Medd. 27 (1953) n° 16
- [Bo68] J. de Boer and J. Eichler, Advances in Nucl. Phys. 1 (1968) 1
- [Bo72] J. Bonn, G. Huber, H.J. Kluge, U. Köpf, L. Kugler, E.W. Otten, Phys. Lett. 38B (1972) 308

- [Br74] R.A. Braga and D.G. Sarantites, Phys. Rev. C9 (1974) 1493
- [Bu67] J. Burde, R.M. Diamond and F.S. Stephens, Nucl. Phys. A92 (1967) 306
- [Ca73] M. Cailliau, J. Letessier, H. Flocard and P. Quentin, Phys. Lett. 46B (1973) 11
- [Ca74] M. Cailliau, thèse Orsay (1974)
- [Cl71] D. Cline, Colloque sur les noyaux de transition, Orsay (1971) 4
- [Da60] A.S. Davýdov and A.A. Chaban, Nucl. Phys. 20 (1960) 499
- [De72] M.A. Deleplanque, Thèse 3ème cycle, Orsay (1972)
- [De73] M.A. Deleplanque, C. Gerschel, N. Perrin and P. Quentin, Phys. Lett. 46B (1973) 317
- [De174] M.A. Deleplanque, C. Gerschel, N. Perrin, B. Ader et M. Ishihara, Lettres au J. de Phys. 35 (1974) L 237
- [De274] M.A. Deleplanque, C. Gerschel, N. Perrin and P. Quentin, Izvestia de l'Académie des Sciences de Moscou 38 n° 10 (1974) 2022
- [De175] M.A. Deleplanque, C. Gerschel, N. Perrin, à paraître
- [De275] M.A. Deleplanque, C. Gerschel, N. Perrin et V. Berg, Nucl. Phys. A249 (1975) 366
- [De375] M.A. Deleplanque et al. Lettres au J. de Phys. 36 (1975) L 205
- [De475] M.A. Deleplanque, C. Gerschel, M. Ishihara, N. Perrin et B. Ader, C.R. Acad. Sc. Paris, 280, (1975) 515
- [De575] M.A. Deleplanque et al. Congrès de la Soc. Française de Phys., Dijon (1975) 132
- [De675] M.A. Deleplanque et al., J. de Phys. 36 (1975) C5-97
- [Di66] R.M. Diamond, E. Mathias, J.O. Newton, and F.S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 1205
- [Di73] F. Dickmann and K. Dietrich, Z. Phys. 263 (1973) 271
- [Di74] F. Dickmann and K. Dietrich, Z. Phys. 271 (1974) 417
- [Di75] R.M. Diamond, 8th Summer School on Nuclear Physics, Mikořajki (1975), preprint LBL - 4081
- [Ek72] C. Ekström, S. Ingelman, N. Olsmats and B. Wannberg, Nucl. Phys. A. 194 (1972) 237
- [Ep72] R.E. Eppley et al. Phys. Rev. C5 (1972) 1084
- [Fa72] A. Faessler, U. Götz, B. Slavov and T. Ledergerber Phys. Lett. 39B (1972) 579
- [Fi72] M. Finger et al. Nucl. Phys. A188 (1972) 369

- [F173] H. Flocard, P. Quentin, A.K. Kerman, D. Vautherin, Nucl. Phys. A203 (1973) 433
- [Fr75] S. Frauendorf, V.V. Pashkevich, Phys. Lett. 55B (1975) 365
- [Fri75] H.G. Friederichs et al., Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 745
- [Ga74] J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort and X. Tarrago, Phys. Rev. C (1974) 1018
- [Ga75] J. Galin, communication privée
- [Ge68] C. Gerschel, Nucl. Phys. A168 (1968) 337
- [Ge72] C. Gerschel, non publié
- [Ge73] C. Gerschel, notes de cours "Heavy ion, high spin states and Nuclear Structure", Trieste, vol. 1 (1973) 425
- [Ge75] C. Gerschel, à paraître
- [Gö72] U. Götz, H.C. Pauli, K. Alder, and K. Junker, Nucl. Phys. A192 (1972) 1
- [Gr62] J.R. Grover, Phys. Rev. 127 (1962) 2142
- [Gr67] J.R. Grover and J. Gilat, Phys. Rev. 157 (1967) 803, 814, 823, 832
- [Ha73] D. Habs et al. Proc. of Int. Conf. and Nuclear Physics, Munich (1973) 183
- [Hj70] S.A. Hjorth et al. Nucl. Phys. A144 (1970) 513
- [Hö75] A. Höglund, V. Berg, B.R. Erdal, J. Jastrebski, P. Kilcher, S.G. Malmkog, annuaire IPNO (1975) 5
- [Is74] M. Ishihara, R. Broda, G. Hagemann, B. Herskind, S. Ogaza and H. Ryde, Ecole d'été de Varennes (1974)
- [Ki63] L.S. Kisslinger and R.A. Sorensen, Rev. of Mod. Phys. 35 (1963) 853
- [K174] P. Kleinheinz, R.K. Sheline, M.R. Maier, R.M. Diamond and F.S. Stephens, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 68
- [Ko58] H. Kopfermann, Nuclear Moments, Acad. Press. inc, New-York (1958)
- [Ko75] D. Kolb et C.Y. Wong, Nucl. Phys. A245 (1975) 205
- [Ku66] K. Kumar and M. Baranger, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 1146
- [Ku67] K. Kumar and M. Baranger, Nucl. Phys. A92 (1967) 608
- [Ku68] K. Kumar and M. Baranger, Nucl. Phys. A122 (1968) 273
- [Ku70] K. Kumar, Phys. Rev. 1 (1970) 369
- [Le67] C.M. Lederer, J.M. Hollander, and I. Perlman, Table of Isotopes, sixth edition (J. Wiley, New-York) 1968

- [Le73] J.R. Leigh, K. Nakai, K.H. Maier, F. Pühlhofer, F.S. Stephens and R.M. Diamond, Nucl. Phys. A213 (1973) 1
- [Li73] T. Lindblad, R. Bethoux, R.H. Price and P. Kleinheinz, Nucl. Phys. A217 (1973) 459
- [Li75] R.M. Lieder, H. Beuscher, W.F. Davidson, A. Neskakis, and C. Mayer Böricke, Nucl. Phys. A248 (1975) 317
- [Me74] J. Meyer-ter-Vehn, F.S. Stephens and R.M. Diamond, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 1383
- [Me75] J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Phys. A249 (1975) 111 et 141
- [Mo59] B.R. Mottelson, The many body problem, Les Houches (Dunod) Paris (1959) 283
- [Mo73] B.R. Mottelson, non publié
- [My65] W. Myers and W. Swiatecki, Nuclear masses and deformations, UCRL 11980
- [Na70] Y. Nagai, M. Akiba, K. Hisatake, J. Phys. Soc. Japan 29 (1970) 790
- [Na73] K. Nakai, P. Kleinheinz, J.R. Leigh, K.H. Maier, F.S. Stephens, R.M. Diamond and G. Lovoiden, Phys. Lett. 44B (1973) 443
- [Ne69] J.O. Newton, Progress in Nuclear Physics (1969), Pergamon Press.
- [Ne74] K. Neergard, P. Vogel, M. Radomski, Nucl. Phys. A238 (1975) 199
- [Ne75] J.O. Newton, J.C. Lisle, G.D. Dracoulis, J.R. Leigh, and D.C. Weissner, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 99
- [Ng75] C. Ngô, thèse Orsay (1975)
- [Ni74] S.G. Nilsson, J.R. Nix, P. Möller, and I. Ragnarsson, Nucl. Phys. A222 (1974) 221
- [No71] E. Nolte, thèse, Munich (1971)
- [No75] E. Nolte and P. Vogt, Z. Physik A275 (1975) 33.
- [Nu73] Nuclear Data Sheets, Acad. Press Inc (1973)
- [Oh72] H. Ohlsson, University of Stockholm, Institute of Physics, report 72-05 (1972)
- [Pa75] V. Paar, séminaire Orsay, (1975)
- [Pi75] M. Piiparinen et al. Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1110
- [Pr73] D. Proetel et al. Nucl. Phys. A226 (1973) 237
- [Pr74] D. Proetel, R.M. Diamond and F.S. Stephens, Nucl. Phys. A231 (1974) 301
- [Qu70] P. Quentin and R. Babinet, Nucl. Phys. A156 (1970) 365

- [Ra71] D. Rabenstein and H. Vonach, Z. Naturforsch 26a (1971) 458
- [Ra75] A.V. Ramayya et al. Phys. Rev. C (1975) 1360
- [Ri73] F.A. Rickey, P.C. Simms, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 404
- [So73] R.A. Sorensen, Reviews of Modern Physics 45 (1973) 353
- [St53] N.R. Steenberg, Can. J. Phys. 31 (1953) 204
- [St67] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A95 (1967) 420
- [St172] F.S. Stephens, R.M. Diamond, J.R. Leigh, T. Kammuri, K. Nakai, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 438
- [St73] F.S. Stephens, R.M. Diamond and S.G. Nilsson, Phys. Lett. 44B (1973) 429
- [St75] F.S. Stephens, Reviews of Modern Physics, 47 (1975) 43
- [Tj174] P.O. Tjom, F.S. Stephens, R.M. Diamond, J. de Boer, and W.E. Meyerof, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 593
- [Tj274] P.O. Tjom, M.R. Mafer, D. Benson, F.S. Stephens, and R.M. Diamond, Nucl. Phys. A231 (1974) 397
- [Va72] D. Vautherin and D.M. Brink, Phys. Rev. C5 (1972) 626
- [Va73] D. Vautherin, Phys. Rev. C7 (1973) 296
- [Va75] D. Vautherin, rapport de la 3ème session d'études de la Toussuire (1975) C5
- [Vi74] Ch. Vieu, J.S. Dionisio, Proceedings of the topical conference on problems of vibrational nuclei, Zagreb (1974)
- [Wa67] D. Ward, F.S. Stephens, and J.O. Newton, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1247
- [We64] G.K. Wertheim, Mössbauer effect : principles and applications, Acad. Press. New-York and London (1964)
- [Ya67] T. Yamazaki, Nuclear data, section A, 3 n° 1 (1967) 1
- [Ze75] K.O. Zell, H.G. Friederichs, B. Heitz, P. von Brentano, and C. Protop, Z. Physik A272 (1975) 27

