



**HAL**  
open science

# La Spectroscopie laser appliquée à la physique nucléaire

François Le Blanc

► **To cite this version:**

François Le Blanc. La Spectroscopie laser appliquée à la physique nucléaire. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2001. tel-00001401

**HAL Id: tel-00001401**

**<https://theses.hal.science/tel-00001401>**

Submitted on 13 Jun 2002

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

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



# INTRODUCTION

En physique nucléaire, l'étude de la forme des noyaux est un sujet fondamental puisqu'elle mène à la compréhension du comportement de la matière nucléaire à basse ou à haute énergie d'excitation par rotation ou vibration. Principalement, les valeurs des moments quadrupolaire électrique (signant la forme du noyau) et dipolaire magnétique sont importantes à déterminer car elles sont fortement liées au degré de pureté des fonctions d'onde décrivant une configuration nucléaire.

La spectroscopie laser, où on utilise le cortège électronique pour sonder le noyau, est un complément indispensable à la spectroscopie nucléaire dans la mesure où on peut extraire deux observables liés à la forme du noyau indépendamment des modèles nucléaires : la variation du rayon carré moyen de charge et le moment magnétique. Le moment quadrupolaire peut être obtenu en faisant l'hypothèse que le noyau possède une symétrie axiale. Ainsi, on extrait la variation du rayon de charge entre deux noyaux à partir du déplacement isotopique et le moment quadrupolaire à l'aide de la structure hyperfine. La spectroscopie atomique permet également d'atteindre directement le moment magnétique (à partir de la structure hyperfine) des états fondamentaux et isomériques nucléaires. De nombreuses chaînes isotopiques ont été étudiées par spectroscopie laser et une région de masse particulièrement intéressante est sans doute celle située aux alentours de  $A=190$  où des transitions de forme, changements de déformation entre isotopes voisins et des coexistences de formes dans un même noyau ont été mis en évidence. Dans cette région, la mesure des observables liés à la forme des noyaux déficients en neutrons constitue un test sévère des modèles nucléaires.

Depuis environ 30 ans et le développement continu des lasers, de nombreuses méthodes de spectroscopie laser ont été employées et appliquées à la physique nucléaire. Une des meilleures méthodes pour atteindre ces grandeurs est la spectroscopie colinéaire grâce à l'excellente résolution des spectres hyperfins qu'elle permet d'obtenir. Cependant, les mesures sont effectuées directement sur les faisceaux d'ions produits, par exemple, par un séparateur fonctionnant en ligne avec un accélérateur et il est donc très difficile d'étudier les éléments

réfractaires à cause des températures élevées nécessaires à leur extraction de la source d'ions. Si l'on profite de la filiation radioactive en utilisant un faisceau d'ions "père" ou "grand père" de ces éléments, on peut attendre la décroissance radioactive et créer sa propre source d'ions d'atomes réfractaires. Pour cette raison l'expérience COMPLIS (Collaboration for spectroscopy Measurements using a Pulsed Laser Ion Source) utilise la spectroscopie laser par ionisation résonante d'atomes obtenus par désorption laser. D'autre part, l'implantation des atomes radioactifs dans une cible permet d'accumuler les isotopes descendants et ainsi de travailler sur un nombre d'ions beaucoup plus important que dans le cas de la spectroscopie colinéaire.

Pour fonder un groupe de spectroscopie laser à l'IPN d'Orsay, une collaboration a été entreprise entre le laboratoire Aimé Cotton d'Orsay et le Foster Radiation Laboratory de l'Université Mc Gill à Montréal. C'est dans le cadre de cette coopération naissante que j'ai effectué ma thèse. Nous avons construit un premier système expérimental baptisé PILIS (Post ISOCELE Laser Ion Source) installé auprès du séparateur en ligne ISOCELE à l'IPN. Après les résultats extrêmement prometteurs obtenus sur les isotopes d'or et de platine qui ont fait l'objet de ma thèse, la collaboration s'est élargie à l'Institut de Physique de l'Université de Mayence et nous avons reconstruit un ensemble expérimental basé sur le même principe à ISOLDE au CERN après la fermeture pour la physique du synchrocyclotron d'Orsay. C'est à la mise en œuvre et au développement de l'expérience COMPLIS que j'ai consacré l'essentiel de mon travail depuis ma thèse.

Parallèlement nous avons effectué une expérience très délicate de spectroscopie laser colinéaire sur un faisceau isomérique de  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  ( $T_{1/2}=31$  ans). Par ailleurs, il faut souligner que les études de spectroscopie nucléaire sont indispensables à la spectroscopie laser dans la mesure où elles permettent d'accéder aux valeurs des spins et aux périodes des états nucléaires étudiés qui doivent être connus avant d'entreprendre une mesure de structure hyperfine. L'activité du groupe est donc centrée sur les études de spectroscopie laser et nucléaire par radioactivité ou par réactions (ions lourds,  $xn\gamma$ ) mais j'ai choisi de développer dans ce mémoire la partie laser car ces expériences ont constitué l'essentiel de mon activité à l'IPN.

Dans un premier chapitre, je présenterai la problématique physique, c'est-à-dire l'utilité d'étudier la forme du noyau, puis je développerai l'intérêt de la région de masse étudiée. Je détaillerai ensuite le principe expérimental pour les deux types d'étude de spectroscopie laser :

la spectroscopie colinéaire et l'expérience COMPLIS basée sur la spectroscopie par ionisation résonnante. La partie suivante sera consacrée aux résultats obtenus et à leur interprétation : sur le noyau  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  pour la partie spectroscopie colinéaire et sur les séries isotopiques des noyaux d'or et de platine pour la partie COMPLIS. Finalement, je conclurai en montrant les perspectives qu'offre la spectroscopie laser aussi bien pour la physique nucléaire que pour la production de faisceau d'ions.



# PROBLEMATIQUE PHYSIQUE ET REGION DE MASSE

## I. La forme des noyaux

L'existence d'un moment quadrupolaire associé à une déformation globale du noyau a été bien établie de 1944 à 1955 pour la région des terres rares par des études de structure hyperfine, de déplacements isotopiques et d'excitation coulombienne [Fo 61]. En 1955, S.G. Nilsson montra le lien entre la déformation du noyau et la répartition en énergie des orbitales nucléaires [Sg 55] par l'extension du modèle de Bohr et Mottelson [Bo 52]. Ceci a posé les bases de la physique nucléaire moderne.

On obtient des informations sur la forme nucléaire à partir de plusieurs grandeurs mesurables notamment le rayon carré moyen de charge du noyau et son énergie totale. Quand cette énergie est minimale le noyau est à l'équilibre et sa déformation peut être déterminée. Celle-ci est obtenue par le calcul des surfaces d'énergie potentielle où l'énergie est tracée en fonction de deux paramètres de déformation : l'élongation du noyau représentée par le paramètre  $\beta$  et la déviation par rapport à la symétrie axiale représentée par le paramètre  $\gamma$ .

Les concepts de forme et de déformation étant des notions macroscopiques, le noyau a tout d'abord été représenté comme une goutte liquide susceptible de se déformer. Le rayon vecteur  $R(\theta, \varphi)$  de la surface nucléaire est décrit à l'aide des fonctions harmoniques sphériques  $Y^*(\theta, \varphi)$  [Bo 75] :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[ 1 + \sum_{\lambda=2}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \right]$$

$R_0$  est le rayon sphérique et  $\alpha_{\lambda\mu}$  les paramètres de déformation.  $\lambda$  représente l'ordre de la déformation. La figure 1 illustre les formes que peut prendre le noyau aux différents ordres en  $\lambda$ . A basse énergie d'excitation, seuls les modes de vibration de la surface et les modes de rotation sont prédominants. Bien que la goutte liquide reproduise l'ordre de grandeur de

l'énergie totale du noyau, cette approche collective a un inconvénient : elle favorise la forme sphérique.

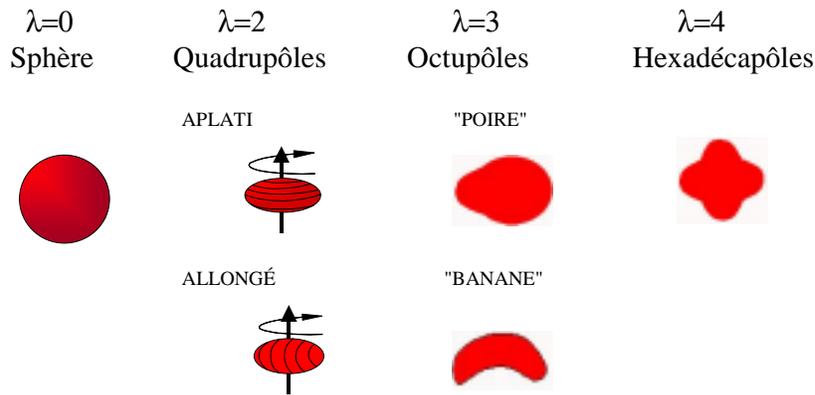


Figure 1 : Paramétrisation du rayon nucléaire et formes des noyaux les plus couramment observées de l'ordre 0 à l'ordre 4 [Ga 99].

Une deuxième approche consiste à traiter les nucléons individuellement se déplaçant dans un champ moyen. Il s'agit par exemple du modèle de Nilsson qui utilise comme base un potentiel d'oscillateur harmonique modifié dépendant des coordonnées décrivant la déformation. L'énergie totale est alors calculée après décomposition de l'hamiltonien total décrivant le noyau en une partie oscillateur modifié, une partie spin-orbite et une partie moment angulaire. On peut alors calculer cette énergie totale du noyau en fonction de  $\beta$ . La déformation du noyau à l'équilibre est obtenue pour la valeur minimale de l'énergie totale. Cette méthode reproduit bien l'ordre de grandeur de la déformation du noyau mais ne permet pas de retrouver les bonnes valeurs de l'énergie de liaison totale ni les valeurs de l'énergie potentielle à très grande déformation.

Pour obtenir une description correcte des propriétés statiques du noyau, V.M. Strutinsky [St 67] a écrit l'énergie de déformation comme la somme d'une énergie de goutte liquide rendant compte du comportement moyen du noyau et d'une énergie de correction de couches tirée du modèle de Nilsson. On obtient par cette méthode une meilleure description de l'énergie totale du noyau et de sa déformation à l'équilibre. Ce remarquable produit

théorique (modèle de Nilsson-Strutinsky) incorpora de façon particulièrement économique l'essentiel des concepts de champ moyen nucléaire.

Une première approche consiste à traiter le noyau comme des particules indépendantes soumises à un potentiel central dans lequel les nucléons sont rangés sur des couches comme cela est le cas pour le modèle de Nilsson. Plusieurs potentiels peuvent être alors utilisés. Le potentiel de Woods-Saxon déformé en est une illustration et est employé dans de nombreux cas. Les nucléons au centre du noyau ne sont soumis en première approximation à aucune force ; le potentiel augmente à la surface du noyau puis s'annule rapidement. Une représentation en est montrée Figure 2.

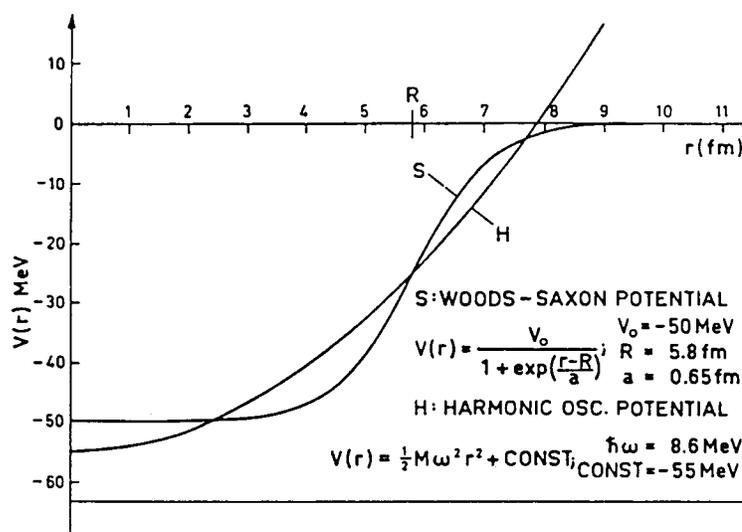


Figure 2 : Le potentiel de Woods-Saxon et son expression.

Cette méthode traite l'interaction résiduelle particule-particule en l'additionnant à l'énergie totale sous forme d'une force monopolaire d'appariement dans l'approximation BCS. Le potentiel comporte un jeu de 6 paramètres qui sont ajustés pour les noyaux de masse  $\geq 40$  [Na 85]. Après obtention de l'énergie minimale pour chaque point de déformation  $\beta$  et  $\gamma$ , les surfaces d'énergie sont tracées pour une fréquence de rotation (ou spin) donnée.

Une autre approche consiste à traiter le noyau de façon entièrement microscopique en utilisant une interaction à 2 corps à partir de laquelle on construit le champs moyen résultant de l'interaction effective entre les nucléons décrits par leurs fonctions d'onde individuelles. Deux types de forces effectives ont donc été élaborées. Une force de portée

nulle dite de Skyrme [Va 72] et l'autre de portée finie dite de Gogny [De 80]. Dans les deux cas, on résout l'équation aux valeurs propres de l'hamiltonien total de Bohr représentant le noyau dans le sous espace des fonctions d'onde restreintes au déterminant de Slater. La résolution de cette équation consiste en une minimisation itérative de la valeur moyenne de cet hamiltonien. On obtient finalement une représentation de l'énergie totale du noyau qu'on peut tracer sous forme de surface d'énergie potentielle en fonction de  $\beta$  et  $\gamma$  ceci pour un spin donné. Pour décrire cet hamiltonien, ces deux forces peuvent donc être employées.

#### 1) Méthode Hartree-Fock+BCS avec la force de Skyrme.

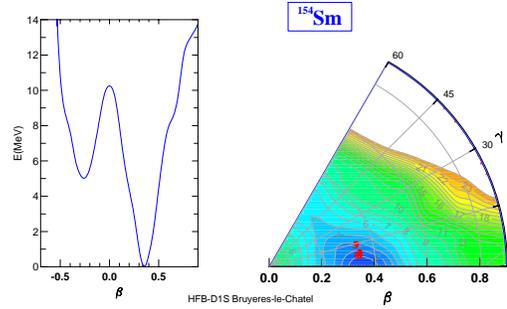
Cette force a été construite de manière à n'avoir que des termes de très courte portée à l'aide d'une dépendance en  $r$  de type delta, ce qui génère un champ moyen local. Elle comprend 8 paramètres qui sont ajustés sur les propriétés statiques des noyaux stables (rayon, énergie de liaison). L'appariement des nucléons est traité dans l'approximation BCS.

#### 2) Méthode Hartree-Fock-Bogolyubov utilisant la force de Gogny.

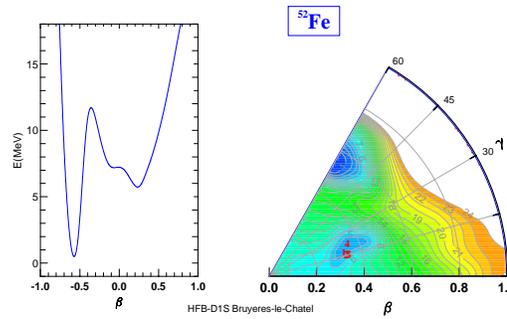
Une dépendance gaussienne en  $r$  dans la partie centrale du potentiel donne une portée finie à cette force tandis que les termes spin-orbite et dépendance en densité sont caractérisés par des expressions de portée nulle. Comme la force de Skyrme, elle comprend également 8 paramètres ajustés pour toute la table de masse. L'appariement est traité selon le formalisme de Bogolyubov qui tient compte de la symétrie par renversement du temps.

La Figure 3 représente les trois formes que peut prendre le noyau à l'ordre quadrupolaire illustrées par son énergie potentielle décrite dans le plan  $(\beta, \gamma)$ . Il s'agit de calculs Hartree-Fock-Bogolyubov effectués avec la force de Gogny par M. Girod [Gi 98] représentant la forme du noyau à l'équilibre obtenue à son minimum d'énergie potentielle. La courbe située à gauche de chaque surface d'énergie potentielle représente les intersections de cette surface d'énergie avec les plans axiaux c'est-à-dire pour  $\gamma=0$  et  $\gamma=60^\circ$ . Le noyau  $^{154}\text{Sm}$  est bien représentatif d'une forme allongée puisque son minimum est situé à  $\beta=0,35$  pour  $\gamma=0$ . Le noyau  $^{52}\text{Fe}$  est très aplati dans son état fondamental avec  $\beta= 0,57$  et pour  $\gamma=60^\circ$ . Quant au noyau  $^{186}\text{Pt}$  la coexistence de formes apparaissant sur la courbe d'énergie potentielle correspond en fait à un minimum triaxial situé à  $\beta= 0,25$  pour  $\gamma=20^\circ$ . Ces calculs illustrent clairement la déformation au deuxième ordre que peut prendre le noyau.

## Noyau allongé



## Noyau aplati



## Noyau triaxial

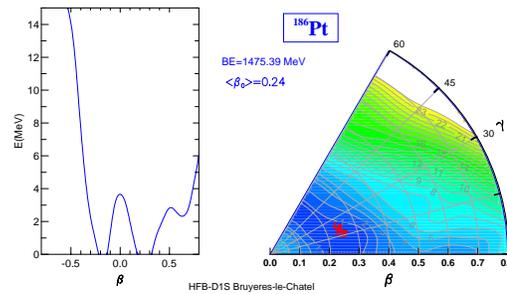


Figure 3 : Illustration de la forme des noyaux à l'ordre quadrupolaire par trois exemples :  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{52}\text{Fe}$  et  $^{186}\text{Pt}$ .

Sur la Figure 4 nous avons représenté la comparaison entre les différents calculs utilisant la méthode Hartree-Fock et ceci pour 2 noyaux :  $^{186}\text{Pt}$  et  $^{180}\text{Pt}$ . Deux types de calcul sont

présentés : les calculs microscopiques où le champ moyen de Hartree-Fock est généré à l'aide d'une interaction effective nucléon-nucléon (**A** [Gi98], **B** [Re 86] et **D** [Gi 98]) et le modèle à particules indépendantes qui utilise le potentiel de Wood-Saxon (**C**, **F** [We 95] et **E** [Ce 90]).

En ce qui concerne le noyau  $^{186}\text{Pt}$ , 2 calculs sur 3 prédisent une forme "prolate" ou allongée axiale à l'équilibre (**B** et **C**). Seul **A** prédit un noyau triaxial.

Pour le noyau  $^{180}\text{Pt}$ , seuls les calculs de T. Werner et J. Dudek (**F**) prédisent une coexistence de forme prolate-oblate (allongée-aplatie). Les 2 autres calculs prédisent un noyau prolate. Pour ces 3 calculs, les valeurs des déformations  $\beta$  se situent entre 0,2 et 0,3.

En général, les déformations que peut prendre un noyau sont représentatives de la répartition des nucléons dans la matière nucléaire et du comportement collectif de cette matière. Cette figure montre le spectre des résultats théoriques qui coexistent pour représenter un noyau dans son état fondamental et que le problème est loin d'être complètement élucidé notamment dans la région dite de transition autour de  $A=190$ . Pour cette raison et donc pour contraindre les modèles nucléaires, les paramètres de déformation doivent être déterminés expérimentalement.

## II. La région de masse autour de $A=190$

Cette région de la table des isotopes est appelée région de transition puisqu'elle se situe entre les noyaux bien déformés des terres rares et le noyau sphérique doublement magique  $^{208}\text{Pb}$ . Depuis longtemps, des coexistences de formes pour un même noyau et des transitions de forme entre noyaux voisins ont été mises en évidence pour les états de basse énergie. La figure 5 illustre les instabilités de la forme nucléaire dans la région de masse autour de  $A=190$  en terme de variation de rayon carré moyen de charge. Ces résultats représentent les mesures existantes avant que l'expérience COMPLIS ne soit opérationnelle :

Le déplacement isotopique mesuré dans les noyaux de mercure fait apparaître des variations brutales du rayon carré moyen de charge d'un isotope à l'autre pour les noyaux pairs-pairs et impairs très déficients en neutrons [Bo 72], [Ul 86], ceci en deçà de  $A=186$ . Cela signe un très grand changement de déformation entre les noyaux pairs et leurs

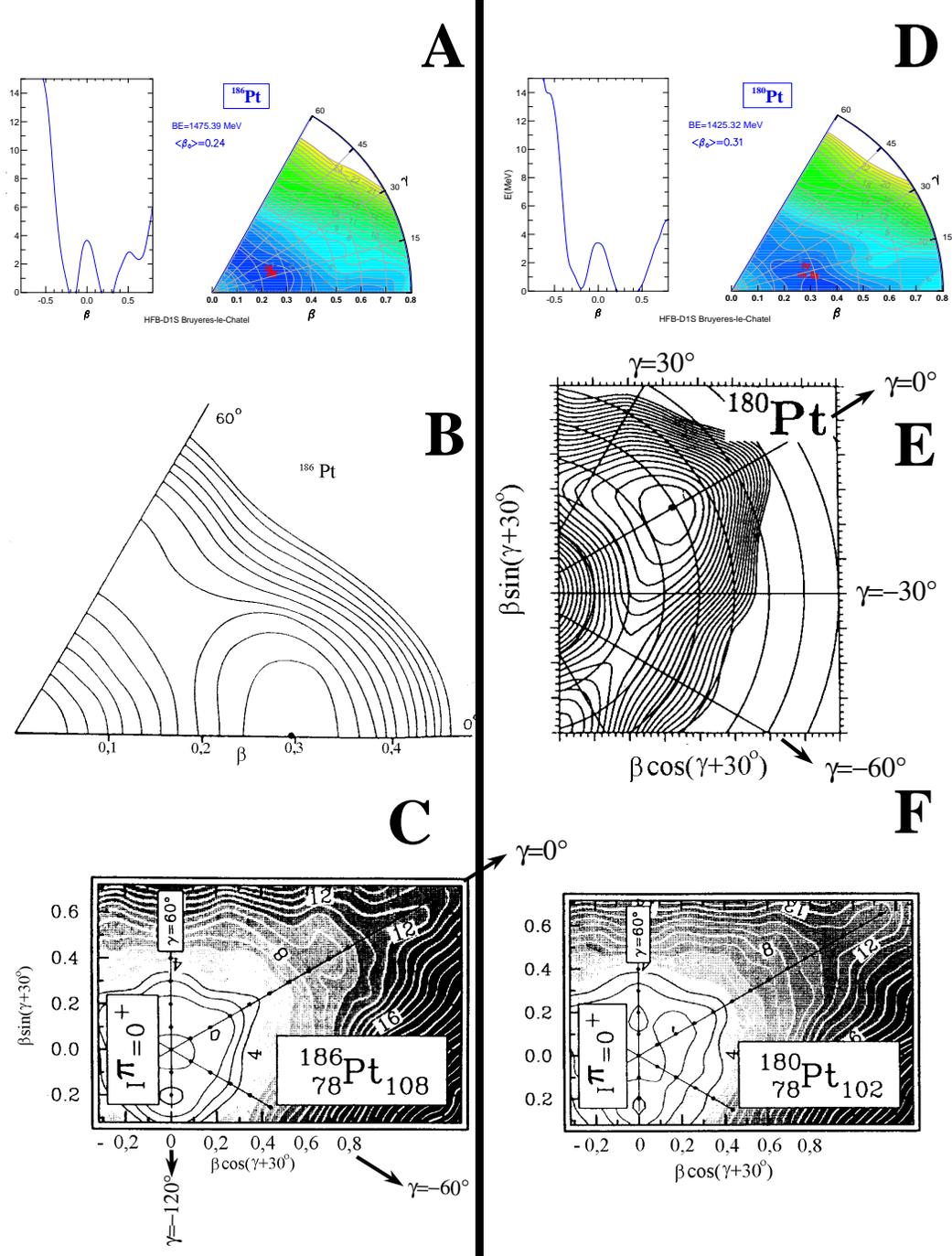


Figure 4 : Comparaison des surfaces d'énergie potentielle pour différents calculs de 2 noyaux dans leur état fondamental :  $^{186}\text{Pt}$  (à gauche) et  $^{180}\text{Pt}$  (à droite). A et D sont issus de calculs utilisant la force de Gogny et B la force de Skyrme III. Les surfaces C, E et F sont issus de calculs utilisant le potentiel de Woods-Saxon.

voisins impairs. De plus, dans le noyau  $^{185}\text{Hg}$ , une grande différence de rayon a été mesurée entre les états fondamental  $1/2^-$  et isomérique  $13/2^+$ , révélant une coexistence de 2 déformations pour ces deux états ce qui a été interprété comme une coexistence des formes oblate et prolate [Da 79]. Parallèlement, des mesures effectuées en spectroscopie nucléaire sur les noyaux pairs-pairs déficitaires en neutrons ont montré l'existence de deux bandes rotationnelles, avec des moments d'inertie très différents, construites sur deux états  $0^+$  suggérant également une coexistence de formes. Enfin, des études menées à l'aide de réactions d'ions lourds ont également mis en évidence une coexistence de formes dans les états de hauts spins des noyaux  $^{185,187,189}\text{Hg}$  [Ha 88].

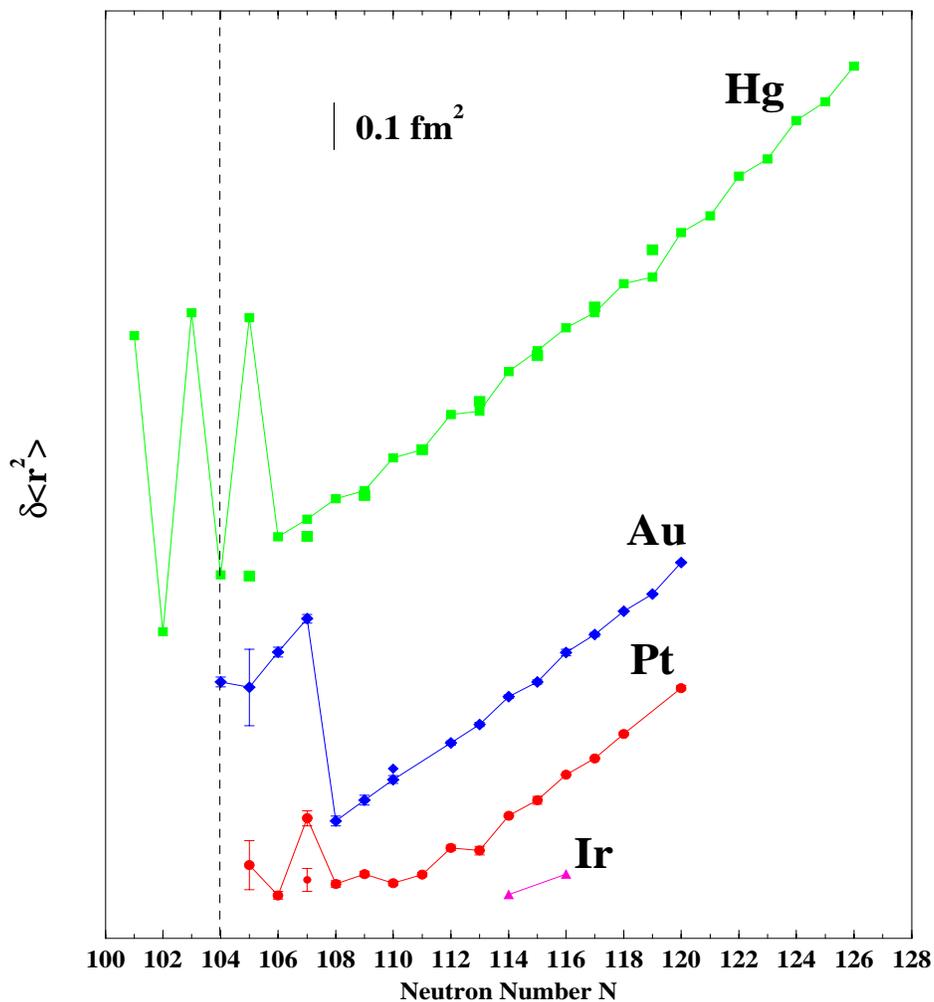


Figure 5 : Variation du rayon carré moyen de charge pour les éléments situés autour de  $A=190$  : "état de l'art" avant COMPLIS.

Dans les noyaux d'or une brusque variation du rayon a été observée entre les isotopes  $^{187}\text{Au}$  et  $^{186}\text{Au}$  montrant un grand changement de déformation [Wa 89, Sa 90]. En structure nucléaire, l'étude des niveaux de hauts spins a mis en évidence des coexistences de formes oblate et prolata pour les noyaux  $^{185,187,189}\text{Au}$  [Del 75].

Dans les noyaux de platine, des mesures de radioactivité effectuées sur des noyaux pairs-pairs ont mis en évidence une forte diminution des énergies des premiers états  $2^+$  et  $4^+$  entre  $A=188$  et  $A=186$  puis une augmentation de ces même énergies à partir de  $A=178$  [Fi 72, Dr 86] (voir Figure 6a). Ces variations des énergies donc des moments d'inertie suggèrent fortement des changements de déformation dans ces isotopes. De même, la présence d'un deuxième état excité  $2_2^+$  à basse énergie est une forte indication de triaxialité pour tous ces noyaux pairs-pairs. En 1987 pendant ma thèse, nous avons observé, avec le système expérimental PILIS, une forte augmentation de la déformation pour la masse 186 par la mesure des variations du rayon de charge par spectroscopie laser [Le 88]. La figure 6 représente la variation du rayon de charge que nous avons mesurée pour les isotopes pairs en comparaison avec la variation des énergies des premiers niveaux nucléaires excités. L'augmentation du moment d'inertie de la bande rotationnelle construite sur l'état fondamental, entre  $A=188$  et  $A=186$  se traduit par une importante augmentation du rayon de charge pour  $A=186$ . On peut donc s'attendre à ce que la diminution du moment d'inertie observée entre  $A=178$  et  $A=176$  entraîne une diminution importante du rayon de charge pour  $A=176$ . Pour étudier cette variation, il était nécessaire d'effectuer la mesure des paramètres de déformation des isotopes très déficients en neutrons.

Dans les noyaux d'iridium, les études de spectroscopie nucléaire prédisent une forme prolata pour tous les isotopes déficients en neutrons [Kr 85, Be 88, Sa 95]. En spectroscopie laser, seule la variation du rayon de charge entre les 2 isotopes stables  $^{191}\text{Ir}$  et  $^{193}\text{Ir}$  a été mesurée [Au 87]. De plus, une coexistence de formes a été observée dans le noyau  $^{186}\text{Ir}$  par la mesure des moments quadrupolaires spectroscopique [Se 96]. Il était donc important de mesurer la variation du rayon de charge entre l'état fondamental et l'état isomérique. Finalement, la mesure des moments magnétiques était importante à effectuer pour caractériser les états de protons de ces isotopes le plus loin possible de la vallée de stabilité.

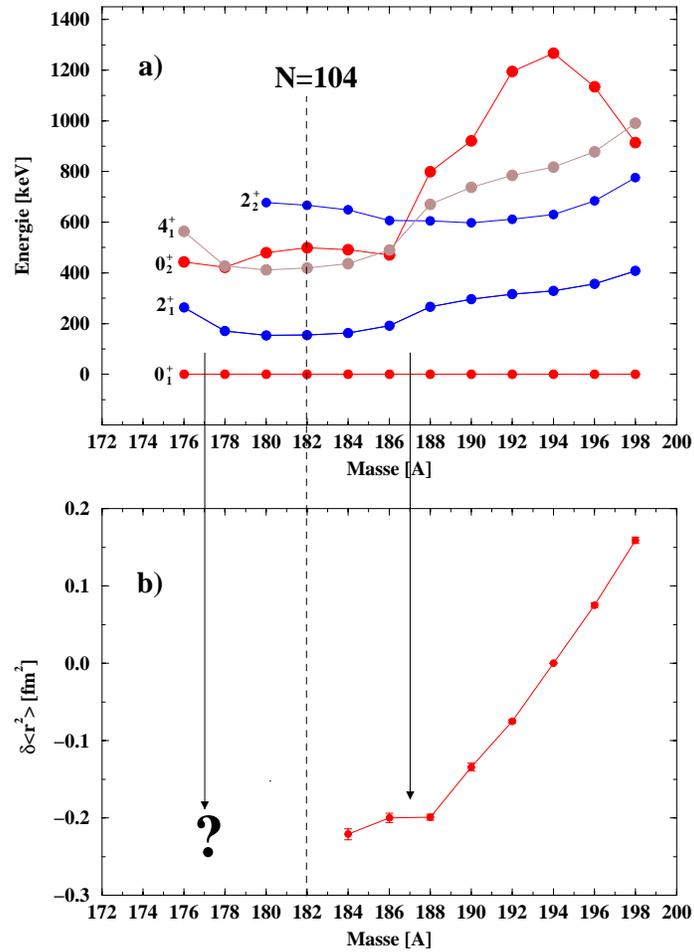


Figure 6 : Energies des niveaux de bas spins dans les noyaux de platine pairs (a) comparées avec l'évolution du rayon de charge de l'état fondamental (b).

Toutes ces études entreprises dans cette région montrent que la traversée du milieu de la couche neutron situé à  $N=104$  par les différents éléments s'accompagne d'instabilités de forme (voir figure 5).

Nous allons maintenant décrire les outils physiques qui nous permettent de mesurer, par la spectroscopie laser, 3 grandeurs de physiques nucléaires : les moments magnétique et quadrupolaire grâce à la structure hyperfine et la variation du rayon carré moyen de charge grâce au déplacement isotopique.

### III. Structure hyperfine et déplacement isotopique

Dans un atome, l'énergie des électrons comporte plusieurs termes : un terme magnétique, un terme électrostatique et un terme cinétique. L'interaction mutuelle des électrons est responsable de la structure fine (terme cinétique relativiste, couplage spin-orbite et terme de Darwin) et leurs interactions avec le noyau de la structure hyperfine.

Au premier ordre, cette dernière est une énergie de type magnétique. Le spin  $s$  de l'électron combiné à son moment orbital  $l$  produisent un champ magnétique  $\bar{H}_0$  au niveau du noyau proportionnel à  $\vec{l} + \vec{s}$ . Si ce noyau a un spin  $I$  non nul, il possède un moment magnétique  $\mu_I$ . L'interaction entre le champ  $\bar{H}_0$  et le moment magnétique  $\mu_I$  du noyau lève la dégénérescence sur les niveaux atomiques en donnant naissance à la structure hyperfine.

D'autre part, le noyau ayant une extension spatiale de sa charge, l'interaction électrostatique introduit une correction par rapport à l'énergie coulombienne qui s'exprime comme le produit de  $Q_s$  par  $dV$  où  $Q_s$  est le moment quadropolaire du noyau et  $dV$  le gradient de potentiel produit par les électrons au niveau du noyau. Les niveaux atomiques, dont la dégénérescence a été levée par l'interaction magnétique, sont déplacés en énergie si la distribution de charge n'est pas sphérique (spins des niveaux atomiques différents de 0 et 1/2).

Finalement, chaque niveau d'un multiplet hyperfin possède un moment angulaire total  $F$  fonction de  $I$  (spin du noyau) et de  $J$  (moment angulaire du niveau fin). Deux multiplets hyperfins sont reliés par des transitions hyperfines dont le nombre dépend de  $I$  et des moments angulaires  $J$  des deux états atomiques. La règle de sélection des transitions est la suivante :  $\Delta F = 0, \pm 1$  avec  $F = 0 \rightarrow F = 0$  interdit. Les intensités de ces transitions, chacune fonction de  $I, J$  et  $F$ , sont appelés coefficients de Russel-Saunders. La figure 7 donne un exemple de la décomposition d'une transition optique par l'interaction hyperfine dans l'isotope  $^{189}\text{Pt}$ .

L'énergie  $W_F$  de chaque niveau hyperfin s'écrit comme une combinaison linéaire des constantes de structure hyperfine magnétique  $A$  et électrostatique  $B$  pour un niveau fin comme on peut le voir sur la figure 7. La constante  $A$  est reliée au moment magnétique  $\mu_I$  par la relation :  $A = \frac{\mu_I \cdot \bar{H}_0}{I \cdot J}$ , où  $\bar{H}_0$  est le champ magnétique créé à l'intérieur du noyau par le mouvement des électrons. De la même façon, la constante  $B$  est reliée au moment

quadrupolaire spectroscopique  $Q_s$  qui représente la projection du moment intrinsèque du noyau sur son axe de symétrie par la relation :  $B = eQ_s \cdot \varphi_{JJ}$ , où  $\varphi_{JJ}$  est le gradient de potentiel créé à l'origine dans le noyau par les électrons.

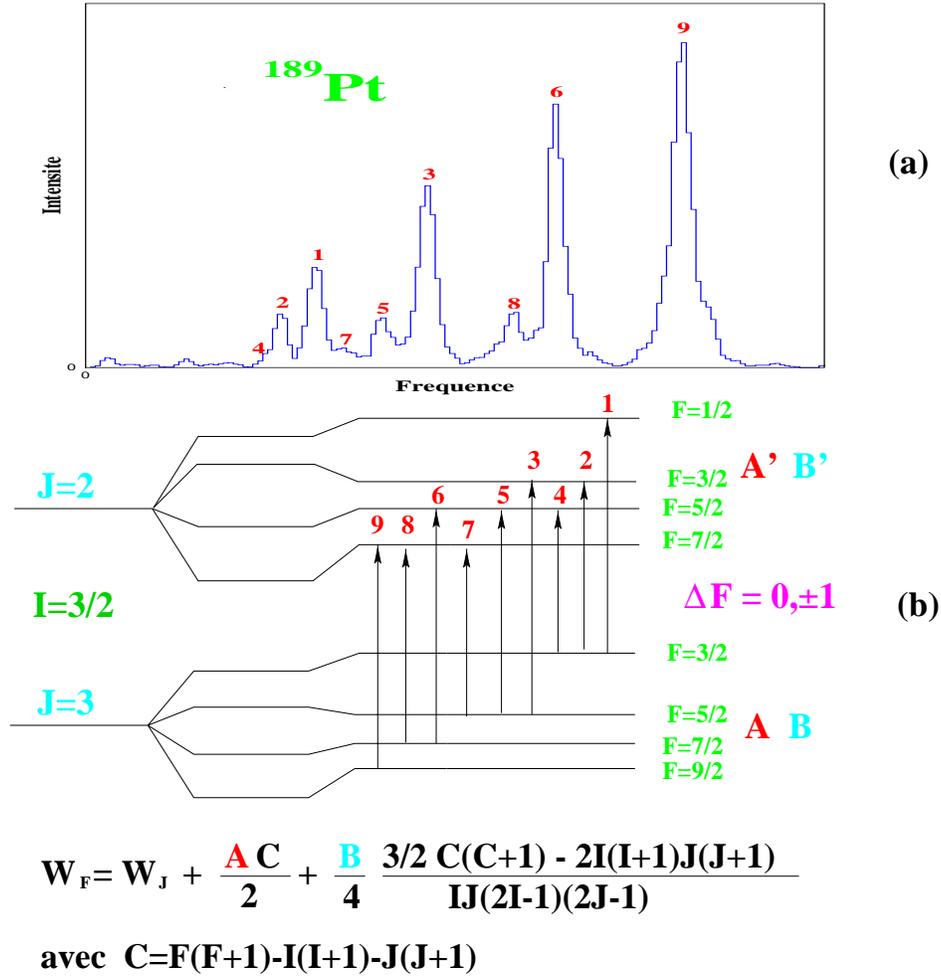


Figure 7 : Spectre hyperfin mesuré (a) de la structure hyperfine (b) dans l'isotope  $^{189}\text{Pt}$ .

La figure 7(a) montre un spectre hyperfin expérimental du platine 189. Chaque transition hyperfine correspond à une raie du spectre. Par la position en fréquence de chacune de celle-ci par rapport au centre de gravité du spectre, on extrait les quatre constantes  $A, A', B$  et  $B'$  des deux niveaux. Si on connaît les paramètres atomiques  $\bar{H}_0$  et  $\varphi_{JJ}$  (constants sur une chaîne isotopique car ils ne dépendent que de  $Z$ ), on peut extraire les deux paramètres nucléaires  $\mu_I$  et  $Q_s$  du noyau étudié. En revanche, si  $I$  ou  $J$  est égal à  $1/2$  on ne peut pas

extraire le moment quadrupolaire de l'état atomique car on ne peut pas mesurer  $B$ . Si  $I$  ou  $J$  est égal à 0, il n'y a pas de structure hyperfine de l'état et donc aucune mesure de moment nucléaire n'est possible (cf l'expression de  $W_F$  Fig. 6).

Sur une série isotopique, le déplacement des centres de gravité des structures hyperfines est appelé déplacement isotopique : celui-ci est illustré par la Figure 8 où la série de  $^{197}\text{Au}$  à  $^{184}\text{Au}$  est montrée. Le déplacement isotopique se décompose en deux parties : Le déplacement isotopique de masse et le déplacement isotopique de volume. Cette deuxième contribution s'explique de la manière suivante : quand on augmente le nombre de neutrons sur une chaîne isotopique, la densité de charge globale à l'intérieur du noyau diminue et le champ électrique ressenti par les électrons présents dans le noyau diminue. Les niveaux électroniques se resserrent donc d'autant plus que les isotopes sont riches en neutrons. Cela donne donc naissance au déplacement isotopique de volume. Par ailleurs, comme le rayon carré moyen de charge est directement lié au nombre de nucléons (typiquement en une loi en  $A^{1/3}$ ), le déplacement isotopique de volume est proportionnel à la différence du rayon carré moyen de charge. Le déplacement isotopique de masse est lui dû à l'énergie cinétique de l'atome qui est modifiée d'un isotope à l'autre celle-ci agissant sur les niveaux atomiques. Le déplacement isotopique de masse est en  $1/A^2$  et est généralement estimé (voir chapitre 4, paragraphe 2.B.B1) mais il ne représente qu'un dixième du déplacement isotopique de volume à partir de  $A \geq 100$ . Ainsi, la mesure du déplacement isotopique permet d'extraire le déplacement isotopique de volume. La variation du rayon carré moyen de charge s'obtient à partir de la relation  $\Delta v_{vol}^{A,A'} = F_\lambda \lambda^{A,A'}$  où  $F_\lambda$  est un paramètre atomique dépendant de la transition et est obtenu par des calculs relativistes de type type MCDF (Multi-Configuration-Dirac-Fock) [De 75, Gr 80] ou par un King-Plot [Ki 84].  $\lambda^{A,A'}$  est le paramètre nucléaire qui s'exprime comme un développement limité à l'ordre 3 de  $\delta\langle r_c^{2n} \rangle$ . On peut alors décomposer  $\delta\langle r_c^2 \rangle$  en une partie sphérique et une partie déformée. La partie sphérique se calculant à l'aide du modèle de la gouttelette liquide [Ah 88], la partie déformée ainsi déduite permet d'accéder à la variation de déformation  $\delta\langle \beta^2 \rangle$  entre deux isotopes. Si on connaît la déformation  $\beta$  d'un seul isotope (par exemple extraite d'une mesure de la probabilité de transition réduite  $B(E2)$ ), on peut utiliser cette valeur comme référence et extraire la valeur absolue de  $\beta$  pour les autres isotopes.

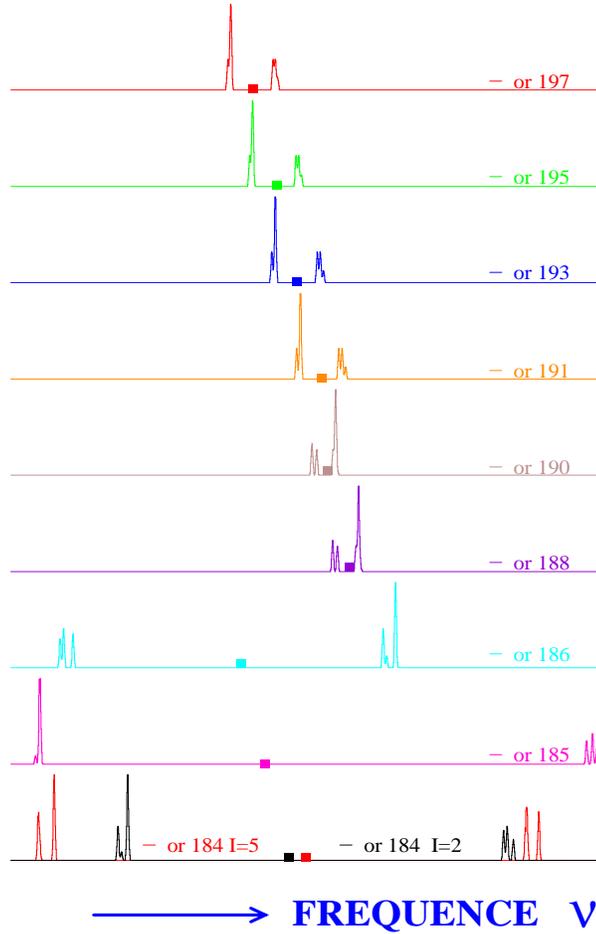


Figure 8 : Déplacement isotopique des atomes d'or

D'autre part on peut extraire la déformation du noyau par le biais du moment quadrupolaire  $Q_0$  dans le repère intrinsèque du noyau obtenue par la mesure de  $Q_s$ . On effectue le changement de repère en appliquant la loi suivante :

$$Q_0 = Q_s \cdot \frac{(I+1)(2I+3)}{3K^2 - I(I+1)}$$

Cette loi n'est valable que si l'état étudié du noyau est bien identifié par les bons nombres quantiques  $I$  et  $K$  (projection de  $I$  sur l'axe de symétrie du noyau) c'est-à-dire lorsque le noyau possède une symétrie axiale (voir figure 9). Le paramètre de déformation  $\beta$  est alors déduit avec son signe.

En conclusion, nous avons deux chemins indépendants pour mesurer le paramètre de déformation  $\beta$  : par la structure hyperfine et par le déplacement isotopique. A l'aide du premier, on mesure la constante de structure hyperfine électrostatique  $B$  ce qui donne accès sous certaines conditions à  $Q_0$  donc à  $\beta$ . Du déplacement isotopique on extrait la variation du rayon carré moyen de charge  $\delta \langle r_c^2 \rangle$  et on peut donc obtenir la variation de la déformation. Dans les deux cas on fait l'hypothèse d'une symétrie axiale du noyau. Dans le cas du déplacement isotopique, cette hypothèse n'intervient qu'au deuxième ordre donc ne change pas beaucoup la valeur de  $\beta$  mais dans le cas de la structure hyperfine il y a une grande sensibilité de  $\beta$  à la valeur de  $K$ . Quoiqu'il en soit, si les paramètres de déformation obtenus par les deux chemins sont égaux, cette hypothèse est vérifiée.

Dans ce qui suit, je vais décrire 2 types de méthodes expérimentales permettant de mesurer  $\mu_I$ ,  $Q$ , et  $\delta\langle r_c^2 \rangle$ .

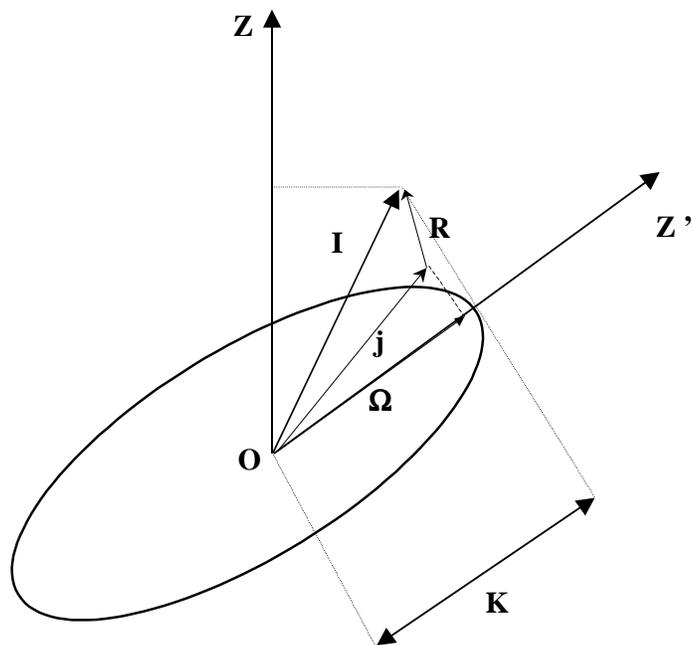


Figure 9 : Noyau à symétrie axiale :  $K$  est la projection du spin  $I$  suivant l'axe de symétrie  $Oz'$ .



# METHODES EXPERIMENTALES

En spectroscopie laser appliquée à la physique nucléaire, le but d'une expérience est de mesurer le spectre hyperfin de l'atome étudié. Plusieurs types de méthode peuvent être utilisées parmi lesquelles la technique RADOP (RAadioactive Detection of Optical Pumping) ou encore la fluorescence excitée par laser dans une cellule de résonance (voir [Ot 87]). Une des méthodes très largement appliquée pour une telle étude est la spectroscopie colinéaire sur un faisceau atomique produit par un séparateur d'isotope. L'avantage d'une telle méthode est la bonne efficacité obtenue (environ  $10^{-4}$  ce qui correspond à un photon détecté sur 10000 atomes) et la haute résolution qu'elle procure (de 20 à 60 MHz pour un spectre de 100 GHz de large) à condition que la dispersion en vitesse des atomes dans la direction du faisceau soit faible. Cependant, les éléments réfractaires sont difficilement accessibles par les séparateurs d'isotopes de type ISOL (Isotope Separator On Line). Par contre, ils peuvent être obtenus par décroissance radioactive d'isotopes produits par séparateur. Pour cette raison, nous avons construit un ensemble expérimental, baptisé PILIS puis COMPLIS, qui utilise la décroissance des isotopes radioactifs pour produire une source d'atomes réfractaires grâce à la désorption laser. Les atomes sont alors excités et ionisés par le processus RIS (Resonance Ionization Spectroscopy). L'efficacité d'une telle méthode est relativement bonne ( $10^{-5}$ ) mais la résolution atteint 250 MHz à cause de la dispersion en vitesse des atomes ionisés.

Dans ce chapitre, nous allons décrire les deux méthodes qui sont le plus souvent employées en les illustrant par deux cas particuliers : la spectroscopie colinéaire sur un isomère de l'hafnium 178 et l'étude des isotopes de platine et d'or très déficients en neutrons avec l'expérience COMPLIS.

# I. La spectroscopie colinéaire et l'expérience sur le noyau

$^{178}\text{Hf m2}$

## A. Principe de la spectroscopie colinéaire

La spectroscopie colinéaire consiste à exciter un faisceau atomique par laser. Les atomes doivent être placés dans un état métastable bien défini pour pouvoir être excité avec le laser vers un état qui se désexcitera et dont on détectera la fluorescence. Généralement, on utilise un séparateur d'isotopes qui produit des ions radioactifs séparés en masse. Ces ions sont accélérés sous une tension de quelques dizaines de kilovolts puis neutralisés par une cellule à échange de charge remplie avec un élément à l'état gazeux (sodium, cadmium...). On choisit cet élément en fonction de son potentiel d'ionisation. En effet, les ions traversant le gaz capturent ses électrons périphériques. Celui-ci, en s'ionisant, transfère aux atomes ainsi formés une énergie égale à son potentiel d'ionisation. Les atomes sont alors en majeure partie dans un état métastable situé à la valeur du potentiel d'ionisation du gaz (voir figure 10).

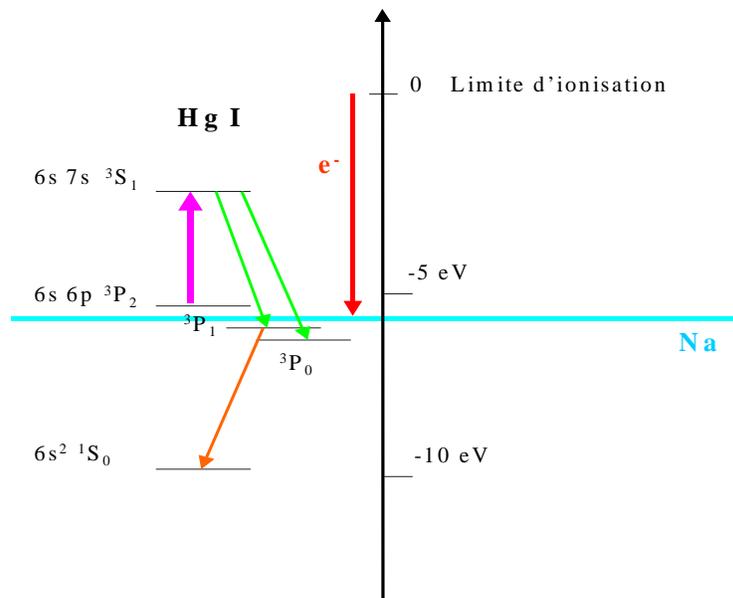


Figure 10 :  $\text{Hg}^+$  neutralisé dans l'état  $6s6p\ ^3P_2$  par du sodium dont le potentiel d'ionisation est à 6 eV. L'excitation laser est représentée en violet et la désexcitation que l'on détecte en orange.

Cet état est alors excité par le faisceau d'un laser continu pour atteindre un autre niveau qui se désexcitera en émettant des photons de fluorescence suivant plusieurs chemins. Grâce à des filtres optiques, on ne détecte avec un photomultiplicateur que les photons correspondant au chemin de désexcitation choisi. Les longueurs d'onde d'excitation et de désexcitation doivent être très différentes car on doit absolument filtrer la lumière du laser sans quoi le bruit de fond produit par celui-ci ne permet pas de faire la mesure. On effectue un balayage en fréquence du laser et à chaque fois que la longueur d'onde du laser correspond à une transition hyperfine, les atomes excités par résonance se désexcitent en émettant un nombre de photons directement proportionnel à l'intensité de la transition hyperfine.

## **B. L'expérience sur le noyau $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$**

Le noyau  $^{178}\text{Hf}$  appartient à la région de masse des noyaux bien déformés à la frontière des terres rares et de la région de transition autour de  $A=190$ . Dans ce noyau, 3 isomères de vies longues coexistent : l'état fondamental stable  $0^+$ , un état  $8^-$  de 4 s de période à 1,15 MeV d'énergie d'excitation et l'état  $16^+$  de 31 ans de période situé à 2,45 MeV au dessus de l'état fondamental [TI 77]. Depuis la fabrication par le laboratoire de Dubna (Russie) de cibles d'hafnium isomérique, une importante communauté de physiciens s'est mobilisée pour étudier ce noyau. Ainsi, depuis plus de 5 ans, des mesures de diffusion inélastique, de réaction de transfert, de capture de neutrons thermiques et résonnants, d'excitation coulombienne et pour notre part de spectroscopie laser ont été effectuées sur le réservoir d'énergie que constitue cet état isomérique de 31 ans de période [Br 95].

Des calculs microscopiques indiquent que ce dernier peut être interprété comme un état à 4 quasi-particules possédant un moment quadrupolaire  $Q_0 = 7,3 b$  [Qu 92]. Le but de l'expérience était de confirmer cette hypothèse par la mesure du moment magnétique ainsi que de déterminer la déformation par la mesure du moment quadrupolaire et de la variation du rayon carré moyen de charge entre l'isomère et l'état fondamental. Une mesure de la structure hyperfine du noyau dans cet état isomérique permet d'obtenir ces grandeurs.

L'expérience a été effectuée en 2 étapes : la production de l'échantillon d'hafnium dans son état isomérique et l'expérience de spectroscopie laser elle-même. Pour produire le noyau  $^{178}\text{Hf}^{\text{m}2}$ , une cible de  $^{176}\text{Yb}$  enrichie à 96 % par le séparateur PARIS du CSNSM d'Orsay est

irradiée par un faisceau d'alpha de 36 MeV avec un intensité de 100  $\mu\text{A}$  par le cyclotron U-200 de Dubna. Le  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  est produit par la réaction  $^{176}\text{Yb}(^4\text{He}, 2n)$ . L'hafnium obtenu est ensuite séparé chimiquement des produits de réaction et évaporé sous forme de chlorure sur une laine de quartz. L'échantillon contient  $2.10^{13}$  atomes de  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  et  $7.10^{14}$  atomes de  $^{178}\text{Hf}$  dans l'état fondamental. Il est alors placé dans la source d'ions du séparateur d'isotope PARIS au CSNSM. Les ions sont extraits avec une haute tension de 40 kV et séparés en masse par l'aimant. Lors de la neutralisation dans la cellule à échange de charge à vapeur de sodium, 80 % de ces atomes se retrouve dans l'état métastable atomique  $5d^26s^2\ ^3P_2$  utilisé comme l'état initial de la transition atomique (voir figure 11).

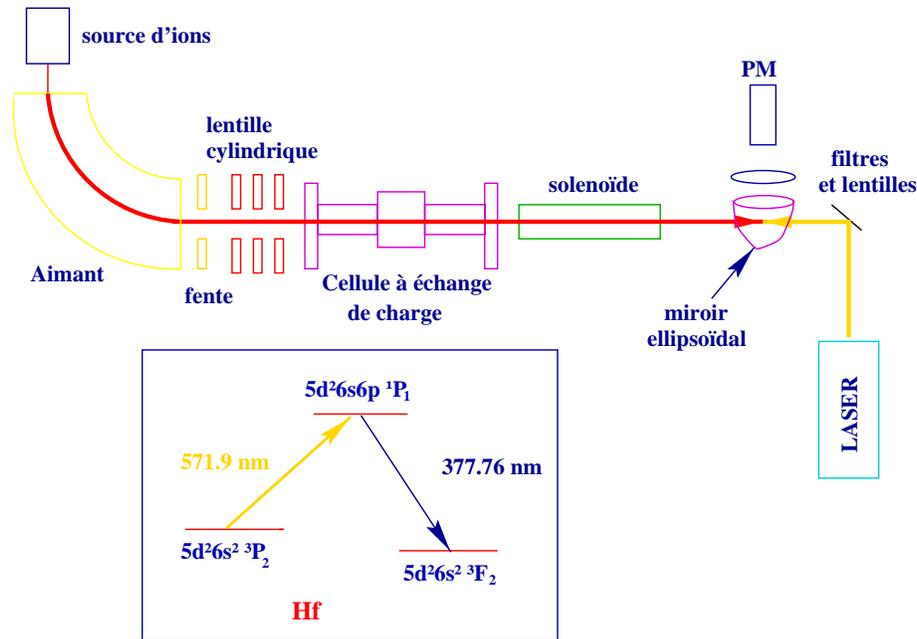


Figure 11 : Système expérimental de spectroscopie colinéaire installé auprès du séparateur en masse PARIS. L'encadré montre le schéma d'excitation-désexcitation utilisé.

Le faisceau jaune d'un laser monomode continu à 571,9 nm est alors envoyé dans le faisceau d'atomes afin de les exciter dans l'état  $5d^26s6p\ ^1P_1$ . On détecte la fluorescence émise à 377,8 nm par les atomes se désexcitant vers l'état fondamental  $5d^26s^2\ ^3F_2$ . On effectue un balayage de la longueur d'onde d'excitation et à chaque fois que la fréquence du laser correspond à une transition hyperfine, un certain nombre de photons de 377,8 nm proportionnel à l'intensité de la transition hyperfine est détecté par un photomultiplicateur (figure 11). En fait, on effectue

un balayage en tension grâce à des lentilles cylindriques situées à l'entrée de la cellule à échange de charge. On agit ainsi sur la vitesse des ions donc des atomes formés :

$V_a = \sqrt{2eU/m}$ . La fréquence vue par les atomes varie ainsi par effet Doppler :

$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{(1 - V_a/c)}{(1 + V_a/c)}}$ . En effet, le balayage en tension est beaucoup plus stable et surtout

beaucoup plus rapide qu'un balayage en fréquence du laser. Le spectre hyperfin est alors reconstitué par une succession de balayages en tension effectués sur la plage de fréquence utile. Cette expérience a été particulièrement délicate à mettre au point car les  $10^{13}$  atomes d'hafnium isomérique sont extraits de la source d'ions en à peine 15 mn. De plus, le grand nombre de noyaux  $^{178}\text{Hf}$  dans l'état fondamental par rapport au nombre de noyaux dans l'état isomérique  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  est la cause d'un fort bruit de fond qu'il a fallu supprimer au détriment de l'efficacité globale du système. En effet, la forte intensité du faisceau d'ions de  $^{178}\text{Hf}$  crée une lumière parasite par chocs des atomes du faisceau avec le collecteur de lumière (miroir ellipsoïdal) situé sous le photomultiplicateur. A cause de ce problème, ce type d'expérience est très difficile à réaliser. Pour obtenir un seul spectre hyperfin complet en 15 mn, il a fallu 2 années de préparation pendant lesquelles 3 expériences avec chacune un échantillon d'hafnium isomérique ont été effectuées.

La figure 12 montre le spectre hyperfin de  $^{178}\text{Hf}^{m2+g}$ . Les 9 raies qui composent la structure hyperfine de l'isomère sont toutes visibles. A partir de la position relative de ces fréquences, nous avons pu extraire les 4 constantes de structure hyperfine ( $A$  et  $B$  pour l'état fondamental atomique et  $A'$  et  $B'$  pour l'état excité) ainsi que le déplacement isomérique entre  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  et  $^{178}\text{Hf}^g$ . De ces grandeurs nous avons extrait le moment magnétique  $\mu_I = 8,16(4) \mu_N$  ainsi que le moment quadropolaire  $Q_s = 6,00(7) b$ . Nous avons également obtenu à partir du déplacement isomérique, une variation du rayon de charge  $\delta \langle r_c^2 \rangle^{178g,178m2} = -0,059(9) fm^2$  [Bo 94]. Ces résultats seront discutés dans le prochain chapitre.

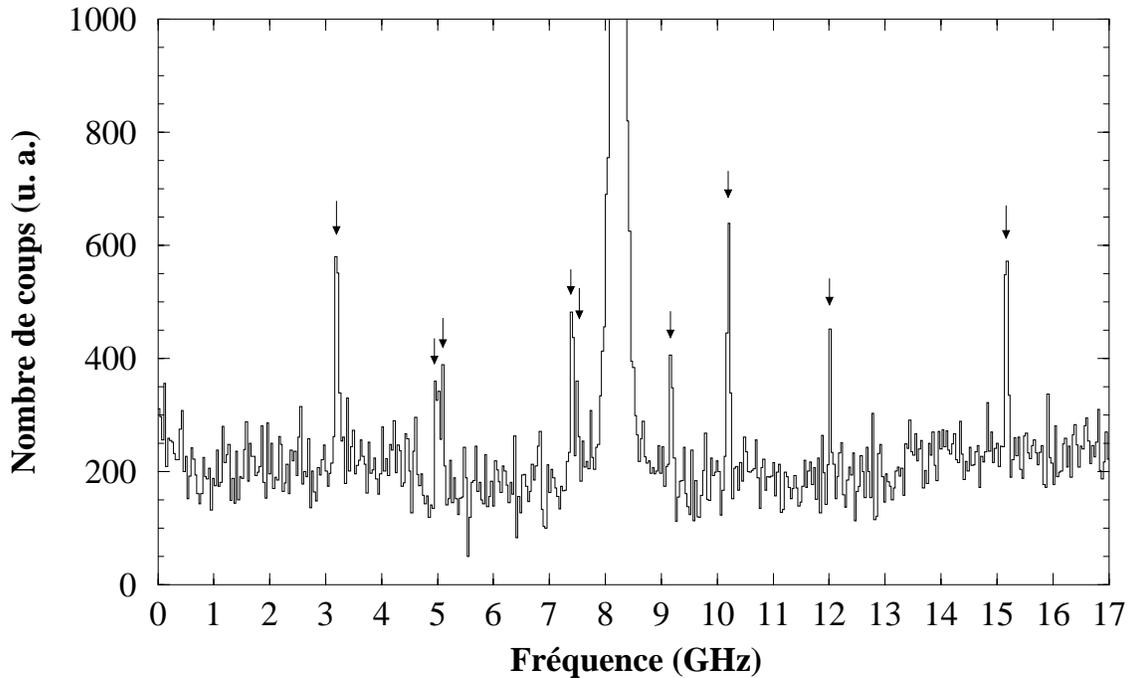


Figure 12 : Spectre hyperfin de  $^{178}\text{Hf}^{m2}$ . Les 9 raies de l'isomère sont indiquées par des flèches et le grand pic central correspond à l'état fondamental.

## II. La méthode R.I.S. et l'expérience COMPLIS

### A. Principe de la spectroscopie par ionisation résonante

La spectroscopie par ionisation résonante (RIS) est une technique d'une grande sélectivité et d'une grande sensibilité qui permet d'exciter un atome en mesurant sa structure hyperfine, puis de l'ioniser pour le détecter [Hu 79]. Par cette méthode, l'atome d'une famille d'isotopes est excité par une ou plusieurs transitions résonantes vers un état proche du continuum d'ionisation à partir duquel il pourra être ionisé par absorption d'un photon provenant du laser.

L'efficacité d'ionisation dépend surtout de la puissance du laser produisant l'étape d'ionisation (les étapes d'excitation étant rapidement saturées). Pour une section efficace d'ionisation variant de  $10^{-17}$  à  $10^{-19}$   $\text{cm}^2$  ( $10^7$  à  $10^5$  barn), la densité de puissance nécessaire est de  $10^6$  à  $10^8$   $\text{W}/\text{cm}^2$  [Hu 79]. Une telle puissance peut être atteinte uniquement avec un laser pulsé d'impulsion très courte (10 ns) ayant une énergie variant entre 10 mJ et 1 J.

La sélectivité pour détecter un atome d'un Z bien défini est très élevée (jusqu'à  $10^{15}$  et plus) car les schémas d'ionisation résonante sont très différents d'un élément à un autre. De plus, la multiplication des étapes d'excitation améliore la sélectivité.

## **B. L'expérience COMPLIS**

Pour poursuivre l'étude des éléments réfractaires tel le platine dont un certain nombre d'isotopes ont été mesurés avec succès pendant ma thèse avec le système expérimental PILIS [Le 89, Le 92], nous avons déménagé et modifié cet ensemble pour l'installer auprès du séparateur ISOLDE au CERN. Cette amélioration du système a constitué l'essentiel de mon travail et après de nombreuses modifications, cet ensemble est maintenant parfaitement opérationnel : il s'agit de l'ensemble expérimental COMPLIS.

Avec cette expérience, les atomes sont produits sous forme de jet par un laser de désorption. Le principe est le suivant : les ions radioactifs sont produits et accélérés sous 60 kV par le séparateur ISOLDE installé sur une ligne de faisceau du BOOSTER, injecteur du synchrotron à protons du CERN. Ils sont séparés en masse et les isobares rentrent dans la ligne incidente de COMPLIS. Ils sont ensuite déviés par un aimant et ralentis par une lentille électrostatique portée à un potentiel de 59 kV afin de les déposer sous 1 kV dans les premières couches atomiques d'un support de graphite fixé sur une cible tournante. On attend alors la décroissance radioactive de l'élément implanté en l'élément fils ou petit-fils que l'on veut étudier et lorsque le nombre d'atomes est estimé suffisant, ceux-ci sont désorbés par un laser pulsé Nd:YAG (laser solide en Grenat d'Aluminate d'Yttrium dopé au Néodyme) de chauffage sous forme de nuage atomique. Une dizaine de microsecondes plus tard les atomes sont ionisés par le processus RIS en 2 ou 3 étapes atomiques à l'aide de 2 ou 3 lasers à colorant pulsés. Les ions ainsi formés peuvent être accélérés par la lentille sous 59 kV. Ils traversent l'aimant en sens inverse et sont détectés par des galettes de microcanaux avec identification en masse par temps de vol (voir figure 13).

Grâce à un laser pulsé de haute résolution [Li 83], on effectue un balayage en fréquence sur la première étape d'excitation. On balaye ainsi pas à pas toute la structure hyperfine de l'atome, et à chaque fois que la fréquence du laser correspond à une transition hyperfine, l'atome est excité et peut être ionisé par les autres faisceaux laser qui ont chacun



couleurs. De plus, un élément est réfractaire (le platine) et l'autre non (l'or). Le support d'implantation et la puissance du laser de désorption seront donc différents. Pour chaque élément, des tests préliminaires doivent être effectués avec un faisceau stable de l'élément à étudier. Comme ISOLDE ne fournit pas de tels faisceaux, nous avons construit nous même un petit séparateur en masse, appelé injecteur, qui est rattaché à la ligne COMPLIS et permet d'obtenir pratiquement tous les éléments séparés en masse de la table des isotopes (figure 13). Nous utilisons des cibles de collection en graphite puisque sa couleur noire absorbe très bien toutes les longueurs d'onde et en particulier le vert du laser de désorption. Des tests avec des graphites de structure cristalline différente et diverses puissances laser sont effectués avec l'injecteur pour déterminer celui pour lequel on obtiendra la meilleure efficacité de désorption. De même, on définit également par des tests le chemin d'excitation-ionisation le plus efficace pour l'élément à étudier. De cette façon, on mesure l'efficacité totale du système et la résolution en fréquence des spectres hyperfins. En général, l'efficacité est de l'ordre de  $10^{-5}$  et la résolution de 250 MHz pour un spectre d'une largeur typique de 60 GHz.

Actuellement COMPLIS est entré dans une nouvelle phase de recherche et développement : la séparation isomérique par laser. Il s'agit de produire avec les lasers de désorption et d'ionisation, des faisceaux d'ions "isomériquement" purs : la fréquence du laser d'excitation est calée sur une transition hyperfine soit de l'isomère, soit de l'état fondamental. Ceci a de très nombreuses applications pour les études de structure nucléaire si la production est suffisante.



# RESULTATS ET DISCUSSION

Après avoir décrit les méthodes expérimentales, nous allons montrer et discuter les résultats obtenus dans chacun des cas : d'une part le noyau isomérique  $^{178}\text{Hf}^{m2}$  et d'autre part, la série des noyaux de platine très déficients en neutrons et la comparaison entre deux isotones:  $^{183}\text{Pt}^{g,m}$  et  $^{184}\text{Au}^{g,m}$ .

## I. Le noyau $^{178}\text{Hf}^{m2}$

A l'aide de la position en fréquence des 9 raies hyperfines de l'isomère par rapport à la raie unique du  $^{178}\text{Hf}^g$  (voir figure 12), nous avons extrait les 4 constantes de structure hyperfine  $A, A', B$  et  $B'$  ainsi que le déplacement isomérique  $\Delta\nu^{178g,178m2}$  [Bo 94].

A partir de la valeur de  $A^{178m2}$ , connaissant le moment magnétique de  $^{177}\text{Hf}$  ainsi que  $A^{177}$  et en négligeant l'anomalie hyperfine petite devant l'incertitude expérimentale [Bo 94], on

peut écrire le moment magnétique  $\mu_I^{178m2}$  comme : 
$$\mu_I^{178m2} = \mu_I^{177} \frac{A^{178m2} \cdot I^{178m2}}{A^{177} \cdot I^{177}}.$$

On obtient  $\mu_I^{178m2} = +8,16(4) \mu_N$ .

Des calculs, à l'aide du modèle de l'oscillateur modifié [Ek 76], indiquent une valeur de  $\mu_{I_{theo}}^{178m2} = +7,81\mu_N$  ce qui est en bon accord avec la valeur expérimentale.

Le moment magnétique peut également se calculer de manière semi-empirique. Par exemple, avec les règles de couplage définies dans [Ek 76], on combine les valeurs expérimentales des moments magnétiques des quatre noyaux voisins  $^{177}\text{Hf}$ ,  $^{179}\text{Hf}$ ,  $^{177}\text{Lu}$  et  $^{181}\text{Ta}$  [Rag 89] (donc chacun des deux états de neutron et des deux états de proton) en utilisant l'expression

$$\mu_I = \frac{K}{I+I} \left[ \sum_{i=1}^A K_i g_{K_i} + \frac{I^2 + I - K^2}{K} g_R \right] \quad (K \text{ étant la projection de } I \text{ sur l'axe de symétrie du}$$

noyau c'est-à-dire 16). Avec  $I=K$  et  $g_K = \frac{\mu(K+1) - K g_R}{K^2}$  pour chaque état, on obtient

$\mu_{ISE}^{178m2} = +8,26\mu_N$ , ce qui est en excellent accord avec la valeur expérimentale (ceci en

utilisant les facteurs gyromagnétiques  $g_R$  donnés pour chaque noyau par Prior *et al.* [Pr 68]). Si  $g_R=Z/A$  pour chacun des 4 noyaux, on obtient  $\mu_{\text{ISE}}^{178m2} = +7,87\mu_N$  ce qui est en moins bon accord que la valeur précédente. Cela montre la sensibilité du moment magnétique calculé à la valeur de  $g_R$ .

Les deux types de calculs (oscillateur modifié et semi-empirique) montrent des valeurs similaires proches de la valeur expérimentale ce qui prouve que cet isomère est bien un état à 4 quasi-particules comme les prédictions théoriques l'indiquaient [He 68].

Le moment quadrupolaire  $Q_s$  s'obtient en connaissant  $B^{177}$  et  $Q_s^{177}$ :

$$Q_s^{178m2} = Q_s^{177} \frac{B^{178m2}}{B^{177}}.$$

$Q_s^{177} = 3,37(3) b$  a été obtenu par une expérience sur des atomes muoniques [Ta 84] qui est comparable à  $Q_s^{177} = 3,30(65) b$  (incluant la correction de Sternheimer) obtenu à partir de mesure ABMR (Atomic Beam Magnetic Resonance) [Bü 82]. Nous prendrons  $Q_s^{177} = 3,37(3) b$  car cette valeur plus récente est plus précise.

Avec notre mesure de  $B^{178m2}$ , on obtient :  $Q_s^{178m2} = +6,00(7) b$ . Si on suppose que ce noyau possède une symétrie axiale, on peut, pour extraire le moment quadrupolaire intrinsèque, appliquer la relation  $Q_0 = Q_s \cdot \frac{(I+1)(2I+3)}{3K^2 - I(I+1)}$  qui est valable dans le cadre du

modèle du couplage fort. Ainsi, pour l'état qui nous intéresse, on a  $I=K=16$ . On obtient donc  $Q_0^{178m2} = 7,20(8) b$  ce qui est plus élevé que la valeur de  $Q_0$  de l'état fondamental  $Q_0^{178g} = 6,96(4) b$  extraite d'une mesure de B(E2) [Ram 89]. Ces moments quadrupolaires correspondent à des déformations  $\beta_2^{178m2} = 0,265(4)$  et  $\beta_2^{178g} = 0,257(2)$ . Des calculs Hartree-Fock-Bogolyubov statiques effectués par M. Girod *et al.* [Gi 94] prédisent également une différence de déformation entre les 2 états mais plus petite ( $\delta\beta_2 = 0,003$  au lieu de  $0,008(4)$  mesuré expérimentalement).

A partir de la mesure du déplacement isomérique, nous avons extrait la variation du rayon carré moyen de charge  $\delta < r_c^2 >^{178g,178m2}$ . Nous avons ensuite effectué un King-Plot [Ki 84] grâce à la connaissance des déplacements isotopiques mesurés sur la transition de 618 nm et de  $F_{618\text{nm}}$  [Ca 70] :  $F_{572\text{nm}}$  a été estimé comme valant  $2,40(34) \text{ GHz/fm}^2$ . On obtient alors

$\delta \langle r_c^2 \rangle^{178g, 178m2} = -0.059(9) \text{ fm}^2$ . Cependant, une nouvelle valeur de  $|\psi(0)|_{6s}^2$  (intervenant dans la détermination de  $F_{618nm}$ ) a été calculée depuis (voir [Le 99]). Elle conduit à  $\delta \langle r_c^2 \rangle^{178g, 178m2} = -0.076(12) \text{ fm}^2$ , ce qui est légèrement supérieur à la valeur précédente. Les calculs de M. Girod montrent un  $\delta \langle r_c^2 \rangle^{178g, 178m2} = +0.021 \text{ fm}^2$  [Gi 94] ce qui respecte l'ordre de grandeur expérimentale mais pas le signe. La variation de rayon mesurée nous permet d'extraire la différence de déformation entre les 2 états. Avec  $\beta_2^{178g} = 0,257(2)$  extrait du B(E2) (voir plus haut), on obtient au premier ordre  $|\beta_2^{178m2}| = 0,243(3)$  ce qui n'est pas en accord avec la valeur extraite du moment quadrupolaire ( $\beta_2^{178m2} = 0,265(4)$ ). Ceci sous-entend l'existence de déformations à un ordre plus élevé (octupolaire et surtout hexadécapolaire) dont les effets pourraient compenser ce phénomène. Les calculs de M. Girod indiquent en effet des moments hexadécapolaires non nuls pour les deux états et surtout une valeur deux fois plus élevée pour l'état isomérique que pour l'état fondamental [Gi 94]. Ceci pourrait contrebalancer une variation de déformation positive par rapport à une variation de rayon négative. Par contre, les calculs de la variation du rayon de charge effectués par P. Quentin avec la force de Skyrme [Qu 99], reproduisent très bien la valeur expérimentale et aucun effet hexadécapolaire n'est prévu.

La figure 14 représente une compilation de la variation du rayon carré moyen de charge dans les isotopes d'hafnium.

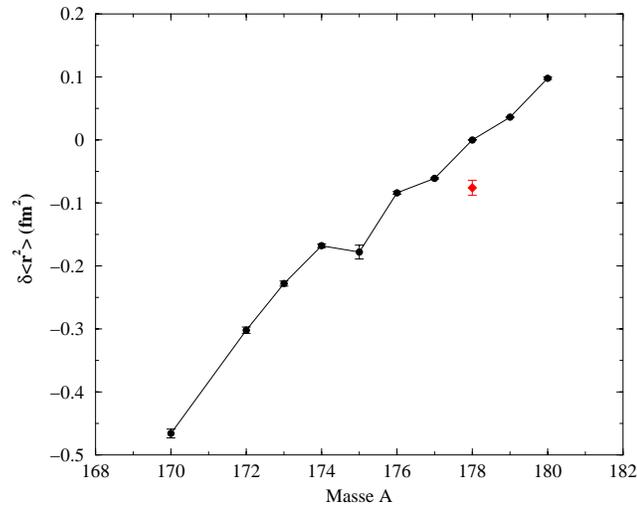


Figure 14 : Variation du rayon de charge dans les noyaux d'hafnium [Le 99 , Zh 97, Ji 97, Bo 94].

On peut remarquer un effet pair-impair (zig-zag normal) assez marqué vers les masses 175-179. Les noyaux pairs sont plus déformés que leurs voisins impairs ce qui est interprété comme étant dû à l'appariement des nucléons.

Cette expérience sur l'état isomérique d'hafnium a donc permis en un seul spectre, de caractériser de façon quasi-complète la forme du noyau dans cet état. Cependant, il serait intéressant de mesurer les paramètres de déformation aux ordres supérieurs tel qu'octupolaire ou hexadécapolaire afin de trancher entre les deux approches théoriques. Ceci peut être fait en double spectroscopie (laser + radiofréquence) sur les niveaux Zeeman d'un niveau ionique métastable de l'ion positif (il faut un  $J > 3/2$ ). Il suffirait par exemple de piéger des ions positifs monochargés d'hafnium 178 isomérique (maximum  $10^6$ ) dans une trappe de Paul. Un faisceau laser UV peuple un niveau métastable et de là, un autre laser pompe un niveau hyperfin de l'isomère vers un état supérieur. Une fois que celui ci est vide et le niveau situé dessous plein, un rayonnement radio-fréquence est envoyé pour balayer toutes les transitions Zeeman entre les deux niveaux hyperfins. Le centre de gravité du spectre obtenu est fonction des constantes de structure hyperfine magnétique, électrique, octupolaire (C) et hexadécapolaire (D) extraites au hertz près. Si on calcule les parties atomiques des constantes C et D selon la méthode décrite par C. Schwartz [Sc 55], on peut extraire les moments octupolaire et hexadécapolaire de l'état isomérique (voir [Be 93] et [LeB 99]).

## II. Les noyaux de platine et d'or

Dans cette partie, nous montrerons la puissance de l'expérience COMPLIS avec 2 expériences prises comme exemple parmi toutes celles que nous avons effectuées : l'une sur le noyau  $^{184}\text{Au}$  et son isomère, l'autre sur les noyaux de platine très déficitaires en neutrons. Ceci illustre très bien 2 types de problématiques: l'une ponctuelle où l'on caractérise complètement un noyau dans son état fondamental et son isomère, et l'autre plus systématique où l'on suit l'évolution de la déformation sur un ensemble d'isotopes "exotiques".

## A. Les noyaux de platine très déficients

En spectroscopie laser, les noyaux de platine radioactifs ont été étudiés jusqu'à la masse 183 (le noyau stable le plus riche en neutrons est  $^{198}\text{Pt}$ ) grâce à 2 types d'expérience : l'expérience PILIS à Orsay [Le 88, Du 89], et l'autre au CERN à ISOLDE [Hi 92]. Ces deux expériences reposent sur le même principe que COMPLIS : spectroscopie par ionisation résonante après désorption d'atomes. Comme le montre la figure 5, un assez grand changement de rayon a été observé entre la masse 186 et 185 ainsi qu'entre  $^{185}\text{Pt}^g$  et  $^{185}\text{Pt}^m$ . Cependant, la traversée du milieu de couche neutron à  $N=104$  par la variation du rayon de charge n'avait pas été mesurée dans les isotopes de platine (voir figure 5). Comme le montre la figure 6, on s'attendrait à observer un deuxième grand changement de déformation autour de  $A=178$ .

### A1 . Caractéristiques expérimentales et résultats

Après une mise au point optimale de COMPLIS, nous avons mesuré les isotopes de la masse 198 à 178 dont pour la première fois les structures hyperfines de  $^{182}\text{Pt}$  à  $^{178}\text{Pt}$  ainsi que l'isomère de  $^{183}\text{Pt}$ . Jusqu'à la masse 182, l'expérience a été effectuée en utilisant la décroissance  $\beta^+$ /CE du mercure entre son implantation et la désorption du platine ( $\text{Hg} \rightarrow \text{Au} \rightarrow \text{Pt}$ ). Pour les isotopes plus légers, nous avons utilisé la décroissance  $\alpha$  du mercure en platine. Si loin de la stabilité, la production d'ions de mercure est en effet beaucoup trop faible pour obtenir un nombre suffisant d'atomes de platine par décroissance  $\beta^+$ /CE. Par exemple, celle-ci tombe à 38 atomes/s pour  $^{178}\text{Hg}$  à comparer avec  $4.10^6$  atomes/s pour  $^{182}\text{Hg}$ . Grâce au taux d'embranchement  $\alpha$  de  $^{182}\text{Hg}$  (15,2 %), on obtient  $8.10^6$  atomes de  $^{178}\text{Pt}$  après 40 s de collection. Avec les taux d'embranchement  $\beta^+$ /CE de  $^{178}\text{Hg}$  et  $^{178}\text{Au}$  (qui sont respectivement de 30 et 60 %) 75 atomes de  $^{178}\text{Pt}$  seulement sont créés après le même temps de collection ce qui est 100.000 fois plus faible que par décroissance  $\alpha$ . Cependant, l'efficacité de désorption est plus petite car, pendant une telle décroissance, un noyau de masse 178 recule d'environ 120 keV et de nombreux atomes quittent alors le point de collection. Nous avons mesuré l'efficacité du système à partir de 2 mesures sur  $^{180}\text{Pt}$  : l'une par décroissance  $\alpha$  de  $^{184}\text{Hg}$  et l'autre par décroissance  $\beta^+$ /CE de  $^{180}\text{Hg}$ . En comptant le nombre d'ions détectés à la résonance laser pour chacun des cas, le rapport "nombre d'ions détectés/nombre d'ions collectés" est 5

fois plus élevé dans le cas de la décroissance  $\beta^+$ /CE. Ainsi, malgré la perte d'efficacité après la décroissance  $\alpha$ , ceci constitue un nouveau mode d'application pour l'étude des noyaux exotiques lourds très loin de la stabilité ; l'exemple de  $^{178}\text{Pt}$  nous montre qu'on dispose, sous le laser de désorption, de 75 atomes par décroissance  $\beta^+$ /CE au bout de 40 s, contre  $1,6 \cdot 10^6$  atomes par décroissance  $\alpha$ .

La figure 15 représente un spectre typique enregistré pour  $^{183}\text{Pt}$ . Les 2 raies les plus intenses sont facilement identifiables comme étant celles de l'état fondamental car son spin est 1/2. Avec son spin 7/2, l'état isomérique répartit son intensité parmi les 10 raies principales.

Les moments magnétiques des isotopes impairs ont été extraits à partir des constantes  $A_i$  de l'état fondamental atomique et de la connaissance de  $\mu_i$  de  $^{195}\text{Pt}$  [Bü 84, Rag 89] à l'aide de

l'expression :  $\mu_i^x = \mu_i^{195} \frac{A_i^x \cdot I^x}{A_i^{195} \cdot I^{195}} = 0,214(2) A_i^x \cdot I^x$  [Hi 92], l'erreur étant due à 1%

d'incertitude sur l'anomalie hyperfine. Les valeurs obtenues sont présentées dans le Tableau I.

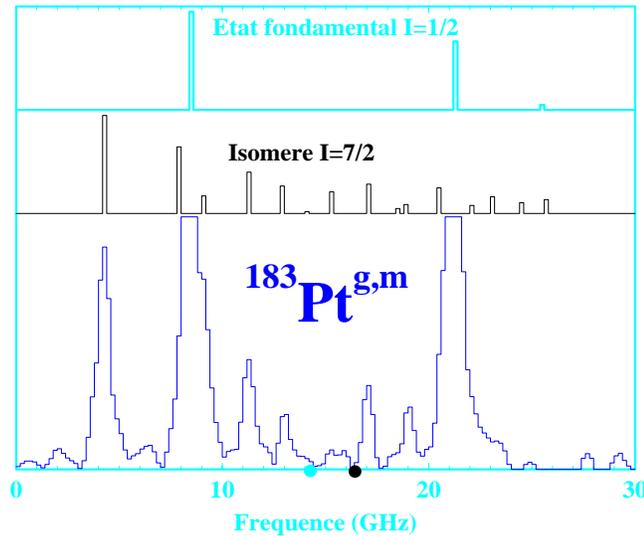


Figure 15 : Spectre hyperfin de  $^{183}\text{Pt}^{g,m}$ . L'échelle verticale a été volontairement saturée pour faire apparaître les raies de l'isomère. Les 2 spectres théoriques au-dessus du spectre expérimental ont été reconstitués à partir des constantes de structure hyperfine de l'état fondamental et isomérique et à partir du déplacement isomérique extraits du spectre expérimental. Les deux points sur le spectre expérimental correspondent aux deux centres de gravités des deux structures hyperfines.

Seuls les moments quadrupolaires de  $^{183}\text{Pt}^m$  et de  $^{185}\text{Pt}^g$  ont pu être mesurés (les autres noyaux impairs ont un spin 1/2) par l'extraction du  $B_i$  de l'état  $^3D_3$ .  $Q_s$  est relié à  $B_i$  par :  $Q_s = -0,685.B_i$ , qui a été obtenu à partir du gradient de champ électrique comme décrit dans [Le 89] ou [Hi 92]. La valeur de  $Q_s$  doit ensuite être corrigée de l'effet Sternheimer par un facteur  $R_{5d}$  [St 71]. Cet effet est dû à l'écrantage des électrons présents dans le noyau qui masquent la distribution de charge atténuant ainsi la mesure du moment quadrupolaire vu par l'observateur. Ce facteur, obtenu à partir de mesures systématiques sur des éléments de la couche atomique 5d, diminue la valeur mesurée de  $Q_s$  de 9,1 % [Ch 84]. Les valeurs mesurées et corrigées de  $Q_s$  pour  $^{183}\text{Pt}^m$  et  $^{185}\text{Pt}^g$  sont présentées dans le tableau 1.

A	$I^\pi$	$\mu_i$ [ $\mu_N$ ]	$Q_s$ [b]	$Q_{s, \text{corr}}$ [b]
185 <sup>g</sup>	9/2 <sup>+</sup>	- 0,723(11)	+ 4,10(19)	+ 3,73(17)
185 <sup>m</sup>	1/2 <sup>-</sup>	+ 0,503(5)		
183 <sup>g</sup>	1/2 <sup>-</sup>	+ 0,502(5)		
183 <sup>m</sup>	7/2 <sup>-</sup>	+ 0,782(14)	+ 3,71(30)	+ 3,37(27)
181	1/2 <sup>-</sup>	+ 0,484(21)		
179	1/2 <sup>-</sup>	+ 0,431(32)		

Tableau 1 : Moments nucléaires mesurés des noyaux impairs de platine très déficients en neutrons.

Le déplacement isotopique mesuré par rapport à  $^{194}\text{Pt}$  est présenté dans le tableau 2. Le déplacement isotopique de masse a été estimé comme étant  $(1,3 \pm 0,9)\Delta v_{\text{NMS}}$  [He 74] où  $\Delta v_{\text{NMS}}$  est le déplacement normal de masse :  $\Delta v_{\text{NMS}}^{A,A'} = \frac{m_e}{m_p} v_\infty \left[ \frac{A'-A}{A' A} \right]$  avec  $v_\infty$  fréquence de structure fine de la transition. Connaissant ce terme, on peut alors extraire le paramètre nucléaire  $\lambda^{A,A'}$  relié à la variation du rayon carré moyen de charge. Le facteur  $F_{306}$  a été extrait à partir d'un King-Plot et d'une valeur de  $F_{266}$  obtenu par des calculs MCDF sur la transition de 266 nm [Hi 92]. On trouve alors  $F_{306} = -18,5(10)$  GHz/fm<sup>2</sup>. On peut alors extraire  $\delta\langle r^2 \rangle^{A,A'}$

suivant la méthode décrite dans la référence [Se 69] pour obtenir  $\delta\langle\beta^2\rangle^{A,A'}$ . Le tableau 2 et la figure 16 montrent les résultats obtenus.

A	$\Gamma^\pi$	$\delta v^{194,A}$ [fm <sup>2</sup> ]	$\delta\langle r_c^2 \rangle^{194,A}$ [fm <sup>2</sup> ]	$\delta\langle\beta^2\rangle^{194,A}$	$\langle\beta^2\rangle^{1/2}$
185 <sup>g</sup>	9/2 <sup>+</sup>	1,582(35)	- 0,093(7)	0,0330(6)	0,231(3)
185 <sup>m</sup>	1/2 <sup>-</sup>	3,611(7)	- 0,212(6)	0,0220(5)	0,207(3)
184	0	3,76(5)	- 0,221(7)	0,0259(6)	0,216(3)
183 <sup>g</sup>	1/2 <sup>-</sup>	3,67(5)	- 0,216(8)	0,0308(7)	0,227(3)
183 <sup>m</sup>	7/2 <sup>-</sup>	1,81(4)	- 0,106(8)	0,0403(7)	0,246(3)
182	0	4,75(8)	- 0,279(10)	0,0298(9)	0,225(4)
181	1/2 <sup>-</sup>	4,27(20)	- 0,251(15)	0,0367(13)	0,239(4)
180	0	6,13(5)	- 0,360(11)	0,0318(9)	0,229(4)
179	1/2 <sup>-</sup>	5,70(30)	- 0,335(21)	0,0384(18)	0,243(5)
178	0	8,99(20)	- 0,529(16)	0,0261(14)	0,216(5)

Tableau 2 : Variation du rayon carré moyen de charge des isotopes de platine très déficients en neutron. Le noyau <sup>194</sup>Pt est pris comme référence pour  $\delta\langle r_c^2 \rangle$ . La valeur de B(E2) de <sup>194</sup>Pt [Ram 89] a été utilisée pour obtenir la valeur absolue de la déformation  $\langle\beta^2\rangle^{1/2}$  de ce noyau et ainsi d'extraire les  $\langle\beta^2\rangle^{1/2}$  des autres isotopes à partir de  $\delta\langle\beta^2\rangle$ .

On peut faire les remarques suivantes (voir figure 16) :

- ◆ Il y a une grande différence de rayon entre l'état fondamental et isomérique les noyaux <sup>185</sup>Pt et <sup>183</sup>Pt.
- ◆ Il y a une grande décroissance du rayon de charge et donc de la déformation à la masse 178.
- ◆ Il y a un zig-zag pair-impair inversé (les noyaux impairs ont un rayon plus grand que leurs voisins pairs) assez important en deçà de la masse 186.

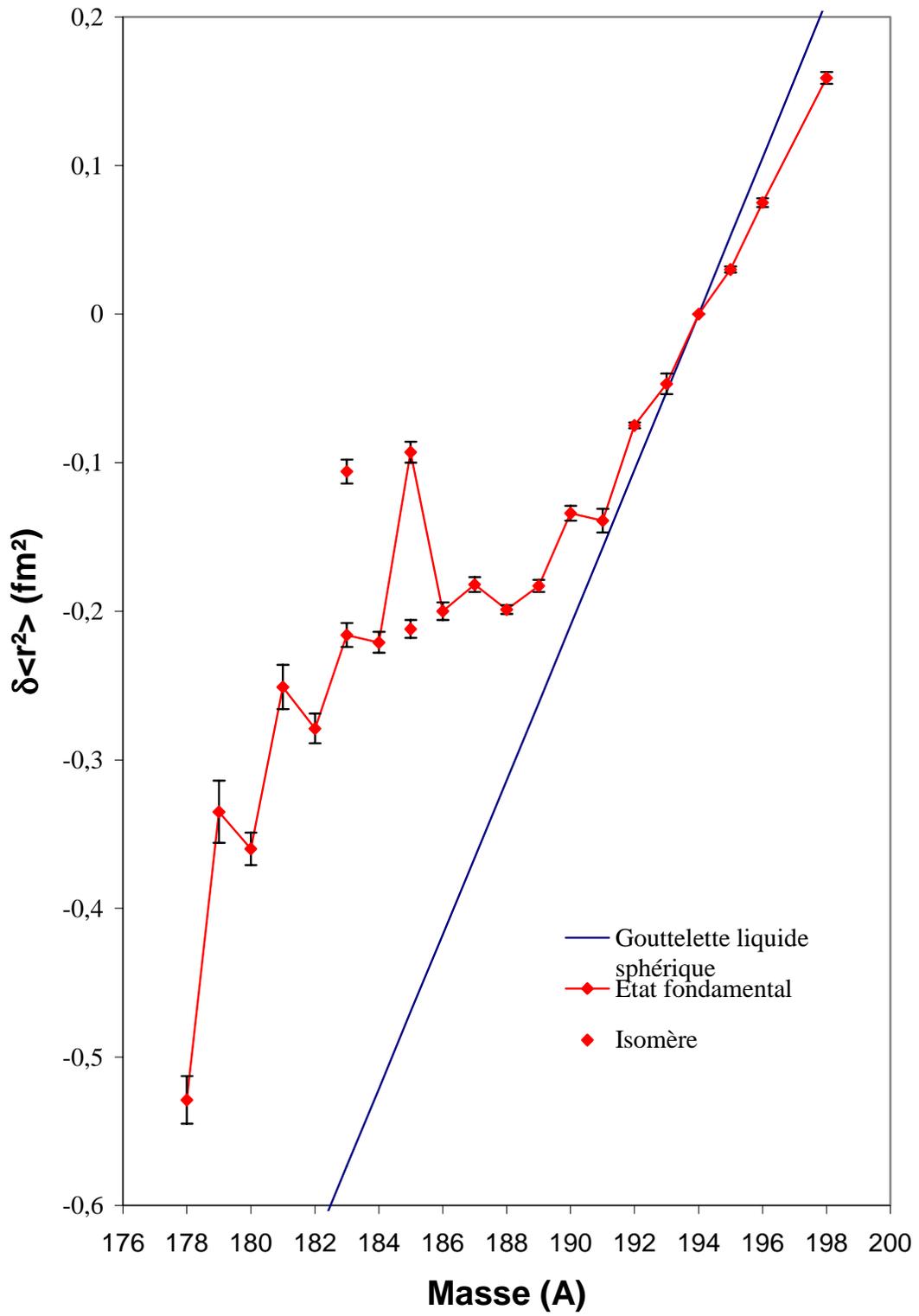


Figure 16 : Variation du rayon carré moyen de charge des isotopes de platine.

## A2 . Discussion des résultats

En supposant la symétrie axiale, nous avons utilisé la relation  $Q_0 = Q_s^{corr} \cdot \frac{(I+1)(2I+3)}{3K^2 - I(I+1)}$  pour extraire le moment quadrupolaire intrinsèque à partir du moment quadrupolaire spectroscopique mesuré. En couplage fort, les valeurs de  $Q_0$  sont extraites et on peut obtenir le paramètre de déformation  $\beta$  en utilisant :

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2 \beta \left[ 1 + \frac{2}{7} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta + \dots \right] \quad [\text{Lö 70}].$$

Le tableau 3 représente le paramètre de déformation obtenu pour  $^{185}\text{Pt}^g$  et  $^{183}\text{Pt}^m$ , ceci à partir des 2 mesures indépendantes : d'une part à partir de la constante de structure hyperfine  $B$  et d'autre part à partir du déplacement isotopique avec  $\delta\langle r^2 \rangle$ . Les deux valeurs  $\beta$  et  $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$  sont très proches en valeur absolue ce qui signifie que l'hypothèse de la symétrie axiale est tout à fait justifiée et que ces deux noyaux sont donc de forme allongée.

A	$I^\pi$	$Q_s^{corr}$ [b]	$Q_0$ [b]	$\beta$	$\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$
$185^g$	$9/2^+$	+ 3,73(17)	+ 6,84(31)	+ 0,229(10)	0,231(3)
$183^m$	$7/2^-$	+ 3,37(27)	+ 7,22(58)	+ 0,242(18)	0,246(3)

Tableau 3 : Paramètres de déformation  $\beta$  et  $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$  extraits à partir de la structure hyperfine et du déplacement isotopique.

Les moments magnétiques sont présentés et comparés avec des valeurs calculées dans le cadre du modèle "Rotor+1quasiparticule" en supposant la symétrie axiale du noyau où les fonctions d'onde de la quasiparticule sont obtenues de manière self-consistante pour le cœur pair (le rotor) comme décrit dans les références [Li 82] et [Po 86] (Tableau 4). Dans notre cas et pour chaque noyau, le cœur a été contraint à prendre la déformation  $\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$  du tableau 2 extraite des mesures de  $\delta\langle r^2 \rangle$ . Les valeurs des moments magnétiques mesurées et calculées sont en bon accord ce qui confirme l'identification de l'état, réalisée en supposant une forme allongée et une symétrie axiale.

A	Etat	$\mu_{\text{exp}} [\mu_N]$	$\mu_{\text{calc}} [\mu_N]$
185 <sup>g</sup>	9/2 9/2 <sup>+</sup> [624]	- 0,723(11)	- 1,46(-0,86)
185 <sup>m</sup>	1/2 1/2 <sup>-</sup> [521]	+ 0,503(5)	+ 0,63(+0,37)
183 <sup>g</sup>	1/2 1/2 <sup>-</sup> [521]	+ 0,502(5)	+ 0,63(+0,37)
183 <sup>m</sup>	7/2 7/2 <sup>-</sup> [514]	+ 0,782(14)	+ 1,45(+0,98)
181	1/2 1/2 <sup>-</sup> [521]	+ 0,484(21)	+ 0,63(+0,38)
179	1/2 1/2 <sup>-</sup> [521]	+ 0,431(32)	+ 0,64(+0,38)

Tableau 4 : Moments nucléaires des noyaux de platine impairs comparés avec nos calculs rotor+Iquasiparticule en prenant  $g_s = g_{s,free} (0,6 g_{s,free})$  et  $g_R = Z/A$ .

L'importante décroissance du rayon de charge à A=178 peut être comparée à la systématique des niveaux de basse énergie dans les noyaux pairs comme nous l'avons fait au deuxième paragraphe du chapitre I avec la figure 6. Cette dernière peut maintenant être complétée (voir figure 17) et la légère remontée en énergie des 2 premiers niveaux 2<sup>+</sup> et 4<sup>+</sup> correspond bien à une diminution de la déformation à partir de A=178.

Les valeurs de  $\delta\langle r_c^2 \rangle$  ont été obtenues par des calculs Hartree-Fock-Bogolyubov utilisant la force de Gogny en tenant compte de la triaxialité du noyau. Le rayon est calculé en intégrant la fonction d'onde sur l'espace du noyau à la déformation ( $\beta, \gamma$ ) obtenue au minimum de l'énergie potentielle sur la surface. Comme le montre le tableau 5, ces noyaux ont ainsi été calculés triaxiaux entre A=196 et A=188 puis se rapprochent d'une forme triaxiale-prolate quand A diminue tout en conservant une valeur du paramètre  $\gamma$  voisine de 15° entre A=186 et A=174. La figure 18 montre la comparaison théorie-expérience en terme de variation de rayon et la tendance générale est parfaitement respectée, notamment l'inflexion à la masse 188. Cependant la diminution de la déformation n'est prévue qu'à la masse 178 au lieu de 180.

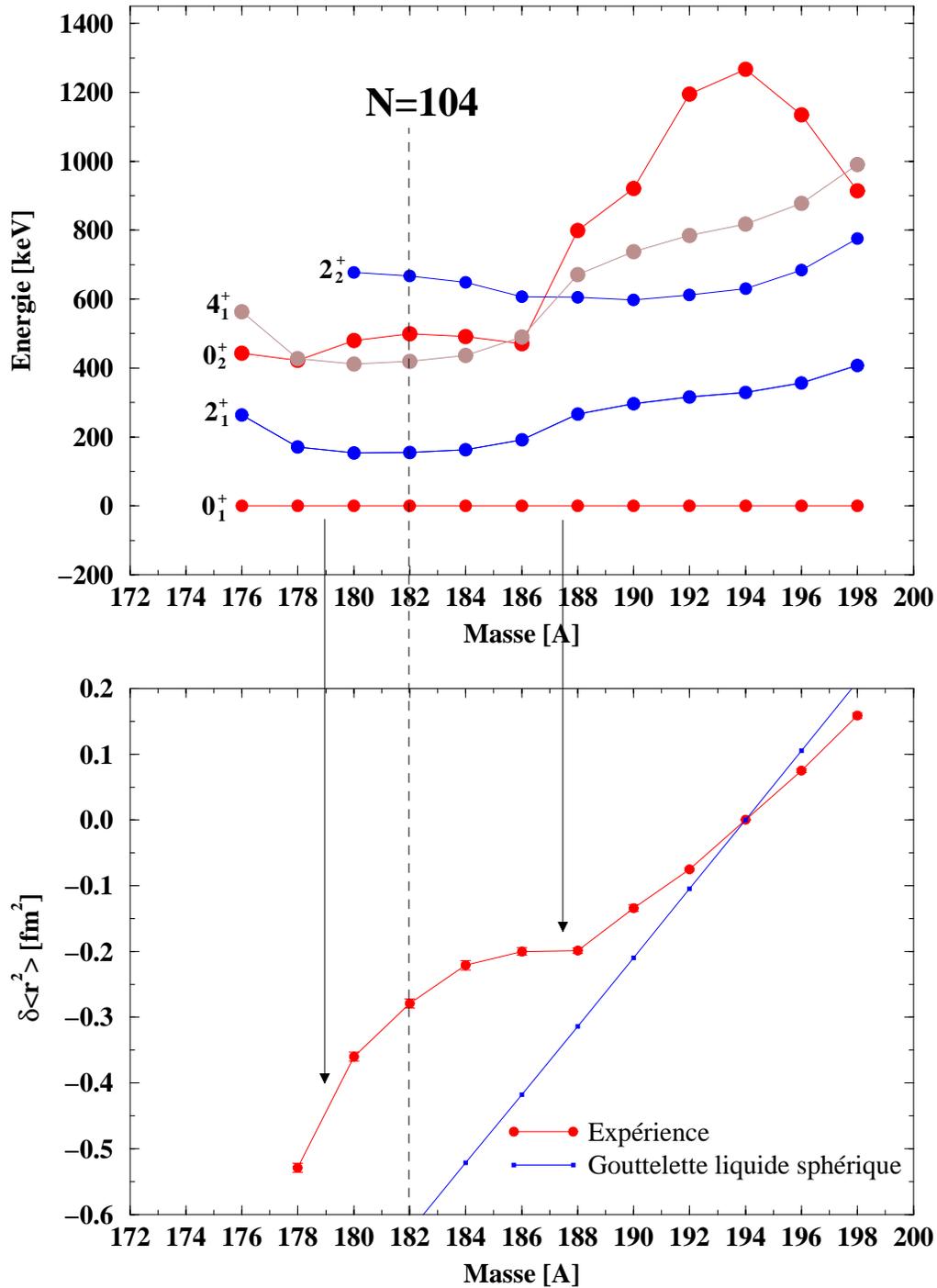


Figure 17 : Comparaison entre la variation du rayon carré moyen de charge et l'évolution des niveaux de basse énergie des noyaux pairs-pairs de platine. Les deux flèches représentent une augmentation de la déformation pour  $186 < A < 188$  et le début de la diminution de la déformation pour  $178 < A < 180$ .

A	$\beta$	$\gamma$ (deg.)	$\delta \langle r_c^2 \rangle_{HFB}^{194,A} [fm^2]$	$\delta \langle r_c^2 \rangle_{exp.}^{194,A} [fm^2]$
196	0,14	33	0,109	0,075(3)
194	0,15	31	0	0
192	0,17	31	- 0,098	- 0,075(2)
190	0,18	29	- 0,190	- 0,134(2)
188	0,20	25	- 0,228	- 0,199(5)
186	0,24	19	- 0,169	- 0,200(6)
184	0,27	15	- 0,119	- 0,221(7)
182	0,29	13	- 0,127	- 0,279(10)
180	0,31	12	- 0,161	- 0,360(11)
178	0,31	13	- 0,313	- 0,529(16)
176	0,30	13	- 0,518	
174	0,25	16	- 0,924	

Tableau 5 : Paramètres de déformation  $\beta$  et  $\gamma$  calculés pour les isotopes pairs-pairs de platine. Les valeurs de  $\delta \langle r_c^2 \rangle$  expérimentales et théoriques sont également comparées.

Nous avons également comparé les valeurs expérimentales de  $\delta \langle r_c^2 \rangle$  avec celles obtenues par le modèle de Davydov et Filippov [Da 58]. Il s'agit de calculs semi-empiriques des paramètres de déformation  $\beta$  et  $\gamma$  sur les noyaux  $^{180-198}\text{Pt}$  à partir de mesures de B(E2) et d'énergies des états  $2^+_1$  et  $2^+_2$  [Es 97]. Tous ces noyaux pairs-pairs sont ainsi calculés triaxiaux avec  $\gamma$  variant de  $20^\circ$  (pour  $^{180}\text{Pt}$ ) à  $33^\circ$  (pour  $^{190}\text{Pt}$ ). La figure 18 montre l'évolution du rayon ainsi calculé avec l'expression [Gr 60, Gr 61] :

$$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_{gouttelette}^{sph} + \frac{5}{4\pi} \times \langle r^2 \rangle_{gouttelette}^{sph} \left[ \langle \beta^2 \rangle + \frac{3}{10} \langle \beta^3 \rangle \cos \gamma (1 - 4 \sin^2 \gamma) \right].$$



couche neutron à  $N=104$  est accompagnée de changements de forme successifs oblate-prolate, les noyaux pairs étant oblate et leurs voisins impairs prolate. Dans le platine ce changement est moins fort parce qu'on s'éloigne de la magicité  $Z=82$ , les noyaux pairs étant ainsi plus déformés que leurs isotones de mercure. Le changement de forme est donc entre triaxial-prolate et prolate [LeBl 99]. Dans ces 2 éléments, le zig-zag pair-impair inversé observé à la traversée du milieu de couche neutron est la signature de changements de forme alternés.

### B. Comparaison $^{184}\text{Au}^{g,m}$ $^{183}\text{Pt}^{g,m}$

La comparaison entre ces deux noyaux se place dans une problématique très ponctuelle à savoir la corrélation entre la déformation d'un noyau dans un état donné et l'énergie de cet état. La figure 19 représente une systématique des énergies relatives de deux niveaux de neutrons  $1/2^-$  [521] et  $7/2^-$  [514] pour différents isotones autour de  $A=184$ . Dans les noyaux impairs-impairs, les états de neutron sont couplés à l'état de proton  $h_{9/2}$ . On voit très bien que l'or 184 se distingue par la position inversée de ces deux niveaux par rapport aux autres noyaux. Les calculs rotor+1 et 2 quasiparticules effectués avec un cœur de platine 184 montrent que la position relative des deux niveaux dans un même noyau ou entre deux noyaux différents est fonction de la déformation [Sa 95]. On peut donc penser que l'inversion des états observée dans  $^{184}\text{Au}$  pourrait être due à une différence de déformation entre  $^{184}\text{Au}$  et  $^{183}\text{Pt}$  ou entre les deux isomères de  $^{184}\text{Au}$ . Ainsi la mesure des déformations des quatre états ( $^{183}\text{Pt}^g$ ,  $^{183}\text{Pt}^m$ ,  $^{184}\text{Au}^g$ ,  $^{184}\text{Au}^m$ ) peut permettre de confirmer ou non cette hypothèse.

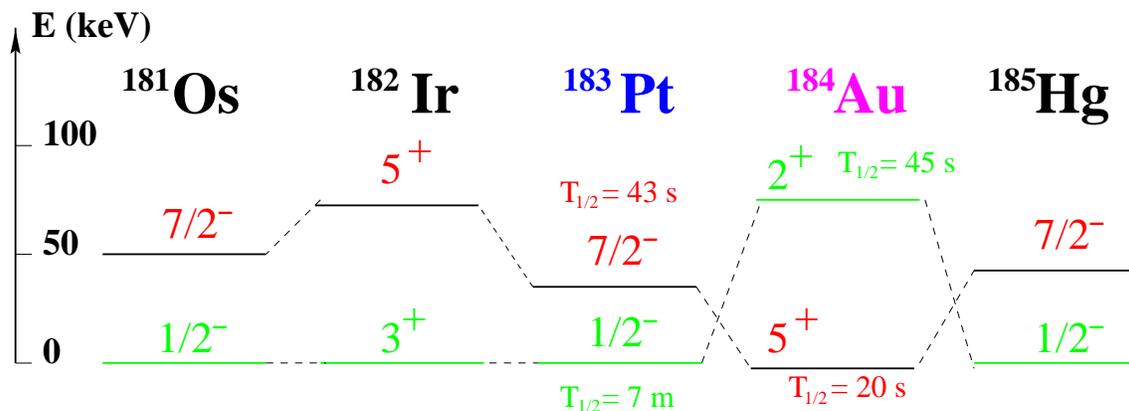


Figure 19 : Systématique des 2 niveaux de neutron autour de  $A=184$ .

## B1 . Mesure des moments nucléaires et du $\delta\langle r^2 \rangle$ dans $^{184}\text{Au}^{\text{g,m}}$

Les mesures de ces paramètres ont été effectuées avec le système COMPLIS de la même manière que les expériences sur le platine. La difficulté était de collecter suffisamment d'atomes d'or 184 dans l'état fondamental puisque la radioactivité du mercure alimente principalement l'état isomérique  $2^+$  (par un facteur 20 environ). Avec une efficacité de  $10^{-5}$ , cela s'est révélé possible. Nous avons utilisé la transition optique  $5d^{10}6s^2S_{1/2} \rightarrow 5d^{10}6p^2P_{3/2}$  à 243 nm qui permet d'extraire le moment quadrupolaire à partir de l'état excité (spin 3/2). Cette étape d'excitation a été obtenue par un triplement en fréquence: on double tout d'abord la fréquence avec un cristal KDP : le rouge à 729 nm devient ultra-violet à 364.5 nm. On mélange ensuite cet UV avec le même rouge dans un cristal d'urée d'où sort un faisceau à 243 nm. L'ionisation est obtenue avec une seule étape supplémentaire à 300 nm.

Le spectre hyperfin complet de  $^{184}\text{Au}^{\text{g,m}}$  est montré figure 20. Les raies appartenant à l'état fondamental sont facilement identifiables dans la mesure où elles sont 10 fois moins intenses que celles de l'isomère. A partir des deux déplacements isotopiques mesurés par rapport à  $^{197}\text{Au}$  et connaissant  $F_{243}$  (obtenu par des calculs MCDF) [Ro 84], nous avons extrait la variation du rayon carré moyen de charge pour les deux états nucléaires. Les valeurs sont données dans le tableau 6.

De plus, avec l'extraction des constantes de structure hyperfine de l'état atomique excité, nous avons extrait les moments nucléaires associés aux deux états. Le détail en est donné dans la référence [Le 97] et les valeurs dans le tableau 6.

A	$I^\pi$	$\mu_I [\mu_N]$	$Q_s$ [b]	$Q_0$ [b]	$\beta$	$\langle \beta^2 \rangle^{1/2}$	$\delta\langle r^2 \rangle$ [ $\text{fm}^2$ ]
$^{184}\text{g}$	$5^+$	+ 2,07(2)	+ 4,65(26)	+ 8,06(45)	+ 0,264(14)	0,255(3)	-0,064(12)
$^{184}\text{m}$	$2^-$	+1,44(2)	+ 1,90(16)	+ 6,65(56)	+ 0,221(17)	0,249(3)	-0,100(12)

Tableau 6 : Moments nucléaires et variation du rayon de charge des 2 états d'or 184.

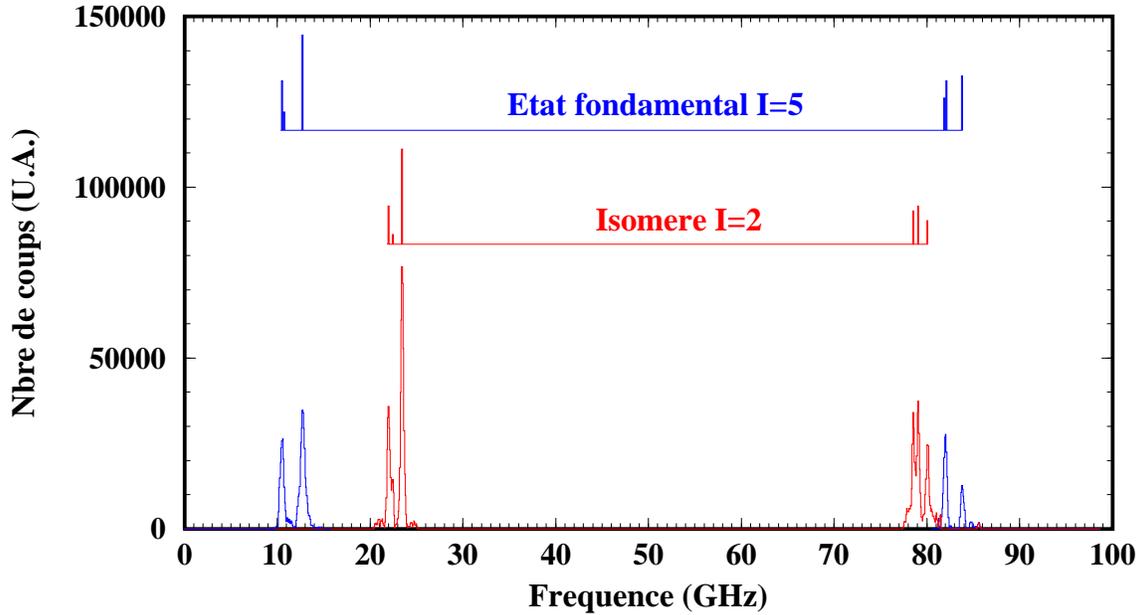


Figure 20 : Spectre hyperfin de  $^{184}\text{Au}^{g,m}$  (les raies correspondant à l'état fondamental ont été agrandies d'un facteur 5). Les deux spectres au-dessus du spectre expérimental ont été reconstitués avec les constantes de structure hyperfine et du déplacement isomérique extraits.

Le moment quadrupolaire a été calculé en supposant la symétrie axiale du noyau et en couplage fort ( $I=K$ ) dans les deux cas. La valeur de  $\beta$  ainsi obtenue est comparée à celle de  $\langle\beta^2\rangle^{1/2}$  extraite de la variation du rayon de charge. Pour l'état fondamental, les deux valeurs sont très proche ce qui indique que la symétrie axiale est parfaitement justifiée. Pour l'isomère nous avons estimé à 8 % le mélange de  $K=1$  dans la fonction d'onde  $K=2$  ce qui est très peu. Dans ce cas, nous pouvons tenter d'interpréter les moments magnétiques en utilisant un modèle utilisant la symétrie axiale : la méthode développée par Ekström [Ek 76]. Pour l'isomère, le moment magnétique obtenu varie entre 1,2 et 1,4 (respectivement pour  $g_s=g_{s\text{free}}$  et  $g_s=0,6g_{s\text{free}}$ ) à comparer avec la valeur expérimentale 1,44(2) ; pour l'état fondamental il varie de 2,3 à 2,2 à comparer avec 2,07(2). L'accord est très bon et on peut en déduire que le proton célibataire sur l'orbite  $h_{9/2}$  découplé du cœur par l'interaction de Coriolis dans  $^{183}\text{Au}$  et  $^{185}\text{Au}$  devient fortement couplé dans  $^{184}\text{Au}$  sur l'état  $3/2^-$  [532]. Les deux nucléons sont donc fortement couplés au cœur et le noyau est bien prolate-axial dans ses deux états.

## B2 . Position relative des états et variation de déformation

Nous avons donc deux noyaux et leurs isomères, tous axiaux, à comparer. On observe dans les deux cas une différence de déformation entre l'état fondamental et l'isomère :

$$\text{pour } ^{184}\text{Au}^{\text{g.m}} \rightarrow \delta\langle\beta^2\rangle = - 0,0031(2),$$

$$\text{pour } ^{183}\text{Pt}^{\text{g.m}} \rightarrow \delta\langle\beta^2\rangle = + 0,0095(2).$$

Les calculs rotor+1 quasiparticule effectués avec un cœur de platine 184 ont permis de déterminer la position en énergie des niveaux de neutrons  $1/2^- [521]$  et  $7/2^- [514]$  pour la déformation  $\beta$  mesurée pour chaque niveau. Nous avons tracé sur la figure 21, pour ces 2 états, la position relative en énergie en fonction de la déformation avec 5 points par état. Cette évolution en énergie des deux états est calculée par rapport à l'état  $5/2^- [512]$  calculé comme état fondamental pour les 5 déformations (voir [Sa 95]).

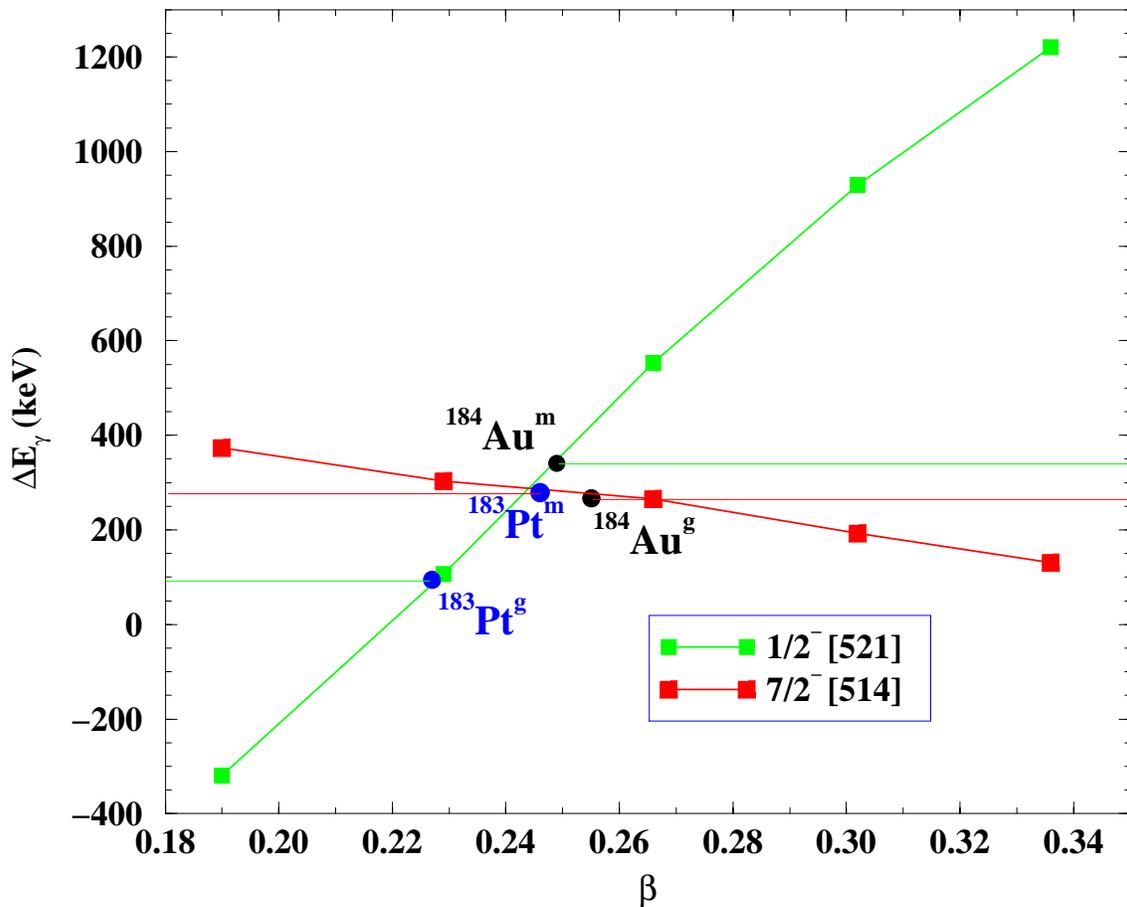


Figure 21 : Position relative des 2 niveaux de neutrons en fonction de la déformation.

Si on reporte sur chacune des droites les déformations *mesurées* pour les quatre états des deux noyaux d'intérêt, il apparaît que l'état  $1/2^- [521]$ , fondamental pour  $^{183}\text{Pt}$ , devient bien isomère pour  $^{184}\text{Au}$ . On observe l'inverse pour l'état  $7/2^- [514]$ . La différence de déformation, mesurée positive dans  $^{183}\text{Pt}^{\text{g,m}}$  et négative dans  $^{184}\text{Au}^{\text{g,m}}$  (voir ci-dessus) explique donc bien l'inversion des 2 niveaux dans  $^{184}\text{Au}^{\text{g,m}}$ .

Finalement les noyaux d'or ont été étudiés de la masse 199 à la masse 183 par spectroscopie laser [Wa 89, Sa 90, Kr 88]. Avec COMPLIS, seuls  $^{182}\text{Au}$  dont le spin vient d'être mesuré ( $I=2$ ) [Ib 00] et  $^{187}\text{Au}^{\text{m}}$  ( $T_{1/2}=2,3$  s et  $I=9/2$ ) pourraient être ajoutés à toutes ces mesures.

Sur les isotopes d'iridium rien n'était connu (à l'exception des deux noyaux stables) et nous avons récemment effectué une expérience où nous avons mesuré les structures hyperfines de la masse 193 à 182 dont le noyau  $^{186}\text{Ir}$  avec son isomère. La figure 22 montre en exemple 2 spectres hyperfins enregistrés :  $^{182}\text{Ir}$  et  $^{186}\text{Ir}^{\text{g,m}}$ . Dans tous les isotopes d'iridium, la mesure de la variation du rayon de charge est primordiale car elle donne accès à la déformation qui n'est pas connue malgré de nombreuses mesures de moments quadripolaires spectroscopiques : seule le  $\delta\langle r_c^2 \rangle$  permet de déterminer le taux de mélange en K comme nous l'avons fait dans  $^{184}\text{Au}^{\text{g,m}}$  [Le 97]. Je participe à la direction du travail de thèse de David Verney (dirigée par M<sup>elle</sup> Brigitte Roussière) qui porte sur l'étude de la série isotopique de Ir.

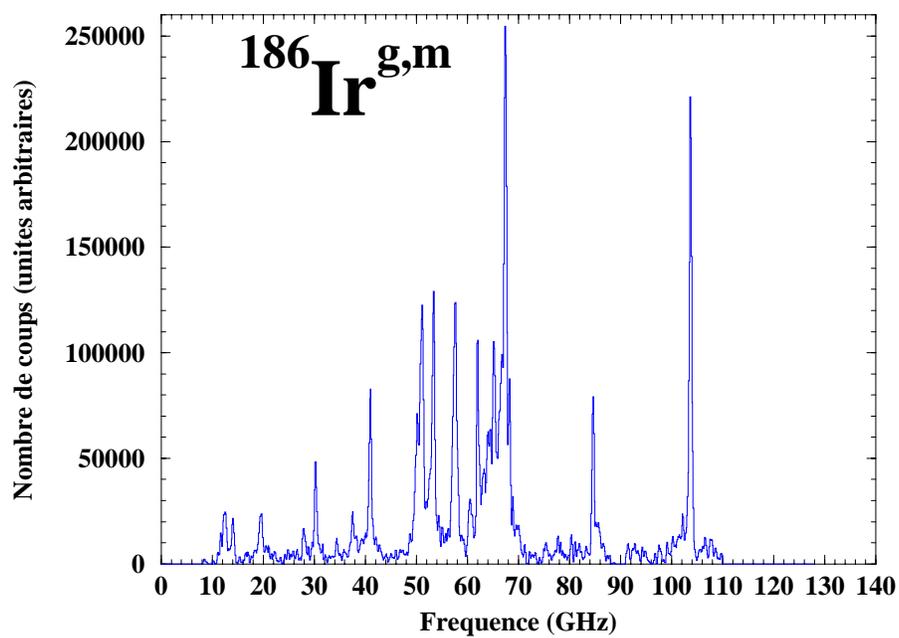
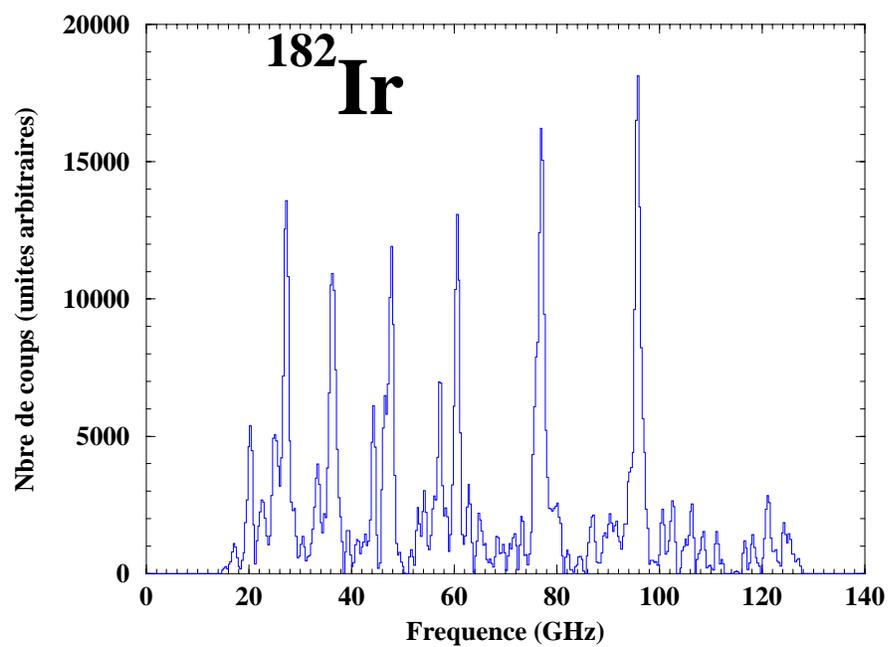


Figure 22 : Spectres hyperfins typiques de  $^{182}\text{Ir}$  et  $^{186}\text{Ir}^{g,m}$ . Pour ce dernier, la structure hyperfine de l'isomère se situe au centre du spectre.

# CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Nous avons montré dans ce mémoire que la spectroscopie laser est un outil spécifique pour déterminer des constantes fondamentales en physique nucléaire. Cette méthode originale permet de mesurer les moments nucléaires des noyaux ainsi que leur variation du rayon de charge indépendamment des modèles nucléaires (du moins en ce qui concerne  $\mu_I$  et  $\delta\langle r^2 \rangle_c$ ). Elle est donc un complément indispensable à la spectroscopie nucléaire ( $\alpha$ ,  $\beta$  ou  $\gamma$ ) puisque si celle-ci permet une approche interne –une vue de l'intérieur– de la forme du noyau, l'interaction de ce noyau avec son cortège électronique (structure hyperfine) est une approche externe de la forme du noyau : c'est une vue de l'extérieur.

Nous avons exposé deux techniques principalement utilisées en spectroscopie laser : la spectroscopie colinéaire directement sur un faisceau produit par un séparateur d'isotopes, et la spectroscopie par ionisation résonante couplée à la désorption d'atomes qui permet l'étude des noyaux réfractaires non produits par un séparateur d'isotopes.

Pour illustrer ces méthodes nous avons choisi de décrire des noyaux se situant dans la région de transition située autour de  $A=190$ . C'est en effet une région particulièrement riche dans la mesure où de nombreuses instabilités de forme ont été mises en évidence que se soit en spectroscopie nucléaire ou en spectroscopie laser. Cette dernière a été illustrée ici avec des exemples bien particuliers :

- La spectroscopie colinéaire sur un faisceau isomérique permettant de définir de façon complète l'état isomérique de 31 ans de l'hafnium 178. Par ailleurs, un grand moment hexadécapolaire a été suggéré par le résultat d'un calcul.

- L'étude des noyaux de platine très déficients en neutrons avec l'expérience COMPLIS où nous avons mis en évidence un phénomène inattendu de zigzag pair-impair.

- La comparaison de deux isotones de platine et d'or avec leurs isomères avec l'expérience COMPLIS où les quatre états ont été définis de façon complète grâce à la mesure des moments magnétiques : l'inversion observée en spectroscopie nucléaire des deux niveaux de neutron est bien dû à un changement de déformation qui a été mis en évidence par spectroscopie laser.

Avec cette technique, on peut donc tout aussi bien répondre à une question ponctuelle ( $^{178}\text{Hf}^{m2}$ ,  $^{184}\text{Au}^{g,m}$  -  $^{183}\text{Pt}^{g,m}$ ) ou étudier un élément par sa chaîne isotopique.

La spectroscopie laser telle qu'elle est utilisée avec COMPLIS en spectroscopie par ionisation résonante possède de nombreuses applications notamment pour les sources d'ions laser. En effet, dans un séparateur en masse, plusieurs éléments peuvent coexister dans un même faisceau isobarique et souvent un élément d'intérêt peut être noyé dans un élément parasite de même masse. Si on sélectionne à la source le Z intéressant en l'ionisant par plusieurs étapes laser, l'élément parasite restera sous forme d'atome et ne pourra pas être accéléré. On aura donc un faisceau chimiquement pur de Z et de A donné. Cette perspective est très attrayante pour les projets de production de faisceaux exotiques riches en neutrons comme l'étain, le tellure, l'iode, etc. Les éléments produits par fission peuvent être séparés en masse mais les isobares sont tellement nombreux qu'il sera nécessaire de les séparer très sélectivement et donc par laser. Une source d'ions laser possède en effet un pouvoir sélecteur bien plus important que n'importe quel séparateur en ligne à haute résolution du type HRS à Isolde.

Au niveau des perspectives en physique, de nombreuses régions de masse où apparaissent des nombres magiques, restent encore inexplorées notamment du côté riche en neutrons (voir figure 23). Nous avons commencé à étudier avec COMPLIS les noyaux d'étain autour de  $A=132$  (noyau doublement magique) où les théories divergent au passage de la couche magique. Des résultats préliminaires prometteurs nous permettent d'envisager une étude au delà de  $N=82$ . Les noyaux appartenant à cette région tels les noyaux de tellure et d'antimoine riches en neutrons seront également étudiés pour observer le comportement du noyau au passage de cette couche magique loin de la stabilité pour ces éléments. Les noyaux de brome, sélénium, arsenic, gallium au passage de la couche magique  $N=50$  seront également explorés. Cependant, quand la production d'atomes radioactifs des séparateurs classiques type ISOLDE ne sera plus suffisante pour les noyaux très loin de la stabilité, des expériences d'ionisation résonante directement sur une source d'ions laser pourront être envisagées sur les accélérateurs de faisceaux exotiques.

Une autre application de la spectroscopie laser est la spectroscopie radiofréquence à détection par pompage optique laser. Elle permet d'obtenir une précision de  $10^{-9}$  sur la mesure

des constantes de structure hyperfine  $A$  (donnant accès au moment magnétique) et  $B$  (donnant accès au moment quadrupolaire). On peut également mesurer, quand les spins le permettent, la contribution octupolaire et hétéradécupolaire à la structure hyperfine ce qui permet d'atteindre des grandeurs jamais mesurées directement dans le noyau. Des ions sont par exemple piégés dans une trappe et la spectroscopie est effectuée par la radiofréquence qui est balayée sur toutes les transitions magnétiques dipolaires dans un multiplet hyperfin dont la dégénérescence aura été levée par effet Zeeman en champs faible. Un tel programme peut être mis en application sur une ligne basse énergie d'accélérateurs de faisceau exotique type SPIRAL.

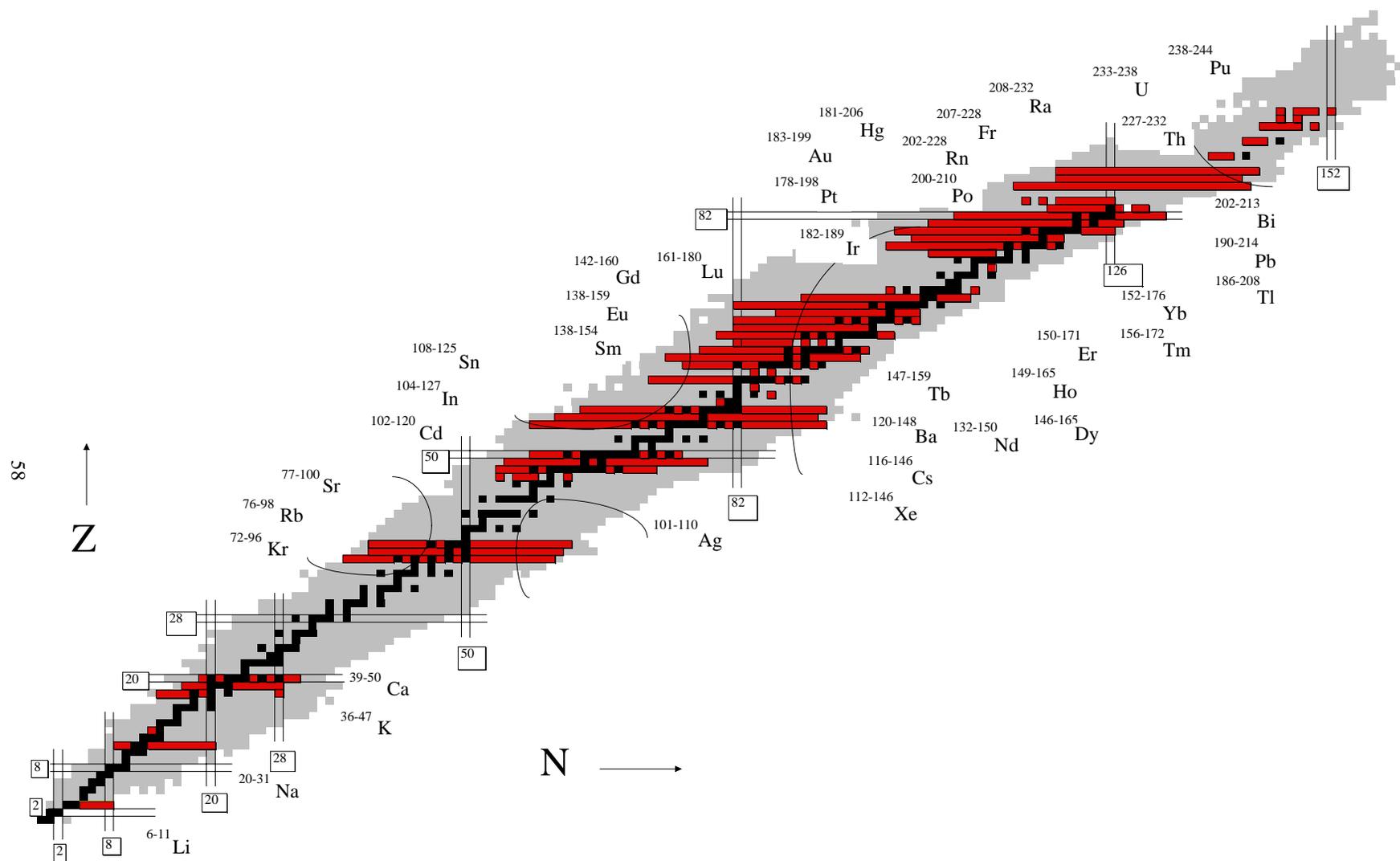


Figure 23 : Séries isotopiques étudiées par spectroscopie laser.

# REFERENCES

- [Ah 88] : S.A. Ahmad *et al.*, Nucl. Phys. A483 (1988) 244.
- [Au 87] : P. Aufmuth *et al.*, At. Data Nucl. Data Tables 37 (1987) 455.
- [Be 88] : A. Ben Braham *et al.*, Nucl. Phys. A482 (1988) 553.
- [Be 93] : O. Becker *et al.*, Phys. Rev. A48 (1993) 3546.
- [Bo 52] : A. Bohr, Kgl. Danske Mat. Phys. Medd. 26, n° 14 (1952),  
A. Bohr et B.R. Mottelson, Kgl. Danske Mat. Phys. Medd. 27, n° 16 (1953).
- [Bo 58] : A. Bohr *et al.*, Phys. Rev. 110 (1958) 936.
- [Bo 72] : J. Bonn *et al.*, Phys. Lett. 38B (1972) 308.
- [Bo 75] : A. Bohr et B. Mottelson, Nuclear Structure, Benjamin, New-York, (1975), Vol I et  
II
- [Bo 94] : N. Boos *et al.*, Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 2689.
- [Br 95] : C. Briançon *et al.*, *Proc.8th Int.Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and  
Related Topic*, Fribourg, Switzerland, 20-24 September 1993, J.Kern, Ed., World  
Scientific, Singapore,p. 192 (1994).
- [Bü 82] : S. Büttgenbach, *Hyperfine Structure in 4d- and 5d-Shell Atoms*, Springer Tracts in  
Modern Physics 96 (Springer, Berlin, 1982).
- [Bü 84] : S. Büttgenbach *et al.*, Z. Phys. A317 (1984) 237.
- [Ca 70] : J. Cajko, Z. Phys. 234 (1970) 443.
- [Ce 90] : B. Cederwall *et al.*, Z. Phys. A337 (1990) 283.
- [Ch 84] : W. Childs and K. Cheng, Phys. Rev. A30 (1984) 667.
- [Da 58] : A.S. Davydov and G.F. Filippov, Nucl. Phys. 8 (1958) 237.
- [Da 79] : P. Dabkiewicz *et al.*, Phys. Lett. 82B (1979) 199.
- [De 75] : J.P. Desclaux, Comp. Phys. Comm. 9 (1975) 31.
- [De 80] : J. Dechargé and D. Gogny, Phys. Rev. C21 (1980) 1565.
- [Del 75] : M.A. Deleplanque *et al.*, J. de Phys. 36 (1975) L205.
- [Dr 86] : G. D. Dracoulis *et al.*, J. Phys. G12 (1986) L97.
- [Du 89] : H.T. Duong *et al.*, Phys. Lett. B217 (1989) 401.

- [Ek 76] : C. Ekström *et al.*, Physica Scripta 14 (1976) 199.
- [Es 97] : L. Esser *et al.*, Phys. Rev. C55 (1997) 206.
- [Fi 72] : M. Finger *et al.*, Nucl. Phys. A188 (1972) 369.
- [Fo 55] : R. Foucher, Thèse de l'Université de Paris (1961).
- [Ga 99] : B. Gall, Ann. Phys. Fr. 24, N° 6 (1999).
- [Gi 88] : M. Girod *et al.*, Phys. Rev. C37 (1988) 2600.
- [Gi 94] : M. Girod *et al.*, *Proceedings of the international conference on Nuclear Shapes and Nuclear Structure at low Excitation Energy*, ed. By M. Vergnes *et al.*, Editions Frontières, Gif sur Yvette (1994), p.357.
- [Gi 98] : M. Girod, communication privée.
- [Gr 60] : D. Grechukhin, Sov. Phys. JETP11 (1960) 1359.
- [Gr 61] : D. Grechukhin, Sov. Phys. JETP13 (1961) 261.
- [Gr 80] : I.P. Grant *et al.*, Comp. Phys. Comm. 21 (1980) 207.
- [Ha 88] : F. Hannachi *et al.*, Z. Phys. A330 (1988) 15.
- [He 68] : R.G. Helmer and C.W. Reich, Nucl. Phys. A114 (1968) 649; Nucl. Phys. A211 (1973) 1.
- [He 74] : K. Heilig and A. Steudel, At. Data Nucl. Data Tables 14 (1974) 613.
- [Hi 92] : T. Hilberath *et al.*, W. Phys. A342 (1992) 1.
- [Hu 79] : G.S. Hurst *et al.*, Rev. of Mod. Phys. 51 (1979) 567.
- [Ib 00] : F. Ibrahim *et al.*, soumis à European Journal of Physics A (2000).
- [Ji 97] : W.G. Jin *et al.*, Phys. Rev. C55 (1997) 1545.
- [Ki 84] : W.H. King, Isotope shift in atomic spectra, Plenum Press (1984) New-York and London.
- [Kr 85] : A. J. Kreiner *et al.*, Nucl. Phys. A432 (1985) 451.
- [Kr 88] : U. Krönert *et al.*, Z. Phys. A331 (1988) 521.
- [Le 88] : J.K.P. Lee *et al.*, Phys. Rev. C38 (1988) 2985.
- [Le 89] : F. Le Blanc, Thèse de l'université Paris VII (1989) Paris.
- [Le 92] : F. Le Blanc *et al.*, Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. B72 (1992) 111.
- [Le 97] : F. Le Blanc *et al.*, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 2213.
- [Le 99] : J.M.G. Levins *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 2476.

- [LeB 99] : F. Le Blanc, Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Noyau  
 Champ et Cortège, Maubuisson, France, Edité par l'IN2P3 (1999), p.149.
- [LeBl 99] : F. Le Blanc *et al.*, Phys. Rev. C60 (1999) 054310
- [Li 82] : J. Libert *et al.*, Phys. Rev. C25 (1982) 586.
- [Li 83] : S. Libermann, L. Cabaret, J. Pinard et A. Taleb, Revue de Cethedec Ondes et Signal,  
 NS 83-2 (1983) Paris.
- [Lö 70] : K.E.G. Löbner *et al.*, Nucl. Data Tables A7 (1970) 495.
- [Na 85] : W. Nazarewicz *et al.*, Nucl. Phys. A435 (1985) 397.
- [Po 86] : M.G. Porquet *et al.*, Nucl. Phys. A451 (1986) 365.
- [Pr 68] : O. Prior *et al.*, Nucl. Phys. A110 (1968) 257.
- [Ot 87] : E. W. Otten, Treatise of heavy ion physics, vol. 8, Plenum Press (1987) p. 28.
- [Qu 92] : P. Quentin *et al.*, Nuclear Shapes and Nuclear Structures at low excitation Energy;  
 edited by M. Vergnes, J. Sauvage, P.H. Heenen and H.T. Duong, NATO ASI Ser. B,  
 Vol. 289 (Plenum, New York, 1992), p. 163.
- [Qu 99] : P. Quentin, communication privée (1999).
- [Rag 89] : P. Raghavan, At. Data Nucl. Data Tables 42 (1989) 189.
- [Ram 89] : S. Raman, At. Data Nucl. Data Tables 42 (1989) 1.
- [Re 86] : N. Redon *et al.*, Phys. Lett. B316 (1984) 157.
- [Ro 84] : A. Rosen *et al.*, Z. Phys. A330 (1984) 15.
- [Sa 90] : G. Savard *et al.*, Nucl. Phys. A512 (1990) 241.
- [Sa 95] : J. Sauvage *et al.*, Nucl. Phys. A592 (1995) 221.
- [Sc 55] : C. Schwartz, Phys. Rev.97 (1955) 380.
- [Se 69] : E.C. Seltzer, Phys. Rev. 188 (1969) 1916.
- [Se 96] : G. Seewald *et al.*, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 5016.
- [Sg 55] : S.G. Nilsson, Dan. Mat. Fys. Medd. 29 (1955) n° 16.
- [St 67] : V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A95 (1967) 420.
- [St 71] : R.M Sternheimer and R.F. Peierls, Phys. Rev. A3 (1971) 837.
- [Ta 84] : Y. Tanaka *et al.*, Phys. Rev. 29 (1984) 1830.
- [Tl 77] : T.L. Khoo and G. Løvholden, Phys. Lett. 67B (1977) 271.
- [Ul 86] : G. Ulm *et al.*, Z. Phys. A325 (1986) 247.

[Va 72] : D. Vautherin et D.M. Brink, Phys. Rev. C5 (1972) 626.

[Wa 89] : K. Wallmeroth *et al.*, Nucl. Phys. A493 (1989) 224.

[We 95] : T. R. Werner and J. Dudek, At. Data Nucl. Data Tables 59 (1995) 1.

[Zh 97] : W.Z. Zhao *et al.*, Hyperfine Interactions 108 (1997) 483.

# RESUME

L'étude de la forme du noyau atomique est un sujet fondamental puisqu'elle constitue un excellent laboratoire pour tester et valider les différents modèles nucléaires. La mesure du moment quadrupolaire électrique et du rayon de charge nucléaire (signant tous deux la forme du noyau) et du moment dipolaire magnétique, apporte des renseignements précieux pour déterminer la structure nucléaire. En particulier, les valeurs des moments magnétiques sont importantes à caractériser car elles sont fortement liées au degré de pureté des fonctions d'onde décrivant une configuration nucléaire donnée.

La spectroscopie atomique, et plus particulièrement la spectroscopie laser, est un moyen précis et inhabituel pour caractériser des observables liées à la forme du noyau : on extrait la variation du rayon de charge entre deux noyaux à partir du déplacement isotopique et le moment quadrupolaire à l'aide de la structure hyperfine ; on observe le noyau à partir du cortège électronique.

Depuis plus de 10 ans, nous avons fondé un groupe de spectroscopie laser à l'IPN d'Orsay en collaboration avec le Laboratoire Aimé Cotton d'Orsay, l'université McGill à Montréal et l'Institut de Physique de Mayence. Nous avons ainsi construit un système expérimental baptisé PILIS à Orsay puis COMPLIS au CERN pour étudier la forme des noyaux loin de la vallée de stabilité. Grâce aux résultats obtenus avec cet ensemble expérimental, 7 thèses (une canadienne, trois allemandes et deux françaises) ont été soutenues sur les noyaux d'or, de platine et d'iridium. Un développement du système et une nouvelle de mesure sur les noyaux d'étain riches en neutrons viennent de débiter et doivent faire l'objet d'une nouvelle thèse.