

Bulletin de l'Union des Physiciens

Association de professeurs de Physique et de Chimie

Quelques études actuelles du noyau atomique :

LE COMPORTEMENT DU NOYAU A HAUT MOMENT ANGULAIRE

par J.-P. VIVIEN,

Maître de Recherches

au Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg.

La physique nucléaire a pour objet de comprendre les mécanismes qui régissent le comportement du noyau. Elle a pour but ultime la connaissance exacte de la ou des forces nucléaires. Le noyau est une entité physique dont le comportement semble parfois déroutant. Soumis à des contraintes extérieures, il réagit tantôt de façon cohérente c'est-à-dire de manière collective, tantôt seule l'excitation de quelques-uns de ses nucléons témoigne des contraintes imposées, le reste du noyau se comportant comme un spectateur relativement passif. Cette dualité dans son comportement se reflète dans les modèles dont se sont dotés les physiciens nucléaires. D'un côté le modèle en couche adoptant un point de vue microscopique s'attache aux états de particule, à l'opposé les modèles collectifs présentant le noyau comme une goutte liquide en donnant une description macroscopique.

Alors qu'à ses débuts la physique nucléaire s'était focalisée sur les états du noyau à relativement faible énergie d'excitation où peu de degrés de liberté interviennent, les moyens actuels lui permettent d'explorer le noyau dans des conditions extrêmes : soit à haute énergie d'excitation comme dans les études de résonance géante ou les études d'état de trous profonds, soit à la limite de la cohésion de la matière nucléaire comme dans les études des états de très haut moment angulaire.

L'étude du comportement du noyau à haut moment angulaire est l'un des champs de la physique nucléaire qui connaît depuis quelques années un développement rapide. Cette dynamique est liée à deux faits. Tout d'abord la mise en œuvre

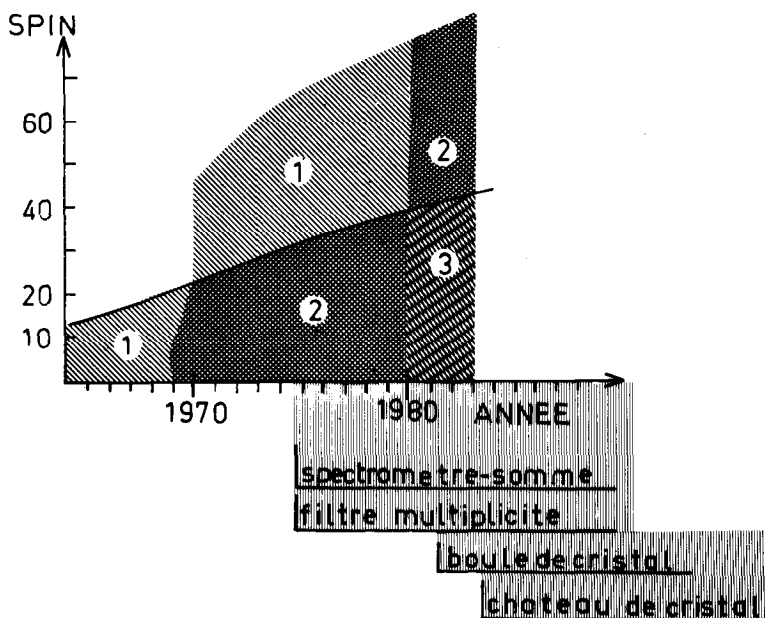


Fig. 1. — Evolution de l'étude des états de haut spin.

d'accélérateurs délivrant des faisceaux d'ions plus lourds et plus énergétiques a permis de créer des noyaux animés de mouvements de rotation rapide. Suite à ces nouvelles possibilités, l'appareillage a connu un développement continu : utilisation de spectromètre somme 4π , de filtre de multiplicité, les qualités de ces deux types d'appareils étant réunies dans les détecteurs type boule de cristal ou château de cristal. Dans l'évolution de l'étude des états de hauts moments angulaires, on peut reconnaître différentes phases. La première, très spéculative, correspond à l'élaboration de nouveaux concepts et à ce stade les données expérimentales sont minces. La phase 2 voit la création d'appareillages et l'étude de cas spécifiques fournissant des données expérimentales plutôt qualitatives qui permettent d'étayer les concepts théoriques. La phase 3 correspond à des études plus systématiques où tous les paramètres du noyau sont mesurés et confrontés aux résultats de calculs détaillés.

Le tableau 1 résume ces différentes phases et le diagramme 1 donne l'évolution dans le temps de l'étude des états de haut spin en terme de ces phases. La ligne continue correspond aux états de spin les plus élevés découverts au fil des années. Les

dates de mise en œuvre des différents appareillages spécifiques à ces études sont reportées en dessous du diagramme.

PHASE	DONNEES EXPERIMENTALES	THEORIE	CARACTERE DES CONNAISSANCES
1	peu	Nouveaux concepts	Spéculatif
2	nombre limité qualitatives	Test des concepts	Spécifique
3	abondantes quantitatives	Calculs détaillés	~ Complet

Tableau 1

Après un rappel des différents modèles décrivant le noyau, des phénomènes d'appariement et de Coriolis, on décrira les études actuelles du noyau à haut moment angulaire à travers les états discrets et les états du continuum.

LE MODELE EN COUCHE.

Au fur et à mesure que les données expérimentales en physique nucléaire se sont accumulées, il est apparu que les propriétés des noyaux montraient des discontinuités et des similitudes lorsque le nombre de protons ou de neutrons prenait l'une des valeurs 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Ce fait n'était pas sans rappeler les propriétés des électrons de l'atome se déplaçant dans le puits de potentiel créé par la charge électrique du noyau. On en est ainsi venu à proposer pour le noyau un modèle à particules indépendantes se déplaçant dans un potentiel moyen représentant l'action de tous les autres nucléons. Ce modèle dit modèle en couche n'est cependant qu'une approximation. La différence fondamentale par rapport au cas de l'atome est que le noyau constitue un problème à n corps où chacun des nucléons agit séparément sur les autres. L'approximation d'un potentiel moyen ayant à peu près la dimension physique du noyau n'est valable que grâce au fait que le volume occupé par le noyau est environ 100 fois supérieur au volume compacté que formeraient les nucléons le constituant. En d'autres termes, chaque nucléon ne ressent au sein du noyau que la « queue » de la partie attractive des forces nucléaires, la violente répulsion de ces forces à courte distance n'intervenant pas dans le noyau.

Après un certain nombre de raffinements dont l'introduction de l'interaction spin orbite qui a permis de reproduire correc-

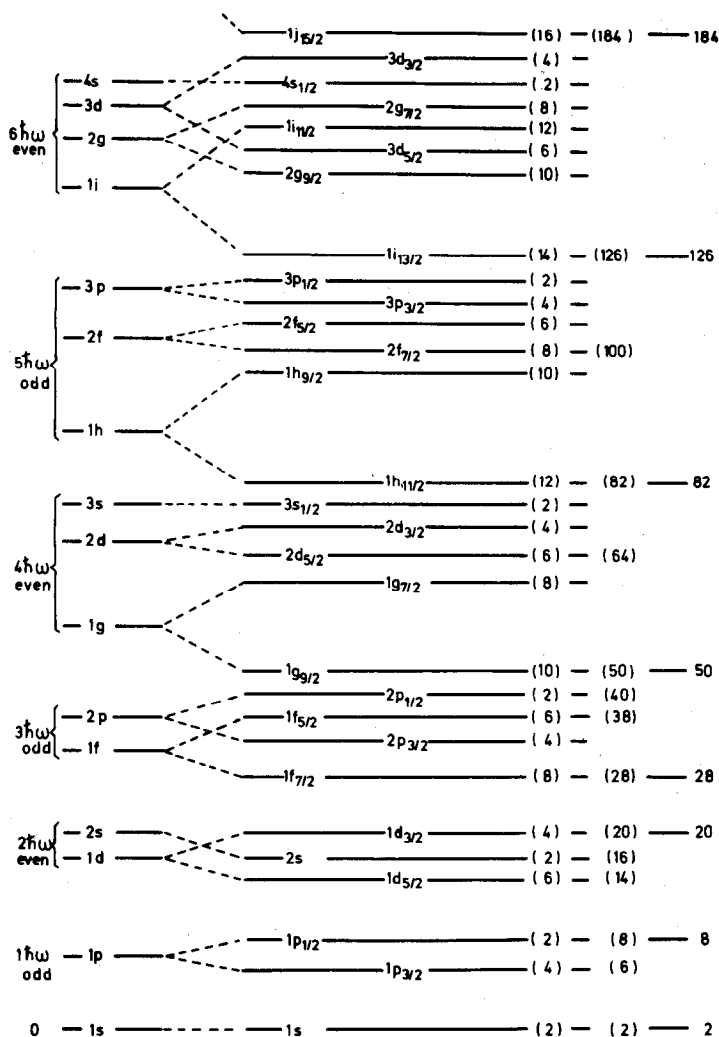


Fig. 2. — Séquence des énergies de niveaux dans le modèle en couche. La séquence de gauche correspond à un potentiel sans terme de couplage spin orbite. Celle de droite inclut ce couplage. Chaque niveau est répertorié : — par le numéro de l'orbitale, — par la lettre caractérisant l'orbitale ($s, p, d, f, g, \dots$ correspond respectivement aux orbitales $l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$) et par le spin du niveau $j = l + s$, c'est-à-dire $j = l \pm 1/2$). Le nombre de nucléons maximum sur chaque couche (égal à $2J + 1$) est indiqué sur la première colonne de droite, la seconde colonne correspond au nombre de nucléons du noyau lorsque cette couche est complète, la troisième colonne indique les nombres magiques de nucléons (couche fermée).

tement tous les nombres magiques, le modèle en couche à particule indépendante a fourni une description microscopique du noyau. On peut ainsi, tenant compte du principe d'exclusion de Pauli (interdiction de placer deux nucléons identiques sur une même orbite définie par les mêmes nombres quantiques) construire un noyau en remplissant les couches de plus basse énergie (fig. 2).

Le modèle en couche à potentiel moyen sphérique a eu un certain nombre de succès. Outre l'explication des nombres magiques il a, entre autre, reproduit les moments angulaires des noyaux dans leur état fondamental et fourni correctement la valeur des moments magnétiques de noyaux proches des couches fermées. Loin des couches fermées, c'est-à-dire pour des noyaux de masse $A \simeq 25$, pour les noyaux de terre rare $150 < A < 190$ et les noyaux de la région des actinides $A > 220$, on a pu également utiliser un modèle à particule indépendante à condition d'introduire cette fois un potentiel déformé. L'idée de ce potentiel déformé a fait le succès du modèle de Nilsson qui est arrivé à donner une description réaliste des noyaux déformés à bas moment angulaire (fig. 3).

LE MODELE DE LA GOUTTE LIQUIDE. STABILITE VIS-A-VIS DE LA ROTATION.

Complètement à l'opposé des modèles en couche, le modèle de la goutte liquide donne du noyau une description macroscopique. Cette notion de goutte de matière nucléaire introduite dès le début de la physique nucléaire a permis entre autre de donner une estimation correcte de la masse des noyaux à travers la table périodique des éléments. Avec l'avènement des ions lourds et la possibilité de créer des noyaux à très haut moment angulaire, cette description macroscopique du noyau a repris un intérêt tout particulier. En 1974, Cohen, Plasil et Swiatecki ont analysé la rotation d'un noyau en terme du mouvement classique d'une goutte de liquide chargée dont les propriétés sont ajustées à celles de la matière nucléaire. Traité comme un objet classique, le noyau au repos doit avoir une forme sphérique. Mise en rotation, cette goutte de matière nucléaire doit se déformer pour prendre tout d'abord la forme d'un ellipsoïde aplati comme la terre. Au-delà d'un certain moment angulaire critique, ces auteurs prévoient que le noyau évolue par une série de formes triaxiales vers une forme très allongée (fig. 4).

Dans cette étude, l'énergie du noyau est la somme d'une énergie de tension de surface E_s , d'une énergie de répulsion coulombienne E_c et d'une énergie de rotation E_R proportionnelle au moment angulaire I du noyau.

$$E = E_s + E_c + E_R$$

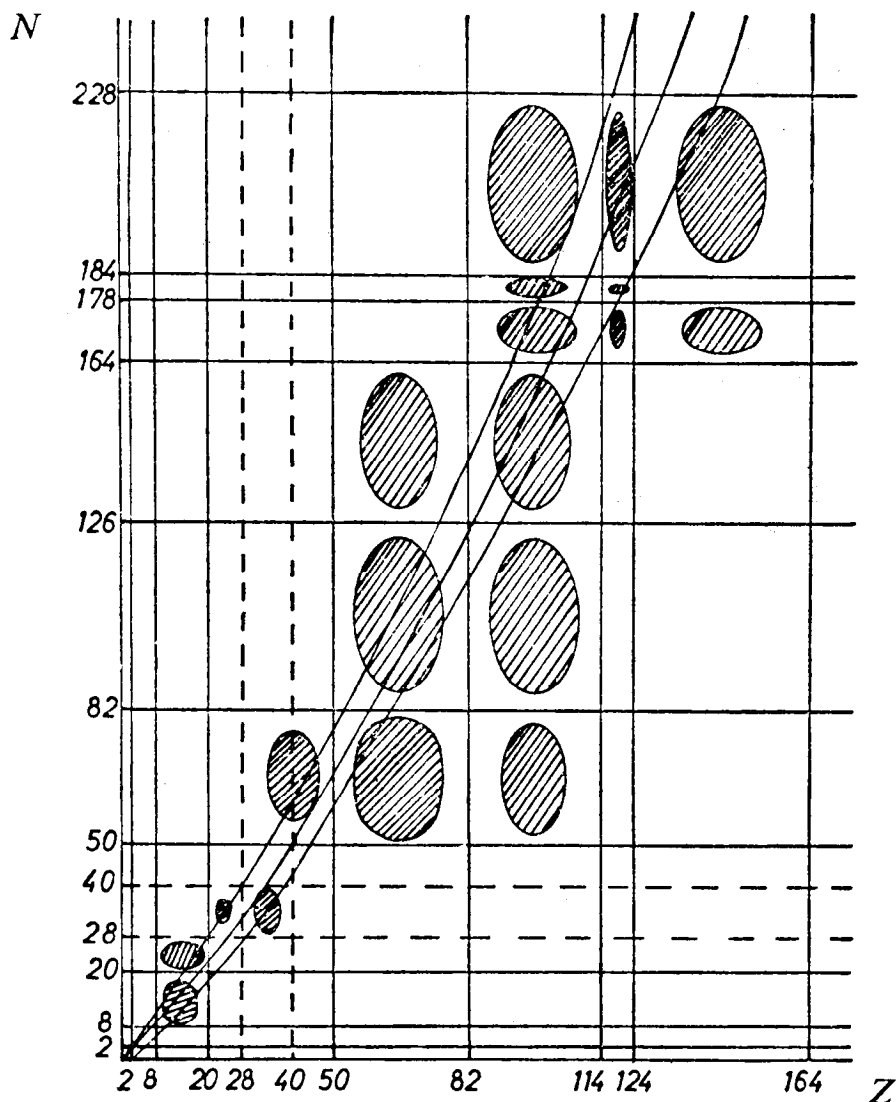


Fig. 3. — Noyaux sphériques et noyaux déformés : les nombres magiques correspondants aux couches fermées de proton Z et de neutron N sont indiqués par des lignes verticales et horizontales. Les zones hachurées correspondent aux noyaux déformés. Autour des nombres magiques on s'attend à trouver des noyaux sphériques.

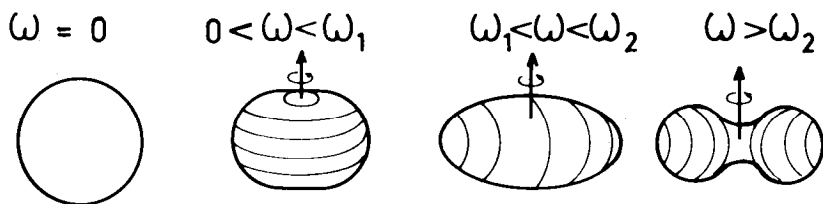


Fig. 4. — Evolution en mécanique classique de la forme d'un corps rigide en fonction de sa vitesse de rotation.

avec :

$$E_R = \frac{\hbar^2 I^2}{2 \mathcal{J}}$$

où $\mathcal{J}$ est le moment d'inertie du noyau, moment d'inertie qui peut s'exprimer à partir du moment d'inertie de la sphère rigide assimilé au noyau au repos.

$$\mathcal{J} = \frac{2}{5} M R_0^2$$

où R_0 est le rayon de la sphère ayant le même volume que le noyau.

$$R_0 \simeq 1.2 A^{1/3}.$$

Si l'on s'en tient à des formes de noyau ellipsoïdales, la surface du noyau peut s'exprimer par deux paramètres β et γ caractérisant la longueur des 3 axes principaux de cet ellipsoïde. $\kappa = 1, 2, 3$.

$$R_i = R_0 \exp \left(\sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \kappa \right) \right)$$

soit, pour de petites déformations,

$$R_i = R_0 \left(1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \kappa \right) \right).$$

Le paramètre β décrit l'élongation du noyau. γ traduit l'écart par rapport à la symétrie axiale. Cette paramétrisation suffit à décrire toutes les formes du noyau qui sont représentées sur la

fig. 5. Pour les régions $\gamma \neq \frac{2\pi}{3}$, le noyau est triaxial ; pour

$\gamma = \kappa * \frac{2\pi}{3}$, le noyau prend soit une forme aplatie « oblate » O

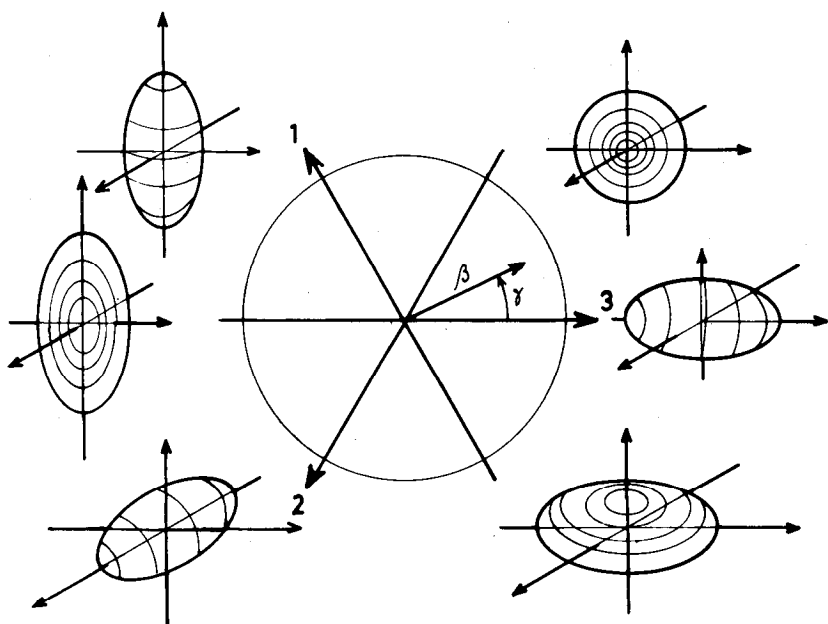


Fig. 5. — Représentation en coordonnées polaires de la déformation du noyau en fonction des paramètres β et γ . P désignant la forme prolata, O la forme oblate, le symbole $\perp$ indiquant la rotation autour d'un axe perpendiculaire à l'axe principal, $//$ indiquant la rotation autour de l'axe principal, on observe les rotations particulières suivantes :

$$\begin{aligned} \gamma = O P \perp, \quad \gamma = \frac{\pi}{3} O //, \quad \gamma = \frac{2\pi}{3} P \perp, \quad \gamma = \pi O \perp \\ \gamma = \frac{4\pi}{3} P //, \quad \gamma = \frac{5\pi}{3} O \perp. \end{aligned}$$

Pour toute autre valeur de γ le noyau est triaxial.

telle une citrouille, soit une forme allongée « prolata » P en forme de ballon de rugby. Il est également noté autour de quel axe se fait la rotation : $P \perp$ ou $O \perp$ indique la rotation d'un ellipsoïde prolata ou oblate suivant un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie principal. $P //$ ou $O //$ indique que la rotation se fait autour de l'axe de symétrie principal. Il est à noter que ce dernier type de rotation ($//$) est interdit par la mécanique quantique : un système quantique ne peut pas tourner collectivement autour de son axe de symétrie principal. Un tel type de rotation permis par la mécanique classique ne trouvera son équivalent dans le cas

du noyau que pour des noyaux ayant un certain nombre de particules alignées comme on le verra plus loin. La fig. 6 montre la

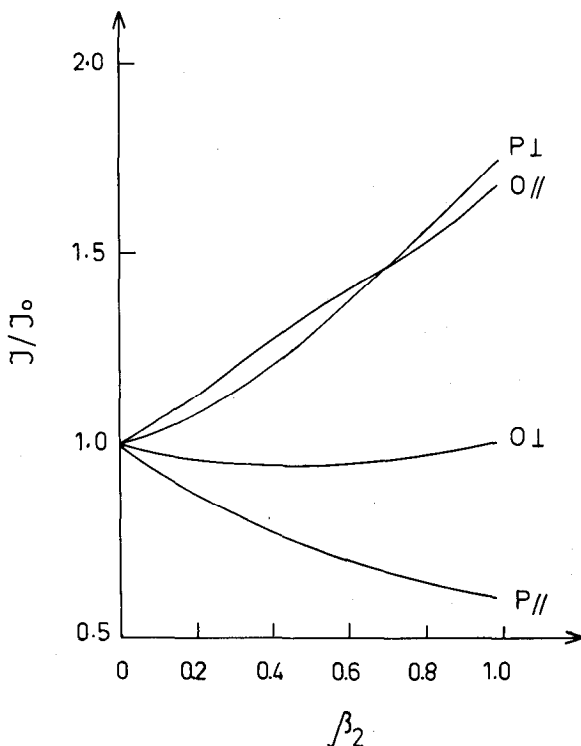


Fig. 6. — Variation du moment d'inertie d'un corps rigide en fonction de sa déformation β_2 pour différentes formes et différents axes de rotation. cf. fig. 5. J_0 est le moment d'inertie de la sphère rigide.

variation du moment d'inertie d'un corps rigide en fonction de sa déformation pour différents types de symétrie axiale et de rotation. On peut en déduire immédiatement le mouvement optimum, mouvement qui exige le moins d'énergie. A haut moment angulaire, deux cas sont favorisés : la rotation d'un noyau de forme aplatie autour de son axe de symétrie principal ou la rotation d'un noyau déformé « prolata » autour d'un axe perpendiculaire, ces deux modes correspondant aux moments d'inertie les plus élevés. Partant d'un noyau sphérique au repos, le mouvement de rotation impose tout d'abord une forme aplatie, la rotation se faisant autour de l'axe de symétrie principal. A plus haute vitesse de rotation, Jacobi a montré l'existence d'une suc-

cession de déformations triaxiales stables, la transition finale se faisant vers une forme très allongée, la rotation s'effectuant autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie. Ce cas correspond à la rotation collective d'un noyau superdéformé $\beta \simeq 0,6$. Si l'on augmentait encore la vitesse de rotation, Poincaré avait prévu que le corps présenterait une série de points selle (*cf.* fig. 4) avant qu'il ne se scinde en deux. Ce phénomène de scission correspond en astronomie à la formation des étoiles doubles. En réaction nucléaire, il correspond à la fission du noyau sous l'effet du moment angulaire.

L'un des apports du modèle de C.P.S. a été de prévoir le moment angulaire maximal que peut supporter un noyau, ce en fonction de sa masse (fig. 7). On voit immédiatement, d'après ces

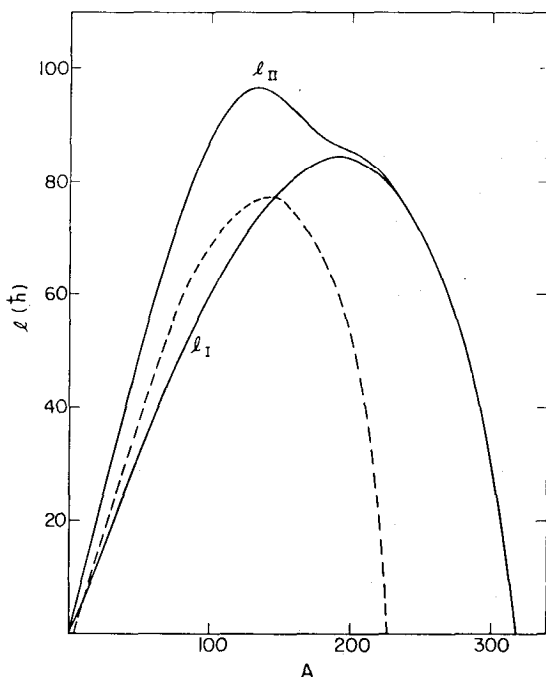


Fig. 7. — Valeur critique du moment angulaire que peut supporter sans fissionner un noyau en fonction de sa masse A .

La courbe l_{II} correspond à une barrière de fission nulle ; entre les courbes l_I et l_{II} le noyau est triaxial.

La courbe en trait pointillé correspond à une barrière de fission supérieure à l'énergie de liaison d'un neutron du noyau (~ 8 MeV).

calculs, que la région la plus favorable à l'étude des états de très haut moment angulaire est la région des terres rares $A \simeq 150$, ces noyaux pouvant supporter des moments angulaires avoisinant $80 \hbar$ avant de fissionner.

Si le modèle macroscopique de la goutte liquide présente un caractère prédictif certain et permet une approche parlant des phénomènes, cette approche n'est cependant pas suffisante. Pour étudier le noyau à haut moment angulaire, il importe de prendre également en considération les corrélations de paires de nucléons et les effets quantiques que leur confère son caractère microscopique. Les effets de la structure en couche du noyau peuvent lui fixer une déformation d'équilibre allongé et le noyau tournera collectivement autour d'un axe perpendiculaire à son axe de symétrie. L'interdiction quantique d'une rotation autour d'un axe de symétrie imposera dans d'autres cas que le moment angulaire total du noyau résulte seulement de la contribution de quelques nucléons dans des orbitales élevées (fig. 8).

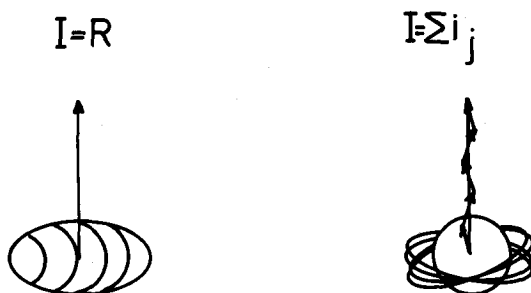


Fig. 8. — Deux façons pour le noyau d'accommoder son moment angulaire :

- par rotation collective de l'ensemble du noyau $I = R$,
- par alignement du spin de quelques nucléons. $I = \sum i_j$.

LES FORCES D'APPARIEMENT.

Dans la description des forces nucléaires, l'un des faits caractéristiques est la présence d'effets de corrélation entre les paires de nucléons identiques. Ceci est dû à une force à 2 nucléons, attractive, à courte portée, qui a entre autre pour effet de coupler les paires de nucléons d'une même orbite à un moment angulaire résultant nul (fig. 9). La conception de cette force d'appariement résulte de plusieurs faits expérimentaux dont les plus marquants sont les suivants :

- Si l'on compare les propriétés des noyaux pair-pair (noyaux ayant un nombre pair de neutrons et un nombre pair de

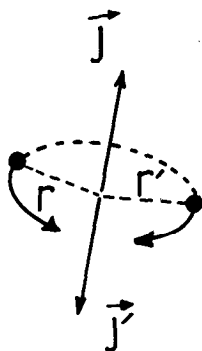


Fig. 9. — Deux nucléons appariés couplent leur moment angulaire j et j' à un moment angulaire résultant nul.

protons) à celles de noyaux voisins pair-impair (noyaux ayant soit un neutron soit un proton en plus ou en moins), dans la région des noyaux déformés les noyaux pair-pair ne présentent qu'un comportement collectif, ce jusqu'à environ 1,5 MeV d'énergie d'excitation. Ce comportement est parfaitement décrit par des modes de rotation ou de vibration du noyau. Par contre, les noyaux voisins pair-impair présentent dans la même gamme d'énergie à la fois des états collectifs et des états de particules.

— L'énergie totale de liaison d'un noyau pair-impair est plus petite que la moyenne arithmétique des énergies de liaison des deux noyaux pair-pair voisins ce qui entraîne, pour la masse de ces noyaux, la relation :

$$M_{\text{impair}} > \frac{M_{A-1} + M_{A+1}}{2}.$$

Ces différences trahissent l'effet du nucléon non apparié et montrent l'importance des forces d'appariement. Sans cette notion, les résultats des calculs dans un modèle en couche des moments d'inertie de noyaux déformés, s'écartent d'un facteur deux des valeurs expérimentales. L'introduction de l'appariement des nucléons réduit très notablement ce désaccord. La présence pour des noyaux pairs proches des couches fermées, d'un état à basse énergie d'excitation, de moment angulaire 2 et de parité positive ne peut s'interpréter ni comme un état de rotation ni comme un état de particule. Il résulte en fait des vibrations du noyau, intimement liées aux corrélations de paires au sein de celui-ci.

Tous ces faits prouvent l'importance des forces d'appariement dans le noyau. On parle quelquefois d'état superfluide de la

matière nucléaire, par analogie entre les paires de nucléons au sein du noyau et les paires d'électrons de Cooper dans un supra-conducteur.

L'un des intérêts de l'étude du noyau à haut moment angulaire est la diminution des forces d'appariement sous l'effet de la rotation (effet Coriolis) jusqu'à leur disparition complète, disparition qui correspond à une transition de phase de la matière nucléaire, d'une phase superfluide vers une phase normale.

L'EFFET CORIOLIS.

Lié à tout système tournant, l'effet Coriolis est présent dans beaucoup de phénomènes de la vie de tous les jours. La précession d'une toupie ou le tourbillon d'un écoulement d'eau sont des exemples communs de l'effet Coriolis liés à la rotation terrestre. Parlant de certains noyaux comme de systèmes en rotation, on peut imaginer que la force de Coriolis puisse y jouer un rôle important. Un exemple macroscopique très proche de ce qui peut se passer dans un noyau est le gyrocompas. Ce dispositif de navigation utilise le fait qu'un gyroscope dont l'axe de rotation est conservé parallèle au plan de la surface terrestre, aligne son axe sur celui de la rotation terrestre. Dans le cas d'un noyau formé d'une particule de moment angulaire j couplé à un cœur en rotation de moment angulaire I , la force de Coriolis y a le même effet. Si $\mathcal{J}$ est le moment d'inertie du cœur, l'énergie Coriolis maximale pouvant s'exercer est donnée par :

$$E_{\text{COR}} \simeq 2 \left(\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \right) * I \cdot j.$$

Dans le cas d'un noyau de terre rare où des nucléons peuvent occuper l'orbitale $i_{13/2}$ (nucléon de moment angulaire propre $j = 13/2$), le moment d'inertie du cœur étant de l'ordre de :

$$\frac{2\mathcal{J}}{\hbar^2} \simeq 100 \text{ MeV}^{-1}$$

pour un état de moment angulaire $I = 12$, l'énergie de Coriolis maximale atteint $\simeq 1,5 \text{ MeV}$. Cette énergie est largement comparable à la séparation en énergie de deux états de particules voisins. En outre, si l'on considère l'énergie d'appariement δ des nucléons au sein du noyau, elle suit approximativement la loi :

$$\delta \simeq 11,2 A^{-1/2} \text{ (MeV)}.$$

On voit immédiatement que pour un noyau de masse $A \simeq 160$, noyau de la région des terres rares, cette énergie d'appariement est voisine de $0,9 \text{ MeV}$ par nucléon. L'énergie de Coriolis est tout à fait comparable à celle-ci et peut contrecarrer l'effet d'appariement.

Cassure et alignement d'une paire de nucléons.

On peut considérer beaucoup de noyaux déformés comme des systèmes physiques constitués d'un cœur auquel est couplé un certain nombre de nucléons de valence. On se trouve à bas moment angulaire en présence d'un système où les forces d'appariement couplent deux par deux ces nucléons de valence et où le mouvement de rotation du cœur est suffisamment lent pour que ces paires de particules puissent suivre le mouvement de rotation du cœur.

Comment lorsque l'on monte en moment angulaire, interviennent les forces de Coriolis dans un tel système ? Ceci peut se comprendre de façon tout à fait classique. La force de Coriolis est donnée par :

$$\vec{F} = -2M\vec{\omega} \wedge \vec{v}$$

ω est équivalent au moment angulaire du cœur et v à la vitesse de la particule couplée au cœur. Si l'on considère deux particules appariées, celles-ci (fig. 10) circulent autour du cœur sur des orbites en sens contraire d'où leur moment angulaire résultant nul. Lorsque l'on augmente la vitesse de rotation du cœur, sous l'effet croissant de la force de Coriolis, suivant le sens de l'orbite, l'une des particules verra son plan orbital basculer vers la droite, l'autre vers la gauche. En finale, les deux nucléons circuleront *dans le plan équatorial dans le même sens*. Ces deux nucléons couplant initialement leur moment angulaire intrinsèque à zéro se seront donc alignés suivant l'axe de rotation du cœur et le moment d'inertie du noyau augmentera brutalement.

PEUPELEMENT DES ETATS A HAUT SPIN.

L'essor de l'étude du noyau à très haut moment angulaire n'a été possible que grâce au développement des accélérateurs d'ions lourds. Pour étudier les propriétés du noyau dans des conditions satisfaisantes, il faut pouvoir produire de façon sélective ces noyaux à haute vitesse de rotation. L'excitation coulombienne et les réactions de fusion-évaporation ont été les processus les plus employés.

Excitation coulombienne.

Ce processus n'est pas une réaction nucléaire, mais correspond à l'excitation du noyau cible par le champ électromagnétique du noyau projectile. La probabilité d'excitation du noyau cible étant proportionnelle à la charge du projectile, avec des faisceaux d'ions très lourds comme le xénon ou le plomb, il est possible d'atteindre les états collectifs des bandes de rotations jusqu'à des moments angulaires voisins de $30 \hbar$. L'excitation coulombienne a été largement utilisée dans la région des actinides $A > 220$ où

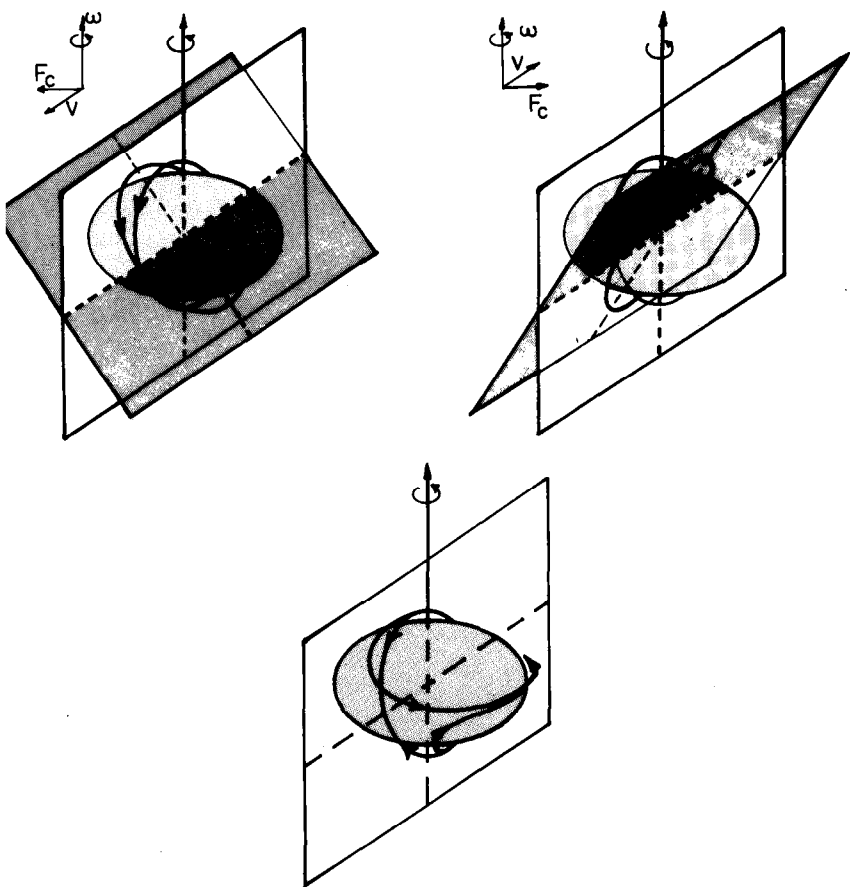


Fig. 10. — Processus d'alignement du moment angulaire de 2 nucléons appariés le long de l'axe de rotation sous l'effet des forces de Coriolis.

les réactions de fusion conduisent principalement à la fission du noyau composé. L'inconvénient de l'excitation coulombienne réside dans le fait que le noyau excité est le noyau cible, ce qui limite les études possibles aux isotopes relativement stables.

Les réactions de fusion-évaporation.

Ces réactions les plus largement utilisées ont permis de couvrir toute la région des noyaux déficients en neutrons. La fusion de deux noyaux de masse et de charge A_1Z_1 respectivement A_2Z_2 à une énergie de bombardement permettant de surmonter la

répulsion coulombienne $\approx Z_1 Z_2$ qui s'exerce entre les deux noyaux présente un rendement notable $\sigma \approx 500$ mb. On forme, dans des temps très rapides (10^{-22} seconde), un noyau composé de masse $A_1 + A_2$ et de charge $Z_1 + Z_2$ possédant une énergie d'excitation de quelques dizaines de MeV, et un moment angulaire élevé ≈ 60 à $80 \hbar$ (fig. 11). Si ce noyau ne subit pas de fission sous l'effet des

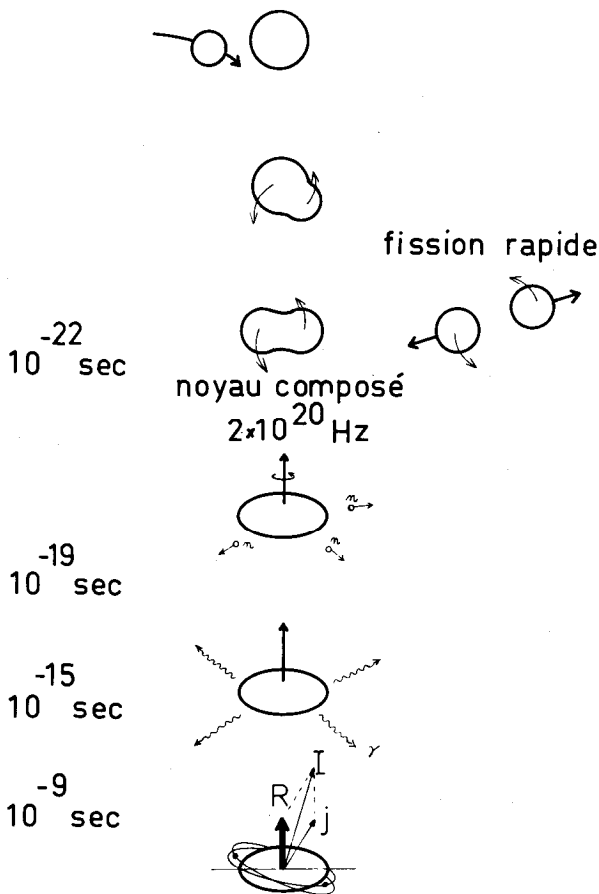


Fig. 11. — Réaction de fusion entre deux ions lourds. Les échelles de temps des différents processus en cascade sont indiquées sur la gauche de la figure. Si après fusion des deux ions entrant en collision, le système ne fissionne pas, il se forme un noyau composé qui évaporera ensuite des particules [préférentiellement des neutrons (n)] puis des γ statistiques pour enfin donner lieu à un noyau ordonné possédant un très haut moment angulaire.

forces centrifuges, il évacuera de l'énergie en émettant des particules. On parle d'évaporation de particules car le noyau composé est une goutte de matière nucléaire à très haute température, qui a en principe oublié ses origines et qui suit les lois de la physique statistique. L'émission de neutrons est l'évaporation la plus courante, l'émission de particules chargées comme des protons ou des alphas étant nettement défavorisée, ces particules ayant à franchir la barrière coulombienne pour s'échapper du noyau. Chaque neutron évacue environ 10 MeV (2 MeV d'énergie cinétique et 8 MeV d'énergie de liaison), par contre il n'emporte que très peu de moment angulaire ($\simeq 1 \hbar$ par neutron). Lorsqu'il n'y a plus assez d'énergie disponible pour pouvoir émettre un neutron supplémentaire, c'est-à-dire que l'on se situe environ à 10 MeV au-dessus de la ligne yrast, le noyau n'émet plus que des rayonnements γ : on a donc créé un noyau donné ayant un moment angulaire élevé que l'on va pouvoir étudier à travers le spectre de rayonnement γ qu'il émet.

LIGNE YRAST ET PLAN EI.

Il est habituel de décrire la désexcitation d'un noyau en suivant son parcours dans le plan E, I, parcours qui représente l'énergie d'excitation E du noyau en fonction de son moment angulaire I. Dans ce plan, chaque état quantique du noyau est caractérisé par un point, la densité des niveaux croissant évidemment avec l'énergie. Pour un noyau donné ayant un moment angulaire donné, l'état de plus basse énergie est appelé yrast (néologisme dérivé du superlatif Yr, mot nordique désignant l'étourdissement, le vertige). La courbe joignant ces états est appelée ligne yrast. Aucun état n'existe dans la région du plan EI situé en dessous de cette ligne. Pour un noyau déformé présentant des rotations de nature collective, la ligne yrast est définie par :

$$E = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [I(I + 1)]$$

$\mathcal{J}$ étant le moment d'inertie du noyau.

La fig. 12 résume les différents phénomènes :

Après évaporation de neutron, ce qui conduit à une région d'énergie et de moment angulaire donné appelé zone d'entrée (la ligne d'entrée étant la ligne de peuplement maximale), le noyau se désexcite par émission de rayonnement γ , tout d'abord par émission de γ dits statistiques provenant de la région d'entrée où la densité de niveau est élevée et suit une distribution statistique. Ces γ statistiques sont de nature dipolaire électrique E_1 . Ces transitions, les plus favorisées, refroidissent le noyau et le rapprochent de sa ligne yrast. La distribution en énergie de ces

γ statistiques est donnée par :

$$N_{\gamma} \approx E_{\gamma}^3 e^{-E_{\gamma}/T}$$

où T la température nucléaire avoisine 800 keV (1 eV = 12 000 K).

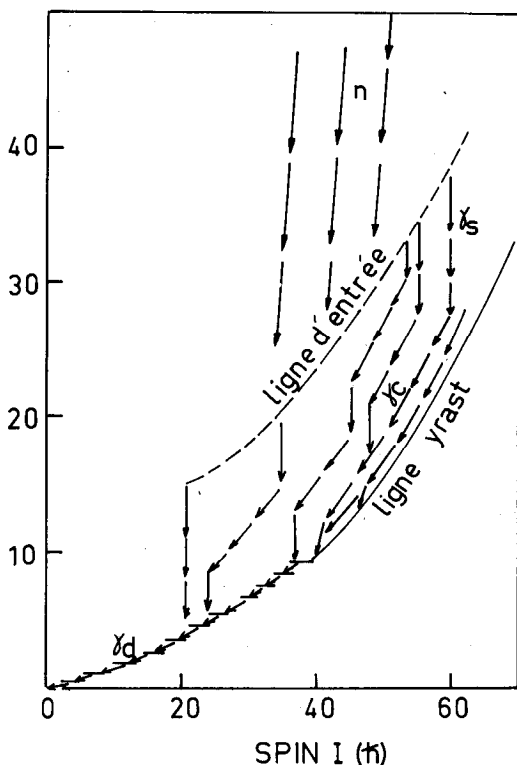


Fig. 12. — Schéma de désexcitation d'un noyau créé par réaction de fusion évaporation. Le graphique représente l'énergie d'excitation du noyau en fonction de son moment angulaire. Après évaporation des neutrons (n) le noyau résiduel atteint la ligne d'entrée à partir de laquelle la désexcitation se fait par émission γ : tout d'abord des γ statistiques (γ_s) puis des γ yrast (γ_c) parallèles à la ligne yrast, puis enfin les transitions entre états discrets (γ_d).

A la suite de cette émission, le noyau se désexcite par toute une série de transitions en cascade, parallèles à la ligne yrast. Ces transitions plus ou moins collectives éliminent une grande part du moment angulaire du noyau. Malheureusement, ces cascades de transition étant toutes similaires, ce flot de transitions

ne peut être résolu. Il se traduit dans le spectre par un continuum et l'on parle quelquefois de bosse yrast. Ces transitions, correspondant aux états de plus haut moment angulaire, présentent de ce fait un intérêt particulier. Il a fallu développer des techniques d'analyse spécialement adaptées pour tirer de ce continuum des informations quantitatives. Les dernières transitions des cascades de désexcitation correspondent aux transitions entre états de la ligne yrast et donnent lieu à toute une série de raies γ bien séparées. On les désigne sous le nom de transitions discrètes, elles correspondent grossièrement à des états de moment angulaire inférieur à $40 \hbar$.

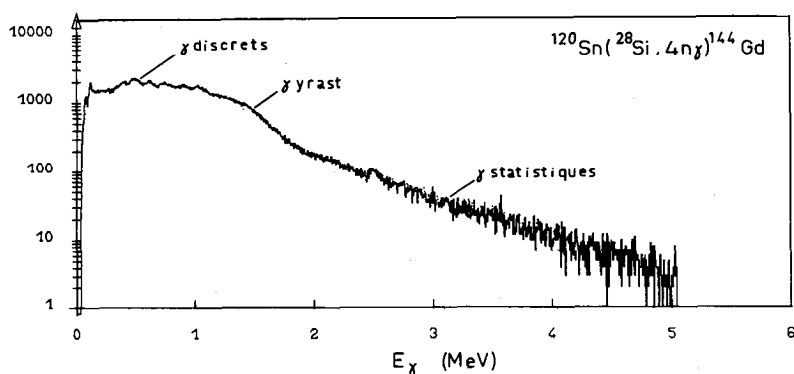


Fig. 13. — Spectre γ typique mesuré lors d'une réaction de fusion évaporation induite par ions lourds.

TRANSITIONS DISCRETES.

Si l'on examine les schémas de niveau yrast des noyaux, on peut (cf. fig. 14) reconnaître deux comportements nettement différents : d'un côté, on observe une distribution régulière des états comme dans ^{158}Er où l'énergie des transitions et le spin des niveaux croissent de façon régulière jusqu'à $38 \hbar$, excepté deux discontinuités entre 12 et $16 \hbar$ et 26 et $32 \hbar$. A l'opposé, le noyau ^{154}Er présente une séquence de niveau d'apparence chaotique. Ces deux noyaux pourtant proches l'un de l'autre puisqu'ils ne diffèrent que par 4 neutrons caractérisent les deux comportements extrêmes auxquels on peut s'attendre : les rotations collectives et les états de particules appelés par abus de langage rotations non collectives.

Rotations non collectives.

Bohr et Mottelson avaient prédit que des valeurs élevées de moment angulaire pouvaient provenir non pas de la rotation collective du noyau dans son ensemble autour d'un axe perpendi-

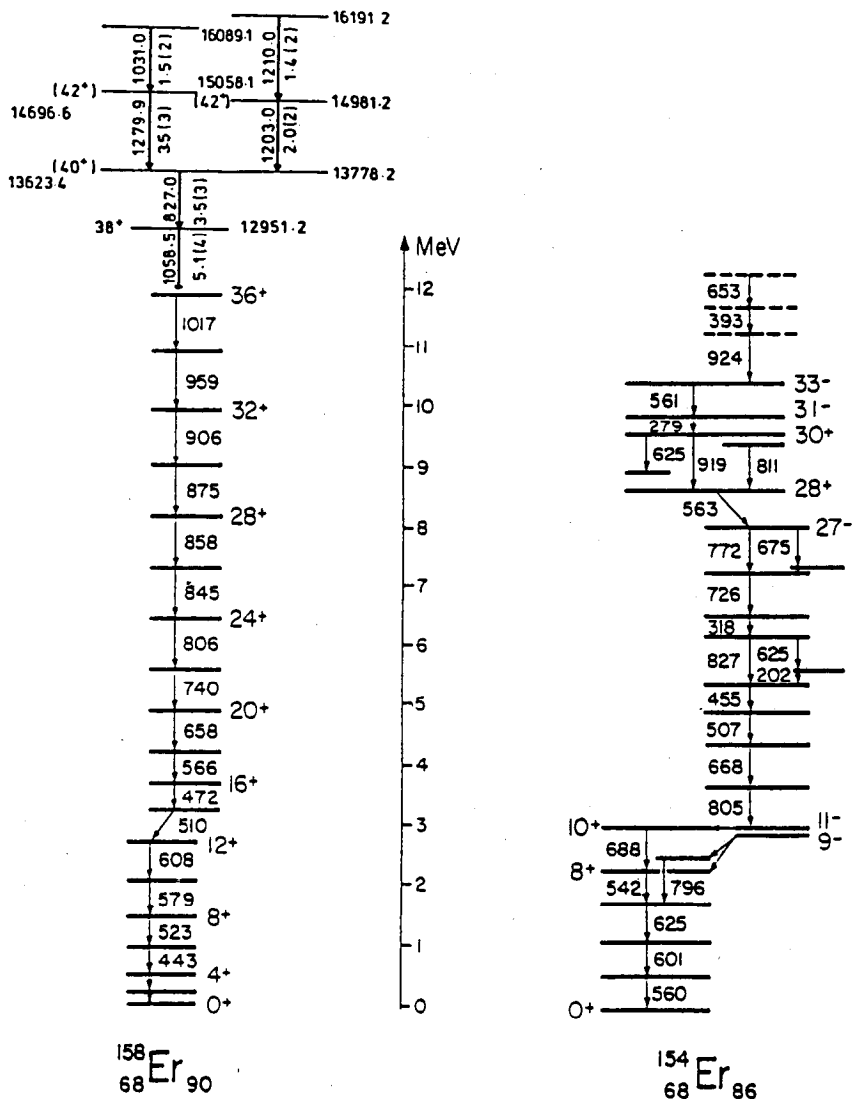


Fig. 14. — Schéma de désexcitation de deux noyaux d'Erbium. ^{158}Er présente un comportement rotationnel, ^{154}Er un comportement en états de particules.

culaire à l'axe de symétrie principal, mais dans certains cas, résulter seulement du couplage du moment angulaire de quelques nucléons. Ces deux modes sont schématisés sur la fig. 8. Dans les deux cas, on aboutit à des systèmes symétriques, à cela près que, dans le cas du couplage de quelques nucléons, on assiste à une pseudo-rotation autour de l'axe de symétrie principal du système. Ce phénomène de rotation non collective se rencontre pour des noyaux proches des couches fermées : un noyau ayant quelques nucléons en plus d'une couche magique peut être considéré comme un cœur sphérique auquel on ajoute quelques nucléons. Ces nucléons circulant autour du cœur sur des orbites quasi-équatoriales provoquent dans ce plan une augmentation de la densité de matière nucléaire et macroscopiquement le noyau apparaît comme oblate (fig. 15).

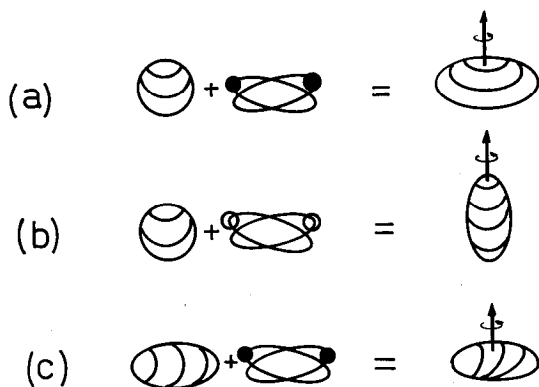


Fig. 15. — Le couplage de nucléons à un cœur conduit à différentes formes possibles du noyau :

- a) des particules couplées à un cœur sphérique forment un noyau oblate,
- b) des trous de particules couplés à un cœur sphérique forment un noyau prolate,
- c) un cœur déformé prolate auquel sont couplées des particules mène à un noyau triaxial.

Pour des noyaux situés juste en dessous d'une couche fermée, on introduit la notion de trou de particules. On considère toujours un cœur sphérique correspondant à la couche fermée complète, mais on lui enlève des nucléons excédentaires en lui adjoignant des trous de particules, qui ont des propriétés analogues aux nucléons. A l'inverse du cas précédent, ces trous étant placés sur des orbites quasi-équatoriales, on observe cette fois-

ci une diminution de la densité de matière dans ce plan, diminution qui se traduit par une forme prolata du noyau.

Il était également prévu que les états yrast de ces noyaux étant des états de particules, on devait observer des états isomériques, c'est-à-dire des états ayant une vie moyenne longue (supérieure à la nanoseconde). Les états discrets de ^{152}Dy sont un exemple type de cette situation. La fig. 16 représente les

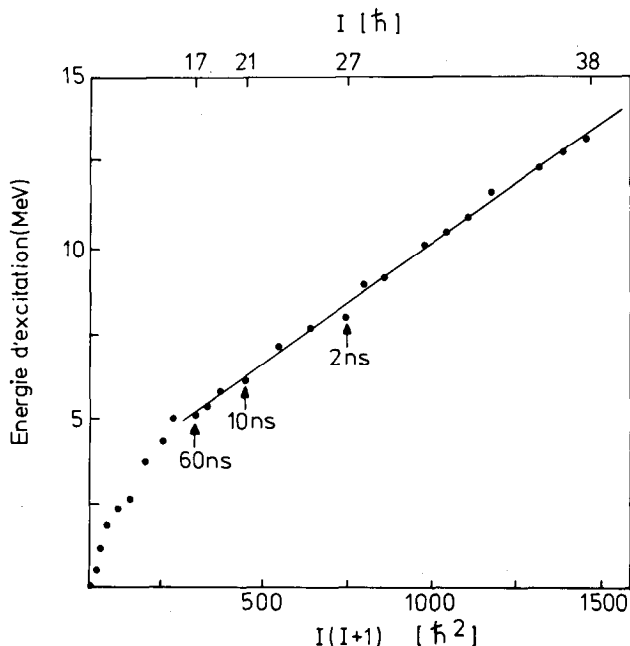


Fig. 16. — Succession des états yrast du noyau ^{152}Dy . Les états isomériques (état de vie moyenne longue) sont notés par leur vie moyenne.

énergies des états yrast de ^{152}Dy en fonction de leur moment angulaire, les états isomériques sont mentionnés par leur vie moyenne. Ce qui peut paraître surprenant à première vue est la distribution relativement régulière des états autour d'une valeur moyenne suivant approximativement une loi $E \approx I(I+1)$ (un noyau rotationnel devrait strictement suivre cette loi). Ce phénomène est en fait prévu pour un système de nucléons formant un gaz de Fermi. On est en présence d'une pseudo-rotation ; tout se passe comme si le noyau de forme oblate tournait autour de son axe de symétrie et possédait un moment d'inertie équivalent à cet ellipsoïde oblate. Pour un système quantique, une telle

rotation est interdite. Cependant, à cause de cette similitude, on parle de rotation non collective à propos de ces états de quasi-particules alignés de la ligne yrast.

En utilisant un modèle en couche où les derniers nucléons occupent des orbites dans un potentiel déformé oblate, ce potentiel se déformant de plus en plus au fur et à mesure que l'on monte en moment angulaire, on a pu reproduire très exactement la séquence des états de noyaux comme ^{153}Ho . Expérimentale-

ment, ce noyau a été observé jusqu'au spin $\frac{81}{2} \pi$ qui est l'un

des états de spin les plus élevés observés jusqu'alors en spectroscopie discrète.

Effet de backbending dans les noyaux rotationnels.

Les noyaux ayant un nombre de neutrons et de protons loin des couches magiques ne peuvent être décrits par un modèle en couche où l'on remplit simplement les orbites d'un potentiel moyen. Bohr et Mottelson en ont proposé un modèle de nature collective qui suppose que les nucléons occupent des orbites dans un potentiel déformé de façon ellipsoïdale. Au mouvement individuel des nucléons se superpose un mouvement de rotation du potentiel, mouvement qui entraîne tous les nucléons. Cette rotation adiabatique se traduit expérimentalement par des spectres d'états excités caractéristiques d'états de rotation, semblables aux spectres électroniques des molécules diatomiques. Ces états suivent une loi en énergie :

$$E = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} [I(I+1)]$$

où $\mathcal{I}$ est le moment d'inertie du noyau et I son moment angulaire.

Lors de leur désexcitation, ces noyaux émettent des rayonnements γ correspondants aux transitions successives entre les divers états de la bande de rotation (fig. 17). Connaissant l'énergie des transitions et la séquence en moment angulaire auxquelles elles correspondent, on peut déduire le moment d'inertie du noyau. L'une des premières constatations est que, même à bas moment angulaire, le moment d'inertie de ces noyaux n'est pas constant, de plus la valeur du moment d'inertie est plus petite (d'un facteur deux à trois) que le moment d'inertie d'un ellipsoïde rigide ayant la même déformation et la même densité de matière que le noyau. Ce sont essentiellement les forces d'appariement qui sont responsables de ceci.

Lorsque l'on monte en moment angulaire, on observe pour certains noyaux une discontinuité brusque dans la séquence de

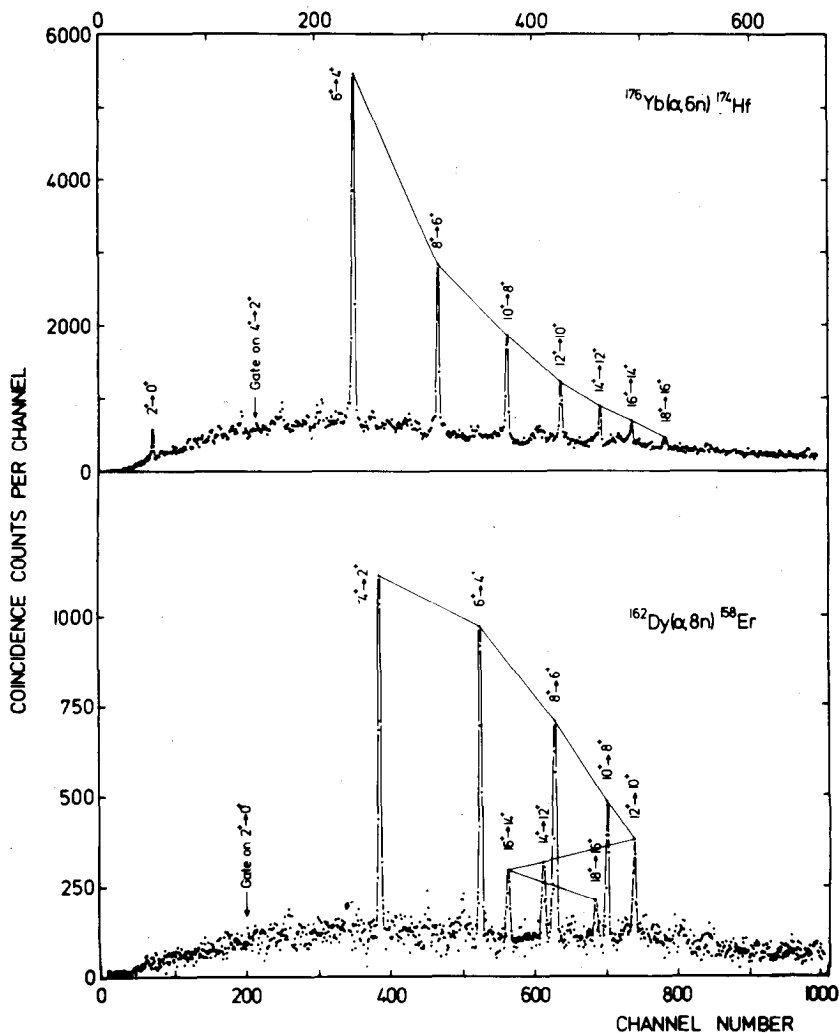


Fig. 17. — Spectres γ typiques enregistrés avec un détecteur germanium à haute résolution pour deux réactions de fusion évaporation conduisant au noyau ^{174}Hf et ^{158}Er . Les états entre lesquels ont lieu les transitions sont reportés au-dessus de chaque raie γ . Dans le cas de ^{174}Hf qui est un bon rotor, on observe une séquence régulière des raies. Le noyau ^{158}Er présente sur ce spectre une discontinuité correspondant au premier backbending.

la bande de rotation comme dans le cas de ^{158}Er où les énergies des transitions ne sont plus régulièrement espacées comme pour ^{174}Hf . Si l'on représente le moment d'inertie du noyau en fonction du carré de la fréquence de rotation, on s'aperçoit que celui-ci change brutalement de valeur et que la fréquence de rotation diminue brutalement. Ce phénomène, appelé backbending, est identique à celui du patineur qui tourne sur lui-même plus ou moins vite suivant qu'il étend ou non les bras, modifiant ainsi son moment d'inertie (fig. 18).

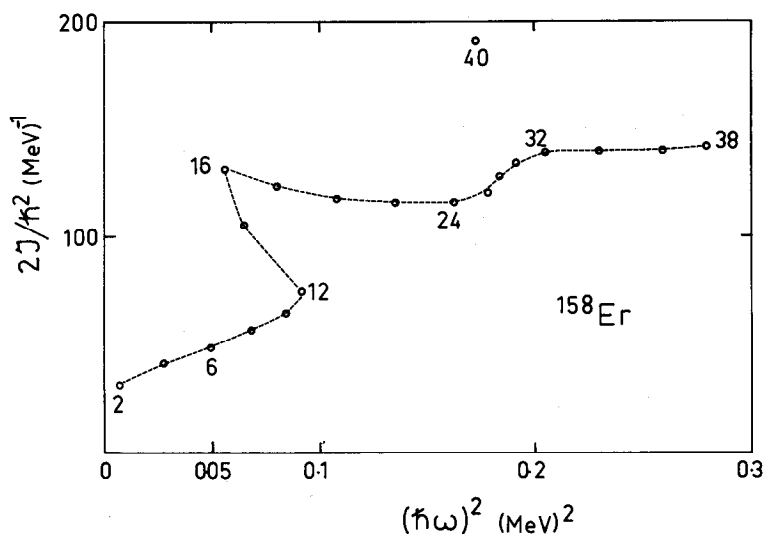


Fig. 18. — Moment d'inertie expérimental du noyau ^{158}Er en fonction du carré de la vitesse de rotation. Chaque état est représenté par un point. Entre chaque état le moment angulaire du noyau augmente de $2\hbar$. On observe entre 12 et $16\hbar$ ainsi qu'entre 26 et $28\hbar$ une discontinuité (appelée backbending) correspondant à une brusque augmentation du moment d'inertie du noyau.

Cette soudaine variation du moment d'inertie est due aux forces de Coriolis qui découplent brutalement une paire des nucléons de valence (dans ce cas, une paire de neutrons dans l'orbite $i_{13/2}$) qui vont aligner leur moment angulaire propre suivant l'axe de rotation du noyau. D'autres discontinuités dans les valeurs du moment d'inertie du noyau ont été mises en évidence à des fréquences de rotation encore plus élevées. Elles correspondent à la cassure d'une autre paire de particules, dans le cas de ^{156}Er à la cassure d'une paire de protons $h_{11/2}$. La ligne yrast de ces noyaux qui est la ligne formée par les états de moment

angulaire donné le plus bas en énergie est donc formée par une succession de bandes de rotation qui se croisent à une fréquence de rotation donnée. On y observe à basse énergie et bas moment angulaire la bande de rotation fondamentale correspondant à la rotation adiabatique du cœur, puis à des moments angulaires plus élevés les bandes de rotation avec alignement d'une paire puis d'une autre paire de particules (fig. 19).

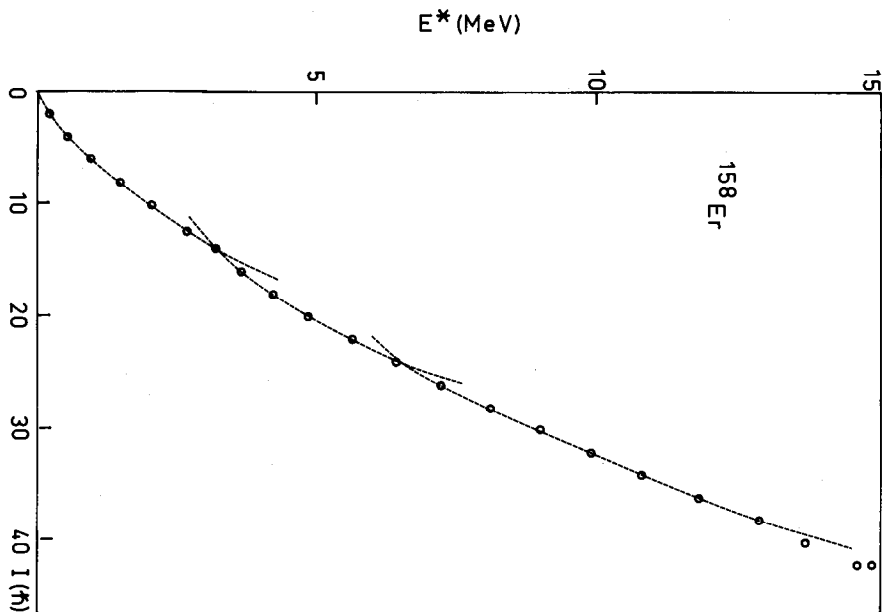


Fig. 19. — Ligne yrast du noyau ^{158}Er . E^* est l'énergie d'excitation du noyau, I son moment angulaire. Chaque état est représenté par un point. Il est apparent sur cette figure que la ligne yrast est formée par trois bandes de rotations successives, l'intersection de ces bandes donnant lieu au phénomène de backbending.

TRANSITIONS γ DANS LE CONTINUUM.

Que se passe-t-il dans un noyau lorsque l'on augmente encore son moment angulaire ? La fig. 20 présente, dans le plan EI , un scénario possible de ce que l'on peut escompter. Pour ce noyau choisi proche d'une couche fermée, les états discrets $I < 40\hbar$ de la ligne yrast sont des états de particule. Au voisinage de $40\hbar$ le noyau subit une première transition de forme et devient triaxial. Il se met à tourner collectivement autour de l'un des petits axes et l'on doit observer dans le continuum des bandes de rotation. Au fur et à mesure que l'on monte en moment angulaire,

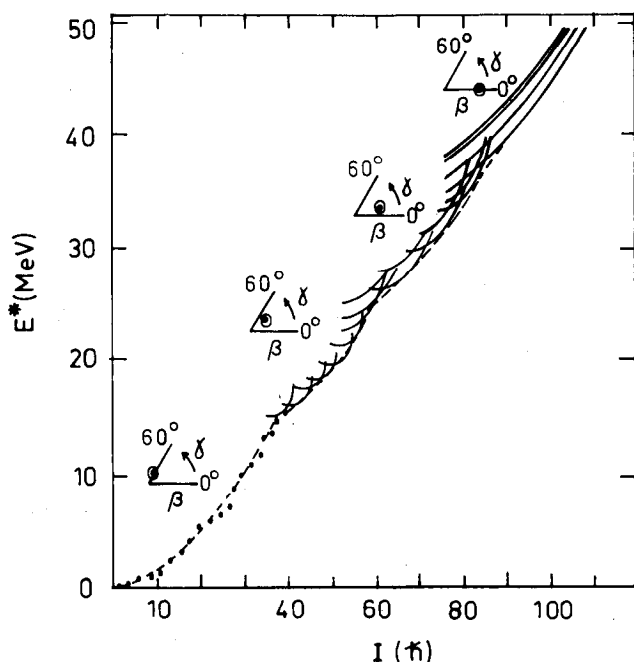


Fig. 20. — Schéma de désexcitation possible d'un noyau dans le plan E, I .

laire la déformation du noyau augmente ainsi que son moment d'inertie. Sous l'effet croissant des forces centrifuges, le noyau devient plus symétrique et se rapproche d'une forme prolate. Entre 60 et 80 $\hbar$ il subit une dernière transition de forme pour atteindre un état superdéformé correspondant à un ellipsoïde allongé (prolate), la déformation β avoisinant 0,6. Au-delà le noyau fissionne. Ces problèmes de changement de forme, en particulier la recherche d'état superdéformé est l'un des points chauds actuels de l'étude du continuum. Toute une série de calculs théoriques ont été effectués pour prédire l'évolution du noyau à très haut moment angulaire. Ces calculs prennent non seulement en considération l'aspect macroscopique de la rotation, mais tiennent également compte des effets de correction de couches qui suivant les noyaux peuvent modifier notablement leur comportement. Les noyaux de nombre de protons $64 < Z < 70$ et de nombre de neutrons $82 \leq N \leq 98$ doivent présenter cette transition vers la superdéformation à des moments angulaires relativement raisonnables $I \simeq 50 \hbar$. La fig. 21 représente en fonction du moment angulaire le comportement théorique d'isotopes de Dysprosium.

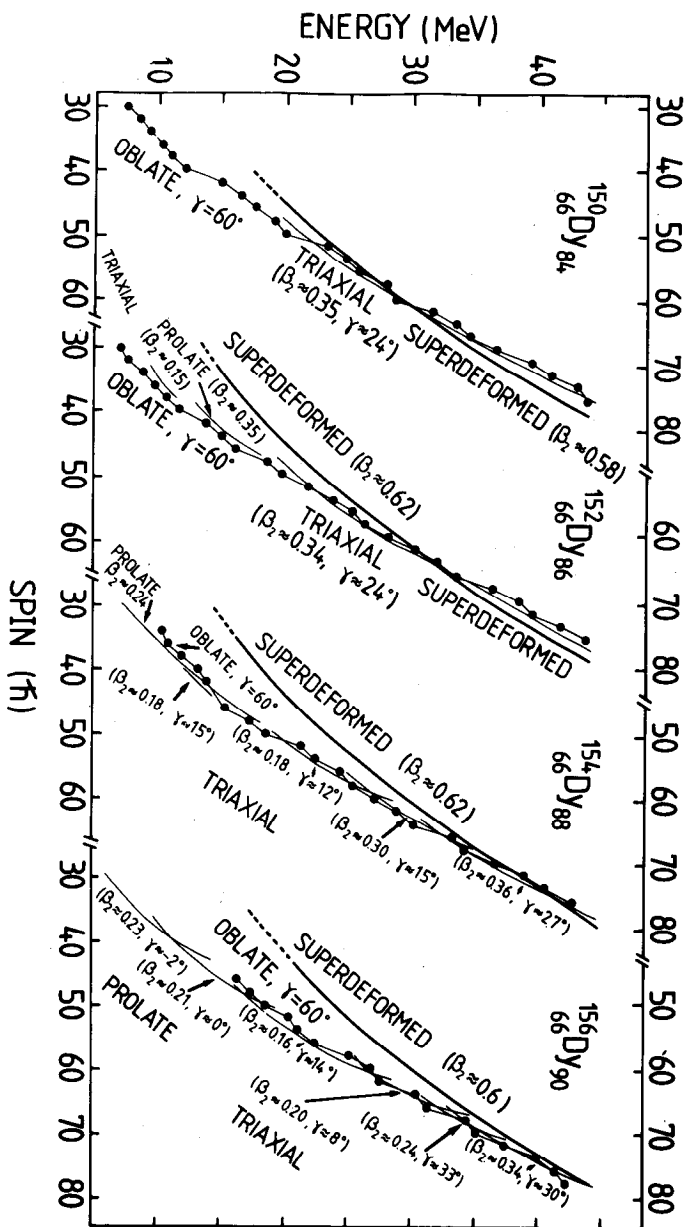


Fig. 21. — Comportement théorique de la ligne yrast d'isotope de Dysprosium. Le phénomène de super-déformation a été observé expérimentalement pour le noyau ^{152}Dy .

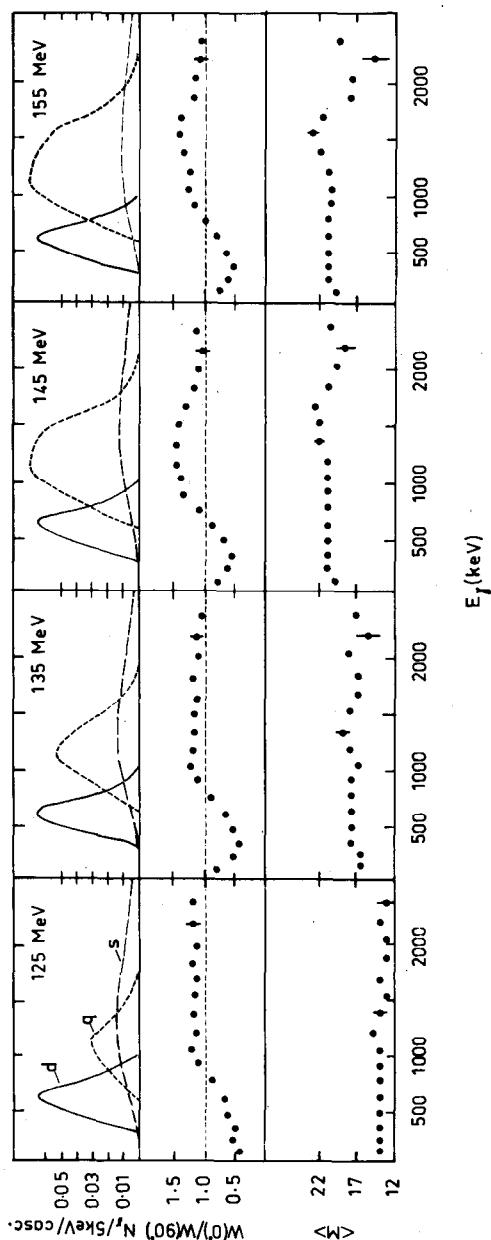


Fig. 22. — Multiplicité $\langle M \rangle$, anisotropie $W(0)/W(90)$ et composantes N_γ du continuum γ en fonction de l'énergie du rayonnement γ observées pour le noyau de ^{144}Gd , peuplé dans la réaction $^{120}\text{Sn} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{144}\text{Gd} + 4n$, à différentes énergies de bombardement du faisceau d'ions de silicium (de 125 à 155 MeV).

Expérimentalement la région des très hauts moments angulaires $I > 40 \hbar$ correspond à une région où le nombre d'états augmente notablement au voisinage de la ligne yrast. Le spectre de désexcitation γ du noyau n'est plus constitué de raies discrètes, mais forme un continuum. Pour cerner quantitativement les différentes observables caractérisant l'état du noyau comme la multiplicité γ (nombre de transitions constituant la cascade de désexcitation du noyau), la multipolarité des transitions, c'est-à-dire le moment angulaire emporté lors de la transition γ , le caractère électrique ou magnétique des transitions, les vies moyennes des états, les moments d'inertie du noyau, il a fallu développer des techniques expérimentales et des méthodes d'analyse nouvelles.

On peut illustrer ce genre de mesure par le cas du ^{144}Gd formé par réaction de fusion entre des ions de silicium (^{28}Si) et une cible d'étain (^{120}Sn). La fig. 22 représente l'évolution de différentes quantités en fonction de l'énergie des γ émis : la multiplicité $\gamma < M >$ et l'anisotropie d'émission $W 0^\circ / W 90^\circ$ (on mesure l'intensité W du rayonnement γ à zéro degré et perpendiculairement au faisceau de particules incidentes, cette anisotropie étant caractéristique de la multipolarité des transitions). La partie supérieure de la figure représente la décomposition du spectre continuum en ses différentes composantes, dipolaire (d), quadrupolaire (q) et statique (s).

Ces différentes quantités ont été mesurées à des énergies de bombardement croissantes entre 125 et 155 MeV, ce qui correspond à créer des noyaux dans des états de moment angulaire de plus en plus élevé. Lorsque l'on augmente l'énergie de bombardement, on constate que la composante quadrupolaire croît en énergie, en multiplicité et en intensité, ce qui est caractéristique d'états collectifs. Des mesures complémentaires de corrélation en énergie ont permis de mesurer l'évolution du moment d'inertie, et de déterminer la déformation de ce noyau qui devient triaxial et collectif à haut moment angulaire.

Les techniques des corrélations en énergie constituent l'une des méthodes mise en œuvre le plus récemment pour mesurer les moments d'inertie des états du continuum γ . Cette méthode nous a permis de mettre en évidence une superdéformation à des moments angulaires autour de $50 \hbar$ dans le ^{152}Dy . Ces résultats ont été récemment confirmés par des mesures faites au laboratoire anglais de Daresbury.

On ne peut quitter le continuum sans citer la découverte récente dans des réactions de fusion avec des ions lourds, de transitions γ d'énergie comprise entre 10 et 20 MeV. Ces transitions de forte énergie pourraient être attribuées à une résonance

géante dipolaire (RGD) ; cette RGD correspond à une vibration du noyau, les protons et les neutrons vibrant en phase autour de leur position d'équilibre. Dans le cas de noyaux déformés, cette résonance doit présenter deux modes de vibration correspondant aux axes principaux du noyau. Ces deux modes doivent se refléter sur la structure du spectre des γ de grande énergie qui doit se scinder en deux composantes, la séparation en énergie et les hauteurs relatives de ces composantes permettant de déterminer la forme du noyau et le paramètre de déformation β . L'étude de ces rayonnements de grande énergie dans les réactions de fusion constitue actuellement un challenge important pour les expérimentateurs.

L'étude de la structure nucléaire à haut moment angulaire s'est révélée extrêmement féconde en phénomènes nouveaux. Entre les deux comportements simples du noyau générant son moment angulaire soit par rotation collective, soit par alignement du spin de quelques-uns de ses nucléons, on a pu observer une foule de situations résultant de la combinaison de ces deux mécanismes. Si un certain nombre de phénomènes comme celui du backbending sont maintenant bien compris, d'autres, prédits par la théorie, ont à peine été effleurés ou ne trouvent encore que peu de preuves expérimentales. La disparition complète de la superfluidité nucléaire et la disparition progressive de l'appariement nécessitent encore bien des investigations expérimentales. La superdéformation quant à elle n'a été observée que dans un seul cas. L'étude des résonances géantes bâties sur des états excités de haut moment angulaire est un problème extrêmement intéressant mais aussi très difficile du point de vue expérimental. Pour répondre à ces problèmes, les efforts investis dans des laboratoires de beaucoup de pays pour développer des systèmes de détection sophistiqués, couvrant la totalité de l'espace, ayant les meilleures résolutions en énergie, en temps, les meilleures performances en bruit de fond, sont l'une des preuves de l'intérêt et de la vitalité de cette branche de la physique nucléaire.
