



HAL
open science

Triaxialité et coexistence de forme dans les noyaux proches de la fermeture de couche $N = 82$: évolution de forme et rotation magnétique dans ^{111}Nd

Thileli Zerrouki

► **To cite this version:**

Thileli Zerrouki. Triaxialité et coexistence de forme dans les noyaux proches de la fermeture de couche $N = 82$: évolution de forme et rotation magnétique dans ^{111}Nd . Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2015. Français. NNT: 2015PA112069 . tel-01169870

HAL Id: tel-01169870

<https://theses.hal.science/tel-01169870>

Submitted on 30 Jun 2015

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.

UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE : Modélisation et Instrumentation en Physique,

Energies, Géosciences et Environnement

Centre de Sciences Nucléaires et de Sciences de la Matière

DISCIPLINE Physique

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenu le 22/05/2015

par

Thileli ZERROUKI

Triaxialité et coexistence de formes dans les noyaux
proches de la fermeture de couche $N = 82$: évolution de
forme et rotation magnétique dans ^{141}Nd

Composition du jury :

Mme. KORICHI Amel	Présidente du jury
Mme. REDON Nadine	Rapporteur
M. DUCHÊNE Gilbert	Rapporteur
M. DE FRANCE Gilles	Examineur
M. THEISEN Christophe	Examineur
M. PETRACHE Costel	Directeur de thèse

A mes parents

Remerciements

Le travail de cette thèse a été effectué au CSNSM au sein du groupe SNO. Je remercie tout d'abord le directeur de CSNSM Mr. Jean Antoine Scarpaci de m'avoir accueillie dans son laboratoire et permis de mener ma thèse dans les meilleures conditions.

Je remercie tout d'abord les membres de mon jury, à savoir Amel Korichi d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse. Je remercie vivement mes deux rapporteurs Christophe Theisen et Gilles De France d'avoir accepté d'en examiner les travaux malgré leurs emplois du temps très chargés ainsi que les deux rapporteurs Nadine Redon et Gilbert Duchêne pour avoir fait le déplacement pour faire partie du jury de soutenance .

Je remercie bien évidemment Costel Petrache pour avoir accepté de m'encadrer durant cette thèse, pour son soutien, les discussions sur différents thèmes de la physique.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Mme Anissa ali Messaoud, sans ces efforts, je ne serais pas aujourd'hui ici à écrire ce remerciement ainsi que Mr. Mustapha Bentaiba pour ces conseils et tous mes anciens professeurs de l'université de Blida.

Je passe ensuite une dédicace spéciale à tous les jeunes gens que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces quelques années au CSNSM, à savoir Romain, Samra, Nga et Alexis, Theodoros et Vanessa avec qui j'ai partagé des moments formidables.

Je remercie de plus Pierre pour ces discussions à la pause déjeuner « j'ai beaucoup appris de toi alors je te dis Merci », Alain pour m'avoir donné son point de vue sur ma présentation.

Je remercie Nicolas et Jérémie et Moufida du service informatique pour avoir résolu mes problèmes et aider dans certains cas.

Cette thèse n'aurait pu voir le jour sans les soutiens et les encouragements de ma famille grâce à eux j'ai pu avancer malgré les épreuves difficiles endurées durant ces 3ans et demi de thèse. Un grand merci à mon père et ma mère de m'avoir poussé à faire cette thèse et encouragés et soutenus « je vous dédie ce mémoire ».

Mes pensées vont aussi à l'homme avec qui je partage ma vie, je te dis merci de m'avoir soutenu même si ça n'a pas été toujours facile pour nous deux mais t'as cru en mes capacités et surtout d'avoir supporté mes nombreuses baisses de moral.

Merci également à mes ami(e)s, que je ne vais pas citer ici car la liste est très longue, qui m'ont toujours soutenu et cru en moi.

Je tiens aussi à mentionner le plaisir que j'ai eu à travailler au sein du groupe SNO, et j'en remercie ici tous les membres.

Je voudrais aussi remercier toutes celles et tous ceux que j'ai pu oublier dans ces paragraphes, qu'ils sachent que cette omission était bien involontaire de ma part et qu'ils ne m'en tiennent pas rigueur.

Thileli

Abstract

This PhD work was devoted to the study of exotic nuclear rotation and stable triaxiality at very high spin. Indeed, nuclei with a few holes in the $N = 82$ shell closure, exhibit a large variety of excitations at medium and high spins. The peculiar feature of these nuclei is the existence of coexisting shapes, spherical and triaxial, up to very high spins.

During my PhD, I performed a complete analysis of an experiment carried out with the Euroball multidetector at IPHC (Strasbourg) for the study of high-spin states in ^{141}Nd populated using the $^{96}\text{Zr}(^{48}\text{Ca}, 3n)$ fusion-evaporation reaction. We have identified several high-spin bands and developed the level scheme up to an excitation energy and spin of 19 MeV and $81/2^-$, respectively, which are much higher than previously published (9.4 MeV and $49/2 \hbar$). Three new dipole bands and three new $\Delta I = 2$ rotational bands have been identified. The main yrast sequence was extended to spin $61/2^-$.

In this work, detailed interpretation of the observed bands was also performed, for the first time, using theoretical calculations with Cranked Nilsson-Strutinsky (CNS) and the Tilted Axis Cranking (TAC) models. A consistent interpretation of most of the observed bands was realized. They appear to be based on nearly spherical, slightly deformed and triaxially deformed minima. The observed level structure of ^{141}Nd reveals the capability of the nuclei with a few holes in the $N = 82$ shell closure to acquire different shapes and to rotate around a principal or a tilted axis relative to the intrinsic reference system, like in the case of the ^{138}Nd and ^{140}Nd nuclei recently studied by our group.

Table des matières

Abstract	5
Introduction	11
Chapitre 1	13
Modèles théoriques pour la description du noyau en rotation.....	13
1.1 Modèle de la goutte liquide sphérique	13
1.2. Modèle de la goutte liquide déformée	16
1.2.1 Paramétrisation de la surface nucléaire	17
1.3 Modèle de la goutte liquide en rotation.....	20
1.4 Modèle en couches sphériques	21
1.5 Modèle en couches déformé (modèle de Nilsson)	27
1.6 Modèle en couches déformé en rotation	30
1.6.1 Rotation autour d'un axe principal (approximation de Cranking)	30
1.6.2 Rotation forcée autour d'un axe incliné (Tilted Axis Cranking –TAC).....	33
1.6.3 Rotation autour d'un axe principal avec corrections de Strutinsky.....	39
1.6 Conclusion du chapitre.....	42
Chapitre 2	44
Exploration de la charte des noyaux autour de $N = 82$	44
2.1 Vallée de stabilité et la charte des noyaux	44
2.2 Réaction de fusion-évaporation.....	45
2.3 Spécificités de la région autour de ^{141}Nd	47
2.4 Etas des connaissances du noyau ^{141}Nd	48
2.5 Conclusion du chapitre.....	53
Chapitre 3	54
De l'acquisition au traitement de données	54
3.1 Détection du rayonnement gamma.....	54
3.1.1 Interaction des photons avec la matière	54
3.1.2 Détecteurs.....	57
3.1.3 Effet Doppler.....	64
3.2 Les multidétecteurs	65

3.2.1	Caractéristiques générales	65
3.2.2	Détermination de l'efficacité relative de détection	67
3.2.3	Description et performances d'Euroball	68
3.3	Conditions expérimentales	73
3.3.1	Présentation de l'expérience réalisée en 2002.....	73
3.3.2	Sélection des fenêtres en énergie et extraction des intensités	74
3.4	Conclusion du chapitre.....	75
Chapitre 4	76
Mesure des caractéristiques des transitions γ et extraction des propriétés nucléaires.....		76
4.1	Détermination des spins et parités des états nucléaires des bandes	76
4.1.1	Distributions angulaires.....	76
4.1.2	Rapport DCO et anisotropie	77
4.1.3	Probabilités de transition	79
4.1.4	Rapports d'embranchement.....	81
4.2	Le moments d'inertie	85
4.2.1	Définition	85
4.2.2	Comment déterminer $\mathcal{J}^{(1)}$ et $\mathcal{J}^{(2)}$	87
4.2.3	Exemples de calcul du moment d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$	89
4.3	Routhians.....	93
4.3.1	Routhian expérimental	93
4.3.2	Routhian théorique	94
4.4	Alignements	95
4.4.1	Alignement effectif théorique	95
4.4.2	Alignement effectif expérimental.....	95
4.4.3	Alignement incrémental	96
4.4.4	Exemples de calcul de l'alignement expérimental	97
4.5	Conclusions du chapitre	98
Chapitre 5	100
Etude du noyau ^{141}Nd		100
5.1	Résultats expérimentaux	100
5.1.1	Identification des différentes bandes du ^{141}Nd	105
5.1.1.1	Les états de parité négative avec espacement en énergie irrégulière	105
5.1.1.2	Les bandes dipolaires	109
5.1.1.3	Les bandes de transitions quadrupolaires.....	112

5.2 Discussion des résultats du ^{141}Nd	113
5.2.1 Configuration des bandes	113
5.2.2 Interprétation des résultats expérimentaux par les modèles théoriques	115
5.2.2.2 Combinaison du modèle CNS avec le modèle TAC	125
5.2.2.3 Les calculs CNS / TAC	125
5.3 Conclusion du chapitre.....	139
Conclusion.....	140
Table des figures	142
Liste des tableaux	148
Bibliographie.....	149

Introduction

Autour du IV^e siècle av. J.-C. Leucippe et Démocrite défendent le principe de la théorie atomiste proposant une conception d'un univers discontinu basé sur l'hypothèse que la matière est constituée de petites particules nommées atomes. Ce n'est qu'au XIX^{ème} siècle que les fondements de la théorie atomique moderne sont jetés. En 1911, E. Rutherford découvre le noyau atomique. Il comprend que le noyau est en lui-même composé de nucléons; ces nucléons sont de deux sortes, avec une charge positive – les protons, et neutres – les neutrons. Mais ce n'est qu'en 1932 que le neutron sera effectivement découvert par J. Chadwick. Ce modèle planétaire de l'atome présente un gros défaut, car les électrons, quand ils sont accélérés, perdent de l'énergie, et devraient donc se rapprocher du noyau jusqu'à s'y écraser. Afin de rendre l'atome stable, N. Bohr crée en 1913 un nouveau modèle de l'atome dans lequel les orbites des électrons sont quantifiées, les électrons peuvent se trouver seulement sur certaines orbites particulières. Ce n'est que lorsque l'électron saute d'une orbite à l'autre qu'il peut émettre ou absorber de l'énergie. Ce modèle a ses limites. Dans les années '30 la formule de masse a été établie par H. Bethe et C.F.V. Weizsäcker et le concept de la goutte liquide modélisant le noyau comme une sphère était conçue. Avec la découverte de la fission des uranides (1939), les limites du modèle de la goutte liquide apparaissent aussi évidentes, car il ne décrivait que partiellement la fission de l'Uranium.

Plus tard, des modélisations sont introduites afin de bien comprendre le noyau, comme en 1949, quand M. Mayer introduit le modèle en couches, et en 1950 et 1951 quand J. Rainwater et N. Bohr introduisent le modèle collectif du noyau déformé, ce qui a conduit à la découverte des nombres dits magiques et à la compréhension des effets quantiques de certains noyaux sphériques ou déformés.

Aujourd'hui, afin de tester la validité des modèles nucléaires actuels on s'intéresse à l'étude des noyaux atomiques dans des conditions extrêmes de déformation, spin, isospin ou de masse. Les noyaux peuvent avoir différentes déformations à des énergies d'excitations très similaires (coexistence de forme).

Ce travail de thèse s'inscrit dans l'étude des noyaux de la région des terres rares proches de la fermeture de couche $N = 82$, qui peuvent avoir des formes exotiques surtout à haut spin.

Dans le premier chapitre nous abordons les modèles théoriques utilisés actuellement pour les noyaux sphériques et déformés. Certains modèles seront plus détaillés car ils sont importants pour la compréhension des résultats expérimentaux obtenus dans ce travail.

Dans le deuxième chapitre sont présentées les caractéristiques spécifiques de la région de masse $A \approx 140$ et l'état des connaissances du noyau ^{141}Nd .

Le troisième chapitre est consacré à la description des méthodes de détection des rayonnements gamma, à la caractérisation du multidétecteur Euroball IV et à la description des conditions expérimentales de l'expérience réalisée en 2002 à l'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg pour l'étude du ^{141}Nd .

Le quatrième chapitre est dédié à l'étude des propriétés des différentes transitions qui constituent les bandes identifiées dans le ^{141}Nd et aux méthodes d'extractions des propriétés nucléaires.

Le cinquième chapitre présente les résultats de l'analyse des données effectuées pendant cette thèse et l'interprétation théorique des bandes observées.

Chapitre 1

Modèles théoriques pour la description du noyau en rotation

1.1 Modèle de la goutte liquide sphérique

En 1935, H. Bethe et C.F.V. Weizsäcker ont exprimé la masse d'un noyau sphérique modélisé comme une goutte liquide en fonction des masses M_n et M_H du neutron et de l'atome d'hydrogène respectivement, et de l'énergie de liaison du noyau $B(N, Z)$:

$$m(N, Z) = \frac{1}{c^2} E(N, Z) = NM_n + ZM_H - \frac{1}{c^2} B(N, Z) \cdot \quad (1.1)$$

La Figure 1.1 représente la variation de l'énergie de liaison moyenne par nucléon B/A en fonction du nombre de masse A , qui montre que l'énergie de liaison ne varie que faiblement avec A , à l'exception des noyaux légers. Ce comportement remarquable est une conséquence du caractère à courte portée de la force d'interaction nucléaire. On en déduit qu'un nucléon n'interagit pas avec tous les constituants du noyau, mais seulement avec les voisins proches : il en résulte une saturation de la force d'interaction et de l'énergie de liaison.

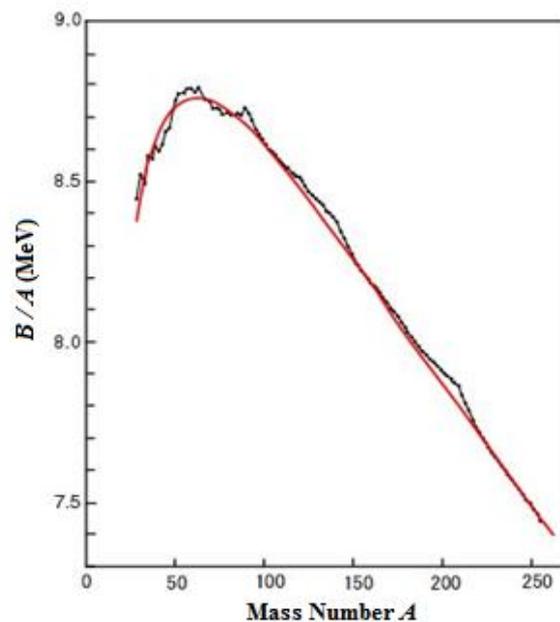


Figure 1.1 : Valeurs expérimentales et formule de masse : accord optimal entre les valeurs expérimentales (courbe en trait noir) et la formule de masse (courbe en trait rouge).

Afin de décrire l'énergie de liaison des noyaux, Bethe et Weizsäcker [1, 2] ont élaboré une formule semi-empirique qui s'écrit comme suit :

$$B(N, Z) = a_{vol} A - a_{surf} A^{2/3} - a_{coul} \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{asym} \frac{(N-Z)^2}{A} + \delta(A) \cdot \quad (1.2)$$

Cette formule est constituée de trois termes d'origine classique - les trois premiers, ainsi que de deux termes d'origine quantique - les deux derniers. La Figure 1.2 illustre la contribution de chaque terme à l'énergie de liaison :

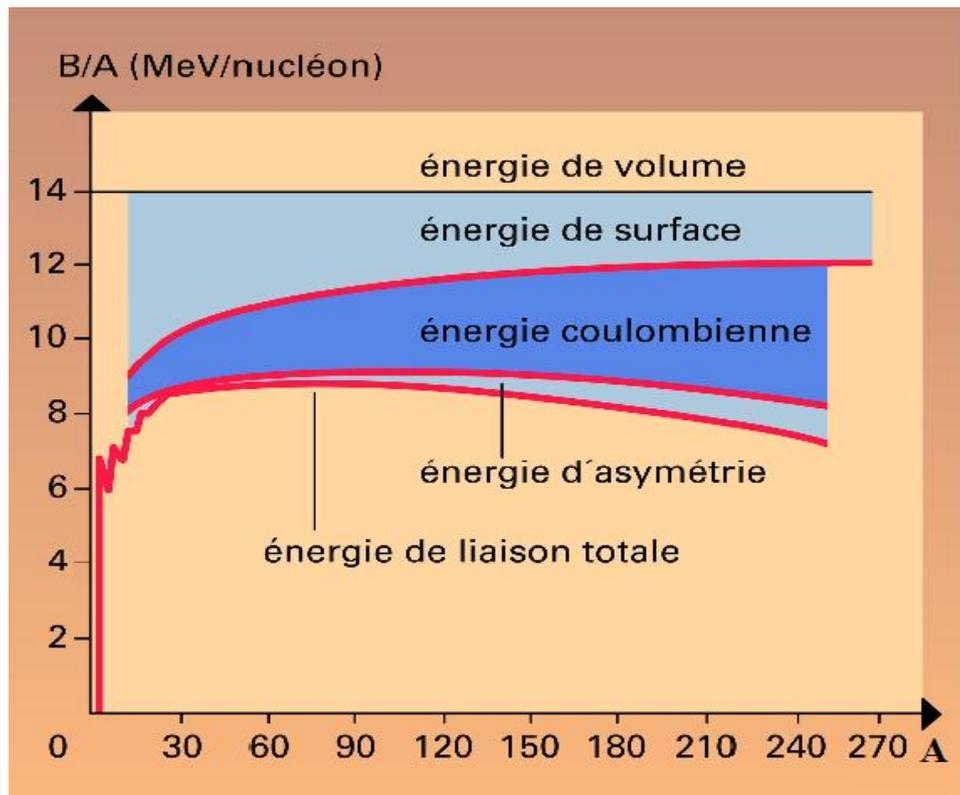


Figure 1.2 : Énergie de liaison par nucléon, d'après la formule semi-empirique de Bethe - Weizsäcker, avec la contribution des différents termes [3].

L'origine et la contribution de chaque terme peuvent être synthétiquement décrites comme suit :

- $(a_{vol} A)$ – l'énergie de volume, qui résulte des forces d'interaction nucléaire (attractives). En raison de la saturation de ces forces, l'énergie de liaison qui en résulte est la même pour tous les nucléons. Le coefficient a_{vol} correspond donc à l'énergie de liaison moyenne par nucléon pour un noyau sphérique de rayon $R = r_0 A^{1/3}$ ($r_0 = 1.2$ fm).

- $(a_{\text{surf}} A^{2/3})$ – l'énergie de surface, qui représente l'énergie de liaison due aux nucléons à la surface du noyau qui sont moins liés que ceux qui se situent au cœur du noyau. Cette contribution est proportionnelle à la surface de la sphère du rayon R , $4\pi R^2$, donc à $A^{2/3}$.
- $(a_{\text{coul}} \frac{Z^2}{A^{1/3}})$ – l'énergie coulombienne, qui résulte de la présence des protons au sein du noyau. La répulsion électrostatique entre ces protons tend à diminuer l'énergie de liaison. Elle est proportionnelle à Z^2/R , donc à $Z^2/A^{1/3}$.
- $(a_{\text{asym}} \frac{(N-Z)^2}{A})$ – le terme d'asymétrie, peut être expliqué par le modèle du gaz de Fermi, qui considère le noyau comme une superposition de deux gaz (de neutrons et de protons) dans un puits de potentiel. Les protons étant chargés positivement, ils se repoussent mutuellement. Cela induit une diminution de l'énergie de liaison due à la répulsion électrostatique E_c , ce qui induit une profondeur plus grande du puits de potentiel des neutrons par rapport à celui des protons. Cette asymétrie explique le surplus de neutrons constaté pour les noyaux lourds le long de la ligne de stabilité.
- $(\delta(A))$ – l'énergie d'appariement, qui est une correction qui prend en considération l'appariement des neutrons et des protons :

$$\begin{cases} \delta(A) \text{ si } N \text{ et } Z \text{ sont pairs} \\ -\delta(A) \text{ si } N \text{ et } Z \text{ sont impairs} \\ 0 \text{ si } A \text{ est impair} \end{cases} \quad (1.3)$$

La valeur adoptée pour $\Delta(A)$ est $a_p A^{-1/2}$ MeV [2].

A partir de la formule (1.2), les énergies de séparation d'un des protons et d'un des neutrons les moins liés au noyau, S_p et S_n respectivement, peuvent être définies en fonction de l'énergie de liaison $B(A, Z)$ d'un noyau ${}^A_Z X$ comme suit :

$$\begin{cases} S_p = B(A, Z) - B(A - 1, Z - 1) \\ S_n = B(A, Z) - B(A - 1, Z) \end{cases} \quad (1.4)$$

Lorsque ces énergies sont positives, le noyau décroît spontanément en perdant un nucléon. Les limites de stabilité, appelées drip-lines, correspondent à S_p et S_n nulles (Figure 1.3). Leurs positions peuvent varier selon la paramétrisation choisie.

■ Noyau stable

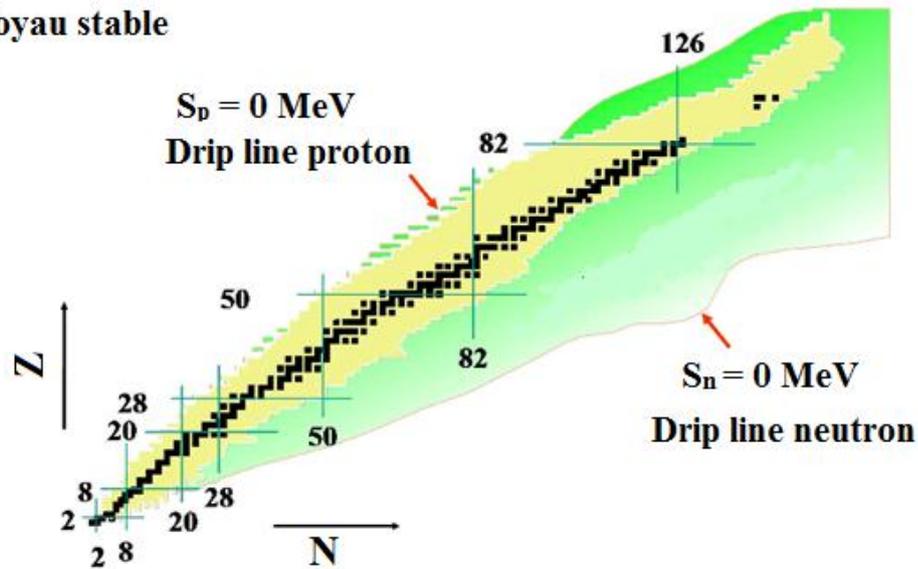


Figure 1.3 : Charte des noyaux. L'ensemble des points noirs correspond à « la vallée de stabilité » qui représente les noyaux stables existants dans la nature; les lignes numérotées représentent les nombres magiques classiques ; les lignes S_p, S_n définissent les frontières entre les noyaux liés et non liés, nommées drip-lines.

La formule de Bethe-Weizsäcker correspond à un polynôme du second degré quand on exprime B en fonction de Z pour A fixé, que l'on appelle parabole de masse ($M_{at}c^2 = \alpha - \beta Z + \gamma Z^2$). En tenant compte du fait que le terme de surface dans cette formule dépend uniquement de A et est donc constant quelque soit le noyau [1, 2], on aboutit à ce que la déformation ne soit pas constante pour tous les noyaux.

Ce modèle ne peut pas donner d'informations sur l'excès de stabilité de certains noyaux composés d'un nombre particulier de nucléons (noyaux magiques), ni sur la forme des noyaux qui n'est pas nécessairement sphérique, même dans son état fondamental. L'approximation de Bethe-Weizsäcker est alors abandonnée et adaptée pour pouvoir décrire les noyaux déformés.

1.2. Modèle de la goutte liquide déformée

Dès les années 1930, avec la mesure des moments magnétiques et électriques, les preuves de l'existence de noyaux déformés commencent à apparaître. Cette déformation peut être associée à l'état fondamental pour les noyaux non-magiques, mais aussi aux états excités et/ou à haut moment angulaire. Le modèle de la goutte liquide sphérique n'est qu'une approximation pour le noyau : il faut tenir compte de la déformation.

Etant donné que le noyau est un système quantique, le volume ne peut pas être défini de manière classique et, de ce fait, il n'y a pas de limites spatiales précises pour la distribution de masse. En première approximation, on peut considérer que la matière nucléaire est un ensemble compact.

1.2.1 Paramétrisation de la surface nucléaire

A. Bohr [4] a introduit une paramétrisation de la surface nucléaire qui est décrite par l'expression du rayon développé en harmoniques sphériques :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 C(\alpha) \left(\sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right) \quad (1.5)$$

avec

R_0 – le rayon de la sphère de même volume que le noyau.

$C(\alpha)$ – la fonction de conservation du volume.

$\alpha_{\lambda\mu}$ – les paramètres de déformation.

$Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$ – les harmoniques sphériques.

Les formes nucléaires correspondant aux différents ordres multipolaires sont représentées dans la Figure 1.4.

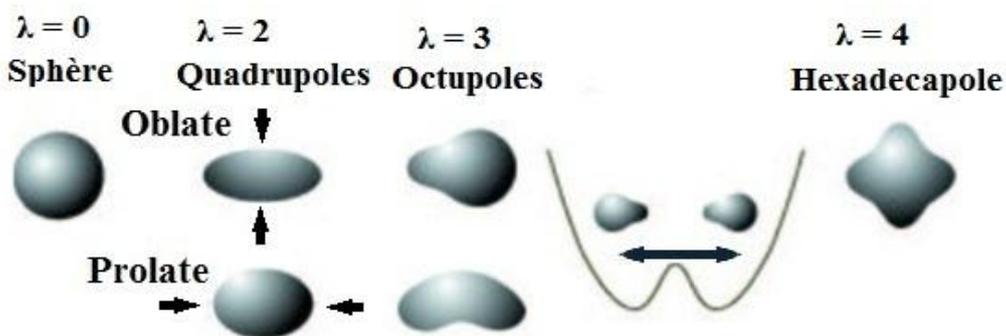


Figure 1.4 : Les différentes formes correspondant aux différents ordres multipolaires.

- Le terme $\lambda = 0$ correspond à la variation du volume sans variation de la forme sphérique et donne naissance à la déformation monopolaire.
- Le terme $\lambda = 1$ décrit la translation du système et correspond à la déformation dipolaire ; ce mode peut souvent être ignoré lors de l'étude de la forme des noyaux.
- Les termes $\lambda = 2$ correspondent à une déformation quadrupolaire ; ce type de déformation caractérise la majorité des noyaux. Il sera développé plus en détails par la suite.
- Les termes $\lambda = 3$ correspondent à la déformation octupolaire ; ce mode se manifeste à travers les bandes de parité négative.
- Et enfin, les termes $\lambda = 4$ correspondent à une déformation hexadécapolaire.

Afin de se placer dans le référentiel lié au noyau, décrit par les angles d'Euler qui déterminent l'orientation des axes principaux par rapport au référentiel du laboratoire, un changement de variables doit être effectué. Dans une première approximation, on considère uniquement le terme d'ordre $\lambda = 2$ qui est le plus fréquent et qui correspond à une déformation quadrupolaire :

$$a_\nu = \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_\mu D_{\mu\nu}^2. \quad (1.6)$$

Si on considère que le référentiel du noyau en rotation est orienté le long des axes principaux d'inertie, pour des raisons de symétrie, les coefficients α_ν se réduisent à deux variables indépendantes α_{20} et $\alpha_{22} = \alpha_{2-2}$, α_{21} et α_{2-1} étant nuls. Ces coefficients sont souvent exprimés selon les conventions de D. L. Hill et J. A. Wheeler [5] :

$$a_{20} = \beta \cos \gamma, \quad a_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \quad (1.7)$$

où le paramètre β représente l'amplitude de la déformation quadrupolaire et γ le degré de triaxialité.

L'équation (1.5) devient alors:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 C(\alpha) \left[1 + \beta \cos \gamma Y_{20} + \frac{1}{2} \sqrt{2} \beta \sin \gamma (Y_{22} + Y_{2-2}) \right]. \quad (1.8)$$

En introduisant les expressions des harmoniques sphériques, l'équation (1.8) devient :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 C(\alpha) \left[1 + \beta \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \cos \gamma (3 \cos^2 \theta - 1) + \sqrt{3} \sin \gamma \sin^2 \theta \cos 2\varphi \right]. \quad (1.9)$$

Les formes nucléaires peuvent être alors représentées schématiquement dans un plan (β, γ) (Figure 1.5).

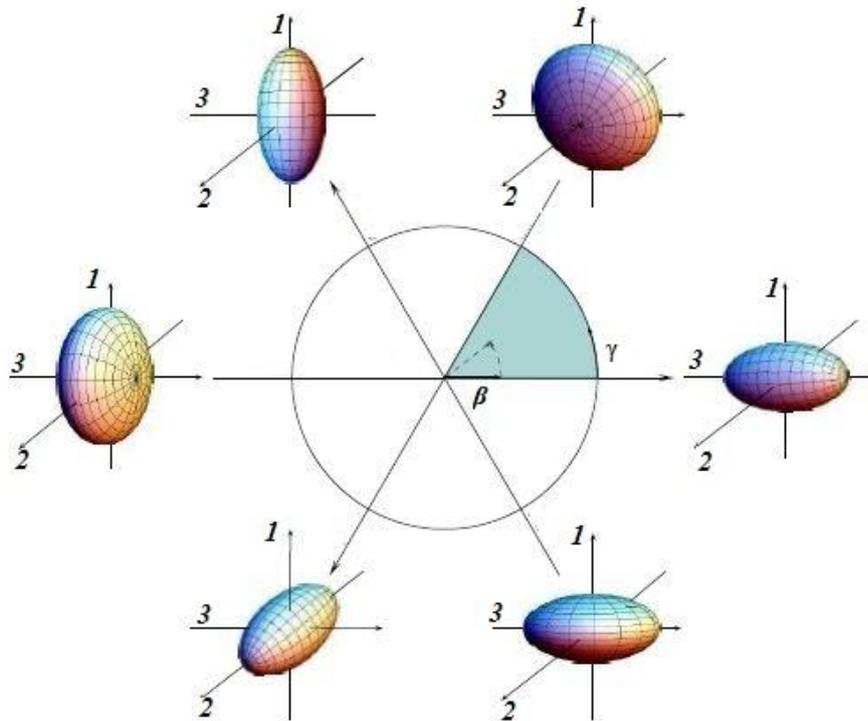


Figure 1.5 : Symétries et formes nucléaires dans le repère (β, γ) .

Les formes des noyaux sont définies par les valeurs de γ :

- $\gamma = 0^\circ$ – l'axe de symétrie est le plus long, les noyaux déformés ont une déformation « prolate », forme allongée.
- $\gamma = 60^\circ$ – l'axe de symétrie est le plus court, les noyaux ont une déformation « oblate », forme aplatie.
- $0^\circ < \gamma < 60^\circ$ – pas de symétrie axiale, le noyau devient triaxial, ce qui signifie que ses trois axes principaux ont des longueurs différentes.

Pour les autres valeurs de γ , les déformations restent les mêmes que dans l'intervalle $[0^\circ - 60^\circ]$, seul le rôle des axes change.

1.3 Modèle de la goutte liquide en rotation

Lors d'une réaction nucléaire, un noyau peut acquérir du moment angulaire, il peut donc entrer en vibration ou/et en rotation. Classiquement, l'énergie de rotation est donnée par $E = \frac{1}{2} \mathcal{J} \omega^2$, où ω est la vitesse angulaire du noyau et \mathcal{J} est le moment d'inertie par rapport à l'axe de rotation. En introduisant le moment angulaire $I = \mathcal{J}\omega$, l'hamiltonien H_R correspondant à la rotation du noyau devient $H_R = \frac{1}{2} I^2 / \mathcal{J}$.

Lorsqu'une goutte liquide est en rotation [6], un nouveau terme doit être ajouté pour obtenir son énergie E_{GLR} (ou bien E_{RLD} , avec RLD pour rotating liquide drop). Il s'exprime comme suit :

$$E_{GLR}(\bar{\epsilon}, I_0) = E_{GL}(\bar{\epsilon}, I = 0) + \frac{1}{2\mathcal{J}_{rig}(\bar{\epsilon})} I_0^2 \quad (1.10)$$

$\mathcal{J}_{rig}(\bar{\epsilon})$ est le moment d'inertie d'un corps rigide sphérique avec un volume $\frac{4}{3}\pi A r_0^3$.

L'énergie totale dans le modèle de la goutte liquide E_{LD} pour un spin nul, s'écrit [7] :

$$E_{GL}(\bar{\epsilon}, I = 0) = -a_v A \left[1 - k_v \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] + a_c Z^2 \left[B_c(\bar{\epsilon}) - \frac{5\pi^2}{6} \left(\frac{d}{R_c} \right)^2 \right] \\ + a_s \left[1 - k_s \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] A^{\frac{2}{3}} B_s(\bar{\epsilon}) \quad (1.11)$$

où $B_c(\bar{\epsilon})$, $B_s(\bar{\epsilon})$ sont les rapports des énergies coulombienne et de surface respectivement, à $\bar{\epsilon}$ quelconque sur les mêmes énergies pour une goutte sphérique. Un paramètre de diffusivité d de la surface nucléaire a été introduit dans le terme de Coulomb. Tous les paramètres de ce modèle sont ajustés à partir de données expérimentales.

Le modèle de la goutte liquide décrit les propriétés globales des noyaux, comme l'énergie de liaison et les limites de stabilité. En revanche, ce modèle ne peut pas décrire l'excès de stabilité des noyaux magiques et les détails de la structure nucléaire, surtout pour les noyaux les plus exotiques.

1.4 Modèle en couches sphériques

Le modèle en couches nucléaire a été développé d'un côté par M. G. Mayer et J. Hans, D. Jensen, H. E. Suess [8, 9], et d'un autre côté par E. P. Wigner et D. Haxel [10] pour décrire les propriétés associées aux noyaux ayant un nombre de protons ou/et de neutrons égal à 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, qui correspondent au remplissage complet des couches. Dans le modèle en couches, le noyau est constitué d'un cœur inerte autour duquel on place un certain nombre de nucléons de valence qui occupent les couches libres en dessous du niveau de Fermi. Le noyau peut être décrit comme constitué de trois parties, comme montré dans la Figure 1.6 : un cœur inerte où les orbitales sont toujours pleines, l'espace de valence et les orbitales externes vides.

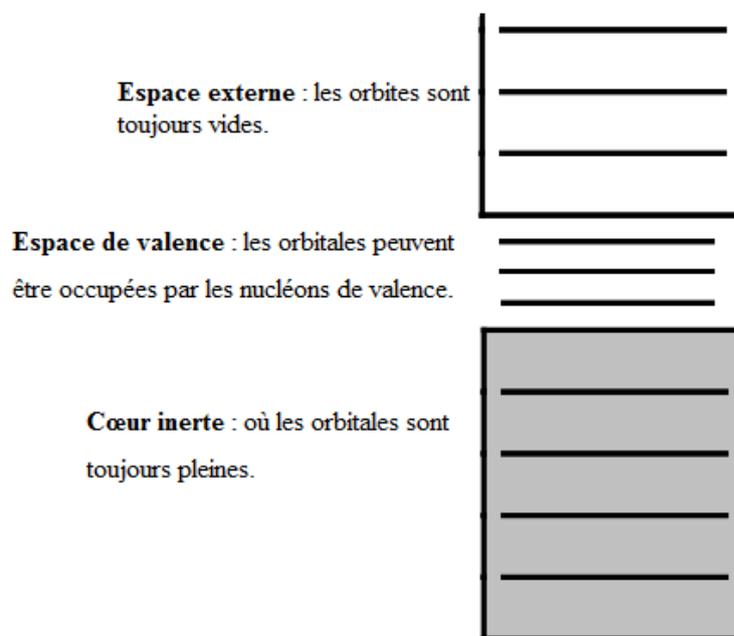


Figure 1.6 : Schéma de l'occupation des orbitales nucléaires dans le modèle en couches.

- Le principe du modèle

Afin de retrouver les nombres magiques ainsi que d'expliquer la régularité des propriétés nucléaires associées à ces derniers, la description de la nature quantique du noyau atomique qui est constitué de A nucléons en interaction se fait par la résolution de l'équation de Schrödinger :

$$H\psi = E\psi \quad (1.12)$$

où H est l'Hamiltonien du système, E son énergie totale et ψ la fonction d'onde totale du système.

L'Hamiltonien peut s'écrire comme la somme entre l'énergie cinétique et des termes d'interaction :

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \frac{1}{2} \sum_{i<j=1}^A V_{i,j} . \quad (1.13)$$

Dans le modèle en couches sphérique le nucléon se déplace à l'intérieur du noyau dans un champ moyen créé par les A nucléons. L'Hamiltonien s'écrit alors :

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^A [T_i + U(\vec{r}_i)] + \left[\sum_{i>j}^A V_{i,j} - \sum_{i=1}^A U(\vec{r}_i) \right] = \sum_{i=1}^A h_0(i) + \sum_{i=1}^A h_1(i) = H_0 + H_1 \quad (1.14)$$

où

H_0 – l'Hamiltonien du mouvement indépendant de l'ensemble des nucléons

H_1 – l'interaction résiduelle, considérée comme nulle en première approximation.

Les fonctions d'onde et les énergies propres de l'Hamiltonien H_0 [11] :

$$H_0 = \sum_{i=1}^A h_0(i) = \sum_{i=1}^A [T_i + U(\vec{r}_i)] \quad (1.15)$$

sont respectivement :

$$\psi_{\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_A}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_A) = \det \left(\prod_{i=1}^A \varphi_{\alpha_i}(\vec{r}_i) \right) \quad (1.16)$$

$$E_0 = \sum_{i=1}^A \varepsilon_{\alpha_i} . \quad (1.17)$$

$U(\vec{r}_i)$ représente le potentiel moyen créé par les A nucléons :

$$U(\vec{r}_i) = \sum_{i=1}^A U_i(\vec{r}). \quad (1.18)$$

Le choix du potentiel à un corps U doit être tel que H_I soit petit devant H_0 afin qu'on puisse le considérer comme une perturbation.

Le champ moyen est un champ central, qui peut être de type puits carré (fini ou infini), oscillateur harmonique, Woods-Saxon ou bien autre. Il doit permettre de reproduire les nombres magiques observés.

Potentiel de Woods-Saxon : c'est un potentiel central plus réaliste par rapport à l'oscillateur harmonique (voir ci-dessous), car il ne tend pas vers l'infini comme ce dernier.

L'expression du potentiel de Woods-Saxon est :

$$V(r) = - \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} \quad (1.19)$$

avec

$R_0 = r_0 A^{1/3}$ – le rayon du noyau

$r_0 \simeq 1.2 \text{ fm}$ – le rayon réduit

$a \simeq 0.5 \text{ fm}$ – la diffusivité

$V_0 \simeq -50 \text{ MeV}$ – la profondeur du puits.

Oscillateur harmonique : c'est l'approximation la plus simple que l'on peut utiliser afin d'expliquer seulement les premiers nombres magiques 2, 8 et 20.

Le potentiel de l'oscillateur harmonique correspond au premier terme non nul du développement en série de Taylor du potentiel Woods-Saxon. Il prend la forme :

$$V_{O.H}(r) = \frac{1}{2} m \omega^2 r^2 \quad (1.20)$$

avec m la masse d'un nucléon et ω la fréquence propre de l'oscillateur.

Les valeurs propres sont les énergies [11] :

$$E_{n,\ell} = \hbar \omega \left(N + \frac{3}{2} \right) = \hbar \omega \left(2n + \ell - \frac{1}{2} \right) \quad (1.21)$$

où $N = 2(n - 1) + \ell$ est le nombre quantique principal, ℓ le moment orbital et n le nombre quantique radial.

Il en résulte qu'à chaque valeur de N correspondent plusieurs couples possibles de n et ℓ , ce qui entraîne une forte dégénérescence des niveaux d'énergie. La dégénérescence g des niveaux est donnée par la relation suivante :

$$g = 2(2\ell + 1) \cdot \quad (1.22)$$

Les niveaux obtenus avec le potentiel de l'oscillateur harmonique sont équidistants et chaque espace entre les niveaux (gap) va constituer une barrière à franchir pour exciter un nucléon. Ceci définit les nombres magiques.

Ces deux potentiels, oscillateur harmonique et Woods-Saxon, ne sont pas en mesure de reproduire tous les nombres magiques. Même avec la dégénérescence accrue pour le potentiel de l'oscillateur harmonique on n'arrive toujours pas à avoir le nombre magique 28, d'où la nécessité d'ajouter un terme correctif qui correspond au couplage spin-orbite.

Effet de bord : il correspond au deuxième ordre non nul du développement du potentiel de Woods-Saxon qui s'exprime comme un terme en ℓ^2 . L'expression du potentiel devient :

$$V(r) = \frac{1}{2}m\omega^2r^2 - D\ell^2 \quad (1.23)$$

D est une constante positive ajustée sur les valeurs expérimentales d'énergie des niveaux.

Le rôle de ce terme est qu'il peut abaisser l'énergie des niveaux de $-D\ell(\ell + 1)$ correspondant au moment angulaire J ($\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$) de la couche considérée (voir Figure 1.7).

Le couplage spin-orbite : c'est un terme calculé sur le principe de la physique atomique, qui consiste à ajouter le terme de l'interaction spin-orbite $f(r)\vec{\ell} \cdot \vec{s}$ au puits carré. L'introduction de ce couplage fort permet d'expliquer tous les nombres magiques de 2 jusqu'à 126. Le potentiel du champ moyen prend donc la forme suivante [12] :

$$U(r) = V_{O.H} - D\ell^2 - f(r)\ell \cdot s \quad (1.24)$$

avec

$V_{O.H}$ – le potentiel de l'oscillateur harmonique

D – une constante

ℓ – le moment orbitale ; il prend les valeurs 0, 1, 2, 3, 4, 5, ... (=s, p, d, f, g, h, ...)

ℓ^2 – un terme introduit pour lever la dégénérescence en ℓ des solutions de l'oscillateur harmonique; les énergies des états sont séparées pour $J = \ell \pm \frac{1}{2}$

$f(r)$ – une fonction radiale

s – le spin de la particule.

Les nombres ℓ et s étant couplés, ce ne sont pas de bons nombres quantiques de l'Hamiltonien. On introduit l'opérateur du moment angulaire total $J = \ell + s$, sachant que le couplage spin-orbite est dû à l'interaction nucléon-nucléon qui ne dépend pas seulement de la position et du spin des nucléons, mais également de leur vitesse relative. Le terme de couplage peut alors s'écrire en fonction de J : $\vec{\ell} \cdot \vec{s} = \frac{1}{2}(J^2 - \ell^2 - s^2)$ et $s = \frac{1}{2}$.

Les niveaux nucléaires du modèle en couches en introduisant les effets du couplage spin-orbite, sont schématisés sur la Figure 1.7.

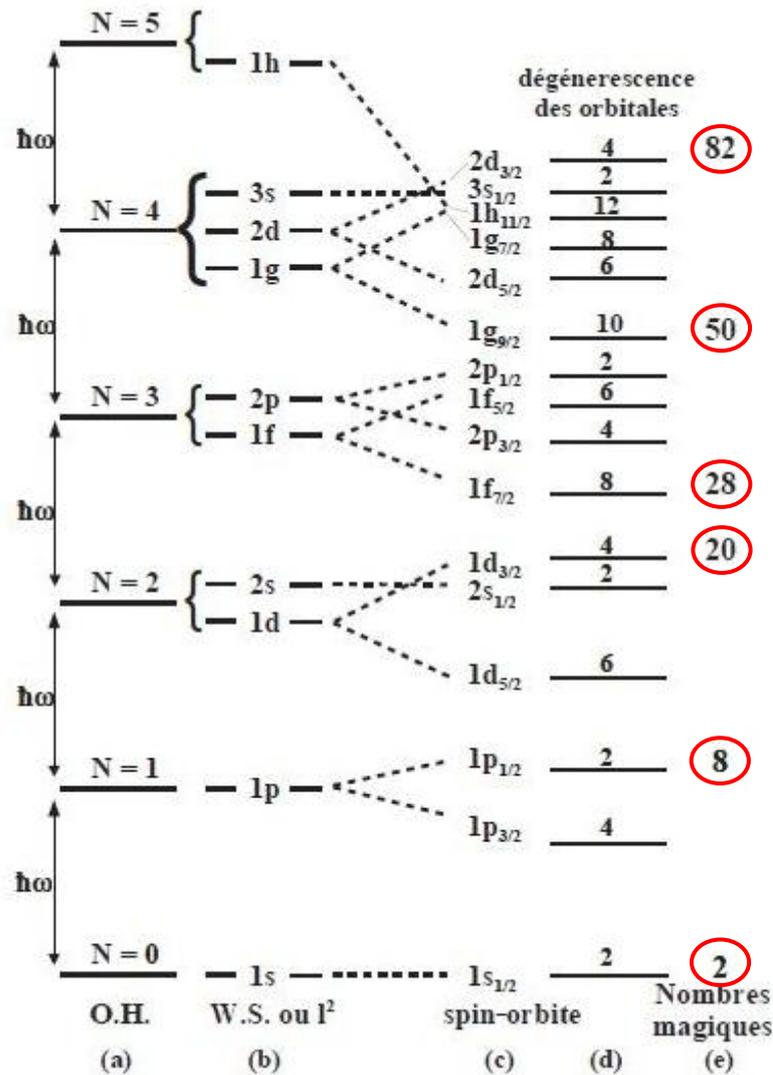


Figure 1.7 : Niveaux d'énergie selon le modèle en couches :

- énergies des états des particules de l'oscillateur harmonique en fonction de N ,
- représentation schématique des énergies des états dans le potentiel de Woods-Saxon (qui revient à ajouter au potentiel de l'oscillateur harmonique un terme en l^2),
- représentation schématique de la levée de dégénérescence due au terme de couplage spin-orbite,
- nombre de particules identiques ($2j + 1$) qui peuvent occuper un état, au niveau des "gap" en énergie,
- les nombres magiques.

Grâce au modèle en couches, on peut reproduire les nombres magiques observés expérimentalement. Cependant, ce modèle n'est valable que pour les noyaux sphériques.

1.5 Modèle en couches déformé (modèle de Nilsson)

Le modèle en couches ne peut pas prédire l'interaction spin-orbite des noyaux ayant une couche remplie à moitié. Le mouvement des nucléons occupant les orbitales non remplies déforme le noyau et ajoute un effet non sphérique au potentiel. Le développement de Taylor du potentiel Woods-Saxon peut être effectué avec les suppositions adoptées par Nilsson, qui introduit le potentiel de l'oscillateur harmonique anisotrope [5, 10]. L'Hamiltonien de Nilsson [13, 14, 15] prend la forme suivante :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2M} (\partial_{x^2}^2 + \partial_{y^2}^2 + \partial_{z^2}^2) + \frac{M}{2} [\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \omega_{\parallel}^2 z^2] - D(\hat{L}^2 - \langle \hat{L}^2 \rangle_N) - C\hat{L} \cdot \hat{S} \quad (1.25)$$

avec M masse du système à A nucléons.

Nilsson a paramétré les fréquences de rotation en tenant compte de la condition de conservation du volume nucléaire et en introduisant un paramètre de déformation ε [16]:

$$\begin{cases} \omega_x = \omega_y = \omega_{\perp} = \omega_0(\varepsilon) \left[1 + \frac{1}{3}\varepsilon \right] \\ \omega_z = \omega_{\parallel} = \omega_0(\varepsilon) \left[1 - \frac{2}{3}\varepsilon \right] \\ \varepsilon = \frac{\omega_{\perp} - \omega_z}{\omega_0} \end{cases} \quad (1.26)$$

La conservation du volume nucléaire induit la relation :

$$\omega_0(\varepsilon) = \omega_0^0 \left[1 + \frac{2}{3}\varepsilon^2 \right] \quad (1.27)$$

avec :

$\omega_0(\varepsilon)$ – la pulsation de l'oscillateur déformé

ω_0^0 – la pulsation de l'oscillateur harmonique sphérique.

Le paramètre de déformation ε est relié au paramètre β de l'équation (1.7) par la relation $\varepsilon \approx 0.95\beta$ [17].

La résolution de l'équation (1.12) avec ce nouveau potentiel donne l'énergie suivante :

$$E_d(n_z, n_p, \Lambda) = \sum_{i=x,y,z} \hbar\omega_i \left(n_i + \frac{1}{2} \right) = \hbar\omega_{\parallel} \left(n_z + \frac{1}{2} \right) + \hbar\frac{1}{2}\omega_{\perp} (2n_p + \Lambda + 1) \quad (1.28)$$

où $N = n_x + n_y + n_z = n_z + 2n_p + \Lambda$, avec

N – le nombre de couche de l'oscillateur harmonique

$n_z = 1, 2, 3, \dots, N$ – le nombre quantique principale selon l'axe de symétrie

Λ – la projection du moment orbital \vec{l} sur l'axe de symétrie

$\Omega = \Lambda + \Sigma$ avec Σ la projection du spin intrinsèque sur l'axe de symétrie, Λ la projection du moment angulaire orbital L , et Ω la projection du moment angulaire totale J sur l'axe de symétrie (Figure 1.8).

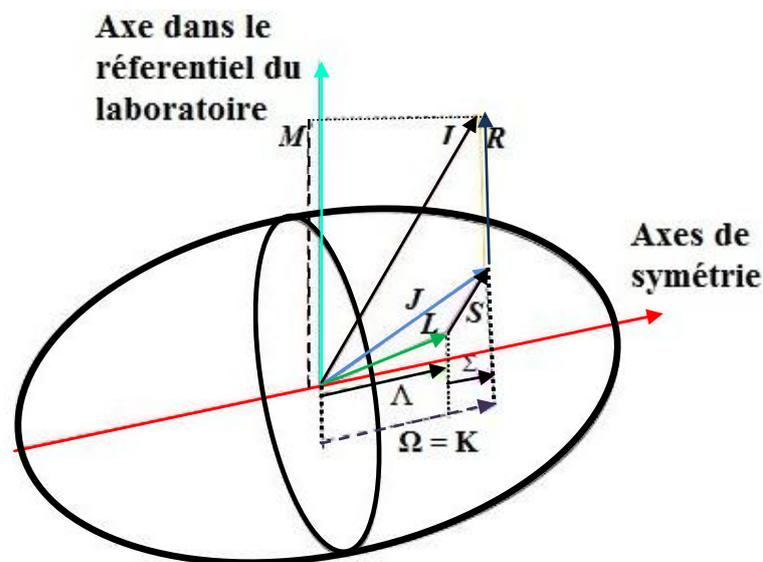


Figure 1.8 : Schéma d'un noyau déformé à symétrie axiale où sont représentées les projections des différents moments angulaires sur l'axe de symétrie : la projection Ω du moment angulaire total $J = \ell + s$, la projection Λ du moment orbital L et la projection Σ du spin s [16].

Les états propres $\Omega[Nn_z \Lambda]$ ou $[Nn_z \Sigma \Lambda]$ de l'hamiltonien de Nilsson sont des fonctions d'onde dépendantes des nombres quantiques. La parité de l'état π est définie par $(-1)^N = (-1)^\ell$. Chaque niveau d'énergie (N, l, j) sphérique se sépare en $2j + 1$ niveaux avec une double dégénérescence correspondant à $\pm \Omega$. Un diagramme de Nilsson valable pour $50 < Z < 82$ est présenté dans la Figure 1.9.

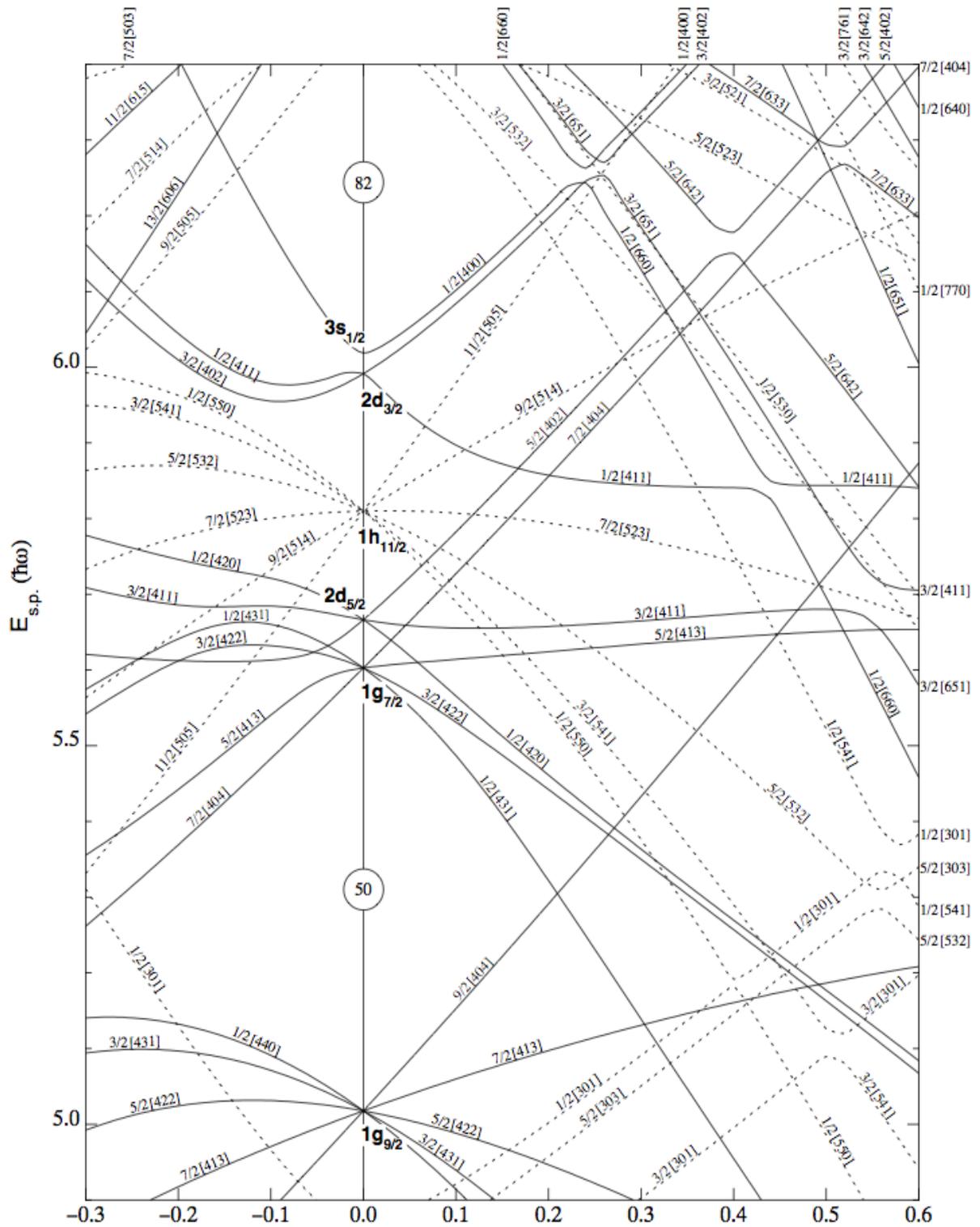


Figure 1.9 : Diagramme de Nilsson pour les protons valable pour la région de masse $50 < Z < 82$. L'énergie de la particule individuelle E_{sp} est donnée en fonction de la déformation quadrupolaire ϵ_2 [15].

1.6 Modèle en couches déformé en rotation

Dans la partie précédente nous avons abordé les différentes modélisations du noyau sphérique ou déformé. Ces modèles ne permettent pas de comprendre, ni de décrire, les propriétés des noyaux à hauts spins (en rotation), qui est le sujet de notre étude.

Nous allons présenter les idées de base du modèle en couches pour un noyau en rotation, encore appelé modèle du "Cranking".

1.6.1 Rotation autour d'un axe principal (approximation de Cranking)

Dans cette partie, notre attention va se porter sur l'étude du comportement des noyaux en rotation. Le modèle de "Cranking" a été proposé en 1954 par D. R. Inglis [18]. Il consiste à considérer un noyau de moment angulaire non nul ($I \neq 0$) en mouvement dans un potentiel tournant à une vitesse constante ω autour d'un axe x perpendiculaire à l'axe de symétrie du noyau. L'équation de Schrödinger dépendante du temps régissant ce système, exprimée dans le référentiel du laboratoire \mathcal{R}_{lab} avec les coordonnées (x, y, z) (voir Figure 1.10), s'exprime alors comme :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_{lab} = \mathcal{H}_{lab} \Psi_{lab} \quad (1.29)$$

Sachant que la rotation est supposée se faire autour de l'axe Ox , la projection du moment angulaire \vec{I} sur l'axe de rotation est \hat{I}_x . L'opérateur de rotation \hat{R} s'exprime comme :

$$\hat{R} = \hat{\mathcal{R}}_x(\omega t) = e^{-i\hat{I}_x \omega t} \quad (1.30)$$

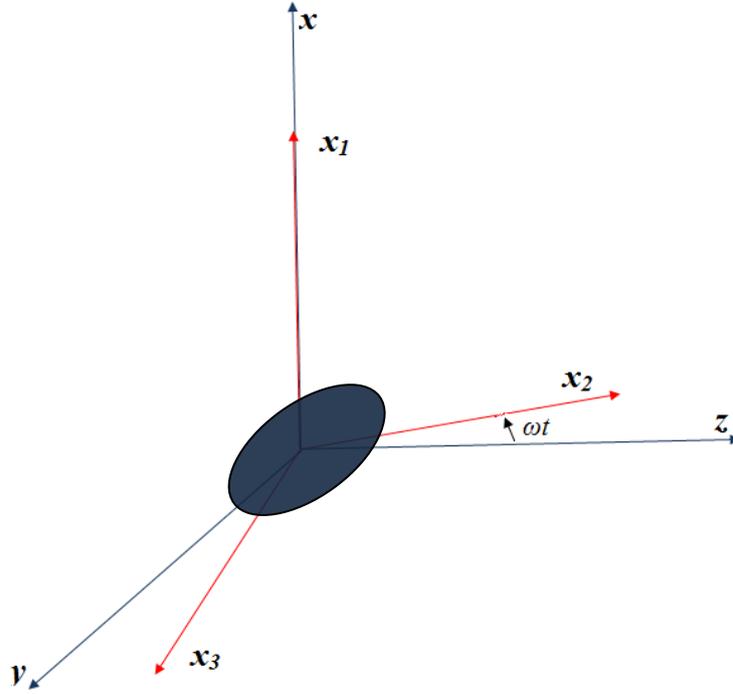


Figure 1.10 : Schéma des coordonnées (x, y, z) dans les référentiels du laboratoire et en rotation.

On peut exprimer l'Hamiltonien et la fonction d'onde dans le référentiel en rotation, en fonction de l'Hamiltonien et la fonction d'onde dans le référentiel du laboratoire par :

$$\hat{\mathcal{H}}_{rot} = \hat{\mathcal{R}}_x^{-1} \hat{\mathcal{H}}_{lab} \hat{\mathcal{R}}_x, \quad \Psi_{rot} = \hat{\mathcal{R}}_x^{-1} \Psi_{lab} \hat{\mathcal{R}}_x \quad (1.31)$$

avec $\hat{\mathcal{H}}_{rot}, \Psi_{rot}$ l'Hamiltonien et la fonction d'onde dans le référentiel en rotation.

L'équation de Schrödinger devient :

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_{rot}}{\partial t} = \mathcal{H}^\omega \Psi_{rot} \quad (1.32)$$

avec $\hat{\mathcal{H}}^\omega = \hat{\mathcal{H}}_{rot} - \hbar\omega \hat{I}_x$ appelé le Routhian, dans lequel le terme $\hbar\omega \hat{I}_x$ représente la force de Coriolis ou la force centrifuge en mécanique classique, et apparaît lors du passage au référentiel tournant.

Prenons Ψ_ν une fonction d'onde individuelle de l'état ν et Ψ_ν^ω dans le référentiel tournant.

La relation entre les énergies propres e_ν^ω des nucléons dans le référentiel tournant et les énergies des particules $e_\nu(\omega)$ mesurées dans le référentiel du laboratoire, est donnée par

$$e_\nu(\omega) = e_\nu^\omega + \hbar\omega \langle \Psi_\nu^\omega | \hat{I}_x | \Psi_\nu^\omega \rangle. \quad (1.33)$$

L'avantage du modèle de "cranking" est qu'il suppose que les deux Hamiltoniens réalisent une description identique quel que soit le référentiel où l'on se trouve, ce qui donne une description microscopique simple d'un noyau en rotation. Par contre, dans ce modèle, l'invariance par rapport au temps est brisée, ce qui implique que les valeurs propres de l'Hamiltonien de Cranking ne sont pas dégénérées par renversement du temps : $e_v^\omega \neq e_v^{-\omega}$. Contrairement aux calculs statiques, les nucléons de spins opposés n'ont pas la même énergie.

Les états de particules individuelles sont caractérisés par deux nombres quantiques : la parité π et la signature α .

L'Hamiltonien de "Cranking" est invariant par rotation d'un angle π autour de l'axe x . L'équation (1.30) peut s'écrire alors comme [20] :

$$\hat{\mathcal{R}}_x(\pi) = e^{(-i\pi I_x)} \leftrightarrow r_x = e^{(-i\pi\alpha)} \quad (1.34)$$

où le nombre quantique α est toujours remplacé aux valeurs propres r_x de l'opérateur de rotation selon l'équivalence précédente, sachant que :

$$\hat{\mathcal{R}}_x|\varphi\rangle = r|\varphi\rangle \quad (1.35)$$

La signature α est liée au spin des états par la relation suivante [20] :

$$I = \alpha \text{ mod } 2 \quad (1.36)$$

Pour un nombre de particules pair (le spin est entier) :

$$I = \begin{cases} 1, 3, 5, \dots & \text{si } r_x = -1 \text{ avec } \alpha = 1 \\ 0, 2, 4, \dots & \text{si } r_x = +1 \text{ avec } \alpha = 0 \end{cases} \quad (1.37)$$

Pour un nombre de particules impair (le spin est demi-entier) :

$$I = \begin{cases} \frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \frac{11}{2}, \dots & \text{si } r_x = -i \text{ avec } \alpha = -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{2}, \frac{5}{2}, \frac{9}{2}, \dots & \text{si } r_x = +i \text{ avec } \alpha = \frac{1}{2} \end{cases} \quad (1.38)$$

1.6.2 Rotation forcée autour d'un axe incliné (Tilted Axis Cranking –TAC)

Depuis son introduction en réf. [21], le modèle du noyau en rotation autour d'un axe incliné appartenant à un des trois plans principaux de l'ellipsoïde "Tilted Axis Cranking-« TAC »" s'avère être une excellente approche pour décrire les bandes rotationnelles, en particulier l'apparition des bandes dipolaires magnétiques constituées de transitions avec $\Delta I = 1$, dans les noyaux presque sphériques [22, 23].

Dans cette partie, nous allons présenter le modèle d'une particule couplée à un cœur en rotation, puis le cas de deux particules couplées à un cœur en rotation pour enfin discuter brièvement du passage au modèle TAC [24].

Le modèle « Particule + Rotor » (Particle Rotor Model–PRM)

L'Hamiltonien PRM [20] est donné par la relation suivante :

$$H = h + H_{rotor} \quad (1.39)$$

avec

h – l'Hamiltonien de la quasi-particule active

H_{rotor} – l'Hamiltonien associé à la rotation du cœur.

Le moment angulaire du rotor R s'exprime en fonction du moment angulaire total I et du moment angulaire J de la particule active (voir Figure 1.11-a) comme suit :

$$\vec{R} = \vec{I} - \vec{j} \quad (1.40)$$

$$H_{rotor} = \frac{(\vec{I} - \vec{j})^2}{2\mathcal{J}} = \frac{R^2}{2\mathcal{J}} \quad (1.41)$$

L'Hamiltonien du rotor axial se calcule à l'aide de l'équation (1.41) où \mathcal{J} est le moment d'inertie du rotor en considérant l'axe z comme axe de symétrie (voir Figure 1.11-b). L'Hamiltonien de la quasi-particule active s'exprime ainsi [24] :

$$h_{p(n)} = \pm \frac{C j_3^2}{2} \quad (1.42)$$

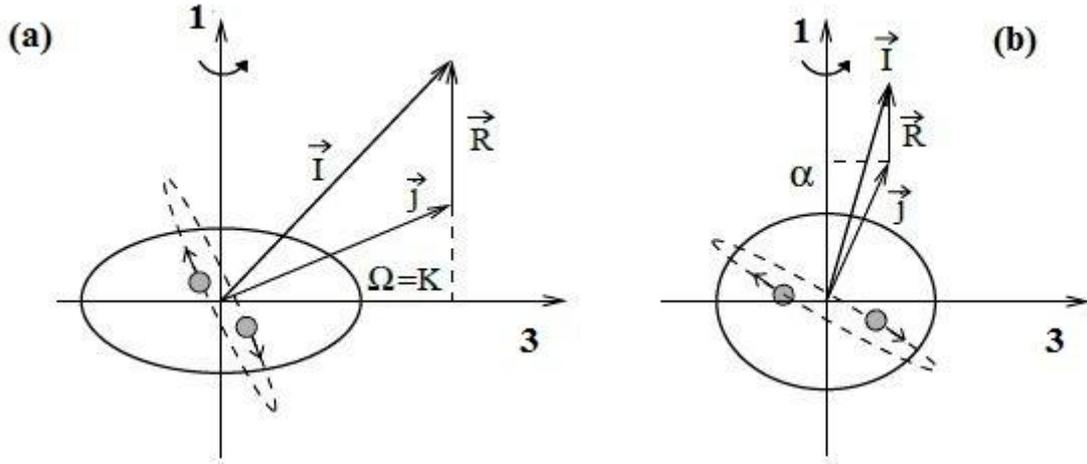


Figure 1.11 : Illustration schématique des deux modes extrêmes de couplage dans le modèle PRM : couplage fort (a) et découplage (b).

Le signe \pm correspond à la nature de la quasi-particule, positive pour une particule et négative pour un trou. Le paramètre C contrôle la séparation des niveaux dans un champ déformé.

Dans cette partie, on va décrire des approximations employées à la fois pour le PRM et le TAC. Dans le cas du PRM on ne prend pas en considération l'appariement, ce qui implique que l'atténuation du terme de Coriolis pourra être négligée.

L'Hamiltonien du PRM se diagonalise dans la base standard $|kIMK\rangle$ où $|IMK\rangle$ représente la fonction de Wigner (*Wigner D-function*) et $|k\rangle$ est le produit des états des couches j , $|jk\rangle$.

Dans le cas d'une particule active unique, la projection du moment angulaire (noté k) de la particule sur l'axe z est égale à K . La base $|kIMK\rangle$ se simplifie donc en $|IMK\rangle$.

Les valeurs propres sont écrites comme des états possédant la bonne signature avec le coefficient de développement c_K :

$$|IM\rangle = \sqrt{\frac{1}{2(1 + \delta_{K0})}} \sum_K c_K^I [|IMK\rangle + (-1)^I |IM - K\rangle]. \quad (1.43)$$

La probabilité de transition $B(M1)$ est exprimée par la relation :

$$B(M1, I \rightarrow I') = \frac{3}{4\pi} \left| \sum_{\mu, K} c_K^{I'} c_K^I \langle I'K'1\mu | IK \rangle \langle K' | (\mathcal{G} - \mathcal{G}_R) j_\mu | K \rangle \right|^2 \quad (1.44)$$

où j s'écrit comme un tenseur sphérique d'ordre 1 :

$$j_{\mu} = \begin{cases} j_{-1} = \frac{j_1 - ij_2}{\sqrt{2}} \\ j_0 = j_3 \\ j_{+1} = -\frac{j_1 + ij_2}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (1.45)$$

La probabilité de transition $B(E2)$ est :

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi} \left| \sum_K c_K^{I'} c_K^I \langle I'K20 | IK \rangle \right|^2. \quad (1.46)$$

Le modèle « Deux Particules + Rotor » :

On considère deux particules externes au noyau en rotation. Pour simplifier, nous appelons une des particules 'proton (p)' et l'autre 'neutron (n)'. En négligeant l'interaction résiduelle entre les deux particules, l'Hamiltonien PRM est donné par la relation suivante [20] :

$$H = h' + H_{rotor}, \quad h' = h_p + h_n \quad (1.47)$$

avec

h' – l'Hamiltonien des quasi-particules actives

H_{rotor} – l'Hamiltonien associé à la rotation du cœur.

Le formalisme reste le même pour deux protons ou neutrons dans des couches avec j différents. L'expression précédente est valide pour le cas à deux particules équivalentes, à condition de prendre en compte le principe de Pauli lors de la construction des états PRM, ainsi que pour les configurations avec TAC.

Le moment angulaire du rotor R s'exprime en fonction des deux moments angulaires I et j de la particule active:

$$\vec{R}_v = \vec{I}_v - \vec{j}_v, \quad \vec{j}_v = \vec{j}_p + \vec{j}_n. \quad (1.48)$$

L'Hamiltonien du rotor axial se calcule par la relation suivante :

$$H_{rotor} = \sum_{v=1,2} \frac{(I_v - j_v)^2}{2\mathcal{J}} = \frac{R^2}{2\mathcal{J}} \quad (1.49)$$

où J est le moment d'inertie du rotor en considérant l'axe z comme axe de symétrie.

L'Hamiltonien de la particule active dans le modèle en couches s'exprime ainsi [24] :

$$h_{p(n)} = \pm \frac{1}{2} C_{p(n)} j_{3p(n)}^2 \cdot \quad (1.50)$$

Le signe \pm correspond à la nature de la particule, positive pour une particule et négative pour un trou. Le paramètre $C_{p(n)}$ contrôle la séparation des niveaux dans un champ déformé.

En prenant en compte l'appariement, avec $\lambda_{p(n)}$ le potentiel chimique, $\Delta_{p(n)}^2$ l'énergie d'appariement (en anglais "pairing gap"), l'Hamiltonien de la quasi-particule active devient :

$$h_{p(n)} = \sqrt{\left(\frac{1}{2} C_{p(n)} j_{3p(n)}^2 - \lambda_{p(n)}\right)^2 + \Delta_{p(n)}^2} \quad (1.51)$$

La projection du moment angulaire sur l'axe de quantification (l'axe z) est notée k . Les valeurs propres sont écrites comme des états avec la bonne signature où c_k^I est le coefficient développement :

$$|IM\rangle = \sqrt{\frac{1}{2(1 + \delta_{K0})}} \sum_{k_n, k_p} c_{k_n k_p}^I \left[|k_n k_p IMK\rangle + (-1)^I |-k_n IM - k_p - (k_n + k_p)\rangle \right] \quad (1.52)$$

Notons que l'Hamiltonien PRM se diagonalise dans la base standard $|k_n k_p IMK\rangle$ où $|IMK\rangle$ est la fonction de Wigner (*Wigner D-function*) et $|k_n k_p\rangle$ est le produit des états des couches, $|jk\rangle$.

La probabilité de transition $B(M1)$ est :

$$B(M1, I \rightarrow I') = \frac{3}{4\pi} \left| \sum_{\mu, k_n, k_p} c_{k'_n k'_p}^{I'} c_{k_n k_p}^I \langle I' K' 1 \mu | IK \rangle \langle k'_p k'_n | (\mathcal{G}_p - \mathcal{G}_R) j_{p\mu} + (\mathcal{G}_n - \mathcal{G}_R) j_{n\mu} | k_p k_n \rangle \right|^2 \quad (1.53)$$

La probabilité de transition $B(E2)$ est :

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi} \left| \sum_{k_n, k_p} c_{k'_n k'_p}^{I'} c_{k_n k_p}^I \langle I' K 2 0 | I K \rangle \right|^2. \quad (1.54)$$

Pour une comparaison entre les modèles TAC et PRM, le coefficient $|g_{n(p)} - g_R| = 1$ est fixé de sorte que la probabilité de transition $M1$ soit grande.

Approximation du modèle TAC

L'approximation du modèle TAC est obtenue à partir du modèle particule + rotor (PRM axial), sous les conditions suivantes :

1- Le moment angulaire I est remplacé par le vecteur classique J , afin d'exprimer le caractère semi-empirique de l'approximation TAC.

2- $\langle j^2 \rangle = \langle j \rangle^2$ correspond au caractère de champ moyen du moment angulaire.

3- $J_3 = \langle J_3 \rangle$, $J_2 = 0$, $J_1 = \sqrt{J^2 - J_3^2}$ est la conséquence de la symétrie axiale : il est toujours possible de choisir le second axe tel que $J_2 = 0$.

Les énergies calculées par le PRM deviennent alors :

$$E = \langle h \rangle + \frac{1}{2J} \left[J^2 + i_1^2 + i_2^2 - i_3^2 - 2i_1^2 \sqrt{J^2 - i_3^2} \right] \quad (1.55)$$

où nous avons introduit les valeurs moyennes $i_\mu = \langle j_\mu \rangle$ du moment angulaire de la particule (alignement). Ces valeurs moyennes sont obtenues à partir du produit des fonctions d'onde :

$$\sum_{k_p} c_{k_p} |k_p\rangle \sum_{k_n} c_{k_n} |k_n\rangle = |p\rangle |n\rangle \quad (1.56)$$

La variation $\delta E = 0$ pour J fixé par rapport aux amplitudes c_k (fonctions d'onde des quasi-particules), permet d'obtenir l'équation aux valeurs propres :

$$\left(h - \frac{1}{J} \left[i_2 j_3 + \left(\sqrt{J^2 - i_3^2} - i_1 \right) j_1 - \frac{i_1 i_3}{\sqrt{J^2 - i_3^2}} j_3 - i_2 j_2 \right] \right) | \rangle = e' | \rangle \quad (1.57)$$

Cette équation se réécrit comme :

$$h' | \rangle = e' | \rangle, \quad h' = h - \omega \cdot j \quad (1.58)$$

avec

$$\omega = \left(\sqrt{J^2 - i_3^2} - i_1, 0, i_3 - \frac{i_1 i_3}{\sqrt{J^2 - i_3^2}} \right) / J \quad (1.59)$$

Le choix de $\omega_2 = 0$ implique $i_2 = 0$, qui est en accord avec la condition 3. Ainsi, l'équation aux valeurs propres (1.57) est équivalente au problème aux valeurs propres du TAC (1.58) et un système de deux équations auto-consistantes des projections du tenseur vitesse angulaire ω (1.59). Elles peuvent se réécrire ainsi :

$$\begin{cases} \frac{\omega_1}{\omega_3} = \frac{J_1}{J_3} = \frac{J_1(1 - i_1/J_1)}{J_3(1 - i_1/J_1)} = \tan \vartheta \\ J = \frac{i_1}{\sin \vartheta} + \omega \mathfrak{I} \end{cases} \quad (1.60)$$

La condition TAC (1.60) favorise énergétiquement le cas où les vecteurs ω et J sont parallèles. L'angle d'inclinaison ϑ , entre le vecteur J et le troisième axe, est également fixé par la relation TAC (voir Figure 1.11). Les états des quasi-particules sont trouvés après la diagonalisation du Routhian

$$h' = h - \omega_3 j_3 - \omega_1 j_1 = h - (j_1 \sin \vartheta + j_3 \cos \vartheta) \quad (1.61)$$

En alignant ω et J , l'angle d'inclinaison est déterminé, ce qui équivaut à une minimisation du Routhian aboutissant aux énergies E' en fonction de ω et ϑ :

$$E' = \langle h' \rangle - \frac{\mathcal{J} (\omega \sin \vartheta)^2}{2} \quad (1.62)$$

La valeur du moment angulaire dans le référentiel intrinsèque est donnée par les expressions suivantes :

$$E = E' + \omega J \quad (1.63)$$

$$\omega = \frac{dE}{dJ}, \quad -J = \frac{dE'}{d\omega}. \quad (1.64)$$

1.6.3 Rotation autour d'un axe principal avec corrections de Strutinsky

De nombreux modèles théoriques ont été développés afin d'obtenir plus d'informations sur les propriétés spectroscopiques des noyaux. Parmi ces modèles, on a brièvement décrit le modèle en couches pour l'étude des noyaux sphériques à bas spins, le modèle de Nilsson pour les noyaux déformés et le modèle de rotation forcée pour l'étude des noyaux à hauts spins.

Ce dernier sera utilisé conjointement aux corrections de Strutinsky afin d'établir l'approche dite "Cranked Nilsson-Strutinsky (CNS)" [6], qui sera détaillé dans cette partie.

Principe de la méthode : corrections d'énergie de couches à $I \neq 0$

Il est connu que pour avoir des informations sur les niveaux nucléaires, l'utilisation des modèles calculant la structure en couches est inévitable. Cependant, ces calculs mènent à une approximation grossière des propriétés nucléaires moyennes et de leur dépendance en fonction de la déformation. En revanche, pour des informations sur les propriétés globales telles que l'énergie de liaison, le modèle de la goutte liquide est beaucoup plus facile et le mieux adapté à mettre en œuvre. Pour s'affranchir de cette lacune, l'idée de prendre les avantages d'un modèle et compléter l'autre s'est avérée la bonne solution pour enrichir le modèle de la goutte liquide en lui ajoutant des effets quantiques et de déformation. Strutinsky [19] a réuni ces deux méthodes. Son idée consiste à extraire les corrections de couches sur la base des niveaux de Nilsson et définir ainsi l'énergie totale à l'aide d'une renormalisation par rapport à une goutte liquide.

Dans l'approche CNS, l'énergie totale E_{Tot} pour un spin I_0 et une déformation donnée $\bar{\varepsilon} \equiv (\varepsilon_2, \gamma, \varepsilon_4, \dots)$ devient la somme de deux contributions : l'une est donnée par l'énergie de couche (E_C), qui regroupe les effets de nature quantique du noyau et l'autre est l'énergie du cœur de type goutte liquide (E_{GL}) :

$$E_{Tot}(\bar{\varepsilon}, I_0) = E_{GL}(\bar{\varepsilon}, I_0 = 0) + \frac{1}{2\mathcal{J}_{rig}(\bar{\varepsilon})} I_0^2 + E_C(\bar{\varepsilon}, I_0) \quad (1.65)$$

avec

$E_{GL}(\bar{\varepsilon}, I_0 = 0) + \frac{1}{2J_{rig}(\bar{\varepsilon})} I_0^2$ qui représente l'énergie de la goutte liquide nucléaire en rotation,

où $J_{rig}(\bar{\varepsilon})$ est la valeur du moment d'inertie d'un corps rigide pour un volume $\frac{4}{3}\pi r_0^3 A$.

L'énergie totale dans le modèle de la goutte liquide statistique est donnée par l'équation (1.11). L'énergie de couches E_c est alors définie comme la différence entre la somme des énergies discrètes de particules indépendantes et la somme dite "lissée" (smoothed) :

$$E_c(I_0) = \sum e_i(\omega, \bar{\varepsilon}) \parallel_{I=I_0} - \sum e_i(\widetilde{\omega}, \bar{\varepsilon}) \parallel_{\tilde{I}=I_0} \quad (1.66)$$

où

$$\sum e_i(\widetilde{\omega}, \bar{\varepsilon}) \parallel_{\tilde{I}=I_0} = E_0 + \frac{1}{2J_{str}(\bar{\varepsilon})} I_0^2 + bI_0^4 \quad (1.67)$$

avec

$$E_0 = \sum e_i(\widetilde{\omega}, \bar{\varepsilon}) \parallel_{\tilde{I}=0} \quad (1.68)$$

$J_{str}(\bar{\varepsilon})$ le moment d'inertie lissée (Strutinsky).

Les quantités notées d'un tilde sont dites lissées parce qu'elles sont moyennées sur un intervalle d'énergie de l'ordre de l'écart en énergie entre deux niveaux ($\hbar\omega$). La somme lissée est calculée par la méthode de Strutinsky [19] et peut être paramétrée de plusieurs façons.

Maintenant on peut introduire l'énergie totale du noyau avec le modèle Cranked-Nilsson-Strutinsky [6] qui tient compte de la rotation et de la déformation.

L'Hamiltonien Cranked-Nilsson-Strutinsky des particules indépendantes h^ω s'écrit :

$$h^\omega = h_{OH}(\varepsilon_2, \gamma) + 2\hbar\varepsilon_4\rho^2\omega_0V_4(\gamma) - V' - \omega j_x \cdot \quad (1.69)$$

Cet Hamiltonien prend en considération la déformation axiale de la même façon que l'Hamiltonien de Nilsson décrit au chapitre précédent. Il met en jeu également la rotation du noyau à travers l'approximation du cranking. Les termes de l'Hamiltonien sont expliqués comme suit :

- Le premier terme $h_{OH}(\varepsilon_2, \gamma) = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$ est l'hamiltonien de l'oscillateur harmonique déformé, où ε_2 décrit le degré de déformation quadrupolaire et γ la déviation par rapport à la symétrie axiale. Les fréquences de rotation ω_x, ω_y et ω_z sont définies de la même manière, comme suit:

$$\begin{cases} \omega_x = \omega_0(\varepsilon_2, \gamma) \left[1 - \frac{2}{3}\varepsilon_2 \cos\left(\gamma + \frac{2\pi}{3}\right)\right] \\ \omega_y = \omega_0(\varepsilon_2, \gamma) \left[1 - \frac{2}{3}\varepsilon_2 \cos\left(\gamma - \frac{2\pi}{3}\right)\right] \\ \omega_z = \omega_0(\varepsilon_2, \gamma) \left[1 - \frac{2}{3}\varepsilon_2 \cos(\gamma)\right] \end{cases} \quad (1.70)$$

- Le deuxième terme fait intervenir la déformation hexadécapolaire. Dans ce terme, nous retrouvons :

ρ^2 – le rayon du noyau dans le système de coordonnées étendu (stretched)

ε_4 – le paramètre de déformation hexadécapolaire

$V_4(\gamma)$ – le potentiel de déformation ; il s'écrit en fonction des harmoniques sphériques:

$$V_4(\gamma) = a_{40}Y_{40} + a_{42}(Y_{42} - Y_{4-2}) + a_{44}(Y_{44} - Y_{4-4}) \cdot \quad (1.71)$$

Les expressions des coefficients a_{4i} en fonction du paramètre γ sont :

$$\begin{cases} a_{40} = \frac{1}{6}[5\cos^2\gamma + 1] \\ a_{42} = -\frac{1}{12}\sqrt{30}\sin^2\gamma \\ a_{44} = \frac{1}{12}\sqrt{70}\sin^2\gamma \end{cases} \quad (1.72)$$

Ces coefficients interviennent dans la paramétrisation de la forme de la surface nucléaire avec comme condition de satisfaire aux propriétés de transformation du tenseur hexadécapolaire.

- Le troisième terme V' est le potentiel de Nilsson dans le système de coordonnées étendues; il s'écrit :

$$V' = -\kappa(N)\hbar\omega_0 \left(2\vec{\ell}_t \cdot \vec{s} + \mu(N)\right) \left(\vec{\ell}_t^2 - \langle \vec{\ell}_t^2 \rangle_N\right) \quad (1.73)$$

avec $\kappa(N)$ et $\mu(N)$ des coefficients dûs au changement de coordonnées ; on rajoute l'indice « t » au moment orbital pour indiquer qu'on est dans le nouveau système de coordonnées.

Les paramètres du potentiel de Nilsson sont en général ajustés pour une région de noyaux afin d'obtenir une description la plus précise possible des données expérimentales.

- Le quatrième terme ωj_x impose la rotation du noyau.

Les valeurs propres de l'oscillateur harmonique en rotation dans le référentiel tournant s'écrivent alors :

$$E_{n_1, n_2, n_3, \Omega} = \hbar\omega_x \left(n_x + \frac{1}{2} \right) + \hbar\Omega_2 \left(n_2 + \frac{1}{2} \right) + \hbar\frac{1}{2}\Omega_3 \left(n_3 + \frac{1}{2} \right) - \omega\Sigma \quad (1.74)$$

où

Ω_i – les fréquences de rotation des oscillateurs découplés

Σ – la projection du spin intrinsèque sur l'axe de rotation.

1.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons abordés des modèles théoriques pour les noyaux sphériques et les noyaux déformés.

Dans la première partie, nous avons commencé par un aperçu sur la modélisation d'un noyau comme une goutte liquide, ce qui a permis de reproduire globalement l'énergie de liaison par nucléon. Toutefois, ce modèle n'expliquait pas l'excès de stabilité de certains noyaux (magiques). L'introduction d'un autre modèle, dit en couches, qui prend en considération les propriétés quantiques du noyau, à permis de remédier à ce problème, les nucléons étant placés sur des niveaux d'énergie de la même manière que sur les couches électroniques d'un atome. Ce modèle n'est valable que pour un petit ensemble de noyaux, situés au voisinage d'une fermeture de couche du fait que la plupart des noyaux sont déformés. Par conséquent, il a fallu modifier le modèle en couches en introduisant la déformation dans la modélisation du noyau (modèle de Nilsson).

Dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons décrit une modélisation des noyaux déformés en rotation. Nous avons commencé par le modèle du cranking qui décrit les noyaux en rotation en imposant que le système soit au repos dans un potentiel en rotation. Ensuite, nous avons décrit le modèle du noyau en rotation autour d'un axe incliné appartenant à un des trois plans principaux de l'ellipsoïde "Tilted Axis Cranking". Pour terminer, nous avons

introduit la méthode de Strutinsky qui réunit les approches d'un noyau vu comme un objet quantique et comme une goutte liquide. Cette correction consiste à définir l'énergie totale du noyau comme l'énergie de goutte liquide à laquelle est ajoutée une contribution appelée énergie de correction de couches, pour que l'effets induits par la nature quantique du noyau soient pris en compte.

Chapitre 2

Exploration de la charte des noyaux autour de $N = 82$

2.1 Vallée de stabilité et la charte des noyaux

On peut classer tous les noyaux connus dans un graphique appelé diagramme de Segré, représentant le nombre de protons (Z) en ordonnée et le nombre de neutrons (N) en abscisse. Les noyaux sont classés en fonction de leurs nombre de N, Z . On distingue dans la Figure 2.1 quatre zones de couleurs différentes :

- Les noyaux stables qui constituent la vallée de stabilité se trouvent dans la zone centrale rouge. Notons que la stabilité d'un noyau est définie par sa durée de vie et que pour $Z < 30$ les noyaux stables sont situés près de la première bissectrice, pour lesquels $N = Z$.
- Les noyaux donnant lieu à une radioactivité de type α , se trouvent dans la zone jaune. Ces noyaux sont lourds avec A très grand.
- Les noyaux donnant lieu à une radioactivité de type β^- , β^+ se trouvent dans la zone bleue et verte respectivement. Le premier type des noyaux présente un excès de neutrons et l'autre de protons par rapport aux noyaux stables de même nombre de masse A .

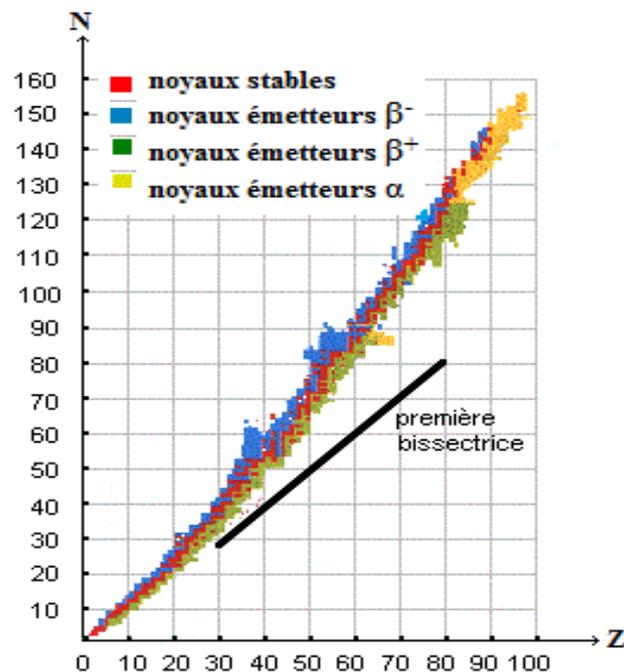


Figure 2.1 : Charte des noyaux.

2.2 Réaction de fusion-évaporation

Le processus de réaction utilisé dans ce travail est la fusion-évaporation. Les réactions de fusion-évaporation ont lieu lorsque le noyau incident est complètement absorbé à l'intérieur du noyau cible pour former un noyau composé fortement excité qui tourne rapidement donc avec un moment angulaire élevé (voir Figures 2.2). Si les deux noyaux avant la réaction possèdent un moment angulaire total nul, l'axe de rotation du noyau composé dans ce cas est perpendiculaire à la trajectoire du faisceau, ce qui aura une importance dans l'analyse des données.

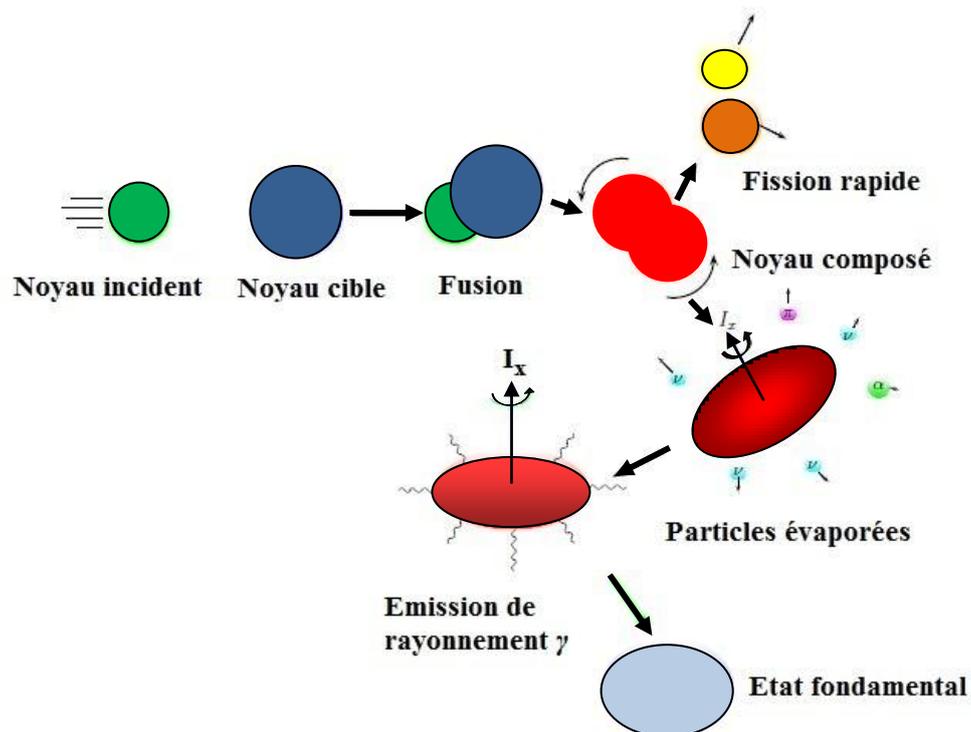


Figure 2.2 : Schéma illustrant un mode de production et de désexcitation des noyaux à haut spin.

En premier lieu, le noyau composé se désexcite par l'émission de protons ou neutrons, ou bien l'émission de particule α pour se refroidir. Souvent, le noyau préfère émettre des neutrons, puisque ces derniers ne sont pas sensibles à l'interaction coulombienne. Ainsi le processus d'évaporation s'arrête lorsque l'énergie du noyau composé devient inférieure à l'énergie de liaison du dernier neutron (S_n).

Le noyau composé formé avec une énergie d'excitation E^* de quelques dizaines de MeV est souvent formé avec un moment angulaire très élevé, ce qui favorise la désexcitation par évaporation de particules α et des cascades de transitions γ .

Quand le noyau n'est plus assez chaud pour émettre des nucléons, il émet des cascades γ . Ces chemins de désexcitation sont représentés dans le diagramme (E^*, I) montré dans la Figure 2.3. On distingue quatre grandes classes de rayonnements γ :

- D'abord **des transitions de hautes énergies** ($E \sim 10 - 20$ MeV) – ces transitions sont émises lorsque l'énergie de désexcitation du noyau est très élevée.
- Puis viennent **les transitions γ statistiques** – ce genre de transitions emportent beaucoup d'énergie mais peu de moment angulaire; elles sont de nature dipolaire électrique E1.
- En suite **les transitions γ collectives** – ces transitions emportent une grande partie du moment angulaire et peu d'énergie d'excitation ; elles sont de nature E2 et forment souvent des bandes plus au moins parallèles à la ligne yrast.
- En dernier viennent **les transitions discrètes** – qui sont détectable à l'aide d'un détecteur avec un bon pouvoir de résolution en énergie. Ces transitions nous renseignent sur la structure du noyau étudié.

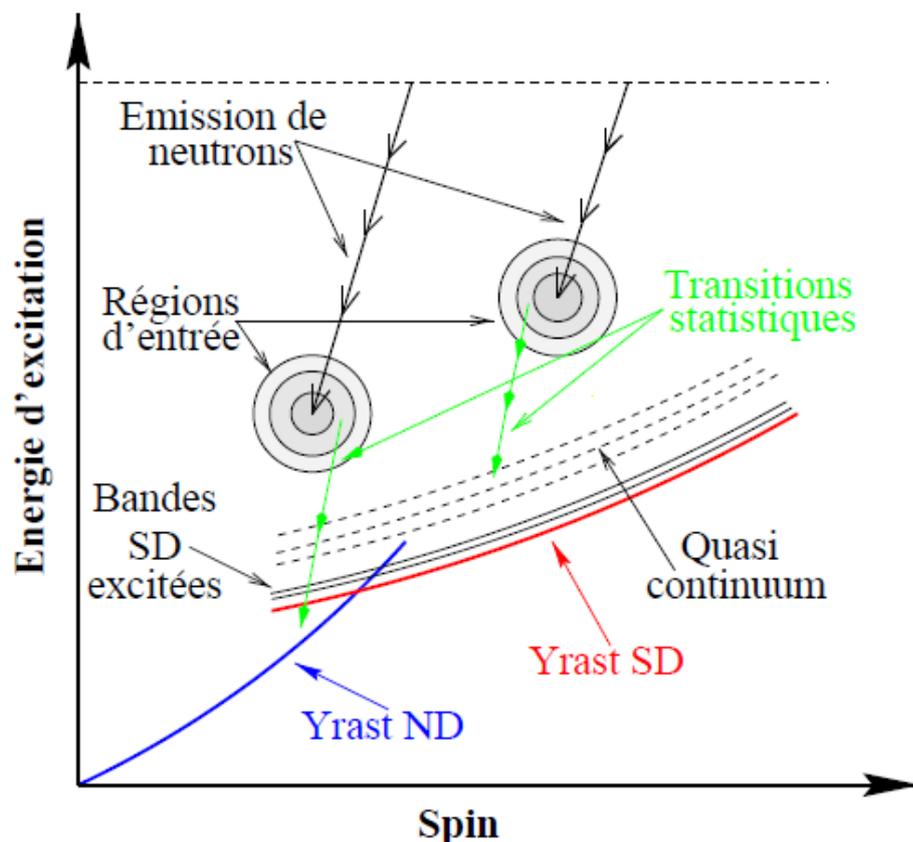


Figure 2.3 : Représentation schématique illustrant les chemins de désexcitation d'un noyau composé.

2.3 Spécificités de la région autour de ^{141}Nd

Dans ce chapitre nous effectuerons un survol rapide des caractéristiques de la région de masse concernée par nos études. Puis, nous ferons également une présentation du noyau ^{141}Nd .

Les noyaux au voisinage de ^{141}Nd de rapport $N/Z \sim 1.35$ sont particulièrement intéressants parce qu'ils sont à la fois proches de la ligne de stabilité et situés juste en-dessous de la fermeture en couche $N = 82$. La Figure 2.4 montre la région de ^{141}Nd sur la charte nucléaire [25]. La mesure et l'exploitation de leurs propriétés permettent de tester et de valider les modèles théoriques existants et de comprendre le comportement de ces noyaux à haut spins. Néanmoins, la production de ces noyaux à haut spin est extrêmement difficile, et d'importants progrès ont été réalisés ces dernières années dans le développement d'instrumentation et de systèmes d'accélération de plus en plus performants.

Z	^{139}Sm 2.57 M ε: 100.00%	^{140}Sm 14.82 M ε: 100.00%	^{141}Sm 10.2 M ε: 100.00%	^{142}Sm 72.49 M ε: 100.00%	^{143}Sm 8.75 M ε: 100.00%	^{144}Sm STABLE 3.07%	^{145}Sm 340 D ε: 100.00%	^{146}Sm 10.3E+7 Y α: 100.00%	^{147}Sm 1.060E11 Y 14.99% α: 100.00%
61	^{138}Pm 10 S ε: 100.00%	^{139}Pm 4.15 M ε: 100.00%	^{140}Pm 9.2 S ε: 100.00%	^{141}Pm 20.90 M ε: 100.00%	^{142}Pm 40.5 S ε: 100.00%	^{143}Pm 265 D ε: 100.00%	^{144}Pm 363 D ε: 100.00%	^{145}Pm 17.7 Y ε: 100.00% α: 2.8E-7%	^{146}Pm 5.53 Y ε: 66.00% β-: 34.00%
60	^{137}Nd 38.5 M ε: 100.00%	^{138}Nd 5.04 H ε: 100.00%	^{139}Nd 29.7 M ε: 100.00%	^{140}Nd 3.37 D ε: 100.00%	^{141}Nd 2.49 H ε: 100.00%	^{142}Nd STABLE 27.152%	^{143}Nd STABLE 12.174%	^{144}Nd 2.29E+15 Y 23.798% α: 100.00%	^{145}Nd STABLE 8.293%
59	^{136}Pr 13.1 M ε: 100.00%	^{137}Pr 1.28 H ε: 100.00%	^{138}Pr 1.45 M ε: 100.00%	^{139}Pr 4.41 H ε: 100.00%	^{140}Pr 3.39 M ε: 100.00%	^{141}Pr STABLE 100%	^{142}Pr 19.12 H β-: 99.98% ε: 0.02%	^{143}Pr 13.57 D β-: 100.00%	^{144}Pr 17.28 M β-: 100.00%
58	^{135}Ce 17.7 H ε: 100.00%	^{136}Ce >0.7E+14 Y 0.185% 2ε	^{137}Ce 9.0 H ε: 100.00%	^{138}Ce 20.9E+14 Y 0.251% 2ε: 100.00%	^{139}Ce 137.641 D ε: 100.00%	^{140}Ce STABLE 88.450%	^{141}Ce 32.508 D β-: 100.00%	^{142}Ce >5E+16 Y 11.114% 2β-	^{143}Ce 33.039 H β-: 100.00%
	77	78	79	80	81	82	83	84	N

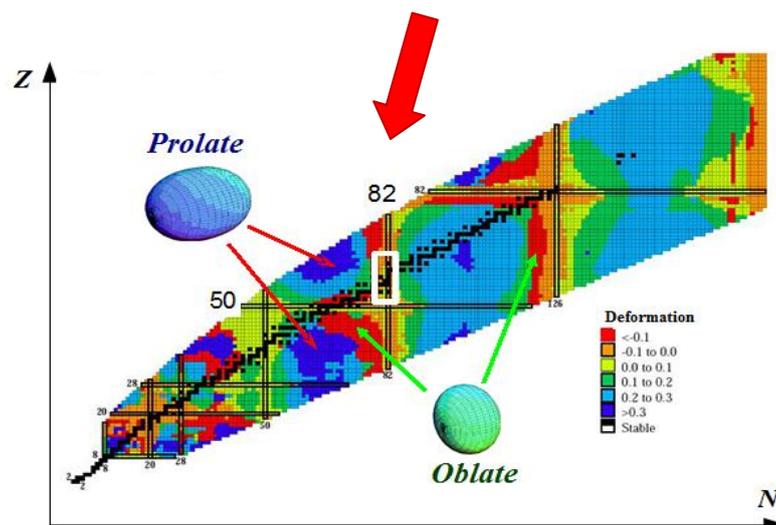


Figure 2.4 : La région sur la charte des isotopes où se trouvent les noyaux de Néodymes qui nous intéressent.

2.4 Etas des connaissances du noyau ^{141}Nd

2.4.1 Structure

Depuis de nombreuses années, notre équipe de Centre de Sciences Nucléaires et de Sciences de la Matière (CSNSM) est impliquée au sein de collaborations internationales dans l'étude des propriétés des noyaux de la région des Terres Rares en particulier les Néodymes. Cette thèse a été dédiée à l'étude du ^{141}Nd , noyau pour lequel l'état des connaissances avant notre étude est détaillé ci-dessous.

Dès les années '70, A. Charvet et al. [26] mesura la période du premier état excité $1/2^+$ à 193.684 keV du ^{141}Nd à l'aide d'un circuit classique lent-rapide de coïncidences retardées obtenue par l'étude de la désintégration du ^{141}Pm ($T_{1/2} = 21$ min) avec les détecteurs Ge(Li) et Si(Li). La période a été déterminé par la méthode de la pente et elle est égale à 1.17(0.15) ns.

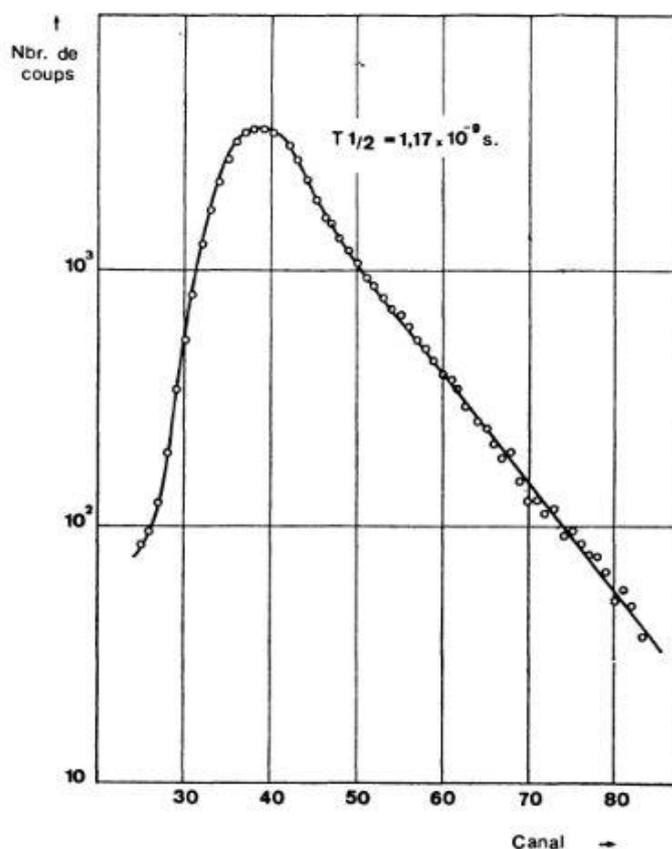


Figure 2.5 : Période du premier état excité du ^{141}Nd (1 canal = 171 ps) [26].

Ils ont aussi déduit la valeur de la différence de masse de la désintégration $^{141}\text{Pm} \rightarrow ^{141}\text{Nd}$: $Q = 3730(40)$ keV par la décomposition en droite de Kurie de l'énergie maximum du spectre

β^+ , qui donne pour la transition alimentant l'état fondamental du ^{141}Nd $W_{\text{max}} = 2710$ (40) keV. L'ensemble de ces résultats ont permis d'établir 11 niveaux excités pour ^{141}Nd .

En 1976, G. Berrier et al. [27], en utilisant les réactions (d, t) et ($^3\text{He}, \alpha$), ont pu seulement classer les niveaux fortement peuplés en trois catégories selon la valeur du moment angulaire transféré: $\ell = 0$ (niveau à 0.191 MeV), $\ell = 2$ (niveau fondamental et niveaux à 1.223-1.566-1.822 et 2.069 MeV), $\ell = 4$ ou 5 (niveaux à 0.510, 0.755, 1.347, 1.969, 2.204, 2.301, 2.343, 2.385, 2.927 et 3.114 MeV).

Il existe d'autres mesures de temps de vie, qu'on trouve dans la base de données d'ENSDF [28] pour les états $11/2^-$ et $13/2^{(-)}$, avec les valeurs de (62.0 s) et (<1 ns), respectivement.

En 2003, Liu Minliang et al. [29] a étudié les états de haut spin du ^{141}Nd en utilisant la réaction $^{130}\text{Te} (^{16}\text{O}, 5n) ^{141}\text{Nd}$. Il a pu développer le schéma des niveaux jusqu'à une énergie d'excitation de 7614.5 keV en identifiant 12 nouvelles transitions gamma et 15 nouveaux niveaux excités.

Une autre étude a été réalisée auprès de l'accélérateur 15UD Pelletron Accelerator à l'Inter-University Accelerator Centre (IUAC), New Delhi, Inde [30], en utilisant deux réactions de fusion-évaporation : la première est la même que celle utilisé par Liu Minliang et al. [29] à $E_{\text{lab}} = 80 - 85$ MeV, et l'autre est $^{124}\text{Sn} (^{24}\text{Mg}, 3n\alpha)$ à $E_{\text{lab}} = 170$ MeV.

Les isotopes de néodyme ont été produits à travers la réaction $^{130}\text{Te} (^{16}\text{O}, 5n)$ suite à l'irradiation d'une cible de ^{126}Te de $2.0 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ enrichi à 99% déposée sur un support en or de $5 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$. Les rayonnements gamma ont été détectés par deux types de détecteurs : HPGE (GDA) et clover (INGA).

Le nouveau schéma de niveaux développé jusqu'à des énergies d'excitation d'environ 9 MeV est présenté dans la Figure 2.6.

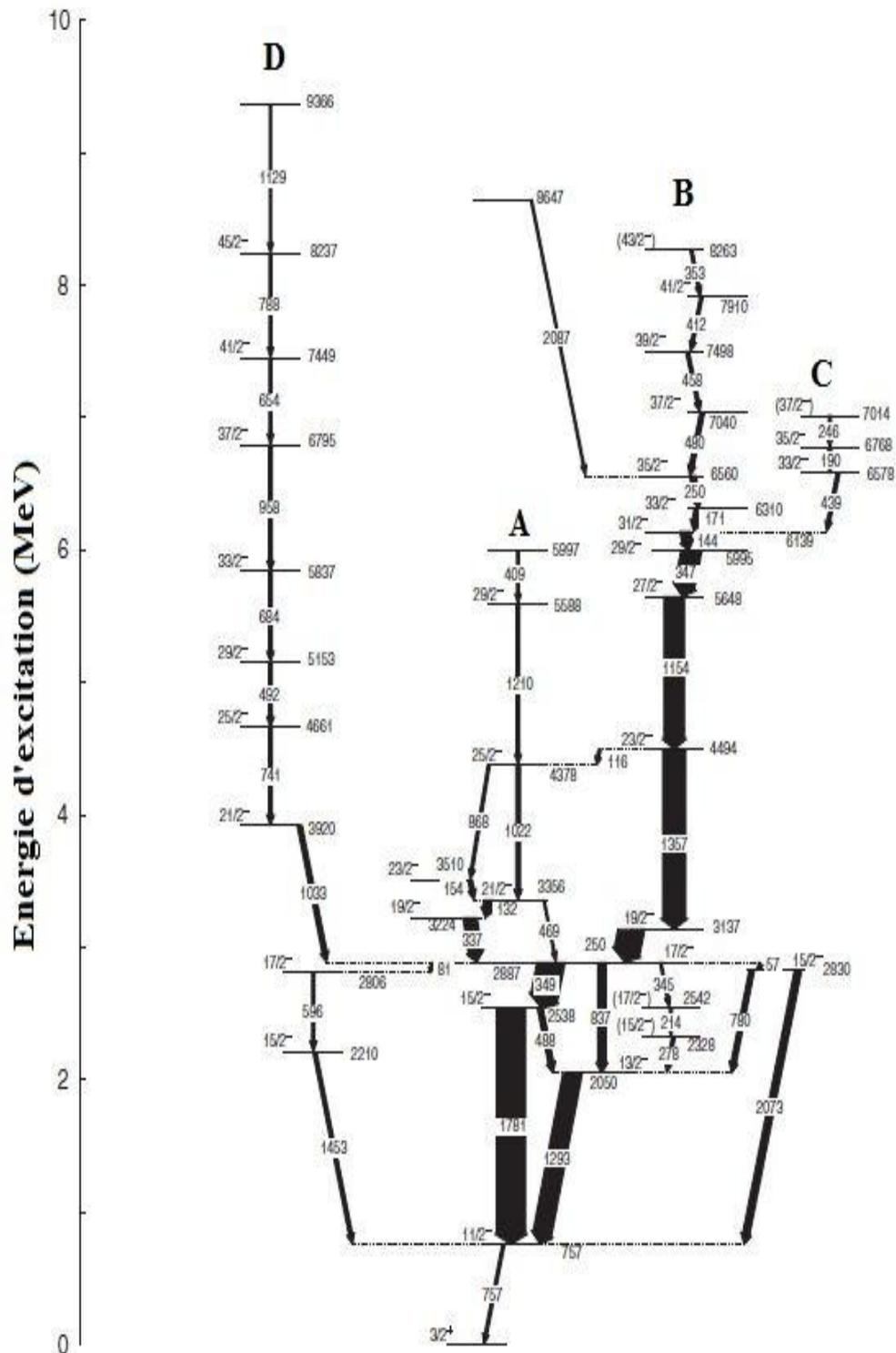


Figure 2.6 : Schéma des niveaux du ^{141}Nd développé à partir de l'expérience réalisée avec l'accélérateur 15UD Pelletron Accelerator en Inde [30].

Le schéma des niveaux de ^{141}Nd présenté dans la Figure 2.5 comporte 48 transitions, construites à partir des coïncidences gamma-gamma, des mesures d'intensité ainsi que les multipolarités des transitions gamma. Les résultats obtenus sont en accord avec les travaux précédents effectués par Ludziejewsky et al. [31, 32]. La majorité des rayonnements gamma observés précédemment sont confirmés, et 34 nouveaux rayons gamma appartenant à ^{141}Nd sont placés dans le schéma proposé. Ces transitions sont regroupées dans une partie à bas spins et quatre séquences à haut spin (A-B-C-D). Les séquences A, B, D se désexcitent directement aux séquences à bas spins, tandis que la séquence C se désexcite vers la séquence B.

L'interprétation des résultats a été faite à l'aide des calculs de modèle en couches avec le code ANTOINE [33]. Les niveaux impliqués à la fois pour les protons et les neutrons sont $1g_{\frac{7}{2}}, 2d_{\frac{5}{2}}, 2d_{\frac{3}{2}}, 3s_{\frac{3}{2}}$ et $1h_{\frac{11}{2}}$.

Différents schémas de 'troncature' ont été utilisés afin de trouver la meilleure explication possible pour les niveaux jusqu'à une énergie de 6 MeV. Les résultats des calculs restent les mêmes dans tous les schémas à condition de limiter le placement du trou neutronique dans la sous-couche $1h_{\frac{11}{2}}$, celui des quatre protons dans les sous-couches $2d_{\frac{3}{2}}, 3s_{\frac{3}{2}}$ et $1h_{\frac{11}{2}}$.

L'interaction utilisée a été Bonn-A [34], avec la seule modification de l'énergie de l'état $\pi 1h_{\frac{11}{2}}$ qui a été réduite de 2.5 à 1.0 MeV. Ceci est justifié par le fait que dans les noyaux voisins à Z impaires avec $N = 82$, c.à.d. ^{141}Pr et ^{143}Pm , l'état protonique $11/2^-$ le plus bas, avec le proton dans l'état $\pi 1h_{\frac{11}{2}}$, se retrouve autour d'une énergie d'excitation de 1 MeV. Les énergies des états $1g_{\frac{7}{2}}, 2d_{\frac{5}{2}}, 2d_{\frac{3}{2}}, 3s_{\frac{3}{2}}$ ont été maintenues inchangées à 0.1, 0.0, 1.64 et 1.55 MeV, respectivement. Cela a été vérifié avec un certains nombres d'autres interactions y compris MSDI [35], Bonn-B et de Bonn-C [34]. Cependant, comme les résultats ne s'améliorent pas en utilisant d'autres interactions que l'interaction Bonn-A, seulement les résultats obtenues avec Bonn-A ont été publiés. Les niveaux de la structure quadrupolaire 'D' dans la Figure 2.6 ne sont pas expliqués par ces calculs et ne sont pas inclus dans la comparaison.

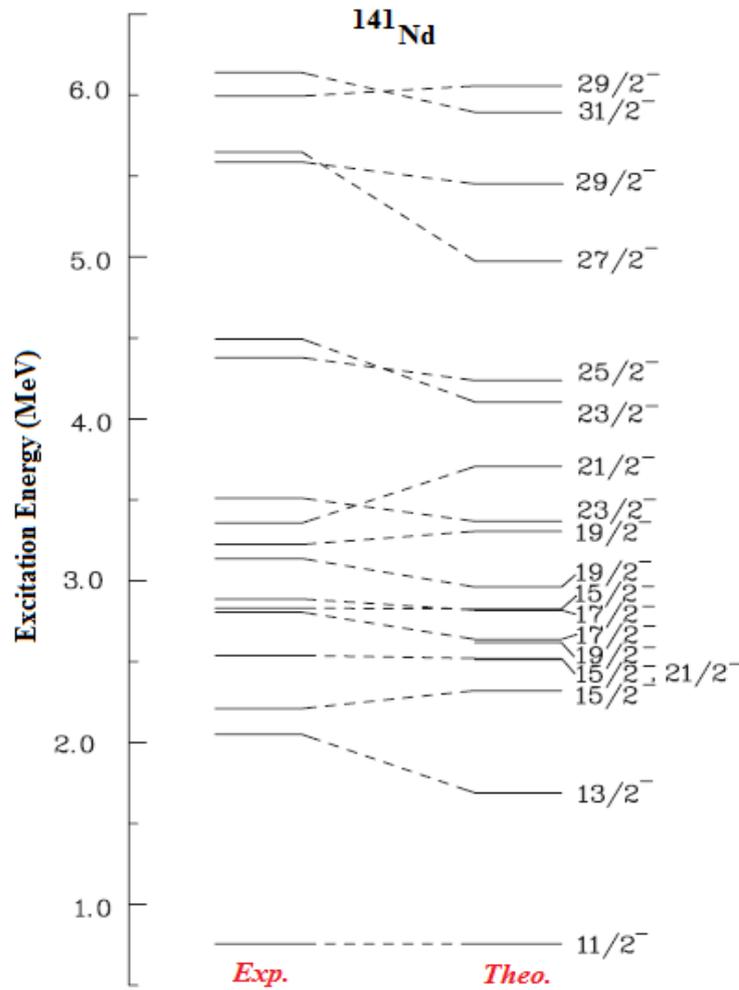


Figure 2.7 : Comparaison des calculs du modèle en couches avec les valeurs d'énergie des niveaux expérimentaux du ^{141}Nd [30].

Au-delà de l'énergie d'excitation de 6 MeV, le modèle en couches n'est pas adapté pour expliquer les états observés, du fait que des excitations de neutron à travers le gap $N = 82$ contribuent également de manière significative à cette énergie d'excitation.

La configuration de la bande M1 dans la partie B de la Figure 2.6 a été étudiée en utilisant un calcul dans l'approche relativiste de champ moyen en utilisant le procédé BCS bloqué. Ils ont utilisé la lagrangienne avec une densité NL1 [36]. L'interaction entre les différentes configurations ont été négligées. L'énergie de liaison totale a été normalisée de sorte que l'état calculé pour le quasi-trou $\nu_{h_{11}^{-1}}^{-1}$ soit en accord avec l'expérience.

La configuration avec l'énergie la plus faible est $\nu_{h_{11}^{-1}}^{-1} \pi \left(d_{\frac{5}{2}} g_{\frac{7}{2}} \right)_6^{-2} \left(h_{\frac{11}{2}} \right)_{10}^2$. L'énergie de la tête de la bande est calculée à 6.124 MeV. La déformation calculée était plutôt petite, $\beta = 0.11$.

Ceci est en accord avec les valeurs de déformation des autres bandes magnétiques rotationnelles observées dans cette région de masse.

A la différence des expériences précédentes, l'expérience analysée dans cette thèse a utilisé la réaction $^{96}\text{Zr} (^{48}\text{Ca}, 4n)$ et une cible mince de ^{96}Zr de $735 \mu\text{g. cm}^{-2}$ afin de laisser sortir les noyaux résiduels de la cible et mesurer leurs désexcitation en vol. Les coïncidences γ ont été mesurées par le spectromètre Euroball [37].

On a pu développer et compléter le schéma de niveaux du ^{141}Nd jusqu'à une énergie d'excitation beaucoup plus élevée de 19 MeV et un spin de $81/2^-$. Les résultats de ce travail sont publiés à European Physical Journal A.

2.5 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre nous avons présenté la région de masse dans laquelle se trouve le noyau ^{141}Nd , la méthode d'investigation utilisant une réaction de fusion-évaporation et l'état actuel des connaissances sur la structure de noyau ^{141}Nd .

Chapitre 3

De l'acquisition au traitement de données

3.1 Détection du rayonnement gamma

3.1.1 Interaction des photons avec la matière

Le rayonnement gamma est un rayonnement de type électromagnétique, issu de la désexcitation des noyaux. Afin de mesurer l'énergie d'un photon on utilise les propriétés des interactions rayonnement – matière.

Les modes d'interactions entre les photons et la matière dans les gammes d'énergies rencontrées en physique nucléaire, soit entre quelques dizaines de keV jusqu'à quelques MeV, sont en nombre de trois [38] :

- **L'effet photoélectrique ou bien photo-absorption**

Cet effet concerne l'interaction entre un photon et un électron fortement lié dans l'atome cible. Le photon incident est totalement absorbé par l'atome qui expulse alors un de ses électrons des couches K , L , M , ou N . Le photon-électron est éjecté de son orbitale avec une énergie cinétique initiale égale à $T_{e^-} = h\nu_0 - E_S$, où $h\nu_0$ est l'énergie du photon incident et E_S correspond à l'énergie de liaison de l'électron de la sous couche S avant l'interaction avec le photon.

L'atome excité retourne dans son état fondamental par deux processus 'radiatifs ou non'.

Le mode radiatif c'est quand la lacune laissée par l'électron dans la sous-couche S est comblée par un électron d'une couche périphérique en émettant un rayonnement de fluorescence de faible énergie.

Le mode non radiatif ou électronique est également connu sous le nom d'effet Auger. C'est lorsque la vacance électronique créée dans la sous-couche S est comblée par un électron moins lié provenant de la sous-couche X , l'excédent d'énergie n'est pas libéré sous forme photonique, mais provoque l'éjection d'un autre électron de la sous couche Y . L'effet Auger est prépondérant dans les matériaux légers ($Z < 20$) et pour des lacunes en couches K . Par contre, l'effet photoélectrique est le processus dominant à basse énergies (< 100 keV), et dans des matériaux à Z élevé.

- **La diffusion Compton**

La diffusion Compton (ou effet Compton) est un processus de diffusion d'un photon par un électron faiblement lié. Le photon incident est diffusé à un angle θ et cède une partie de son énergie à l'électron qui est diffusé à un angle φ . Ces angles (θ, φ) dépendent de l'énergie du photon incident. De façon générale on a : $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ et $0^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$.

Les relations suivantes décrivent la répartition des énergies entre le photon diffusé et l'électron,

$$E_2 = E_1 \frac{1}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (3.1)$$

et

$$T = E_1 \frac{(1 - \cos \theta) \frac{E_1}{m_e c^2}}{1 + \frac{E_1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (3.2)$$

où

E_1 – énergie initiale du photon

E_2 – énergie du photon après diffusion

T – énergie de l'électron diffusé

m_e – la masse de l'électron au repos.

Le phénomène de diffusion Compton est l'interaction dominante pour des photons de haute énergie (de 500 keV à 20 MeV), dans des milieux de faibles numéros atomiques (par exemple eau).

- **La création de paires (e^+e^-)**

Lorsque l'énergie du photon est supérieure à 1.02 MeV, c'est-à-dire que l'énergie E du photon est supérieure à deux fois la masse de l'électron au repos, le photon peut, dans le champ électromagnétique d'un noyau, se matérialiser en une paire électron-positron. Bien que ces deux particules soient créées au détriment de l'énergie du photon, ce processus ne peut

pas se produire dans le vide pour de simples raisons cinématiques. L'excédent d'énergie se répartit, sous forme d'énergie cinétique, entre les deux particules.

L'électron et le positron sont ensuite ralentis dans la matière par suite de collisions. Lorsqu'il est suffisamment lent, le positron rencontre un électron du milieu et les deux particules s'annihilent en émettant deux photons de 0,51 MeV émis à 180° l'un de l'autre.

La création de paires est un phénomène prépondérant pour des hautes énergies de photons dans des milieux de Z élevé.

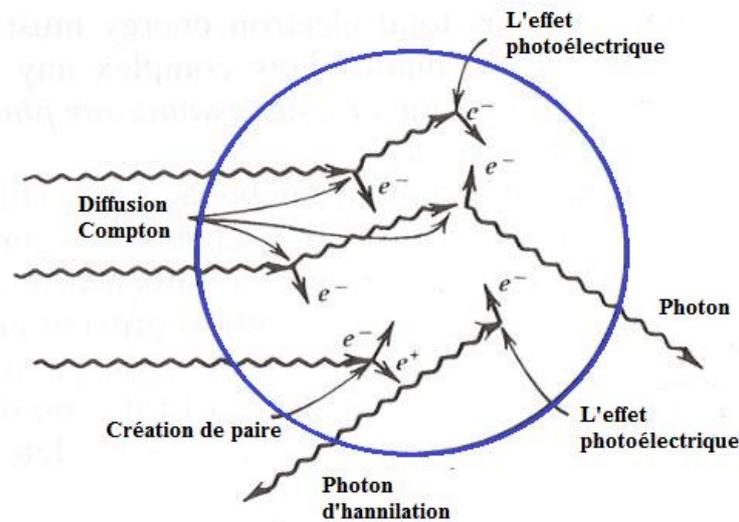


Figure 3.1 : Les différents types d'interaction entre les photons et la matière.

- **Domaine de prépondérance de ces effets**

Pour des photons traversant un milieu donné (Figure 3.1), les trois effets peuvent se produire, mais avec une probabilité différente selon l'énergie des photons et la nature du milieu. Schématiquement (voir Figure 3.2), l'effet photoélectrique est nettement prépondérant pour des photons γ de faible énergie et la création de paires est l'effet principal pour les photons de haute énergie. L'effet Compton se produit principalement dans le domaine d'énergie intermédiaire. Les limites entre ces domaines énergétiques dépendent de la matière traversée.

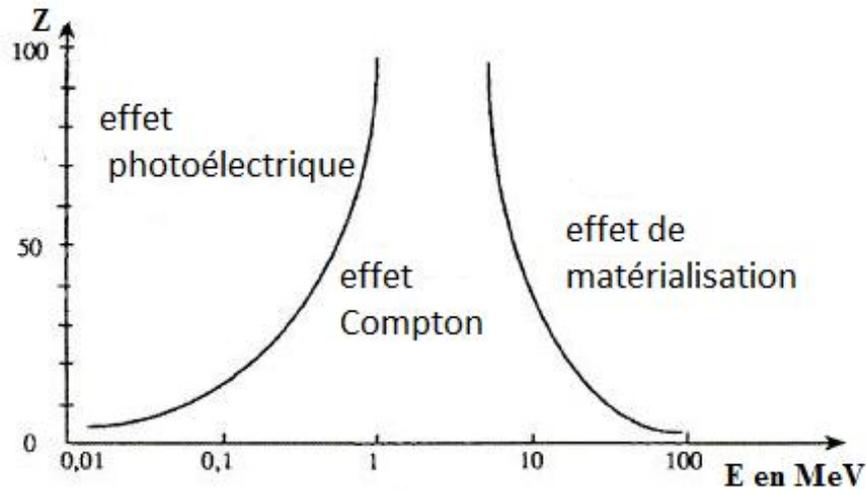


Figure 3.2: Zone de prédominance des différents types d'interaction entre les photons et la matière en fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique du matériau traversé [39].

3.1.2 Détecteurs

3.1.2.1 Détecteurs scintillateurs 'BGO'

Lorsqu'on expose un matériau à une forme d'énergie (lumière, chaleur, radiation...) ce dernier l'absorbe et la réémet sous forme d'une radiation dans le domaine du visible ou proche du visible. De ce fait on parle des matériaux scintillants possèdent la propriété de luminescence. Le mécanisme de fonctionnement d'un système constitué d'un détecteur à scintillation et un photomultiplicateur (PM) est constitué de plusieurs étapes : tous d'abord les rayonnements ionisants excitent les atomes du matériau qui se désexcitent en émettant des photons de scintillation; après, ces photons vont arracher des électrons lorsqu'ils atteignent la photocathode par effet photoélectrique. Ces photoélectrons vont déclencher une cascade d'électrons dans le photomultiplicateur (PM) qui convertit le signal lumineux en signal électrique récupérée sur l'anode du PM (Figure 3.3).

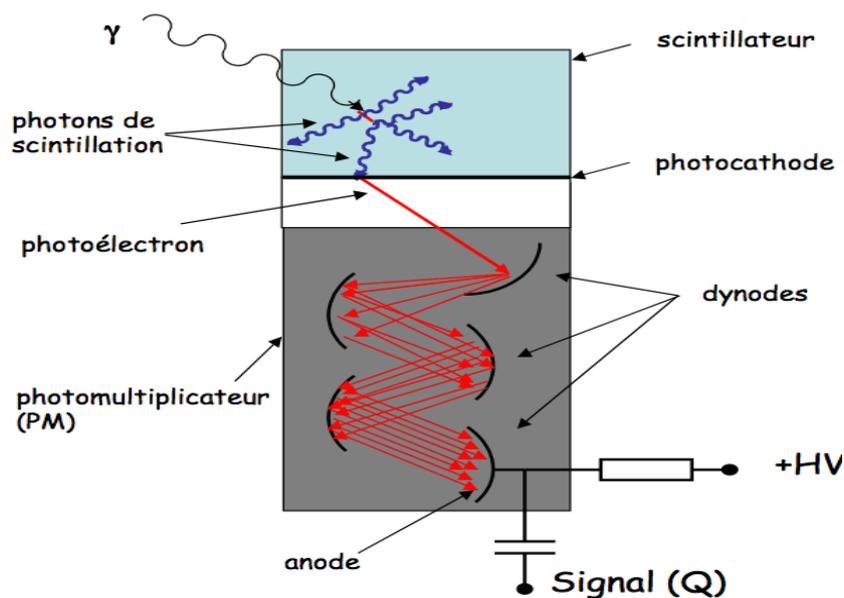


Figure 3.3: Mécanisme de fonctionnement d'un scintillateur couplé à un photomultiplicateur.

De manière générale le scintillateur doit avoir certaines caractéristiques, résumées comme suit :

- Convertir efficacement l'énergie déposée en photons de scintillation
- Etre transparent aux longueurs d'onde des photons de scintillation
- Avoir un indice de réfraction de l'ordre de 1.5 (proche de celui du verre) pour transmettre les photons de scintillation au PM.
- Avoir une durée de scintillation très courte afin de limiter le temps mort (durée minimale pour qu'un autre rayonnement soit détecté).

Il existe deux principaux types de scintillateurs : les scintillateurs alcalin-halin inorganiques et les scintillateurs organiques liquides ou plastiques. Les détecteurs à scintillations les plus utilisés dans la spectroscopie γ sont en nombre de trois : l'iodure de sodium NaI, le germanate de bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ou BGO) et le bromure de lanthane (LaBr_3) qui appartient aux scintillateurs alcalin-halin activés (dopés).

Le choix du scintillateur dépendra de l'usage auquel il est destiné. Par exemple, le scintillateur NaI a une résolution énergétique et une réponse en temps meilleures que celles du BGO; par contre, ce dernier possède une grande densité (7 contre 5.35 pour le Germanium) et un numéro atomique élevé lié à la présence de l'élément Bismuth ($Z = 83$), qui lui donnent

une excellente efficacité de détection “photopic”. Ces propriétés chimiques et mécaniques du BGO le rendent plus facile à l'emploi.

3.1.2.2 Détecteurs à semi-conducteur

Les détecteurs à semi-conducteurs sont un type particulier de détecteurs à ionisation. Leur structure énergétique est constituée de bandes continues: la bande de valence et la bande de conduction, séparées par un gap appelé bande interdite qui est de l'ordre de 0.75 eV pour le germanium (à 0° K).

D'après la théorie des bandes, on considère que la bande de valence est pleine tandis que la bande de conduction est vide. Si on apporte une l'énergie thermique ou lumineuse suffisante, des électrons peuvent traverser le gap et se retrouver dans la bande de conduction, laissant derrière eux des trous, qui seront remplis par la suite par d'autres électrons. De ce fait les paires électron-trou en mouvement créent un courant mesurable.

Un photon pénétrant dans le détecteur va interagir selon l'un des trois processus cité précédemment (paragraphe 3-1-1), il va arracher des électrons de la bande de valence et créer des paires électron-trous (porteurs libres). L'impulsion de courant correspondant est amplifiée et puis numérisée et rangée dans un canal dont la valeur est proportionnelle à l'énergie du photon.

Ces détecteurs sont très appropriés pour la mesure de haute résolution des photons γ car il suffit d'avoir quelques électron-volts pour créer une paire d'électron-trou et pas 30 eV nécessaires pour une ionisation dans un gaz.

Parmi les principaux semi-conducteurs utilisés pour la détection des rayonnements on a : le Silicium ($Z = 14$), qui est plutôt utilisé à basse énergie à cause de son pouvoir d'arrêt limité, et le germanium ($Z = 32$) pour la détection des photons γ . Dans le domaine de la spectroscopie γ le détecteur idéal à utiliser est le Germanium et plus particulièrement le HPGe (Germanium de haute pureté ou en anglais High Purity Germanium) (Figure 3.4). Afin d'éviter un important bruit de fond thermique, ces cristaux de Germanium doivent être utilisés à des températures cryogéniques (77K) .

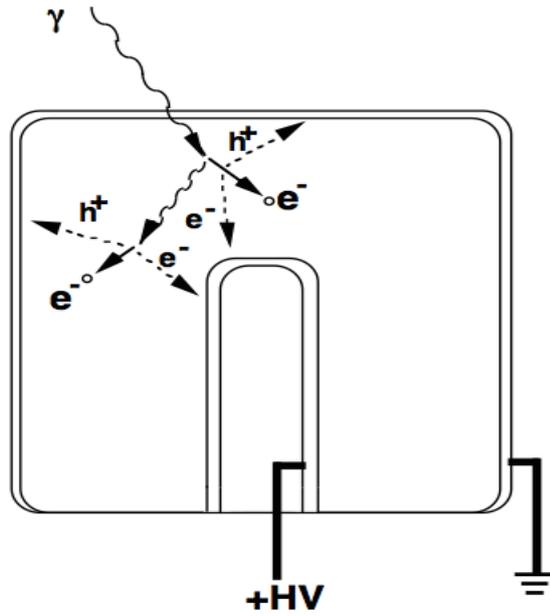


Figure 3.4 : Principe de détection des photons dans un détecteur à Ge, le h^+ désigne les trous générés par les électrons issus des interactions du photon incident, qui a subi une diffusion Compton puis un effet photoélectrique.

Le détecteur à Germanium hyper-pur est le détecteur idéal pour composer les multi-détecteurs. Nous allons d'abord présenter les principales caractéristiques du détecteur Germanium.

a) La résolution en énergie

La résolution intrinsèque ΔE_{int} est définie comme la largeur à mi-hauteur d'une raie γ d'énergie donnée ou FWHM (Full Width Half Maximum). Cette dernière est donnée selon la relation suivante :

$$\Delta E_{int} = FWHM = \sqrt{\Delta E_D^2 + \Delta E_X^2 + \Delta E_E^2} \quad (3.4)$$

avec

- $\Delta E_D^2 = FWE_\gamma(2.36)^2$, ΔE_D la distribution statistique, F le facteur de Fano et W l'énergie moyenne de la création de paires
- ΔE_X^2 – l'efficacité de collection des charges
- ΔE_E^2 – le bruit électronique.

Un détecteur à Ge possède une résolution intrinsèque de l'ordre de 2 keV pour la raie de 1332 keV de la source de ^{60}Co .

b) L'efficacité de détection

L'efficacité de détection ε correspond à la probabilité de détecter un photon à l'intérieur du détecteur. Elle peut s'exprimer en trois façons :

1- Efficacité intrinsèque "absolue" ε_{abs} , qui représente la capacité d'un détecteur à détecter un rayonnement γ quelque soit son mode d'interaction,

2- Efficacité intrinsèque "photopic" ε_{ph} , qui donne la probabilité de détecter un rayonnement γ de pleine absorption (photopic).

C'est deux efficacités sont définies comme suit :

$$\varepsilon_{abs} = \frac{N_{det}}{\Omega N_{émis}} \text{ et } \varepsilon_{ph} = \frac{N_{photopic}}{\Omega N_{émis}} \quad (3.5)$$

avec

Ω – l'angle solide du détecteur

$N_{émis}$ – le nombre de transitions gamma émises

N_{det} – le nombre total d'événements détectés

$N_{photopic}$ – le nombre d'événements ayant déposé toute leur énergie dans le cristal.

3- Efficacité relative ε_{rel} : c'est l'efficacité de détection pour un détecteur individuel, exprimée comme un pourcentage de l'efficacité de détection ε_{NaI} d'un détecteur scintillateur NaI (Iodure de sodium) de dimension 3" \times 3" placé à 25 cm d'une source de ^{60}Co pour des γ de 1332 keV :

$$\varepsilon_{rel} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{NaI}} \quad (3.6)$$

Toutes ces probabilités de détection dépendent du volume du cristal ainsi que de l'énergie du rayonnement γ .

c) Enceinte de réjection Compton (détecteur Ge avec anti-Compton)

Comme nous l'avons mentionné précédemment, dans les gammes d'énergie qu'on étudie, l'effet Compton est prédominant. En effet, si le rayonnement gamma reste dans le cristal de Ge, alors l'énergie détectée correspondra à l'énergie totale du photon déposée à l'intérieur du cristal. Cependant, si le photon résiduel sort du cristal de Ge alors le signal collecté ne correspondra pas à l'énergie réelle incidente et sera à l'origine d'un bruit de fond (fond Compton) dans les spectres gamma.

Dans le but de limiter ce fond Compton, chaque cristal de Ge est entouré d'une enceinte en BGO. Ce type de détecteur fonctionne en mode veto dont le rôle est de détecter et éliminer les rayonnements qui ont été diffusés à l'extérieur du cristal de Ge. Notons que pour le bon fonctionnement de l'enceinte BGO, il ne devra pas être placé en vue directe de la cible et devra être protégée par un collimateur en Tungstène. Le bouclier anti-Compton va grandement améliorer la qualité des spectres (Figure 3.6), qui est quantifiée par le rapport pic-sur-total $\left(\frac{P}{T}\right)$, qui représente le nombre d'événements "photopic" sur la totalité des événements détectés :

$$\frac{P}{T} = \frac{N_{pic}}{N_{total}}. \quad (3.7)$$

Ce facteur de qualité est estimé à 0.2 pour un détecteur tronconique, cette valeur va passer à 0.5 – 0.6 pour un détecteur coaxial de diamètre et longueur de l'ordre de 7 cm, avec une enceinte de réjection Compton. Cette amélioration est cruciale, car la probabilité de coïncidence d'ordre n des événements "photopic" est proportionnelle au rapport $\left(\frac{P}{T}\right)$ élevé à la puissance de n .

Cependant il ne faut pas ignorer quelques effets importants qui détériorent le rapport $\left(\frac{P}{T}\right)$, parmi lesquels on peut citer l'interaction des neutrons avec les détecteurs à travers la réaction $n \rightarrow n' + \gamma$.

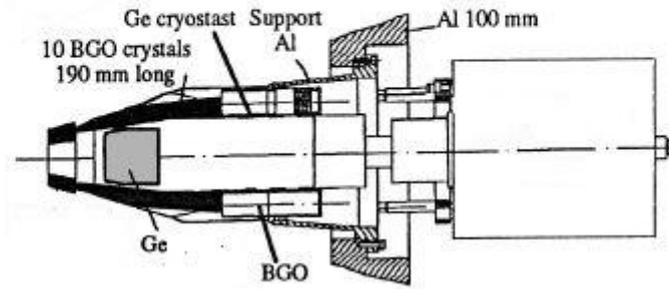


Figure 3.5 : Schéma d'un détecteur de type tronconique muni de son système anti-Compton.

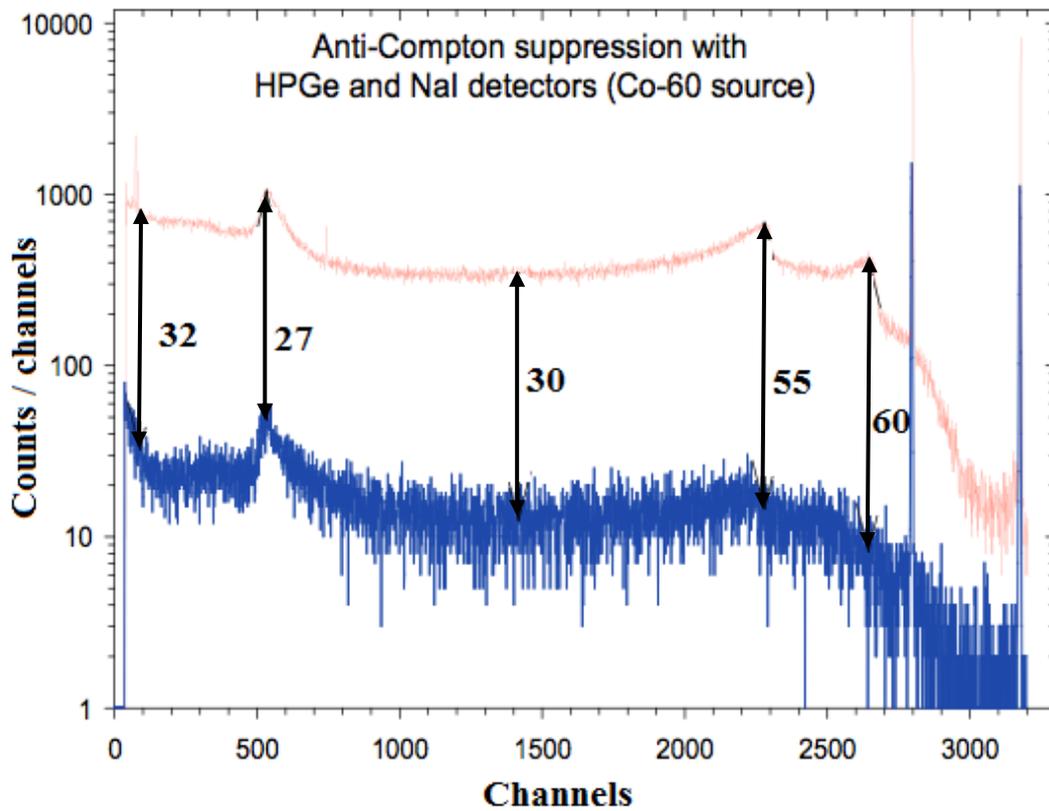


Figure 3.6 : Comparaison entre deux spectres de rayonnement γ d'une source radioactive de ^{60}Co obtenus avec et sans écran anti-Compton.

3.1.3 Effet Doppler

Sous faisceau, des photons avec une énergie E_{γ_0} sont émis par le noyau composé, qui se déplace avec une vitesse de recul $v_R = \beta c$, faisant un angle θ par rapport au faisceau (voir Figure 3.7). Par effet Doppler, l'énergie $E_{\gamma'}$ déposée dans le détecteur diffère de l'énergie réelle E_{γ_0} :

$$E_{\gamma'} = E_{\gamma_0}(1 + v_R \cos\theta) \cdot \quad (3.8)$$

L'effet Doppler peut être corrigé pour chaque détecteur, puisque v_R et θ sont connus expérimentalement.

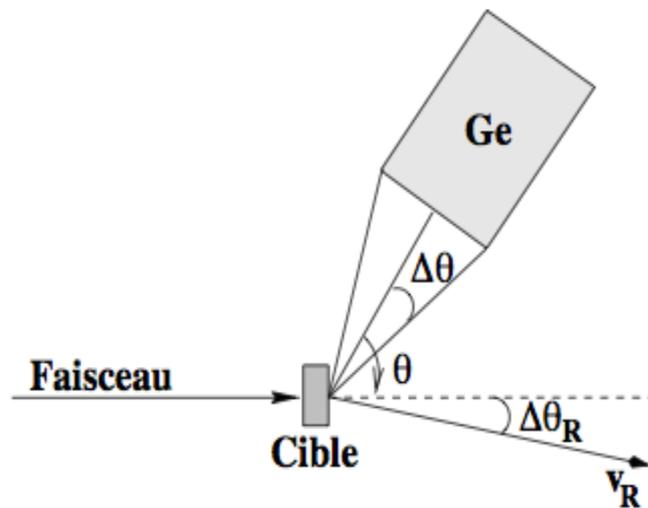


Figure 3.7 : Définition des angles de l'ensemble faisceau - noyau de recul – détecteur.

L'ouverture angulaire $\Delta\theta$ des détecteurs Germanium ainsi que la distribution en vitesse Δv_R et en direction $\Delta\theta_R$ du noyau de recul, contribuent au phénomène d'élargissement Doppler qui entraîne une détérioration de la résolution en énergie $\Delta E_{doppler}$ du détecteur par rapport à sa résolution intrinsèque.

$$\Delta E_{\gamma} = \sqrt{(\Delta E_{\gamma_{int}})^2 + (\Delta E_{\gamma} \Delta v_R)^2 + (\Delta E_{\gamma} \Delta \theta_R)^2 + (\Delta E_{\gamma} \Delta \theta)^2} \quad (3.9)$$

avec

$$\Delta E_{\gamma} \Delta \theta = 2E_{\gamma_0} \beta \sin(\Delta\theta) \sin \theta$$

$$\Delta E_{\gamma} \Delta \theta_R = 2E_{\gamma_0} \beta \sin(\Delta\theta_R) \sin \theta$$

$$\Delta E_\gamma \Delta v_R = E_{\gamma_0} \beta \left(\frac{\Delta v_R}{v_R} \right) \cos \theta.$$

Notons que la détérioration est maximale lorsque le détecteur est placé à 90° par rapport à la direction du faisceau. Afin de minimiser l'effet de l'élargissement Doppler, il est souhaitable de réduire l'ouverture angulaire des détecteurs en regroupant plusieurs cristaux de petite taille dans un même cryostat (comme par exemple les détecteurs clover [40], [41] et cluster [42] montés sur Euroball que je vais détailler plus tard), ou encore réaliser la segmentation de cristaux de grande taille (clover EXOGAM [43], cluster MINIBALL [44], AGATA [45]), mesurer l'angle de recul du noyau en utilisant un détecteur de recul d'ouverture angulaire $\Delta\theta_R$, (comme par exemple le spectromètre PRISMA [46]), et diminuer l'épaisseur de la cible en utilisant un empilement de cibles minces.

3.2 Les multidétecteurs

3.2.1 Caractéristiques générales

Lors d'une désintégration nucléaire, le noyau **excité** possède un surplus d'énergie, il tend à redevenir **stable** en libérant cet excédent sous forme de longues cascades de rayonnements gamma, de multiplicité élevée, dans laps de temps très courts. Afin de pouvoir collecter toutes ces informations, des améliorations ainsi que des modifications ont été apportées dans les systèmes de détection des montages expérimentaux. Elles correspondent au regroupement des détecteurs individuels pour donner naissance aux multidétecteurs.

Sachant qu'un bon multidétecteur doit avoir un nombre de caractéristiques, les deux premières grandeurs critiques sont la résolution et l'efficacité totale de détection décrites précédemment (paragraphe 3-1-2-2).

L'efficacité d'un multidétecteur n'est pas parfaite, à cause de l'effet d'empilement. En effet, lorsqu'un nombre M de rayonnements gamma sont émis, il se peut qu'un détecteur soit touché par des neutrons ou bien il peut collecter plusieurs rayonnements gamma au même temps. L'énergie mesurée par le détecteur est alors erronée et contribue au fond dans le spectre gamma. La probabilité (P_γ) pour qu'un seul rayonnement soit détecté est définie comme suit :

$$P_\gamma = [1 - \Omega \varepsilon_{abs}]^{M_\gamma - 1 + M_n} \quad (3.10)$$

avec

ε_{abs} – l'efficacité absolue

Ω – l'angle solide du détecteur

M_γ – multiplicité de la cascade γ

M_n – multiplicité des neutrons.

Pour collecter un maximum de rayonnements, il est nécessaire d'avoir un nombre important de détecteurs, avec une efficacité "photopic" la plus élevée possible. Efficacité totale E_p pour un ensemble de N détecteurs et une efficacité intrinsèque individuelle "photopic" ε_{ph} et un angle solide Ω vaut :

$$E_p = N\Omega\varepsilon_{ph}P_\gamma. \quad (3.11)$$

Le pouvoir de résolution R donne la capacité d'un multidétecteur à isoler une séquence de raies γ dans un spectre complexe pouvant contenir plusieurs séquences du même type, est défini par :

$$R = \left(\frac{SE_\gamma}{\Delta E_\gamma} \right) \frac{P}{T} \quad (3.12)$$

où

SE_γ – l'énergie de séparation moyenne entre deux raies consécutives de la cascade gamma étudiée

ΔE_γ – est la largeur à mi-hauteur des raies gamma du spectre

$\frac{P}{T}$ – le rapport pic-sur-total.

Dans les conditions expérimentales, différents facteurs comme l'élargissement Doppler des pics et la probabilité d'empilement peuvent également affecter la limite d'observation définie comme étant l'intensité minimum d'une raie gamma indétectable par le multidétecteur [47], d'où l'importance du choix des détecteurs de germanium hyper-pur pour avoir une bonne résolution pour une meilleure mesure de l'énergie, entouré de BGO afin de supprimer le fond Compton et améliorer le rapport pic-sur-total.

3.2.2 Détermination de l'efficacité relative de détection

L'efficacité relative du détecteur en fonction de l'énergie du photon détecté doit être déterminée lors d'une expérience. Elle représente la variation de l'efficacité.

Pour cela, on utilise des sources radioactives comme ^{133}Ba , ^{56}Co , ^{152}Eu qui ont des transitions avec des intensités relatives déjà connues [48]. On mesure l'intensité pour différentes énergies et on les compare aux valeurs connues. Ensuite, une normalisation pour chacune des sources doit se faire afin d'obtenir une courbe unique d'efficacité pour toute la plage d'énergie comme dans la Figure 3.8 où est montrée l'efficacité d'Euroball III [49]. C'est ce genre de courbe qui est utilisée pour mesurer l'intensité des raies observées pendant l'expérience.

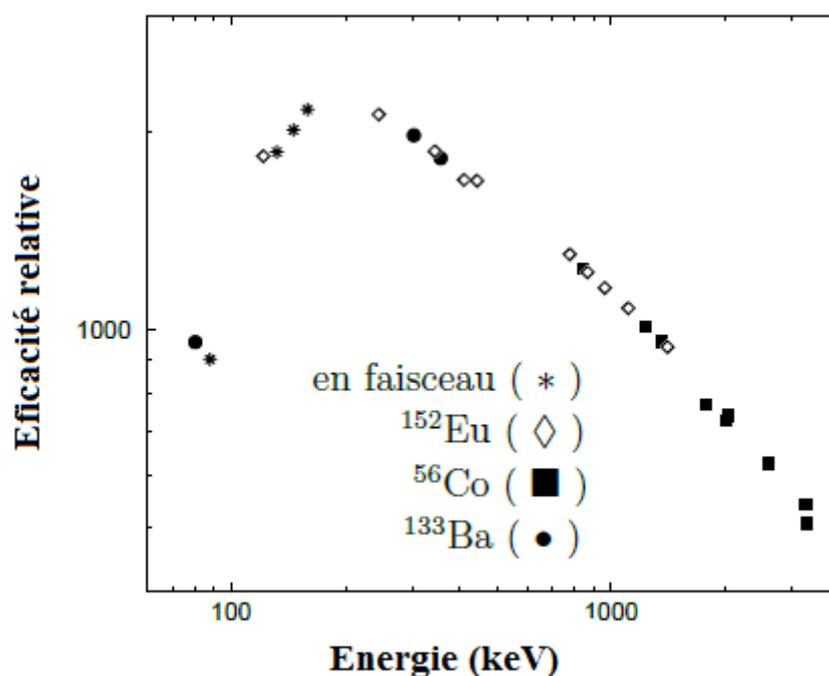


Figure 3.8 : Exemple de courbe d'efficacité relative obtenue en juin 1998 auprès d'Euroball III [49].

Ces mesures d'efficacité relative sont très importantes surtout à basse énergie (quelques dizaines de keV). Dans notre cas, la courbe d'efficacité d'Euroball IV obtenue lors de l'expérience de 2002 est représentée dans la Figure 3.9.

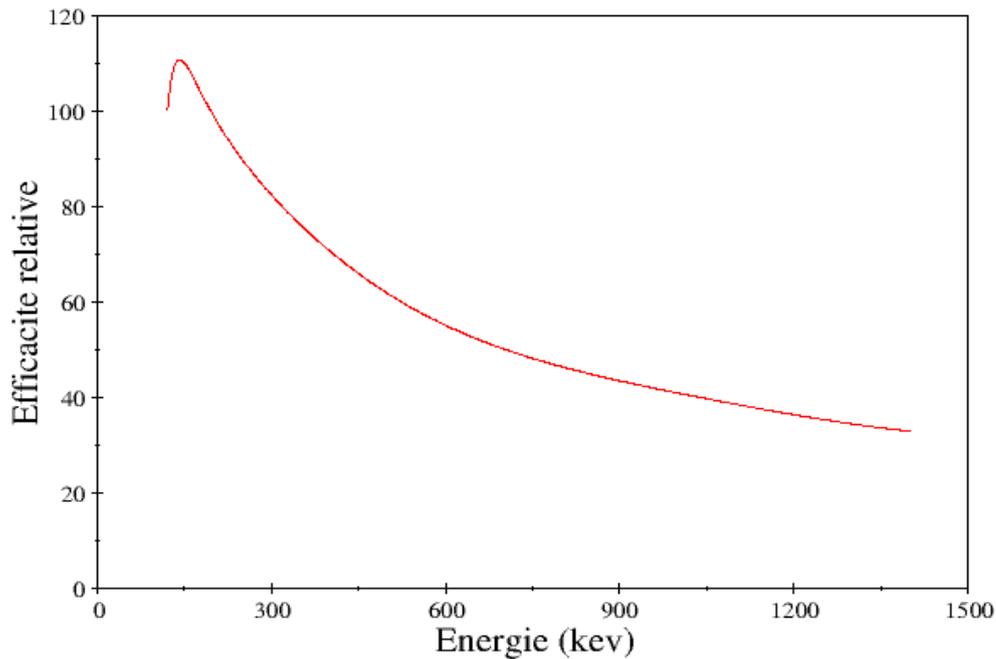


Figure 3.9 : Courbe d'efficacité relative obtenue en 2002 pour Euroball IV.

3.2.3 Description et performances d'Euroball

3.2.3.1 Rappel sur l'évolution des dispositifs expérimentaux

Depuis les années '60, les différentes générations de multidétecteurs ne cessent d'être développées afin d'optimiser les principales caractéristiques de ce dernier. Ces multidétecteurs sont dédiés à la détection de cascades gamma composées de 10 à 40 transitions suivant le phénomène de physique nucléaire observé.

Le multidétecteur Euroball est issu d'une collaboration européenne. Il représente la dernière phase de l'évolution des multidétecteurs Eurogam I (franco-anglais) et Gasp (italien).

Euroball IV (Figure 3.10) a fonctionné à Strasbourg entre 1999 et 2002 auprès de l'accélérateur Vivitron. Comme son nom l'indique, ce spectromètre est le résultat du couplage de 3 types de détecteurs Ge et d'une boule interne composée de scintillateurs BGO. Chaque détecteur Ge d'Euroball est entouré de détecteurs BGO qui forment une enceinte anti-Compton (figure 3.5). Ils servent à détecter les photons diffusés hors du cristal de germanium. Dans le paragraphe qui suit on va décrire brièvement les détecteurs constituants Euroball [50].

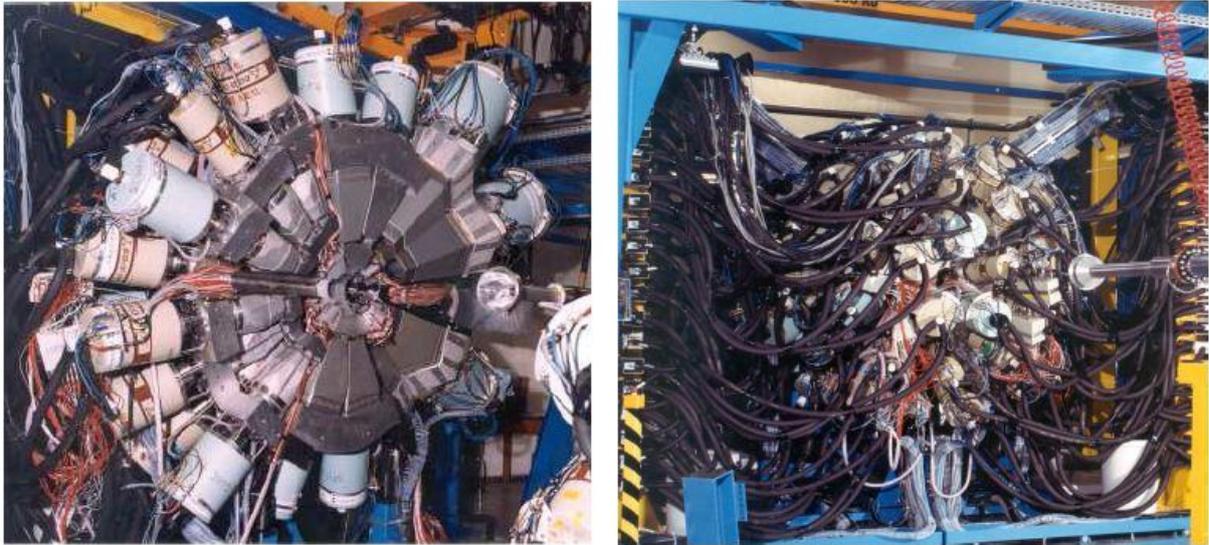


Figure 3.10 : Euroball IV à Strasbourg (France).

Les détecteurs Ge

- 30 détecteurs tronconiques de diamètre 69 mm et longueur 78 mm, repartis à l'avant du détecteur par rapport à la direction du faisceau en trois couronnes concentriques (5 détecteurs à 18° , 10 détecteurs à 35° , 15 détecteurs à 52°).
- 26 détecteurs composites clover (trèfle à 4 feuilles en français), constitués de 4 cristaux de germanium (voir Figure 3.11), placés en deux couronnes de part et d'autre de 90° à 77° et à 103° par rapport à l'axe du faisceau [40, 41].

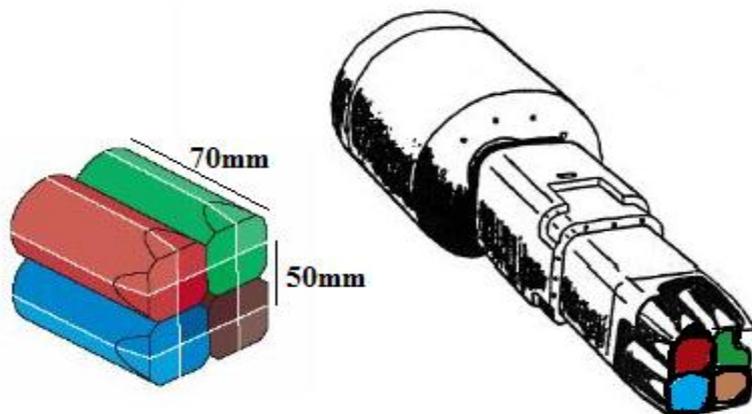


Figure 3.11 : Schéma d'un détecteur de type clover.

- 15 détecteurs composites cluster constitués de 7 cristaux de germanium, avec une unité centrale entourée par 6 autres (voir Figure 3.12), repartis à l'arrière du détecteur par rapport à la direction du faisceau en trois couronnes (5 détecteurs à 130°, 5 détecteurs à 137°, 5 détecteurs à 157°) [42].

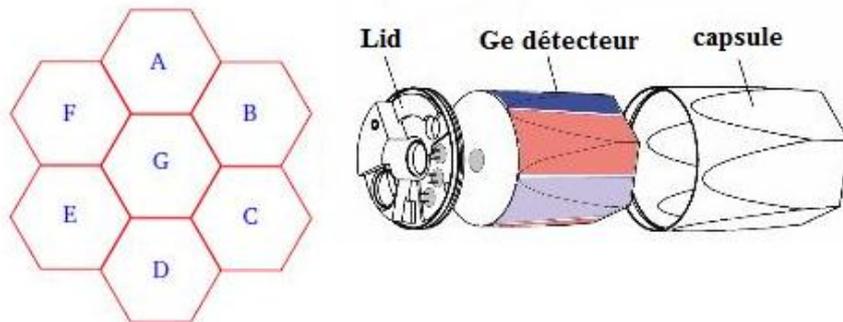


Figure 3.12 : Schéma d'un détecteur de type cluster (à gauche) et représentation schématique des différents éléments d'une capsule de cluster de section hexagonale (à droite- les sept cristaux sont étiquetés A, B, C, D, E, F et G).

Dans ce tableau on va résumer les différentes caractéristiques techniques des différents détecteurs germanium d'Euroball IV.

Tableau 3.1 : Caractéristiques technique des différents détecteurs germanium d'Euroball IV.

Type de détecteur	Tronconique	Clover	Cluster
Nombre de cristaux	1	4	7
Dimension d'un cristal	7cm * 7cm	5cm * 7cm	7cm * 7.8cm
Efficacité d'un cristal (%)	70	20	60
Nombre de détecteur individuels (cristaux)	30(30)	26(104)	15(105)
Distance de la cible (cm)	37.5	26.9	44.5
Efficacité relative d'un détecteur (%)	70	123	595
Pouvoir de résolution	9.3	8.3	10.5

La boule interne de BGO

Les détecteurs de la boule interne de BGO sont placés de façon à couvrir l'essentiel de l'angle solide non occupé par le Germanium, pour faire en sorte que l'angle solide couvert par l'ensemble des détecteurs soit très proche de 4π stéradians (voir Figure 3.13). La boule interne de BGO est donc constituée de 3 parties afin de s'adapter avec chaque type de détecteur dans Euroball [50] :

- La section avant (partie tronconique) est formée de 55 scintillateurs BGO trapézoïdaux couplés à 55 photomultiplicateurs (PM).
- La section centrale (partie clover) forme une ceinture de collimateurs actifs qui couvre la moitié de l'angle solide de la boule interne. Cette section est constituée de 26 détecteurs en forme de *E*, couplés à 117 photomultiplicateurs (PM).
- La section arrière (partie cluster) est constituée de 80 scintillateurs BGO de forme hexagonale couplés à 80 photomultiplicateurs (PM).

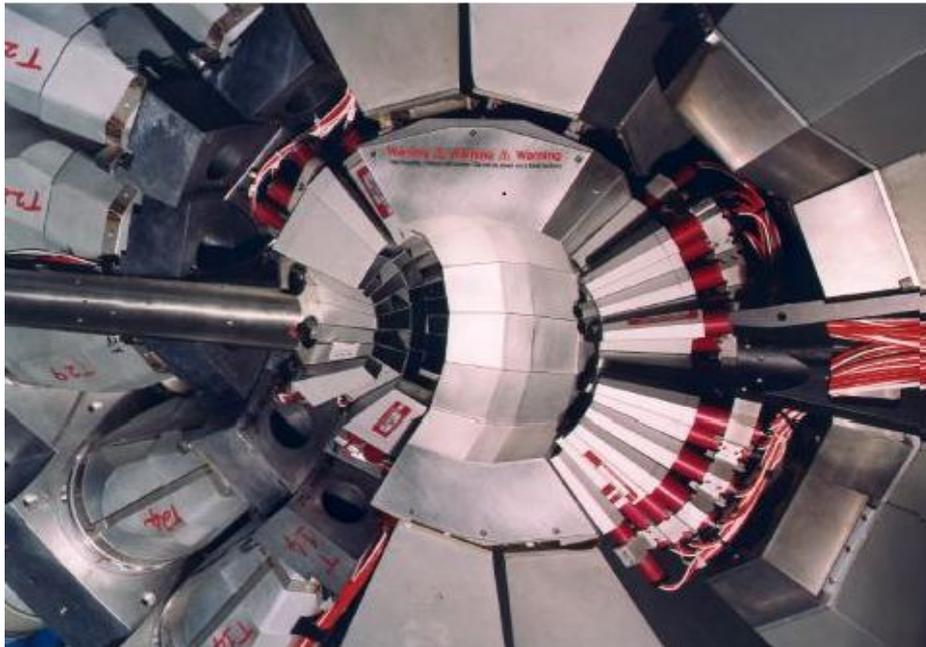


Figure 3.13 : Photographie de la boule interne de BGO du multidétecteur Euroball IV [51].

Ces détecteurs sont des scintillateurs à très grande efficacité de détection ($\epsilon > 80\%$) mais à résolution en énergie faible ($\sim 5\%$).

La boule interne BGO joue le rôle d'un calorimètre : elle permet de mesurer l'énergie totale émise par le noyau ainsi que la multiplicité de la cascade gamma émise. Avec ces deux mesures on peut sélectionner une voie de réaction particulière.

L'utilisation de la boule interne permet de repousser la limite d'observation pour une voie de réaction à environs 5×10^{-6} . La relation entre le rapport pic-sur-fond et la limite d'observation est :

$$\left(\frac{N_p}{N_f}\right)^F = a_0 R_0 (0.776R)^F \quad (3.13)$$

où

$\left(\frac{N_p}{N_f}\right)^F$ – le rapport pic-sur-fond d'un spectre avec $F - 1$ critères de sélection

a_0 – limite d'observation

R_0 – le facteur de réduction du fond lie à l'utilisation de la boule interne BGO

R – pouvoir de résolution.

3.2.4 Electronique et système d'acquisition

Afin d'améliorer la qualité de détection des rayonnements γ , des améliorations et des développements ont été apportés aux détecteurs ainsi qu'à l'électronique associée pour traiter les informations en énergie et en temps des 239 détecteurs Ge et de la boule de BGO.

La partie acquisition de données a été développée dans le standard VME (Versa Modula Eurocard). L'électronique quant à elle est gérée par des cartes VXI (VME extension for Instrumentation).

Pour les multidétecteurs de type Euroball IV, électronique utilisé a du satisfaire certains critères, parmi lesquels : la rapidité du traitement des signaux, la modularité du système, la qualité de la chaîne électronique linéaire permettant une optimisation du rapport signal-sur-bruit, le contrôle et l'inspection des signaux à distance. Pour répondre à ces exigences des cartes VXI ont été utilisées, car ces cartes peuvent traiter les voies électroniques de plusieurs détecteurs. Généralement, on peut avoir pour chaque détecteur les informations suivantes : les temps et les énergies « une sur une gamme de 0 à 4 MeV et l'autre codée sur 20 MeV ».

Notons que les signaux d'énergie sont convertis sous forme numérique par des ADC après l'amplification et la mise en forme, et le signal temps est amplifié, puis envoyé vers un CFD (Discriminateur à Fraction Constante). C'est à ce stade que s'effectue la réjection Compton.

Comme mentionné dans le paragraphe plus haut, les cartes VXI sont utilisées afin d'accueillir les signaux provenant d'Euroball. Pour cela on a utilisé 6 cartes VXI pour les signaux des 30 détecteurs Ge avec leurs 10 BGO pour chaque cristal de Ge, sachant qu'un "pattern" a été utilisé afin de pouvoir identifier quel BGO sur les 10 a été touché par le γ diffusé ; 26 cartes VXI pour les signaux des 26 clovers plus leurs BGO, dans quel cas on obtient les signaux provenant des 4 feuilles du "clover" ainsi que les 16 signaux provenant des anti-Compton ; 15 cartes VXI pour les signaux des 15 "clusters" et les 18 BGO par "cluster". Chaque carte possède 8 voies, pour recueillir les 7 cristaux du "cluster" (et une voie de rechange, encore appelée voie "spare"). Concernant les 210 scintillateurs BGO de la boule interne, 3 voies VXI traitent de la partie avant, 7 pour les "clovers" et 2 pour la partie "clusters".

Quand la partie collection des données est terminée, vient la partie de la mise en forme des événements pour pouvoir les exploiter afin d'extraire les résultats physiques qu'ils contiennent [51].

3.3 Conditions expérimentales

3.3.1 Présentation de l'expérience réalisée en 2002

L'objectif principal de l'expérience effectuée avec Euroball à l'IREs en 2002 était de rechercher la bande hyper-déformée du noyau ^{140}Nd en utilisant la réaction $^{96}\text{Zr} (^{48}\text{Ca}, 4n)$.

Dans la même réaction on a pu donc étudier les états de hauts spins dans le noyau ^{141}Nd peuplé par la voie de réaction $^{96}\text{Zr} (^{48}\text{Ca}, 3n) ^{141}\text{Nd}$.

Le faisceau de ^{48}Ca a été fourni par l'accélérateur Tandem Vivitron, envoyé sur une cible mince de ^{96}Zr ($735 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Les coïncidences γ ont été mesurées par le spectromètre Euroball [37, 50, 52, 53]. Seuls 230 d'entre 239 cristaux qui composaient Euroball ont pu être utilisés dans notre analyse. La multiplicité des événements a été obtenue grâce aux 210 cristaux de BGO qui composaient la boule interne d'Euroball. Le déclenchement de l'acquisition s'effectuait pour les événements comportant au minimum 11 détecteurs BGO internes et 4 détecteurs Ge (avant suppression Compton) en coïncidence prompte. La pré-analyse des données, qui inclue la suppression Compton et l'adback des détecteurs Ge composites, a abouti à 1.5×10^9 événements de coïncidence γ de multiplicité supérieure à 2. Pour développer le schéma de niveaux on a utilisé les événements de coïncidences triples

$\gamma - \gamma - \gamma$ rangés dans des cubes. Pour l'analyse des corrélations angulaires on a utilisés les événements de coïncidences doubles $\gamma - \gamma$ rangés dans des matrices asymétriques. Ces coïncidences ont été analysées grâce au programmes d'analyse RADWARE [54, 55, 56].

3.3.2 Sélection des fenêtres en énergie et extraction des intensités

La recherche de nouvelles transitions nécessite de trouver un bon compris entre les spectres qui doivent être propres et la statistique de ces spectres, d'où vient l'importance du choix des fenêtres pour trouver les transitions.

Nous avons utilisé le programmes d'analyse gf3 de RADWARE [57], qui se base sur un modèle qui représente l'aire prise en compte dans un pic en fonction de la largeur de la fenêtre (voir Figure 3.14). Il assimile le pic a une distribution gaussienne et son aire à l'intégrale suivante :

$$A_G(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{\mu-z\sigma}^{\mu+z\sigma} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right] dx; z = \frac{|x-\mu|}{\sigma}. \quad (3.15)$$

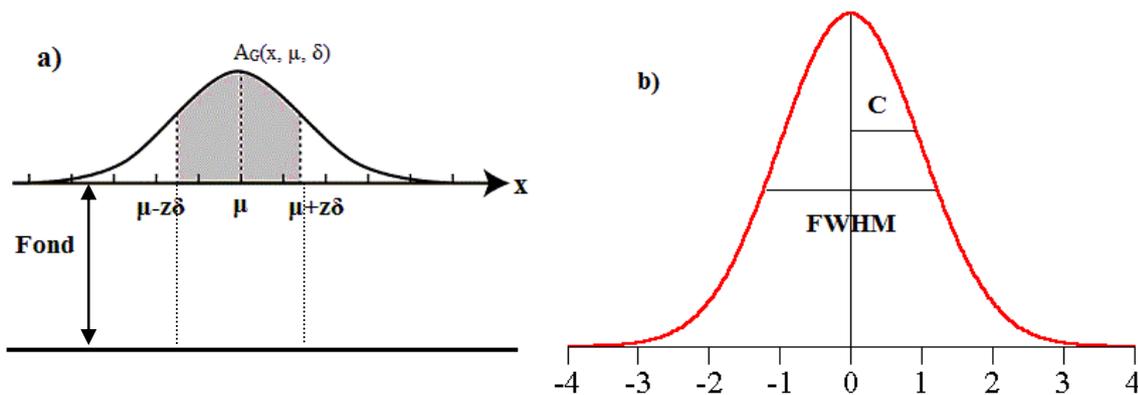


Figure 3.14 : a) Intégrale de la distribution gaussienne. La zone délimitée représente l'aire calculée entre $x = \mu \pm z\sigma$ (à gauche). b) Définition de la largeur à mi-hauteur FWHM et de la déviation standard pour une distribution gaussienne (avec $\text{FWHM} = 2.3548 \sigma$).

La surface prise en compte est normalisée (Figure 3.14(a)), alors l'aire sous le pic calculée peut être assimilée à un pourcentage de l'aire totale.

Un exemple de fit effectué avec le logiciel gf3 [57] est représenté dans la Figure 3. 15.

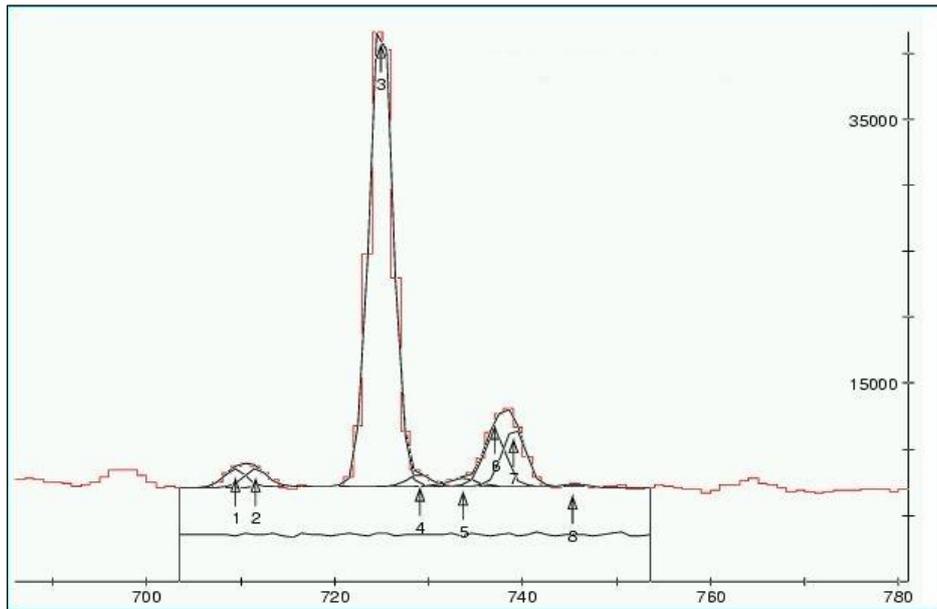


Figure 3.15 : Exemple de fit effectué avec le logiciel gf3.

3.4 Conclusion du chapitre

Au début du chapitre on a décrit les différents types d'interaction des photons avec la matière. Ensuite, nous avons décrit les caractéristiques des multidétecteurs pour présenter juste après en détail les différentes étapes de l'évolution de l'analyse des données. Finalement, nous avons décrit en détail le dispositif ainsi que les conditions expérimentales utilisées pour ce travail.

Chapitre 4

Mesure des caractéristiques des transitions γ et extraction des propriétés nucléaires

Dans ce chapitre nous allons discuter des méthodes utilisées pour l'extraction des propriétés nucléaires telles que le moment d'inertie, le Routhian, l'alignement et les rapports d'embranchement, en exploitant les informations expérimentales obtenues pour les différentes transitions γ .

4.1 Détermination des spins et parités des états nucléaires des bandes

La construction du schéma de niveaux d'un noyau se fait par l'étude des relations de coïncidence entre transitions gamma et le bilan d'intensité des transitions qui peuplent et désexcitent un état donné. L'étape suivante est de déterminer les multipolarités des transitions gamma, qui sont liés aux spins des états reliés par la transition. Ceci peut être réalisé par l'analyse des distributions angulaires, des corrélations angulaires et des probabilités de transition.

4.1.1 Distributions angulaires

La mesure de la distribution angulaire d'un rayonnement est l'une des méthodes utilisées pour déterminer la multipolarité de la transition et la différence entre les spins des états initial et final. En supposant que l'axe du faisceau est l'axe z , la probabilité qu'un sous-état nucléaire se peuple, $P_m(I)$, peut être exprimée comme une distribution gaussienne autour de $m = 0$ pour un spin I donné [58] :

$$P_m(I) = \frac{e^{-m^2/2\sigma^2}}{\sum_{m'=-I}^I e^{-m'^2/2\sigma^2}} \quad (4.1)$$

où σ est la largeur à mi-hauteur est souvent donnée par $\frac{\sigma}{I}$ et peut être déterminée expérimentalement

m est le paramètre de population des sous-états magnétiques, avec $m' = -m$.

La distribution angulaire représente la probabilité pour qu'un rayonnement gamma soit émis dans une direction formant un angle θ avec la direction donnée par le faisceau [59] :

$$W_\gamma(\theta) = 1 + \sum_k A_k P_k(\cos\theta). \quad (4.2)$$

Les coefficients de la distribution angulaire A_k dépendent du degré de l'alignement et du spin des états liés par la transition étudiée, et $P_k \cos(\theta)$ représentent les polynômes de Legendre.

A haut spins, la désexcitation se fait souvent par des transitions dipôlares ou quadrupôlares.

Si on retient seulement les termes $k = 2$ et 4 , la distribution angulaire devient

$$W_\gamma(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta). \quad (4.3)$$

Le coefficient A_2 représente l'anisotropie de l'émission γ . Il prend une valeur négative pour les transitions dipolaires et positive pour les transitions quadrupolaires.

Le coefficient A_2 est difficile à extraire pour les transitions faibles, ce qui impacte directement nos conclusions sur les valeurs de multipolarité déterminées expérimentalement. Comme nous allons analyser des transitions γ qui sont souvent très faibles, nous avons choisi d'utiliser les corrélations angulaires pour déterminer les spins des états.

4.1.2 Rapport DCO et anisotropie

La méthode basée sur l'étude des anisotropies des différentes transitions en coïncidence est nommée 'rapport *DCO*' (**D**irectional **C**orrelation from **O**riented states) [60]. Nous avons utilisé une variante de ce type d'analyse dans laquelle on extrait l'anisotropie des transitions mesurées à 90° ou aux angles (avant + arrière):

$$R_{DCO}(\gamma_2) = \frac{I_{\gamma_2}[(90^\circ)gate_{\gamma_1}(observé \text{ à } "avant + arrière")]}{I_{\gamma_1}[(avant + arrière)gate_{\gamma_1}(observé \text{ à } "90^\circ")]} \quad (4.4)$$

- Pour une cascade dipolaire-quadrupolaire, le rapport DCO est proche de 0.5
- Pour une séquence de deux transitions γ de même multipolarité le rapport DCO vaut 1
- Pour une transition γ_1 dipolaire pure et une autre γ_2 quadrupolaire étirée ("stretched") le rapport DCO vaut 2.

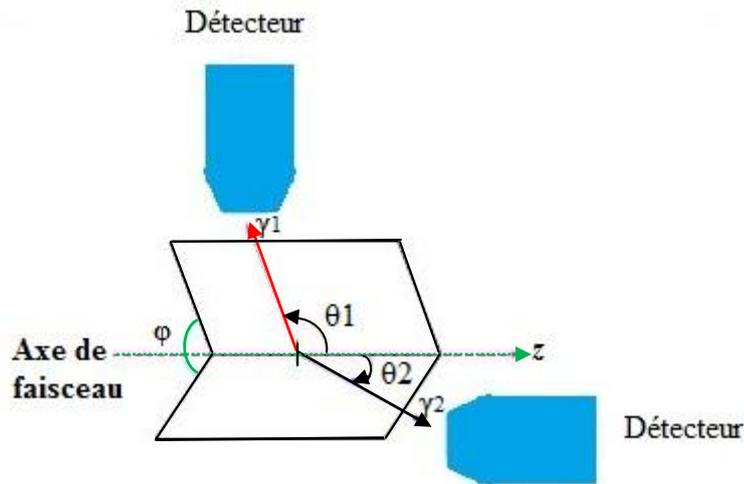


Figure 4.1 : Schéma montrant la géométrie de l'arrangement des détecteurs et les angles dans une corrélation directionnelle de deux transitions successifs γ_1 et γ_2 émis à partir d'une source.

Les rapports DCO s'avèrent être un moyen efficace pour déterminer l'ordre multipolaire des transitions dipolaires (M1) ou (E1) et quadropolaires (E2) et donc les spins des états.

Pour l'analyse des transitions de faible intensité on est parfois amenés à utiliser l'anisotropie de l'émission entre les angles (avant + arrière) et 90° extraite à partir des spectres obtenus avec une 'porte' sur la totalité des détecteurs de la boule:

$$A(\gamma_2) = \frac{I_{\gamma_2}(90^\circ)gate_{\gamma_1}}{I_{\gamma_2}(avant + arriere)gate_{\gamma_1}}. \quad (4.5)$$

Afin de déterminer la multipolarité des transitions, plusieurs matrices conditionnées sur des transitions spécifiques dipolaires ou quadropolaires du ^{141}Nd ont été réalisées. Ces matrices avaient la totalité des détecteurs de la boule sur un axe, et sur l'autre, soit uniquement des détecteurs à 90° , soit uniquement des détecteurs placés aux angles (avant + arrière). Les portes ont été réalisées sur l'axe comportant tous les détecteurs.

L'anisotropie des transitions est définie par le rapport des intensités suivant :

$$\frac{w(90^\circ)}{w(avant + arriere)}. \quad (4.6)$$

Les portes ont été extraites pour les transitions visibles dans les spectres obtenus. Les multipolarités des nouvelles transitions du ^{141}Nd ont été assignées à partir de la comparaison des anisotropies obtenues avec celles des transitions E2 et E1 pures déjà connues dans les noyaux peuplés dans la réaction. Les valeurs typiques étaient 0.25(5) pour une transition E1 et 0.60(5) pour une transition E2.

4.1.3 Probabilités de transition

Le rayonnement gamma est émis par le noyau pendant la transition d'un état initial de spin I_i^π vers un état final de spin I_f^π . Pour que la transition entre ces états soit permise, le photon émis lors de la décroissance doit emporter un moment angulaire L qui satisfait la relation : $|I_i - I_f| \leq L \leq |I_i + I_f|$.

La multipolarité du rayonnement gamma est donnée par L , qui prend la valeur 1 pour une transition dipolaire, 2 pour une transition quadrupolaire, et ainsi de suite.

Le rayonnement gamma issu de la transition peut être de type magnétique M ou électrique E , avec une parité :

$$\pi = (-1)^{L+1} \text{ -- transition magnétique } M \text{ d'ordre } L$$

$$\pi = (-1)^L \text{ -- transition électrique } E \text{ d'ordre } L.$$

Notons que le spin intrinsèque du photon est égal à 1. Il en résulte que la transition avec $L = 0$ est interdite, et les transitions gamma d'un état $I_i = 0$ vers un état $I_f = 0$ sont interdites [61, 62]. Ce type de transition se fait par conversion interne et/ou par création de paires.

Pour une transition de multipolarité ML , la probabilité de transition reliant deux états de spin I_1 et I_2 pour une bande avec la projection du spin sur l'axe de symétrie K est donnée par :

$$B(ML; I_1 K \rightarrow I_2 K) = \sum_{\mu, M2} |\langle I_2 M2 K | \mathcal{M}_{L, \mu} | I_1 M1 K \rangle|^2. \quad (4.7)$$

Ci-dessous on va expliciter les expressions des probabilités de transition réduites pour des transitions gamma dipolaires magnétiques (M1) et quadrupolaires électriques (E2).

○ **Transitions magnétiques dipolaires (M1)**

L'expression du moment magnétique d'un nucléon ponctuel est donnée par la relation suivante :

$$\mu_{1\mu} = g_l l_{1\mu} + g_s s_{1\mu} \quad (4.8)$$

avec

l – le moment orbital de la particule de valence

s – le spin de la particule de valence

g_l – le facteur gyromagnétique orbital

g_s – le facteur gyromagnétique de spin.

Pour un rotor, le moment magnétique dipolaire est défini, en unités $\mu_N = \frac{e\hbar}{2mc}$, par :

$$\mu_{1\mu} = g_R R_{1\mu} \quad (4.9)$$

avec g_R – le facteur gyromagnétique collectif, correspondant au mouvement de rotation du cœur ; il prend la valeur Z/A .

L'opérateur dipolaire magnétique pour $L = 1$ et $\mu = -1, 0, +1$ s'écrit :

$$\mathcal{M}_{L=1,\mu} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mu_{1\mu} \cdot \quad (4.10)$$

Si on considère que le noyau est composé du cœur en rotation (équation 4.9) plus une particule de valence (équation 4.8) l'expression de l'opérateur magnétique total devient :

$$\mathcal{M}_{1\mu} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (g_R R_{1\mu} + g_l l_{1\mu} + g_s s_{1\mu}) \quad (4.11)$$

où $R = (I - J)$ est la composante collective du moment angulaire du cœur en rotation.

Selon l'expression (4.7) la probabilité de transition réduite pour une transition dipolaire M1 appartenant à une bande rotationnelle pure s'écrit (en unités μ_N^2) comme suit :

$$B(M1, IK \rightarrow I - 1K) = \frac{3}{4\pi} (g_K - g_R)^2 K^2 \langle IK10 | I - 1K \rangle^2 \quad (4.12)$$

où g_K est le moment magnétique associé à l'orbitale occupée par le nucléon célibataire défini tel que :

$$g_K = g_l + (g_s - g_l) \frac{\langle K | S_z | K \rangle}{K} . \quad (4.13)$$

○ Transitions électriques quadrupôlaires (E2)

L'opérateur de transition électrique quadrupolaire est la somme de deux contributions : celle du cœur et celle des particules de valence. Cependant, on peut négliger la contribution des particules de valence vu que le moment quadrupolaire d'une seule particule est faible devant celui des Z protons du cœur. Selon l'expression (4.7) la probabilité de transition réduite pour une transition E2 est :

$$B(E2, I_1 K \rightarrow I_2 K) = \sum_{\mu, M_2} |\langle I_2 M_2 K | \mathcal{M}_{E2\mu} | I_1 M_1 K \rangle|^2 \quad (4.14)$$

Elle est reliée au moment quadrupolaire intrinsèque Q_0 du cœur par la relation :

$$B(E2, IK \rightarrow I - 2K) = \frac{5 Q_0^2}{16\pi} \langle IK20 | I - 2K \rangle^2 . \quad (4.15)$$

4.1.4 Rapports d'embranchement

Dans la Figure 4.2 (a), l'état de spin I se désexcite soit par émission d'une transition de multipolarité E2, soit par une transition de multipolarité M1. Le rapport d'embranchement R_γ s'écrit en fonction de la probabilité de transition quadrupolaire électrique pour une transition d'énergie E_γ , $\lambda_\gamma(E2, I \rightarrow I - 2)$ et la probabilité de transition dipolaire magnétique $\lambda_\gamma(M1, I \rightarrow I - 1)$ [63] :

$$R_\gamma = \frac{\lambda_\gamma(M1, I \rightarrow I - 1)}{\lambda_\gamma(E2, I \rightarrow I - 2)}. \quad (4.16)$$

Ces probabilités s'expriment en fonction des probabilités de transition réduites $B(E2)$ et $B(M1)$ et des énergies des transitions selon les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \lambda_\gamma(E2, I \rightarrow I - 2) &= 1.223 \cdot 10^{13} \times E_\gamma^5(E2) B(E2, I \rightarrow I - 2) \\ \lambda_\gamma(M1, I \rightarrow I - 1) &= 1.779 \cdot 10^{13} \times E_\gamma^3(M1) B(M1, I \rightarrow I - 1). \end{aligned} \quad (4.17)$$

Le rapport des probabilités de transition réduite s'exprime ainsi en fonction du rapport d'embranchement (en unité $\frac{\mu_N^2}{e^2 b^2}$) :

$$\frac{B(M1, I \rightarrow I - 1)}{B(E2, I \rightarrow I - 2)} = 0.687 \frac{E_\gamma^5(E2)}{E_\gamma^3(M1)} R_\gamma(I). \quad (4.18)$$

En remplaçant les probabilités $B(E2)$ et $B(M1)$ par leurs expressions dans la limite du couplage fort (voir chapitre 1), le rapport d'embranchement R_γ s'écrit :

$$R_\gamma = \frac{I_\gamma(M1)}{I_\gamma(E2)} = 3.49 \times 10^4 \frac{(g_K - g_R)^2 K^2 E_\gamma^3(M1) \langle IK10 | I - 1K \rangle^2}{Q_0^2 E_\gamma^5(E2) \langle IK20 | I - 2K \rangle^2}. \quad (4.19)$$

Les intensités des transitions M1 et E2 désexcitant le même état de spin I sont extraites d'un spectre conditionné par la transition qui alimente l'état de spin I de la bande qu'on veut étudier (voir Figure 4.2 (b)).

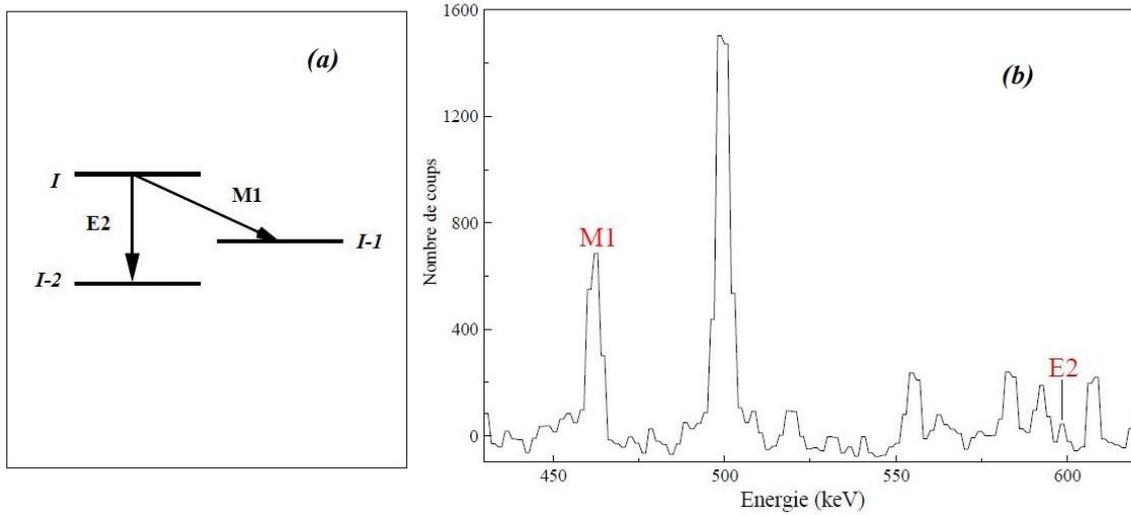


Figure 4.2 : Exemple de spectre conditionné (portes sur 1150, 171, 143 keV) duquel on a extrait les intensités des pics à 458 keV et 598 keV de la bande D1.

En tenant compte de la correction d'efficacité, le rapport d'embranchement expérimental est donc mesuré selon la relation suivante :

$$R_{\gamma} = \frac{I_{\gamma}(M1)}{I_{\gamma}(E2)} = \frac{N_{\gamma}(M1)\varepsilon(E2)}{\varepsilon(M1)N_{\gamma}(E2)}. \quad (4.20)$$

Calcul des rapports d'embranchement $B(M1)/B(E2)$

Il existe des programmes qui calculent les rapports de probabilités $B(M1)/B(E2)$ en utilisant le formalisme semi-classique de Dönau et Frauendorf [64, 65].

Le rapport d'embranchement, pour $\Delta I = 1$, se calcule en utilisant la formule :

$$\frac{B(M1, I \rightarrow I-1)}{B(E2, I \rightarrow I-2)} = \frac{12}{5Q_0^2 \cos^2(\gamma + 30^\circ)} \left[1 - \frac{K^2}{\left(1 - \frac{K^2}{I^2}\right)} \right]^{-2} \left(1 - \frac{K^2}{I^2}\right)^{1/2} \left\{ \left[K_1(g_1 - g_R) \left(1 \pm \frac{\Delta e'}{\hbar\omega}\right) + \sum_n K_n(g_n - g_R) \right] - \frac{K}{I} [(g_1 - g_R)i_1 + \sum_n (g_n - g_R)i_n] \right\}^2 \quad (4.21)$$

où

- g_R et $K = \sum_n K_n$ représentent respectivement le facteur g rotationnel et le K total

- K_1, g_1, i_1 représentent la particule célibataire avec le spin aligné le long de l'axe de symétrie
- $\pm \Delta e' / \hbar \omega$ représente le terme de séparation de signature.

Le facteur g d'une quasi-particule est estimé par la relation suivante :

$$g_K = g_l \pm \frac{1}{2l+1} [g_s - g_l] \quad (4.22)$$

où le signe plus est pour les orbitales avec $j = l + \frac{1}{2}$, et le signe moins est pour les orbitales avec $j = l - \frac{1}{2}$.

Rappelons que pour un nucléon libre on a :

	Proton	Neutron
g_l^{free}	1	0
g_s^{free}	5.58	-3.82

Les valeurs de (g_K) sont calculées avec $g_s = 0.6 g_s^{free}$ et sont tabulées [63].

Les valeurs K peuvent être estimées à partir des diagrammes de Nilsson [15].

L'alignement et la séparation de signature peuvent être estimés à partir de données expérimentales (voir chapitre 4.4 plus loin).

Le moment quadrupolaire, Q_{20} peut être estimé à partir des paramètres de déformation calculés :

$$Q_{20} = \frac{4}{5} Z e r_0^2 A^{1/3} \left[\varepsilon_2 \left(1 + \frac{1}{2} \varepsilon_2 \right) + \frac{25}{33} \varepsilon_4^2 - \varepsilon_2 \varepsilon_4 \right] \quad (4.23)$$

Pour une déformation triaxiale :

$$Q_t = Q_{20} \frac{\cos(\gamma + 30^\circ)}{\cos(30^\circ)}. \quad (4.24)$$

4.2 Le moments d'inertie

4.2.1 Définition

Dans le noyau les nucléons sont en mouvement, ce qui peut donner naissance à une rotation collective. Les propriétés rotationnelles peuvent être analysées en introduisant le moment d'inertie, qui est extrait à partir des énergies des transitions. Par analogie avec la mécanique classique, rappelons les formules suivantes pour le moment cinétique J et l'énergie cinétique E .

$$J = \mathcal{J}\omega \quad (4.25)$$

$$E = \frac{1}{2}\mathcal{J}\omega^2 = \frac{J^2}{2\mathcal{J}} \quad (4.26)$$

$$(4.25) \Rightarrow \omega = \frac{J}{\mathcal{J}} = \frac{dE}{dJ} \quad (4.27)$$

où \mathcal{J} est le moment d'inertie et ω la fréquence de rotation.

L'observation des spectres d'énergie en fonction du spin peut révéler le comportement rotationnel du noyau. Par analogie avec l'énergie d'un corps rigide de moment d'inertie \mathcal{J} en rotation, (4.25) devient :

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I(I + 1). \quad (4.28)$$

Deux quantités comparables au moment d'inertie macroscopique peuvent être définies : le moment d'inertie dynamique et le moment d'inertie cinématique.

En généralisant la vitesse de rotation au cas quantique on définit, par analogie avec (4.28):

$$\hbar\omega = \frac{dE}{dI} \quad (4.29)$$

où I est le nombre quantique de spin.

Ainsi, pour une bande avec :

i) des transitions quadripolaires en cascade :

$$\hbar\omega = \left(\frac{\Delta E}{\Delta\sqrt{I(I+1)}} \right)_{(I,I-2)} \cong \left(\frac{E_\gamma}{\Delta I} \right)_{(I,I-2)} = \frac{E_\gamma}{2}. \quad (4.30)$$

ii) des transitions dipolaires en cascade :

$$\hbar\omega \cong \left(\frac{E_\gamma}{\Delta I} \right)_{(I,I-1)} = E_\gamma. \quad (4.31)$$

Le moment d'inertie cinématique $\mathcal{J}^{(1)}$ est défini par une formule équivalente à (4.25) :

$$\mathcal{J}^{(1)} = \hbar \frac{I}{\omega} = I \left(\frac{dE}{\hbar^2 dI} \right)^{-1} = \frac{2I\hbar^2}{E_\gamma} \quad (4.32)$$

où E mesure l'énergie d'excitation du niveau de spin I .

L'indice (1) rappelle que ce moment d'inertie est relié à la dérivée première de l'énergie par rapport au spin. Dans le diagramme (E, I) , il est relié à la pente de la bande, et renseigne donc sur son allure générale.

Le moment d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$, contrairement à $\mathcal{J}^{(1)}$, ne dépend pas du spin. Il s'obtient en différentiant (4.25), soit :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \hbar \frac{dI}{d\omega}. \quad (4.33)$$

Compte tenu de (4.30), il devient :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \left(\frac{d^2 E}{\hbar^2 dI^2} \right)^{-1} = \frac{4\hbar^2}{\Delta E_\gamma}. \quad (4.34)$$

Cette formulation montre que le moment d'inertie dynamique [67, 68] représente la courbure de la cascade de désexcitation dans le plan (E, I) .

Il résulte de ces définitions que :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \frac{d}{d(\hbar\omega)} |\hbar\omega \mathcal{J}^{(1)}| \quad (4.35)$$

$$\mathcal{J}^{(2)} = \mathcal{J}^{(1)} + \hbar\omega \frac{d\mathcal{J}^{(1)}}{d(\hbar\omega)}. \quad (4.36)$$

La formule (4.36) peut avoir la forme suivante :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \mathcal{J}^{(1)} \quad (4.37)$$

$$\text{si } \begin{cases} \omega = 0 - \text{ pas de rotation} \\ \frac{d\mathcal{J}^{(1)}}{d(\hbar\omega)} = 0 - \text{ cas d'un corps rigide.} \end{cases}$$

Dans le cas du modèle de cranking, le calcul du moment d'inertie cinématique, qui prend en compte les termes d'ordre supérieur en ω , prend une forme quadratique [69].

$$\mathcal{J}^{(1)} = \mathcal{J}_0 + \mathcal{J}_1 \omega^2. \quad (4.38)$$

En introduisant les deux paramètres \mathcal{J}_0 , \mathcal{J}_1 dans (4.36), on obtient :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \mathcal{J}_0 + 3\omega^2 \mathcal{J}_1. \quad (4.39)$$

4.2.2 Comment déterminer $\mathcal{J}^{(1)}$ et $\mathcal{J}^{(2)}$

o À partir de la courbe $E(I)$

Le moment d'inertie cinématique se déduit de la courbe $E(I)$ compte tenu de l'équation (4.33). Il peut être obtenu à partir des transitions discrètes du spectre γ , ainsi qu'à partir des transitions γ statistiques. La méthode consiste à utiliser E_γ entre deux niveaux successifs, pour une cascade de transitions données [66]. La Figure 4.3 représente $E(I)$ obtenue pour le ^{141}Nd .

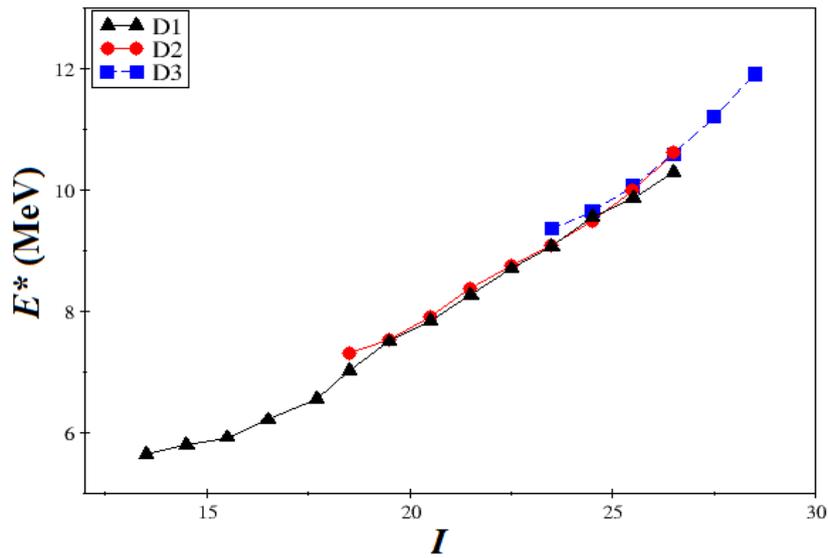


Figure 4.3 : La variation de l'énergie d'excitation E^* en fonction du spin I pour des bandes dipolaires.

Pour déterminer le moment d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$, on utilise l'énergie des raies γ d'un spectre comme celui montré dans la Figure 4.4.

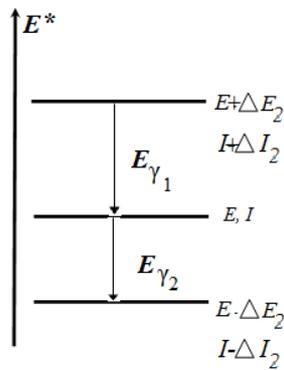


Figure 4.4 : Représentation schématique des raies discrètes.

Soit :

$$E_{\gamma} = \Delta E = \left(\frac{dE}{dI} \right) \cdot \Delta I \quad (4.40)$$

$$dE_{\gamma} = E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2} = \frac{d^2 E}{dI^2} \cdot (\Delta I)^2 \cdot \quad (4.41)$$

Alors :

$$\frac{\mathcal{J}^{(2)}}{\hbar^2} = \frac{(\Delta I)^2}{\Delta E_\gamma} \quad (4.42)$$

$$\begin{cases} \Delta I = 2 \text{ pour les transitions quadrupolaires alignées} \\ \Delta I = 1 \text{ pour les transitions dipolaires alignées.} \end{cases}$$

On déduit que $\mathcal{J}^{(2)}$ est égal à $\frac{4\hbar^2}{\Delta E_\gamma}$ pour les transitions E2 et $\frac{\hbar^2}{\Delta E_\gamma}$ pour les transitions M1.

○ **A partir de la mesure des corrélations $\gamma - \gamma$**

Le moment d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$ peut être aussi déterminé à partir des corrélations $\gamma - \gamma$. En utilisant la largeur de la vallée $w = 2 \Delta E_\gamma$, on déduit [66]:

$$\begin{cases} \mathcal{J}^{(2)} = \frac{8\hbar^2}{w} \text{ dans le cas des transitions quadrupolaires} \\ \mathcal{J}^{(2)} = \frac{2\hbar^2}{w} \text{ dans le cas des transitions dipolaires.} \end{cases} \quad (4.43)$$

4.2.3 Exemples de calcul du moment d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$

Dans cette partie, on va extraire, à partir des énergies des transitions de différentes bandes identifiées dans les noyaux de Nd, le moment d'inertie dynamique en fonction de la fréquence de rotation.

Les moments d'inertie sont tracés pour les différentes bandes des isotopes de néodyme du 129 à 141, dans les Figures 4.5, 4.6, 4.7.

Dans cette région de masse ($A \approx 130 - 140$) le moment d'inertie des bandes observées dans les noyaux de néodyme n'augmente pas de manière régulière avec le nombre de neutrons : comme le montre la Figure 4.5, les moments d'inertie des bandes des isotopes de néodyme plus légers que ^{136}Nd sont plus grands que ceux des isotopes plus lourds. La valeur moyenne $\mathcal{J}^{(2)}$ est de $52 \hbar^2/\text{MeV}$ pour $A < 136$ et de $23 \hbar^2/\text{MeV}$ pour $A > 136$.

Ce comportement du moment d'inertie dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$ est surprenant, puisqu'on s'attendrait à des valeurs de $\mathcal{J}^{(2)}$ de plus en plus petites en allant des noyaux légers vers les noyaux

lourds, en accord avec la diminution progressive de la déformation lorsqu'on s'approche de la fermeture de couche $N = 82$.

Les formes calculées pour les bandes observées dans les noyaux légers de Nd sont triaxiales avec $\gamma < 0^\circ$ (autrement dit, le noyau tourne autour de l'axe intermédiaire de l'ellipsoïde représentant le noyau triaxial), tandis que pour les noyaux lourds de Nd, les formes calculées sont triaxiales avec $\gamma > 0^\circ$ (le noyau tourne autour de l'axe court).

Comme on peut voir dans la Figure 4.5, pour les noyaux ^{136}Nd , ^{137}Nd et ^{138}Nd il existe deux types de bandes : des bandes fortement déformées qui appartiennent au groupe à $\mathcal{J}^{(2)}$ grand, et les autres bandes de déformation normale qui appartiennent au groupe avec $\mathcal{J}^{(2)}$ faible. Cela est dû à une transition brutale de régime rotationnel pour les noyaux de nombre de neutrons $N = 76 - 77$, c'est-à-dire un changement d'axe de rotation, de l'axe intermédiaire vers l'axe court, quand on passe des isotopes légers vers les lourds.

Une explication possible pour la variation soudaine de $\mathcal{J}^{(2)}$ dans la chaîne des noyaux de Néodyme est que dans les isotopes légers de Nd les bandes rotationnelles ont une grande contribution de rotation collective qui préfère l'axe intermédiaire pour laquelle le $\mathcal{J}^{(2)}$ est maximum. Pour les noyaux lourds de Nd, les spins hauts des bandes rotationnelles sont constitués avec une grande contribution des particules alignées, occupant principalement les orbitales neutroniques $f_{\frac{7}{2}}$, $h_{\frac{9}{2}}$ et $i_{\frac{13}{2}}$ au-dessus de $N = 82$, ce qui favorise en effet la rotation autour de l'axe court pour lequel $\mathcal{J}^{(2)}$ est plus petit. Les moments d'inertie associés aux deux types de rotation semblent être différents d'un facteur deux. Pour les noyaux $^{136, 137, 138}\text{Nd}$, il y a des bandes construites sur des configurations impliquant un ou deux neutrons dans l'orbitale $i_{\frac{13}{2}}$ ce qui induit de grandes déformations et un $\mathcal{J}^{(2)}$ plus grand que celui des autres bandes à hauts-spins. Les bandes correspondantes appartiennent alors au groupe des noyaux avec $\mathcal{J}^{(2)}$ grand et doivent être examinées séparément.

Dans les noyaux légers de néodyme $^{129-137}\text{Nd}$, qui contribuent au groupe avec $\mathcal{J}^{(2)}$ grand, les mesures de temps de vie ont révélé une nette diminution des moments quadrupolaires avec le nombre d'orbitales neutroniques $f_{\frac{7}{2}}$, $h_{\frac{9}{2}}$, $i_{\frac{13}{2}}$ occupées [70, 71]. Il est possible de spéculer sur l'origine de la baisse continue du moment quadrupolaire pour les isotopes de néodyme les plus lourds, $^{138-141}\text{Nd}$, mais seules des mesures de durée de vie pour les bandes à hauts spins permettraient de clarifier la situation. Ainsi nous pourrions vérifier la pertinence des calculs qui prévoient une forme triaxiale, ainsi que le changement d'orientation de l'axe de rotation

(ou alternativement le signe du paramètre triaxial γ) de l'axe intermédiaire pour les Nd légers à l'axe court pour les Nd lourds, suggéré par la variation brusque des moments d'inerties dynamiques à $N = 76 - 77$. Il serait aussi souhaitable d'avoir des calculs microscopiques avec les modèles Cranked Relativistic Mean Field (CRMF) et/ou Skyrme Hartree-Fock et les comparer avec les données expérimentales et les calculs CNS.

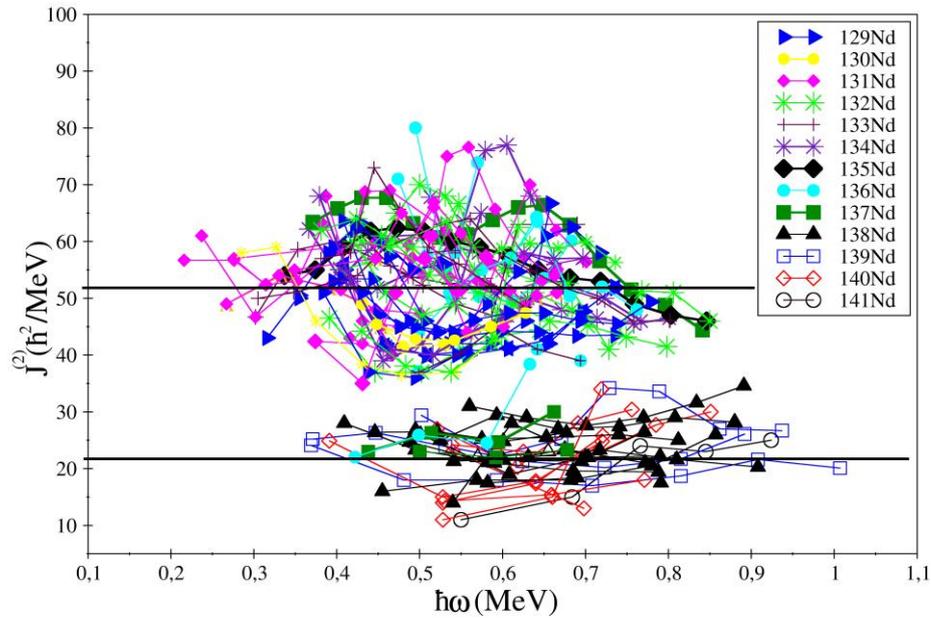


Figure 4.5 : Le moment d'inertie dynamique $J^{(2)}$ pour les bandes des isotopes 129 à 141 de néodyme. Les lignes horizontales en noir correspondent aux moyennes des deux groupes.

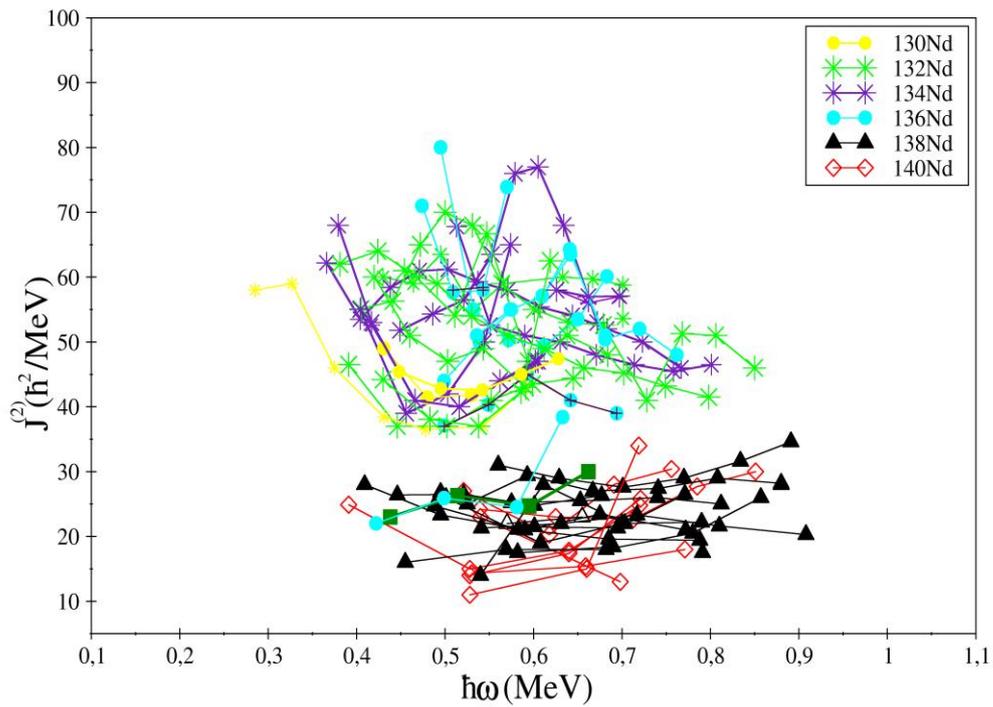


Figure 4.6 : Le moment d'inertie dynamique $J^{(2)}$ pour les noyaux pairs-pairs de néodyme.

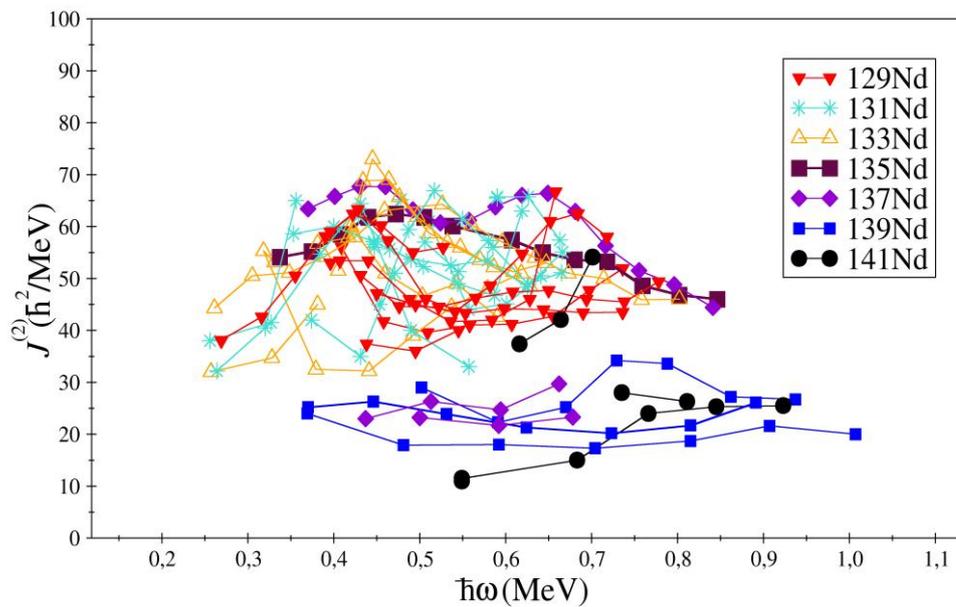


Figure 4.7 : Le moment d'inertie dynamique $J^{(2)}$ pour les noyaux impairs-impairs de néodyme.

4.3 Routhians

4.3.1 Routhian expérimental

Les Routhians expérimentaux peuvent être calculés à partir des énergies et des spins des états. La méthode consiste à traiter les noyaux dans le modèle du coupage fort. De ce fait, les calculs se font par rapport à un noyau de référence. On suppose que le noyau de référence n'est pas affecté par l'ajout d'un nucléon sur l'orbitale que l'on cherche à caractériser. La différence de comportement entre le noyau d'intérêt et le noyau de référence sera donc principalement due à la présence du nucléon sur l'état quantique considéré.

Prenons deux états, avec E_i, E_f, I_i, I_f les énergies et les spins des états initial et final, respectivement. Le spin et l'énergie moyens sont définis comme suit :

$$\tilde{I} = \frac{I_i + I_f}{2} \text{ et } E(\tilde{I}) = \frac{(E_i + E_f)}{2} \quad (4.44)$$

Le Routhian E' s'obtient par la soustraction de la composante associée à la rotation collective du cœur $E_{rot} = \hbar\omega(\tilde{I}) I_x(\tilde{I})$, de l'énergie E des états mesurée dans le référentiel du laboratoire :

$$E'(\tilde{I}) = E(\tilde{I}) - E_{rot} \quad (4.45)$$

Rappelons que I_x est la projection du moment angulaire total sur l'axe de rotation

$$I_x(\tilde{I}) = \sqrt{\left(\tilde{I} + \frac{1}{2}\right)^2 - K^2} \quad (4.46)$$

et ω la fréquence de rotation associée au spin moyen

$$\hbar\omega(\tilde{I}) = \frac{E_f - E_i}{I_x(I_f) - I_x(I_i)}. \quad (4.47)$$

Pour comprendre le comportement des orbitales individuelles, on soustrait à l'énergie totale la partie correspondant à la rotation collective du cœur. Cette énergie s'exprime en utilisant la paramétrisation de Harris [69] :

$$E'_{ref}(\tilde{I}) = \frac{1}{8\mathcal{J}_0} - \frac{\mathcal{J}_0\omega(\tilde{I})}{2} - \frac{\mathcal{J}_1\omega^2(\tilde{I})}{4}. \quad (4.48)$$

Les Routhians expérimentaux $e'(\tilde{I})$ sont alors donnés par :

$$e'(\tilde{I}) = E'(\tilde{I}) - E'_{ref}(\tilde{I}). \quad (4.49)$$

Dans le cas du noyau ^{141}Nd étudié dans cette thèse, l'extraction des paramètres de Harris a été effectuée à l'aide d'un ajustement de la bande fondamentale du noyau ^{140}Nd [72]. Les valeurs obtenues sont: $\mathcal{J}_0 = 7 \hbar^2/\text{MeV}$ et $\mathcal{J}_1 = 10 \hbar^4/\text{MeV}^2$. Les courbes obtenues pour les bandes dipolaires du ^{141}Nd sont présentées dans la Figure 4.8.

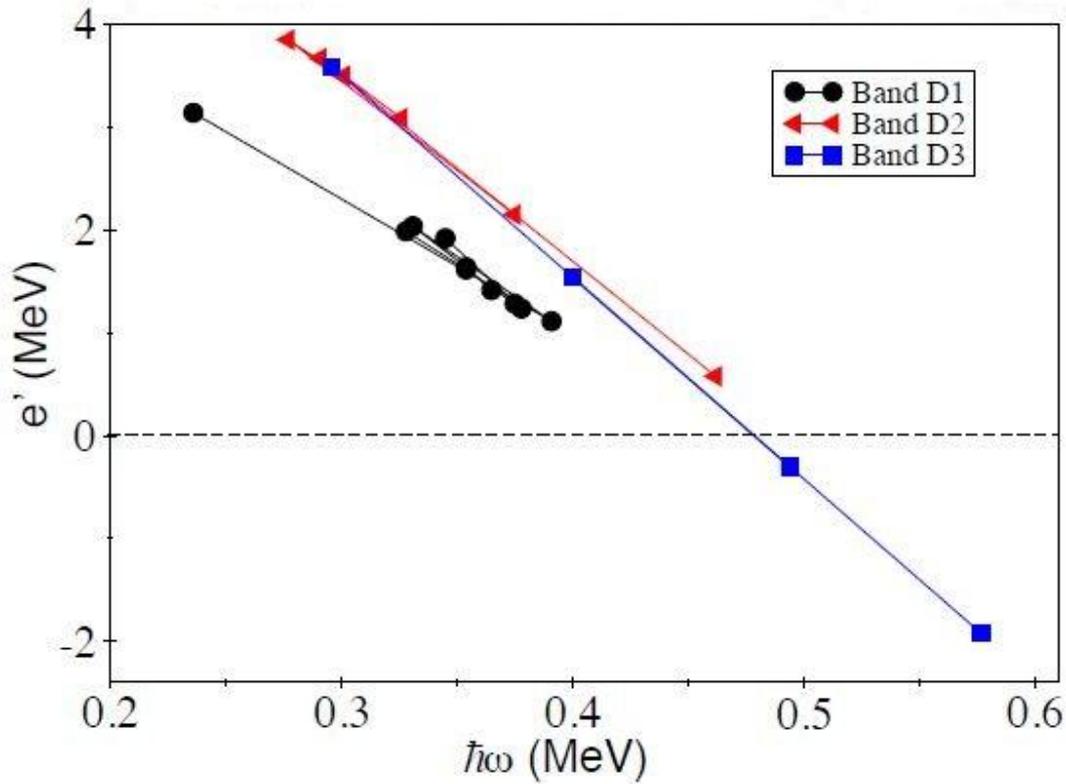


Figure 4.8 : Routhians expérimentaux des bandes dipolaires du ^{141}Nd .

4.3.2 Routhian théorique

Le formalisme pour le calcul des Routhians théoriques a été décrit au chapitre 1 dans la partie consacré à l'étude de la rotation autour d'un axe principal (modèle du "cranking"). Pour obtenir les Routhians de particules individuelles, on résout par la méthode auto-cohérente de Hartree-Fock les équations suivantes :

$$\hbar_i^\omega |\varphi_i\rangle = e_i^\omega |\varphi_i\rangle . \quad (4.50)$$

Les résultats obtenus pour notre noyau seront développés et détaillés dans le chapitre suivant.

4.4 Alignements

4.4.1 Alignement effectif théorique

L'alignement correspond à la pente du Routhian représenté en fonction de la fréquence de rotation (voir Figure 4.7). L'allure du Routhian nous donne des informations sur l'alignement des spins des particules actives par rapport à l'axe de rotation. Pour un Routhian horizontal, l'alignement est nul, pour une orbite ascendante l'alignement est négatif et pour une orbite descendante l'alignement est positif.

L'alignement effectif d'une orbite s'exprime comme suit :

$$i_{eff}(\omega, [Nn_z\Lambda\Omega]_\alpha) = +\langle\psi|j_x|\psi\rangle = -\frac{de^\omega}{d\omega} . \quad (4.51)$$

4.4.2 Alignement effectif expérimental

La contribution de l'alignement i_{eff} au moment angulaire se calcule par la différence entre le spin de la bande et celui de la bande de référence à la même fréquence de rotation :

$$i_{eff} = I_x - I^{ref} \quad (4.52)$$

avec

$$I_x = \sqrt{\left(I + \frac{1}{2}\right)^2 - K^2} . \quad (4.53)$$

où

I_x est la projection du moment angulaire total sur l'axe de rotation

I^{ref} est le moment angulaire de référence.

Sachant que cette différence mesure la contribution au moment angulaire total des orbites $[Nn_z\Lambda\Omega]_\alpha$ occupées dans la configuration de la bande étudiée, on a la relation suivante :

$$I_x - I^{ref} = \sum_{orbites} \pm i_{eff}(\omega, [Nn_z \Lambda \Omega]_\alpha). \quad (4.54)$$

Le signe \pm correspond au fait qu'une particule peut être ajoutée ou enlevée au cœur de référence.

Compte-tenu de la définition du moment d'inertie cinématique, l'expression (4.52) peut s'écrire comme :

$$I_x = i_{eff} + R = i_{eff} + \omega J^{(1)} \quad (4.55)$$

et, en adoptant pour $J^{(1)}$ la paramétrisation de Harris [69] (voir la formule (4.38)) on obtient :

$$I_x = i_{eff} + \omega(J_0 + \omega^2 J_1) \quad (4.56)$$

Les nombres J_0 et J_1 sont considérés comme deux paramètres qui sont ajustés sur des états de référence de manière à reproduire les données expérimentales.

4.4.3 Alignement incrémental

F.S. Stephens est le premier à avoir introduit la méthode qui permet de déduire expérimentalement l'alignement sous la forme d'alignement incrémental [73, 74] donné par :

$$\Delta i = \frac{2\delta E_\gamma}{\Delta E_\gamma^{ref}} \quad (4.57)$$

où

δE_γ représente la différence en énergie entre deux transitions d'énergies similaires dans les deux bandes étudiées

ΔE_γ^{ref} est l'écart en énergie entre deux transitions successives dans la bande de référence (voir Figure 4.9).

Afin de déterminer l'alignement incrémental, on n'a pas besoin nécessairement de connaître le spin des bandes.

L'alignement effectif et l'alignement incrémental sont liés par la relation :

$$i_{eff} = \Delta i + \Delta I \text{ avec } \Delta I = \sum_{orbites} \pm \alpha_{orbites}. \quad (4.58)$$

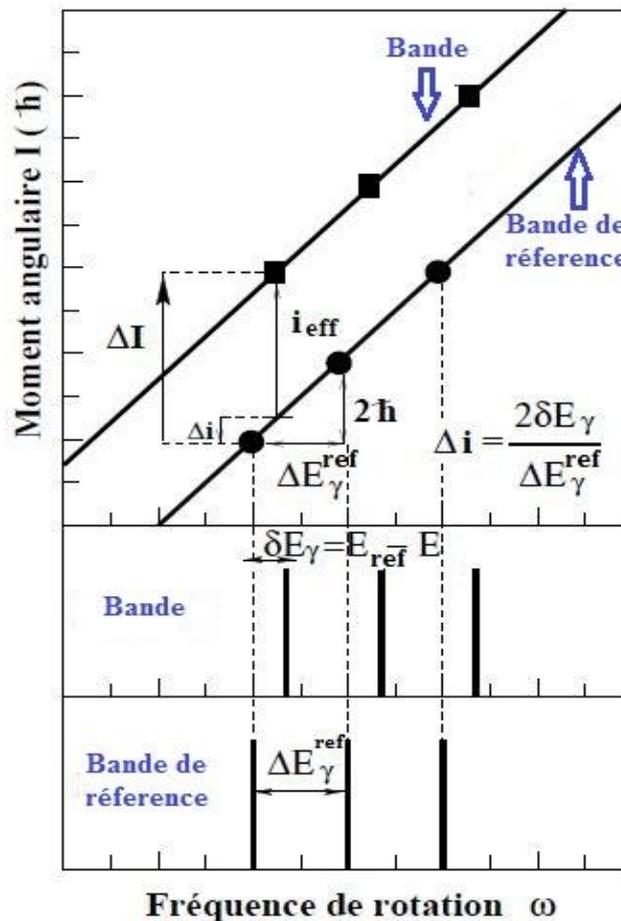


Figure 4.9 : Méthode de détermination de l'alignement à partir du graphe du moment angulaire I en fonction de la fréquence de rotation ω , qui donne aussi la relation entre alignement incrémental et effectif.

4.4.4 Exemples de calcul de l'alignement expérimental

Dans notre cas, l'extraction des paramètres de Harris a été effectuée sur la bande fondamentale du noyau ^{140}Nd [70]. On a obtenu les valeurs : $\mathcal{J}_0 = 7 \hbar^2/\text{MeV}$ et $\mathcal{J}_1 = 10 \hbar^4/\text{MeV}^2$. Les alignements sont calculés à partir des spins et des énergies expérimentales. Pour les bandes dipolaires du ^{141}Nd on obtient les courbes présentées dans la Figure 4.10.

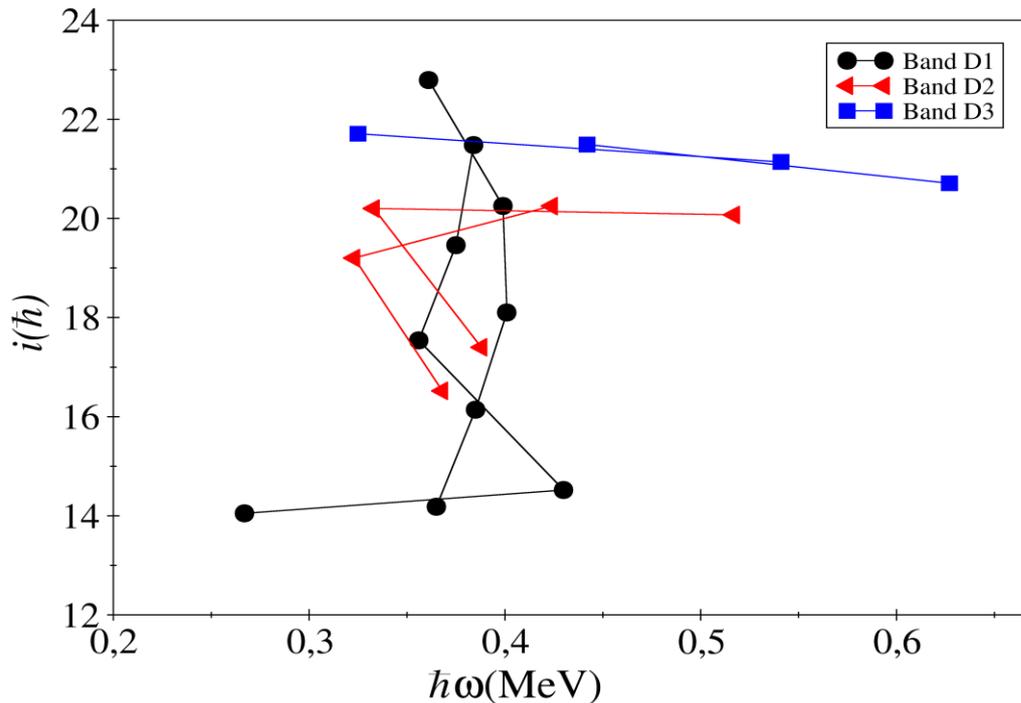


Figure 4.10 : Alignements expérimentaux extraits pour des bandes dipolaires du ^{141}Nd .

Sur la Figure 4.10, on remarque tout d'abord que l'alignement initial est non nul : il vaut 14, 16, 22 \hbar pour les bandes dipolaires D1, D2, D3 respectivement, ce qui montre qu'il y a un nombre important de particules avec le spin aligné le long de l'axe de rotation dans les configurations des bandes étudiées.

4.5 Conclusions du chapitre

Lors de notre étude du noyau ^{141}Nd , la grande efficacité du multidétecteur Euroball IV nous a permis d'observer des transitions magnétiques dipolaires et électriques quadrupolaires de très faible intensité, reliant les états des bandes rotationnelles à haut spins. L'analyse des données nous a permis d'obtenir des informations sur les propriétés des différentes transitions, ainsi que sur les configurations de différentes bandes.

L'analyse des moments d'inertie dynamiques $\mathcal{J}^{(2)}$ des noyaux de Néodyme, a mis en évidence deux groupes avec $\mathcal{J}^{(2)}$ grand pour les noyaux légers et faible pour les noyaux plus lourds. Ce phénomène est dû à plusieurs facteurs, parmi lesquels le changement de l'axe de

rotation de l'axe intermédiaire pour les noyaux légers à l'axe court pour les noyaux lourds de Nd.

Nous avons décrit les méthodes utilisées pour l'extraction de différentes quantités physiques associées aux bandes observées : distributions et corrélation angulaire, rapports d'embranchement, Routhians et alignements.

Les Routhians et les alignements expérimentaux de chaque bande dipolaire de ^{141}Nd ont été extraits suivant la procédure décrite dans ce chapitre.

Chapitre 5

Etude du noyau ^{141}Nd

Dans les chapitres précédents nous avons décrit le dispositif et les méthodes utilisées pour l'étude des états de haut spin. Dans le présent chapitre, nous allons présenter les résultats expérimentaux obtenus pour le noyau ^{141}Nd ainsi que leur interprétation.

5.1 Résultats expérimentaux

Nous avons analysés les données de l'expérience décrite précédemment dans le chapitre 2. Un nouveau schéma de niveaux montré dans les Figures 5.1 et 5.2 a été construit pour le ^{141}Nd . Les informations expérimentales sont regroupées dans le Tableau 5.1.

Tableau 5.1 : Énergies des transitions γ , énergies des niveaux désexcités E_i , intensités, anisotropies, multipolarités et attribution des spins-parités aux transitions du ^{141}Nd . Les transitions sont regroupées par bandes. Les transitions reliant une bande donnée à des états de spins plus bas sont listées à la fin de chaque bande.

Energie γ^a	E_i (keV)	Intensité b	Anisotropie c	Multipolarité	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$
Etats de parité négative					
58	2886				$17/2^- \rightarrow (15/2^-)$
74	2960				$(17/2^-) \rightarrow 17/2^-$
81	2886				$17/2^- \rightarrow 17/2^-$
116.1	4494	1.0(1)	0.27(5)	M1/E2	$23/2^- \rightarrow 25/2^-$
131.6	3018	39(6)	0.30(9)	M1/E2	$19/2^- \rightarrow 17/2^-$
153.3	3509	26(5)	0.27(9)	M1/E2	$23/2^- \rightarrow 21/2^-$
163.6	5996	1.3(5)	0.31(2)	M1/E2	$31/2^- \rightarrow 29/2^-$
228.4	4296	15(5)	0.64(5)	E2	$25/2^- \rightarrow 21/2^-$
250.2	4494	15(2)	0.29(3)	M1/E2	$23/2^- \rightarrow 21/2^-$
277.5	6274	2.5(3)	0.35(2)	M1/E2	$33/2^- \rightarrow 31/2^-$
337.8	3356	27(4)	0.32(1)	M1/E2	$21/2^- \rightarrow 19/2^-$
349.1	2886	105(20)	0.35(5)	M1/E2	$17/2^- \rightarrow 15/2^-$
401.8	12788	0.6(2)	0.26(5)	M1/E2	$59/2^- \rightarrow 59/2^-$
406.7	6889	7(2)	0.37(2)	M1/E2	$35/2^- \rightarrow 33/2^-$
407.9	5996	4(1)	0.21(7)	M1/E2	$31/2^- \rightarrow 29/2^-$
487.6	2537	13(2)	0.32(3)	M1/E2	$15/2^- \rightarrow 13/2^-$

Energie γ^a	E_i (keV)	Intensité b	Anisotropie c	Multipolarité	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$
491.9	4336	65(9)	0.35(10)	M1/E2	$(23/2^-) \rightarrow 21/2^-$
492.1	13280	4.3(4)	0.28(2)	M1/E2	$61/2^- \rightarrow 59/2^-$
522.6	4819	4(1)			$\rightarrow 25/2^-$
585.8	13866	2.3(10)	0.28(8)	M1/E2	$63/2^- \rightarrow 61/2^-$
594.3	2805	2.5(10)	0.23(15)	M1/E2	$17/2^- \rightarrow 15/2^-$
594.6	2960	10(4)		(E2)	$(17/2^-) \rightarrow (13/2^-)$
606.4	13266	1.0(2)	0.34(2)	M1/E2	$61/2^- \rightarrow 59/2^-$
654.1	7543	69(5)	0.63(6)	E2	$39/2^- \rightarrow 35/2^-$
684.3	5761	73(9)	0.61(3)	E2	$31/2^- \rightarrow 27/2^-$
703.4	13266	1.0(3)	0.35(3)	M1/E2	$61/2^- \rightarrow 59/2^-$
740.8	5077	65(11)	0.70(7)	E2	$27/2^- \rightarrow (23/2^-)$
779.1	2828	3(1)	0.30(2)	M1/E2	$15/2^- \rightarrow 13/2^-$
780.5	5077	9(2)	0.30(2)	M1/E2	$27/2^- \rightarrow 25/2^-$
787.8	8331	66(10)	0.60(9)	E2	$43/2^- \rightarrow 39/2^-$
821.4	12124	2.3(3)	0.25(3)	M1/E2	$57/2^- \rightarrow 55/2^-$
837.7	2886	29(6)	0.66(9)	E2	$17/2^- \rightarrow 13/2^-$
838.4	9170	62(3)	0.60(9)	E2	$47/2^- \rightarrow 43/2^-$
867.6	4377	11.5(5)	0.31(2)	E1	$25/2^- \rightarrow 23/2^-$
868.5	12171	1.4(8)	0.21(7)	M1/E2	$57/2^- \rightarrow 55/2^-$
876.7	9208	4(2)	0.21(7)	M1/E2	$47/2^- \rightarrow 43/2^-$
884.4	3844	9.0(14)		(E2)	$21/2^- \rightarrow (17/2^-)$
958.2	3844	63(11)	0.67(7)	E2	$21/2^- \rightarrow 17/2^-$
1001.4	10209	2.4(11)		E2	$51/2^- \rightarrow 47/2^-$
1021.4	4377	8.0(5)	0.58(3)	M2/E3	$25/2^- \rightarrow 21/2^-$
1022.2	11292	1.1(2)	0.74(3)	E2	$55/2^- \rightarrow 51/2^-$
1032.5	11303	29(6)	0.67(8)	E2	$55/2^- \rightarrow 51/2^-$
1038.8	10209	1.0(1)	0.68(2)	E2	$51/2^- \rightarrow 47/2^-$
1039.6	13211	0.8(3)	0.68(2)	E2	$61/2^- \rightarrow 57/2^-$
1083.4	11292	2(1)	0.62(4)		$55/2^- \rightarrow 51/2^-$
1083.5	12386	2.0(5)	0.64(4)	E2	$59/2^- \rightarrow 55/2^-$
1100.3	10270	44(11)			$51/2^- \rightarrow 47/2^-$
1128.2	6889	72(6)	0.58(5)	E2	$35/2^- \rightarrow 31/2^-$
1143.4	13266	1.0(1)	0.63(8)	E2	$61/2^- \rightarrow 57/2^-$
1155.7	6483	12(4)	0.55(8)	E2	$33/2^- \rightarrow 29/2^-$
1182.3	4068	17(5)	0.60(4)	E2	$21/2^- \rightarrow 17/2^-$
1209.8	5587	8(2)	0.63(2)	E2	$29/2^- \rightarrow 25/2^-$
1260.6	12563	1.0(4)	0.58(8)	E2	$59/2^- \rightarrow 55/2^-$
1274.2	11544	6(2)	0.63(3)	E2	$55/2^- \rightarrow 51/2^-$
1292.3	2049	46(10)	0.29(2)	M1/E2	$13/2^- \rightarrow 11/2^-$
1331.4	12634	10(1)	0.61(8)	E2	$59/2^- \rightarrow 55/2^-$
1356.7	12660	2.4(6)	0.60(8)	E2	$59/2^- \rightarrow 55/2^-$
1357.3	4244	14.5(10)	0.63(6)	M2/E3	$21/2^- \rightarrow 17/2^-$

Energie γ ^a	E _i (keV)	Intensité ^b	Anisotropie ^c	Multipolarité	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$
1453.6	2211	19(3)	0.58(8)	E2	15/2 ⁻ → 11/2 ⁻
1455.1	5832	4(2)	0.60(2)	E2	29/2 ⁻ → 25/2 ⁻
1484.6	12788	7(2)	0.63(10)	E2	59/2 ⁻ → 55/2 ⁻
1521.5	14156	3.0(5)	0.60(5)	E2	63/2 ⁻ → 59/2 ⁻
1545	6364				
1780.6	2537	100(20)	0.63(2)	E2	15/2 ⁻ → 11/2 ⁻
2071.2	2828	10(3)			15/2 ⁻ → 11/2 ⁻
2087.1	4244	19(3)			21/2 ⁻ → (19/2)
Bande D1					
143.2	5791	10(3)	0.28(5)	M1/E2	29/2 ⁻ → 27/2 ⁻
170.9	5962	10.5(2)	0.29(2)	M1/E2	31/2 ⁻ → 29/2 ⁽⁻⁾
249.9	6212	7 (1)	0.28(3)	M1/E2	33/2 ⁻ → 31/2 ⁻
347.9	6560	5(2)	0.33(2)	M1/E2	35/2 ⁻ → 33/2 ⁻
352.6	7852	1.8(5)	0.26(10)	M1/E2	41/2 ⁻ → 39/2 ⁻
353.2	9061	0.4(2)	0.25(8)	M1/E2	47/2 ⁻ → 45/2 ⁻
411.8	8264	1.0(6)	0.26(10)	M1/E2	43/2 ⁻ → 41/2 ⁻
443.6	8708	0.5(3)	0.23(13)	M1/E2	45/2 ⁻ → 43/2 ⁻
458.4	7018	3.2(8)	0.29(6)	M1/E2	37/2 ⁻ → 35/2 ⁻
480.6	7499	2.0(5)	0.26(10)	M1/E2	39/2 ⁻ → 37/2 ⁻
490.3	9551	0.6(3)	0.33(7)	M1/E2	49/2 ⁻ → 47/2 ⁻
598.1	6560	0.5(3)			35/2 ⁻ → 31/2 ⁻
765.3	8264	0.2(2)			43/2 ⁻ → 39/2 ⁻
797.1	9061	0.2(2)	0.61(9)	E2	47/2 ⁻ → 43/2 ⁻
806.4	7018	0.8(2)	0.60(8)	E2	37/2 ⁻ → 33/2 ⁻
833.8	7852	0.5(1)	0.53(12)	E2	41/2 ⁻ → 37/2 ⁻
842.7	9551		< 0.2		49/2 ⁻ → 45/2 ⁻
856	8708	< 0.1			45/2 ⁻ → 41/2 ⁻
938.8	7499	0.7(3)	0.63(13)	E2	39/2 ⁻ → 35/2 ⁻
204.3	5791	2.8(3)	0.32(11)	(E1)	29/2 ⁻ → 29/2 ⁻
1154.8	5648	11.5(6)	0.55(7)	(M2/E3)	27/2 ⁻ → 23/2 ⁻
1271.4	5648	2(1)			27/2 ⁻ → 25/2 ⁻
Bande D2					
230.7	7549	1.0(2)	0.36(4)	M1/E2	39/2 ⁽⁻⁾ → 37/2 ⁽⁻⁾
317.3	9087	1.0(4)	0.22(10)	M1/E2	47/2 ⁽⁻⁾ → 45/2 ⁽⁻⁾
356.8	7906	1.1(5)	0.29(4)	M1/E2	41/2 ⁽⁻⁾ → 39/2 ⁽⁻⁾
395.5	8770	0.8(5)	0.32(6)	M1/E2	45/2 ⁽⁻⁾ → 43/2 ⁽⁻⁾
412.2	9498	0.5(6)	0.23(8)	M1/E2	49/2 ⁽⁻⁾ → 47/2 ⁽⁻⁾
467.9	8374	0.9(2)	0.26(5)	M1/E2	43/2 ⁽⁻⁾ → 41/2 ⁽⁻⁾
509.2	10008	0.4(2)	0.40(10)	M1/E2	51/2 ⁽⁻⁾ → 49/2 ⁽⁻⁾
604.4	10612	0.3(2)			(53/2 ⁻) → 51/2 ⁽⁻⁾

Energie γ^a	E_i (keV)	Intensité b	Anisotropie c	Multipolarité	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$
713.4	9087	0.2(1)			$47/2^{(-)} \rightarrow 43/2^{(-)}$
728.6	9499	< 0.1			$49/2^{(-)} \rightarrow 45/2^{(-)}$
824.8	8374	0.3(2)			$43/2^{(-)} \rightarrow 39/2^{(-)}$
864.3	8770	0.3(2)	> 0.45	(E2)	$45/2^- \rightarrow 41/2^-$
920.6	10008	< 0.1			$51/2^- \rightarrow 47/2^-$
1114.2	10612	< 0.1	M1/E2		$(53/2^-) \rightarrow 49/2^-$
405.9	7906	0.5(3)	0.32(3)		$41/2^{(-)} \rightarrow 39/2^{(-)}$
505.2	8770	0.5(1)	0.29(8)	M1/E2	$45/2^{(-)} \rightarrow 43/2^{(-)}$
521.7	8374	0.3(3)			$43/2^{(-)} \rightarrow 41/2^{(-)}$
529.8	7549	0.6(4)	0.28(9)	M1/E2	$39/2^{(-)} \rightarrow 37/2^{(-)}$
756.8	7317	1.1(1)	0.31(5)	M1/E2	$37/2^{(-)} \rightarrow 35/2^{(-)}$
Bande D3					
291.8	9655	0.5(1)	0.37(12)	M1/E2	$(49/2^+) \rightarrow (47/2^+)$
412.6	10068	0.4(2)			$(51/2^+) \rightarrow (49/2^+)$
524.7	10593	0.3(1)			$(53/2^+) \rightarrow (51/2^+)$
618.1	11211	0.20(5)			$(55/2^+) \rightarrow (53/2^+)$
702.2	11913	0.10(5)			$(57/2^+) \rightarrow (55/2^+)$
705	10068	< 0.1			$(55/2^+) \rightarrow (51/2^+)$
938	10593	0.10(6)			$(55/2^+) \rightarrow (51/2^+)$
1143	11211	< 0.1			$(55/2^+) \rightarrow (51/2^+)$
1320	11913	< 0.1			$(57/2^+) \rightarrow (53/2^+)$
592.8	9363	0.70(5)	< 0.45	(E1)	$(49/2^+) \rightarrow 47/2^{(-)}$
Bande T1					
510.8	10404	0.55(5)	> 0.45	(E2)	$(53/2^+) \rightarrow (49/2^+)$
750.9	11155	0.51(9)	0.65(14)	E2	$(57/2^+) \rightarrow (53/2^+)$
1100.1	12255	0.31(11)	0.56(8)	E2	$(61/2^+) \rightarrow (57/2^+)$
1367.2	13622	0.12(7)			$(65/2^+) \rightarrow (61/2^+)$
1533.3	15155	0.1(1)			$(69/2^+) \rightarrow (65/2^+)$
1691.1	16846	< 0.2			$(73/2^+) \rightarrow (69/2^+)$
1848	18694	< 0.1			$(77/2^+) \rightarrow (73/2^+)$
295.9	9893	0.5(1)	0.30(9)	M1/E2	$(49/2^+) \rightarrow (47/2^+)$
368.6	10331	< 0.1			$(51/2^+) \rightarrow (49/2^+)$
441.7	10404	0.10(5)			$(53/2^+) \rightarrow (49/2^+)$
529.9	9893	0.10(5)			$(49/2^+) \rightarrow (47/2^+)$
532.6	9597	0.40(6)	0.29(10)	M1/E2	$(47/2^+) \rightarrow (45/2^+)$

Energie γ ^a	E _i (keV)	Intensité ^b	Anisotropie ^c	Multipolarité	I _i ^{π} → I _f ^{π}
806.4	9893	0.10(2)			(49/2 ⁺) → 47/2 ⁽⁻⁾
812.6	10775	< 0.1			(53/2 ⁺) → (49/2 ⁺)
875.2	9962	0.17(5)			(49/2 ⁺) → 47/2 ⁽⁻⁾
Bande T2					
983.4	13202	0.12(8)			(65/2 ⁺) → (61/2 ⁺)
1232.3	14434	0.1(1)			(69/2 ⁺) → (65/2 ⁺)
1327.9	15762	< 0.1			(73/2 ⁺) → (69/2 ⁺)
1472.4	17234	< 0.1			(77/2 ⁺) → (73/2 ⁺)
1624.1	18858	< 0.1			(81/2 ⁺) → (77/2 ⁺)
947.3	13202	0.1(1)	0.63(7)	E2	(65/2 ⁺) → (51/2 ⁺)
1063.6	12219	0.15(10)	> 0.45	(E2)	(61/2 ⁺) → (57/2 ⁺)
Bande T3					
1125.7	11136	0.22(6)	> 0.45	(E2)	(55/2 ⁺) → (51/2 ⁺)
1232.6	12369	0.10(5)	> 0.45	(E2)	(59/2 ⁺) → (55/2 ⁺)
1250.3	16349	< 0.1			(71/2 ⁺) → (67/2 ⁺)
1327.9	13697	0.10(9)			(63/2 ⁺) → (59/2 ⁺)
1402.3	15099	< 0.1			(67/2 ⁺) → (63/2 ⁺)
458.6	10010	0.10(5)			(51/2 ⁺) → 49/2 ⁽⁻⁾

a) L'erreur sur l'énergie des transitions est de 0.2 keV pour les transitions inférieures à 1000 keV et d'intensité supérieure à 5% de la voie de réaction du ¹³⁸Nd, 0.5 keV pour les transitions de plus de 1000 keV et d'intensité inférieure à 5%, et 1 keV pour les transitions de plus de 1200 keV et/ou d'intensité inférieure à 1%.

b) Intensités relatives corrigées par l'efficacité. Les intensités des transitions ont été obtenues à partir de la combinaison du spectre de projection totale et des spectres conditionnées par des transitions spécifiques.

c) L'anisotropie a été déduite de deux matrices asymétriques créées avec sur un axe tous les détecteurs et, sur l'autre axe, soit les détecteurs à 90°, soit les détecteurs placés aux angles (avant + arrière). Les valeurs des spins et des parités dont on n'est pas sûr sont mises entre parenthèses.

5.1.1 Identification des différentes bandes du ^{141}Nd

Le schéma de niveaux du ^{141}Nd a été séparé en deux parties : une qui englobe les états de parité négative avec espacement en énergie irrégulier (Figure 5.1) et l'autre qui englobe les bandes de hauts-spins (Figure 5. 2).

5.1.1.1 Les états de parité négative avec espacement en énergie irrégulière

Comme on peut voir dans la Figure 5.2, toutes les transitions observées précédemment au-dessous de l'état $17/2^-$ [30] sont présentes, à l'exception de la cascade 278-214-345 keV qui n'a pas été observée dans notre expérience. Cependant, en comparant les résultats publiés dans la référence [30] avec nos résultats, on constate des différences jusqu'à 2 keV pour les énergies de transitions, comme dans le cas de la transition de 2073 keV dans la référence [30] pour laquelle on trouve une énergie de 2071 keV.

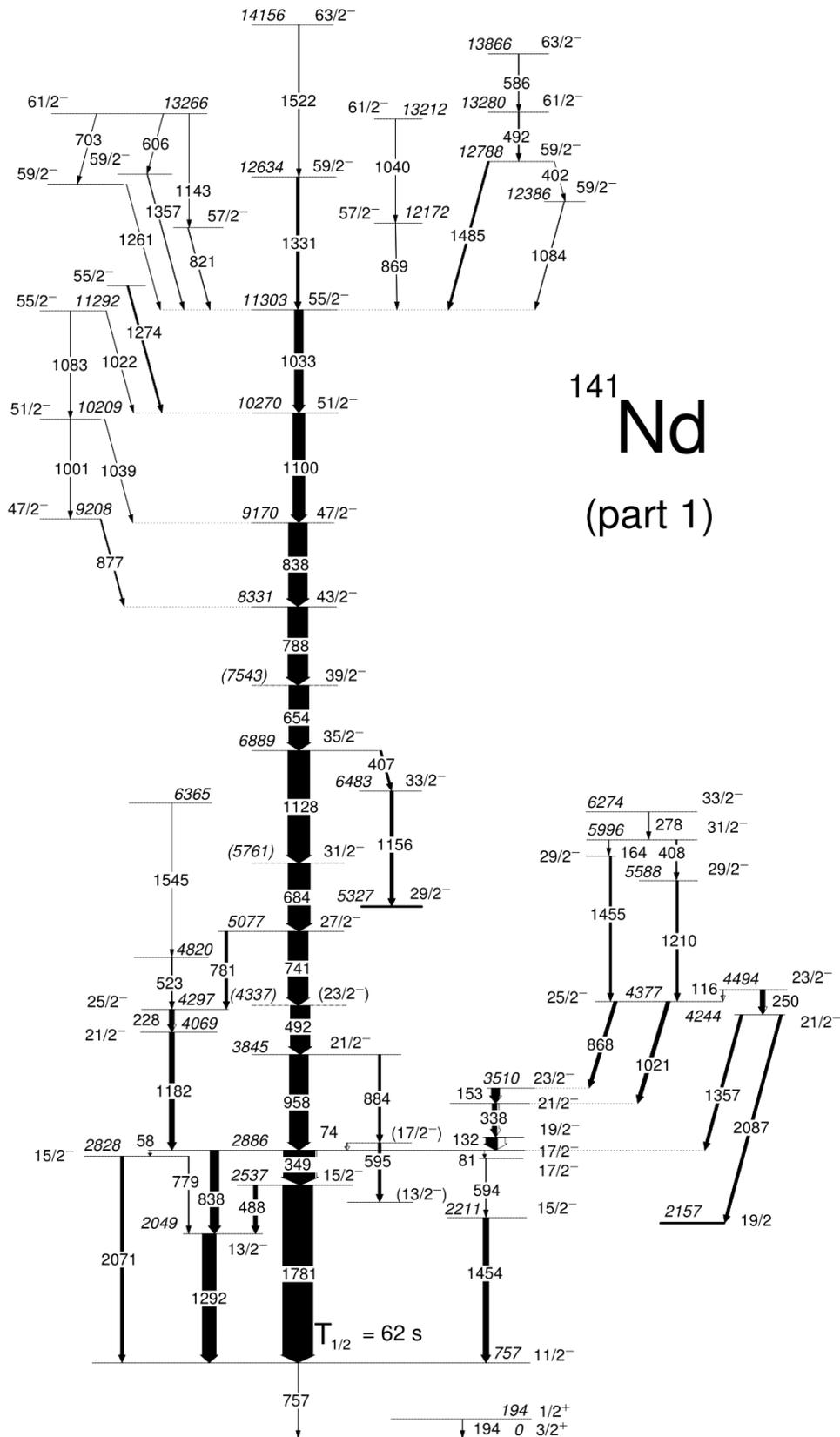


Figure 5.1 : Schéma de niveaux partiel du ^{141}Nd montrant la bande yrast et les autres états de parité négative.

Des spectres obtenus pour les cascades de transitions de parité négative en effectuant des doubles fenêtres sur les différentes transitions à bas et à haut spins sont présentés dans la Figure 5.2.

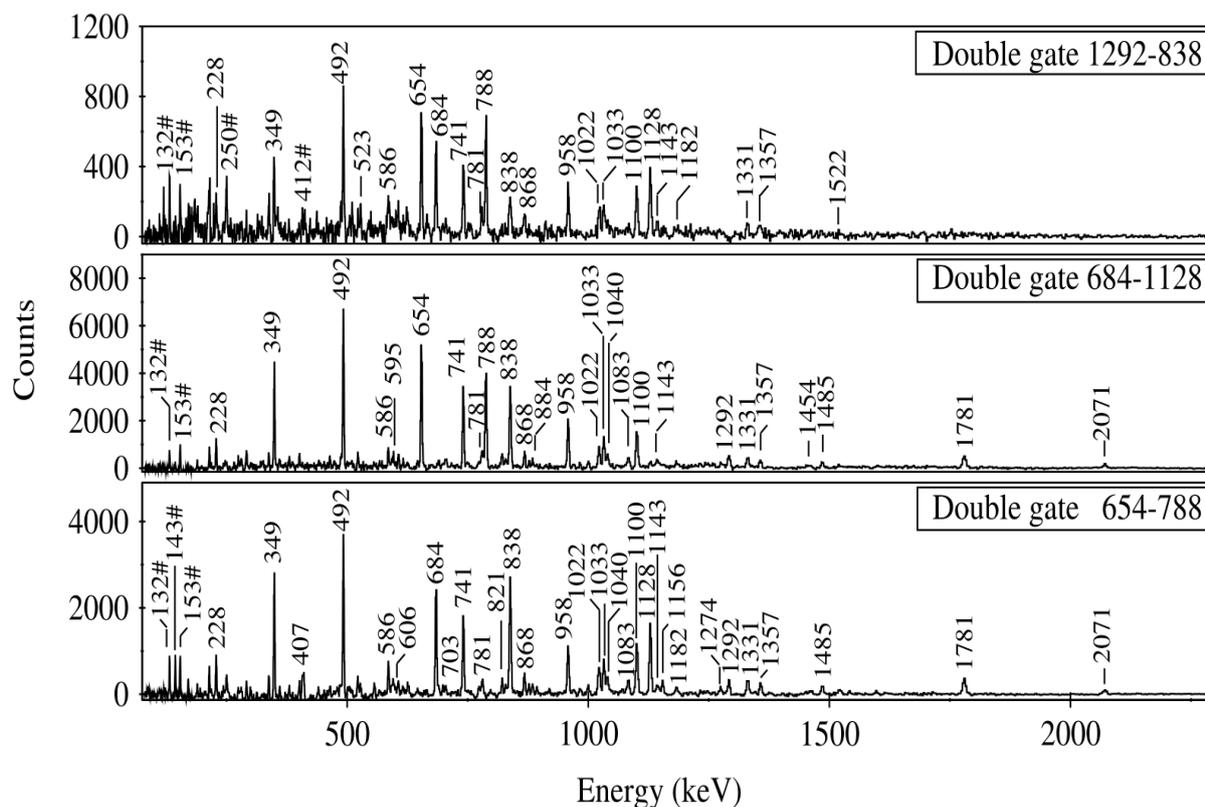


Figure 5.2 : Spectres obtenus à partir de doubles fenêtres sur les différentes transitions caractéristiques de la bande yrast et les autres séquences irrégulières à bas et haut spins reliées à la bande yrast du ^{141}Nd . Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande et les transitions marquées en # sont des contaminants.

Au-dessus de l'état $17/2^-$ à 2828 keV, le schéma de niveaux est complètement différent de celui de la référence [30]. Dans notre expérience la cascade la plus intense est 958 – 492 – 741 – 684 – 1128 – 654 – 788 – 838 – 1100 – 1033 keV, contrairement à la référence [28] où les mêmes transitions sont placées dans la séquence D, avec de faibles intensités et dans un ordre complètement différent. La différence d'intensité peut être due au fait que la séquence D de la référence [30] a été faiblement peuplée à cause de l'utilisation de projectiles plus légers (^{16}O et ^{24}Mg) que ceux utilisés dans l'expérience actuelle (^{48}Ca). Le noyau résiduel ^{141}Nd a été peuplé par la voie de réaction $3n$ dans l'expérience actuelle, ce qui induit la population de niveaux avec spins plus hauts que ceux de l'expérience précédente. Nous avons réussi à établir l'ordre de la plupart des transitions entre les états de parité

négative, en raison de l'observation de plusieurs cascades parallèles, comme par exemple la cascade 1182 – 228 – 781 keV placée en parallèle avec la cascade 958 – 492 – 741 keV qui désexcite le même état $27/2^-$ à 5077 keV.

La position de la transition de 958 keV a été fixée par la transition de 884 keV qui désexcite le même état $21/2^-$ et peuple l'état non-yrast ($17/2^-$) désexcité à son tour par une faible transition d'énergie 74 keV (pas observée dans nos données). L'énergie de l'état $23/2^-$ n'est pas fixée à cause de l'incertitude sur le positionnement et l'ordre des transitions de 492 et 741 keV.

La cascade 407 – 1156 keV est en parallèle avec la cascade 1128 – 684 keV et désexcite le même état $35/2^-$ à 6889 keV, fixant ainsi la position des transitions 684 et 1128 en-dessous de l'état $35/2^-$ à 6889 keV, mais pas leurs ordres, avec le résultat que l'énergie de l'état $31/2^-$ n'est pas fixée. La transition de 1156 keV peuple l'état $29/2^-$ à 5327 keV pour lequel on n'a pas pu déterminer la désexcitation.

L'ordre des transitions 654 keV et 788 keV est incertain, et donc l'énergie de l'état $39/2^-$ n'est pas fixée. Les énergies des états $43/2^-$, $47/2^-$ et $51/2^-$ sont fixées à 8331, 9170 et 10270 keV respectivement, par la cascade parallèle 1001 – 1083 keV qui se désexcite vers ces états via les transitions de 877, 1039 et 1022 keV respectivement. L'état $55/2^-$ à 11303 keV présente un intérêt particulier car il est peuplé par sept cascades parallèles, ce qui est caractéristique pour les états de spin maximum pour une configuration donnée (terminating state) [75].

En plus de cette séquence d'états de parité négative fortement peuplée, liés par des transitions avec des énergies irrégulières, nous avons également observé une cascade de trois transitions dipolaires, 132 – 338 – 153 keV, désexcitant les états de parité négative $19/2^-$, $21/2^-$ et $31/2^-$ respectivement. Il s'agit d'une portion de la bande A de l'étude précédente de ^{141}Nd . Nous avons inversé l'ordre des transitions 132 – 338 keV par rapport à la référence [30], à cause du fait que la transition de 132 keV est beaucoup plus intense que la transition de 338 keV (voir Tableau 5.1).

Des états excités avec espacement en énergie irrégulière ont été observés également au-dessus de la cascade 132 – 338 – 153 keV jusqu'à un spin de $33/2^-$ à 6274 keV. Les spectres obtenus en effectuant des doubles portes sur différentes transitions appartenant à cette cascade sont présentés dans la Figure 5.3. L'intensité des transitions et leur ordre dans les cascades observées sont différents de celles proposées dans la référence [30].

La position de la transition de 2087 keV placée au-dessus de l'état $35/2^-$ à 6560 keV dans la référence [30] est en-dessous de l'état $21/2^-$ à 4244 keV, puisque on trouve que cette transition est en coïncidence avec presque tous les états de haut spin observés. Cette transition peuple l'état $19/2$ à 2157 keV qui peut être un état isomérique, car aucune transition vers d'autres états de bas spin n'a été observée. La séquence C de la référence [30] n'a pas été observée dans notre expérience.

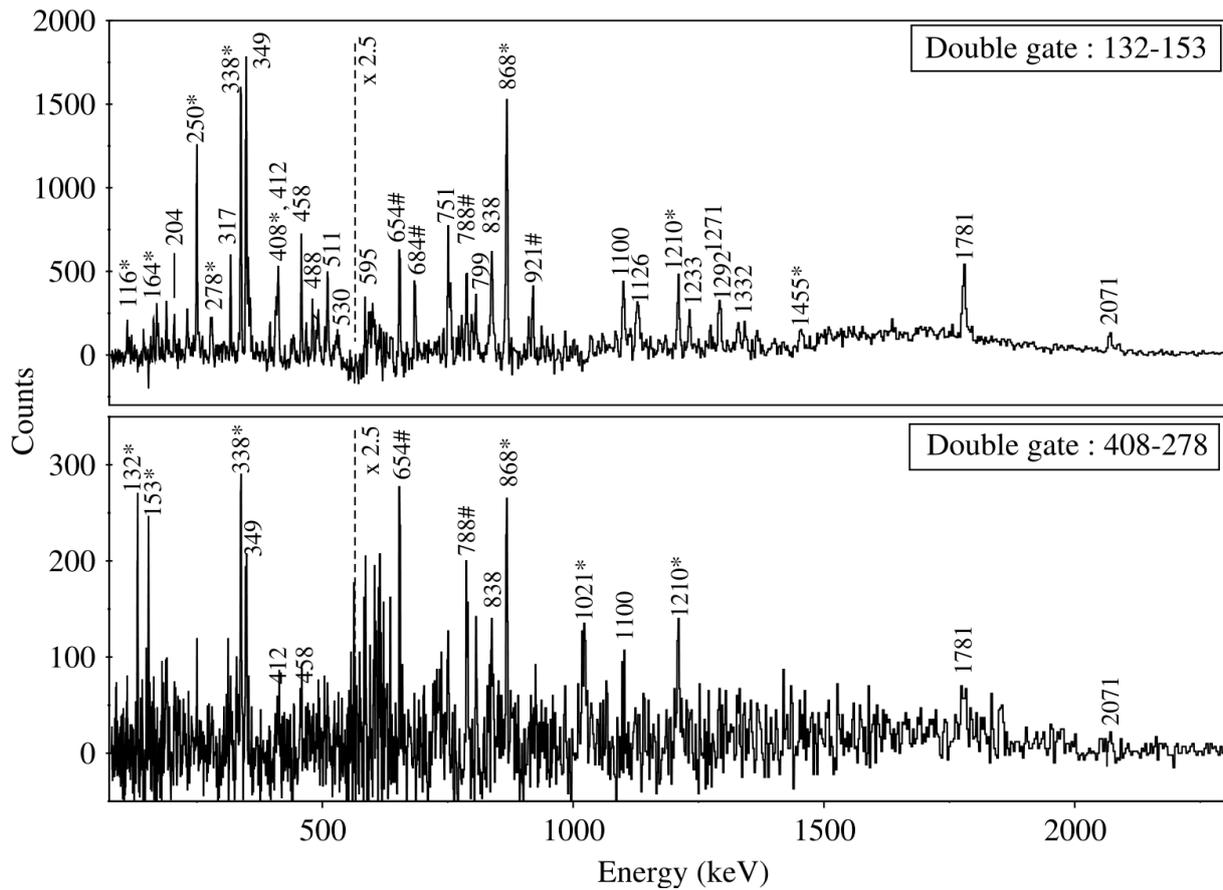


Figure 5.3 : Spectres obtenus à partir de doubles fenêtres sur les différentes transitions caractéristiques des séquences irrégulières à bas spins en parallèle avec la séquence yrast du ^{141}Nd . Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande et les transitions marquées en # sont des contaminants, le facteur x2.5 est un facteur multiplicatif.

5.1.1.2 Les bandes dipolaires

Nous avons identifié trois bandes dipolaires à hauts spins (voir la Figure 5.4). Les spectres obtenus en effectuant des doubles portes sur des transitions sélectionnées, appartenant aux bandes dipolaires D1, D2 et D3 sont présentés dans la Figure 5.5.

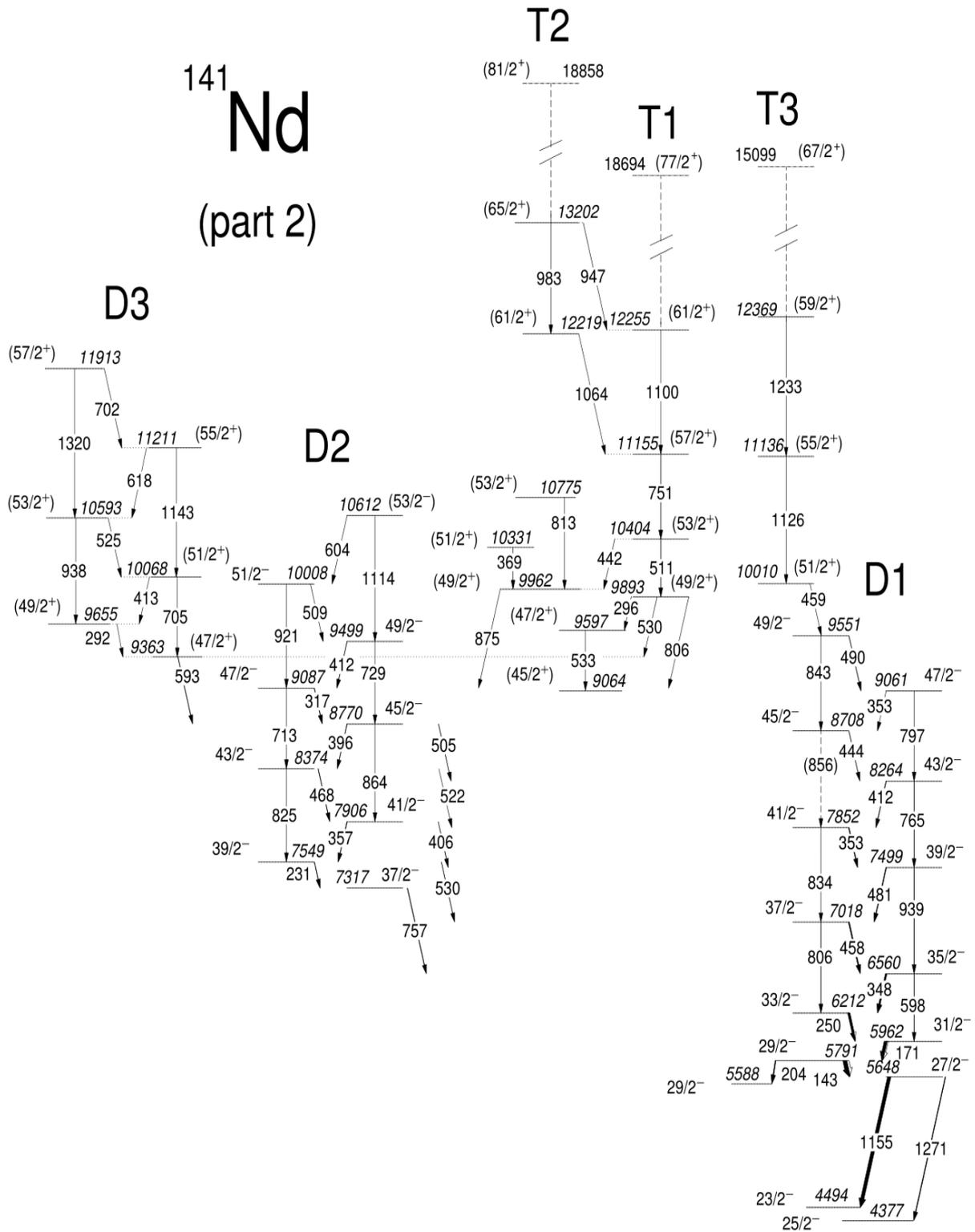


Figure 5.4 : Schéma des niveaux partiel du ^{141}Nd montrant les bandes dipolaires D1, D2, D3 ainsi que les transitions à haut spins des bandes T1, T2 et T3. Les énergies des transitions sont données dans le Tableau 5.1. La bande D1 désexcite vers les états $25/2^-$, $23/2^-$ et $29/2^-$ à 4377, 4494 et 5587 keV respectivement, montrés aussi dans la Figure 5.2.

Les données actuelles n'ont pas permis d'extraire le rapport de mélange E2/M1 des transitions dipolaires, qui doit être très petit dans ce cas, comme on le voit dans les rapports d'anisotropie données dans le Tableau 5.1, qui sont proches des valeurs pour les transitions magnétiques M1 pures.

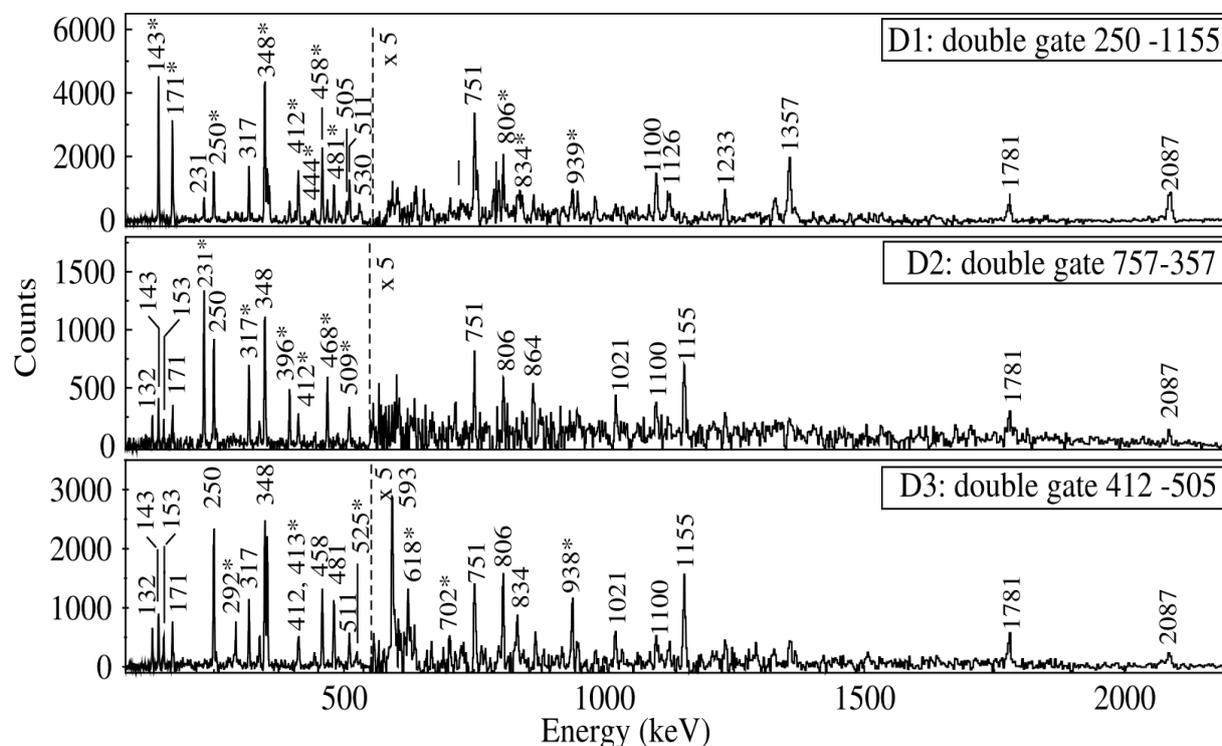


Figure 5.5 : Spectres obtenus à partir de doubles fenêtres sur les différentes transitions caractéristiques des bandes D1, D2 et D3 du ^{141}Nd . Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande et les transitions marquées en # sont des contaminants, le facteur x2.5 est un facteur multiplicatif..

La bande D1 est composée de 12 états avec des spins entre $27/2^-$ et $47/2^-$, reliés par des transitions fortes de type dipolaire et de faibles transitions de type quadrupolaire (dites de cross-over). La bande est composée de 11 transitions dipolaires, dont 8 ont été déjà rapportées précédemment dans la référence [30], mais placées dans un ordre complètement différent. Comme nous avons observé plusieurs transitions cross-over, nous avons pu établir l'ordre des transitions dans la bande. La bande D1 se désexcite vers les états de bas spin (voir Figure 5.4) principalement par la transition E2 de 1155 keV, mais aussi par les faibles transitions M1 de 1271 keV et 204 keV.

La nouvelle bande D2 est constituée de 9 états avec des spins de $37/2^{(-)}$ et $(53/2^-)$, reliés par des transitions dipolaires M1 et des transitions quadrupolaires cross-over. Elle se

désexcite vers la bande D1 à travers des transitions dipolaires, très probablement avec un caractère mélangé M1/E2, ce qui nous a induit à lui attribuer la même parité que la bande D1. La bande D3 est composée de 6 états avec des spins entre $(47/2^+)$ et $(57/2^+)$, qui sont reliés par le même type de transitions que D1 et D2. Elle se désexcite vers la bande D2 à travers la transition de 593 keV avec un caractère dipolaire qui peut être soit M1 ou E1. La parité de la bande D3 reste donc incertaine.

5.1.1.3 Les bandes de transitions quadrupôlaires

A haut spins, nous avons identifié trois nouvelles bandes de transitions quadrupôlaires nommées T1, T2, T3, avec des intensités inférieures à 1% (voir Tableau 5.1). Les spectres obtenus en effectuant des doubles portes sur des transitions sélectionnées, appartenant à ces bandes, sont représentées dans la Figure 5.6.

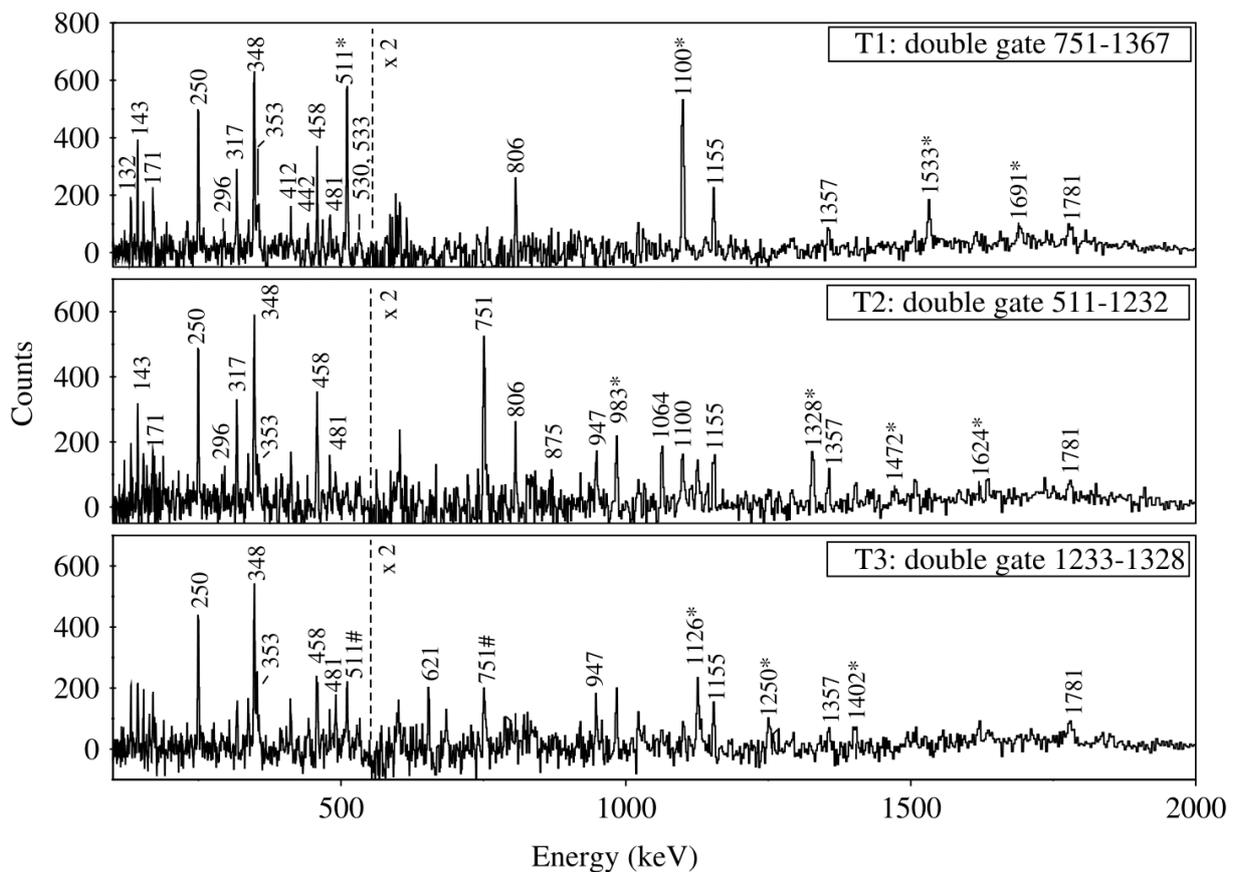


Figure 5.6 : Spectres obtenus à partir de doubles fenêtres sur les différentes transitions caractéristiques des bandes T1, T2 et T3 du ^{141}Nd . Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande et les transitions marquées en # sont des contaminants, le facteur x2.5 est un facteur multiplicatif.

La bande T1 est composée de 8 états avec des spins entre $(49/2^+)$ et $(77/2^+)$ qui sont reliés par des transitions de type E2. C'est la bande la plus intense parmi les bandes T. Elle se désexcite vers les bandes D2 et D3 et deux autres niveaux non-yrast. L'état $(45/2^+)$ à 9064 keV au-dessous de la bande T1, n'est pas fermement liée aux autres états plus bas et restent donc flottant (voir Figure 5.6). La parité de la bande reste incertaine, sachant que la transition la plus intense de 530 keV qui relie la bande T1 au reste du schéma de niveaux peut être soit M1 ou E1 (voir Tableau 5.1).

La bande T2 est composée de 6 états avec des spins entre $(61/2^+)$ et $(81/2^+)$ et se désexcite par la transition de 947 keV de type E2 et la faible transition de 1064 keV vers les états $(61/2^+)$ et $(57/2^+)$ de la bande T1, respectivement.

La bande T3 est composé de 6 états avec des spins entre $(51/2^+)$ et $(67/2^+)$ et se désexcite vers la bande D1 par la faible transition de 459 keV. Par conséquent, les spins et la parité des états n'ont pas pu être établis pour la bande T3.

5.2 Discussion des résultats du ^{141}Nd

5.2.1 Configuration des bandes

Pour comprendre la structure de niveaux du ^{141}Nd ($Z = 60, N = 81$), on peut considérer de manière générale qu'elle est issue de l'interaction entre 10 particules protons au-dessus de la couche $Z = 50$, ou bien 4 trous dans la sous-couche $Z = 64$, et un trou neutron dans la couche $N = 82$. A faible énergie le noyau devrait avoir une petite déformation $\varepsilon_2 \sim 0.05 - 0.15$, ce qui nous incite à interpréter ces états avec le modèle en couches. La configuration proton la plus basse s'obtient avec 4 trous dans les orbitales proton de parité positive $\pi g_{\frac{7}{2}}$ et $\pi d_{\frac{5}{2}}$ qui interagissent et sont fortement mélangées. Pour obtenir des moments angulaires plus élevés il faut exciter un et/ou deux protons des orbitales $\pi g_{\frac{7}{2}}$ et $\pi d_{\frac{5}{2}}$ vers l'orbitale $\pi h_{\frac{11}{2}}$. Pour les neutrons, la configuration la plus basse s'obtient avec un trou dans les orbitales $\nu d_{\frac{3}{2}}$ et $\nu s_{\frac{1}{2}}$ qui interagissent et sont fortement mélangés. Pour obtenir des moments angulaires plus élevés en excitant les neutrons, on doit faire un trou dans l'orbitale $\nu h_{\frac{11}{2}}$. Pour obtenir des états très excités avec des moments angulaires très élevés, on

doit effectuer des excitations de neutron au dessus de la couche $N = 82$ vers les orbitales $\nu f_{\frac{7}{2}}$, $\nu h_{\frac{9}{2}}$ et $\nu i_{\frac{13}{2}}$.

Dans ce travail, nous allons utiliser des notations simplifiées pour les configurations, comme $\pi(h^x d^y g^z)$ et $\nu(h^x s^y d^z h^u f^v)$ pour les protons et neutrons, respectivement. Pour caractériser la nature mélangée des orbitales $\pi\left(d_{\frac{5}{2}}, g_{\frac{7}{2}}\right)$, $\nu\left(d_{\frac{3}{2}}, s_{\frac{1}{2}}\right)$ et $\nu\left(h_{\frac{9}{2}}, f_{\frac{7}{2}}\right)$ nous allons utiliser la notation : $\pi h^x (dg)^y$, $\nu h^x (sd)^y$ et $\nu h^x (hf)^y$. Les exposants x, y, z , représentent le nombre de protons actifs (non appariés) dans les orbitales $\pi h_{\frac{11}{2}}$ et $\pi\left(d_{\frac{5}{2}}, g_{\frac{7}{2}}\right)$, ainsi que le nombre de neutrons actifs dans les orbitales $\nu h_{\frac{11}{2}}$, $\nu\left(s_{\frac{1}{2}}, d_{\frac{3}{2}}\right)$ et $\nu\left(h_{\frac{9}{2}}, f_{\frac{7}{2}}\right)$, respectivement.

5.2.1.1 Les états de parité négative et espacement en énergie irrégulier

La configuration de l'état fondamental $3/2^+$ du ^{141}Nd est dominée par un trou dans l'orbitale $\nu d_{\frac{3}{2}}$, tandis que l'état $1/2^+$ à 194 keV a une configuration dominée par l'orbitale $\nu s_{\frac{1}{2}}$. Les états de bas-spins ont été comparés avec des calculs de modèle en couches dans la référence [30], qui montrent la présence d'un état $13/2^-$, trois états $15/2^-$ et deux états $17/2^-$, qui peuvent correspondre aux états avec les mêmes spins observés expérimentalement.

Plusieurs autres états avec spins $19/2^-$, $21/2^-$, $23/2^-$ et $25/2^-$ sont également calculés à des énergies relativement basses, qui peuvent correspondre aux états observés jusqu'à une énergie d'excitation de l'ordre de 4500 keV (voir Figure 2.7). En général, les états au-dessus de l'état $33/2^-$ peuvent être interprétés comme le couplage d'un trou neutron dans l'orbitale $h_{\frac{11}{2}}$ avec les états de parité positive $0^+ - 2^+ - 4^+ - 6^+$ du noyau ^{142}Nd [76, 77], qui ont la

configuration $\pi\left(d_{\frac{5}{2}} g_{\frac{7}{2}}\right)^2$ [78].

Les calculs du modèle en couches pour ^{142}Nd montrent la présence des états de parité positive au-dessus de l'état 6^+ avec une configuration $\pi(dg)_{6^+}^2$, avec des spins jusqu'à 10^+ , correspondant à la configuration d'alignement maximum $\pi(dg)_{10^+}^4$ [77].

Les états avec alignement maximal $\pi(dg)_{6^+}^2$ et $\pi(dg)_{10^+}^4$ dans le noyau ^{142}Nd couplés à un trou neutron en $\nu h_{\frac{11}{2}}$, donnent les états yrast avec l'alignement maximum $23/2^-$ et $31/2^-$ dans ^{141}Nd , qui ont donc les configurations $\pi(dg)_{6^+}^2 \nu h^{-1}$ et $\pi(dg)_{10^+}^4 \nu h^{-1}$, respectivement.

La transition de 1128 keV placée au-dessus de l'état $31/2^-$ à 5761 keV, ayant une énergie nettement plus grande que les transitions placées en-dessous, représente un signe de changement de configuration, avec une paire de protons promue de $\pi \left(d_{5/2}\right)^2$ à $\pi h_{11/2}^2$, donnant ainsi la configuration proton $\pi(dg)_{6+}^2 \left(h_{11/2}\right)_I^2$ ou I jusqu'à 10^+ .

Les états yrast $35/2^-$, $39/2^-$, $43/2^-$ peuvent être donc interprétés par la configuration $\pi \left[\left(d_{5/2}\right)^2 h_{11/2}^2 \right] \nu h_{11/2}^{-1}$, avec les protons en $\pi(dg)^2$ couplés à 2^+ , 4^+ ou 6^+ . L'état yrast $43/2^-$ peut être interprété par la configuration avec l'alignement maximal $\pi \left[(dg)_{6+h_{11/2}^2}^2 \right] \nu h_{11/2}^{-1}$.

Pour construire des spins plus élevés que $43/2^-$, on doit briser une autre paire de protons, ce qui conduit à la configuration $\pi[(dg)^4 h^2] \nu h^{-1}$. L'état yrast $47/2^-$ peut être interprété comme étant construit sur la configuration $\pi[(dg)_{8+h_{10+}^2}^4] \nu h^{-1}$, tandis que l'état $51/2^-$ correspond à la configuration d'alignement maximum $\pi[(dg)_{10+h_{10+}^2}^4] \nu h^{-1}$.

L'état $55/2^-$ à 11303 keV qui est peuplé par plusieurs transitions de faibles intensités, indiquant un changement radical de configuration pour les états au-dessus, peut être interprété par la configuration avec alignement maximum $\pi[(dg)_{12+h_{10+}^2}^6] \nu h^{-1}$.

La plupart des configurations avec alignement maximum attribué aux états sont prédites par les calculs CNS comme yrast et sont basées sur une forme quasi sphérique du noyau (voir la discussion plus loin).

5.2.2 Interprétation des résultats expérimentaux par les modèles théoriques

L'interprétation des bandes à spins élevés observées dans ^{141}Nd a été réalisée en deux étapes. Tout d'abord on a effectué les calculs CNS sans appariement et rotation autour d'un axe principal. Deuxièmement, nous avons vérifié la stabilité des configurations par rapport à l'inclinaison de l'axe de rotation et par rapport aux axes principaux en effectuant des calculs avec le modèle TAC. En cas d'instabilité de l'axe de rotation, comme c'est le cas pour les bandes D, nous avons réalisé une analyse détaillée en utilisant le modèle TAC.

5.2.2.1 Les calculs Cranked Nilson-Strutinsky (CNS) pour ^{141}Nd

5.2.2.1.1 Notation des configurations dans le modèle CNS

Dans le formalisme CNS, les configurations sont notées par le nombre de particules dans les orbitales à bas- j et haut- j , respectivement, dans les différentes couches N . Nous avons utilisé la même notation que celle de l'article sur le ^{140}Nd [82], qui décrit les configurations en indiquant l'occupation des orbitales par rapport aux couches fermées $Z = 50$ et $N = 82$:

$$\pi \left[\left(d_{\frac{5}{2}} g_{\frac{7}{2}} \right)_{\alpha_1}^{p_1} \left(h_{\frac{11}{2}} \right)_{\alpha_2}^{p_2} \right] \otimes \nu \left[\left(d_{\frac{3}{2}} s_{\frac{1}{2}} \right)_{\alpha_3}^{-n_1} \left(h_{\frac{11}{2}} \right)_{\alpha_4}^{-n_2} \left(h_{\frac{9}{2}} f_{\frac{7}{2}} \right)_{\alpha_5}^{n_3} \left(i_{\frac{13}{2}} \right)_{\alpha_6}^{n_4} \right]. \quad (5.1)$$

Dans l'expression (5.1) toutes les particules sont marquées, pas seulement les particules considérées comme actives (non appariées).

Le nombre quantique α représente la signature, qui est conservée par la rotation autour d'un axe principal. Elle est précisée pour chaque orbitale ainsi que pour les différents groupes d'orbitales. La signature est un nombre entier (0 ou 1) pour un nombre pair de nucléons, tandis qu'elle vaut $\pm 1/2$ pour un nombre impair de nucléons. La configuration peut être réécrite sous la forme :

$$[(p_1)_{\alpha_1} (p_2)_{\alpha_2}, (n_1)_{\alpha_3} (n_2)_{\alpha_4} (n_3)_{\alpha_5} (n_4)_{\alpha_6}] \quad (5.2)$$

La notation (5.2) peut être encore simplifiée, en éliminant la signature :

$$[p_1 p_2, n_1 n_2 (n_3 n_4)] \cdot \quad (5.3)$$

5.2.2.1.2 Les bandes T

Les énergies relatives à l'énergie de la goutte liquide en rotation de référence calculées pour les configurations avec 7 à 10 protons dans l'orbitale $\pi(dg)$ et 0 à 3 protons dans l'orbital $\pi h_{\frac{11}{2}}$ sont représentés dans la Figure 5.7. Comme dans le cas des autres bandes triaxiales observées dans cette région de masse, la variation de l'énergie relative à la goutte liquide en rotation a un comportement parabolique pour de nombreuses configurations impliquant des neutrons excités au-dessus de la fermeture de couche $N = 82$. Les configurations sans

neutrons excitées au-dessus de $N = 82$ sont calculées beaucoup plus basses. Elles ont une courbure moins prononcée et certaines ont un comportement irrégulier.

Les configurations assignées aux bandes T qui montrent un comportement parabolique, sont choisies de tel sorte que le meilleur accord possible entre les minimums des énergies expérimentales et calculées soit obtenu.

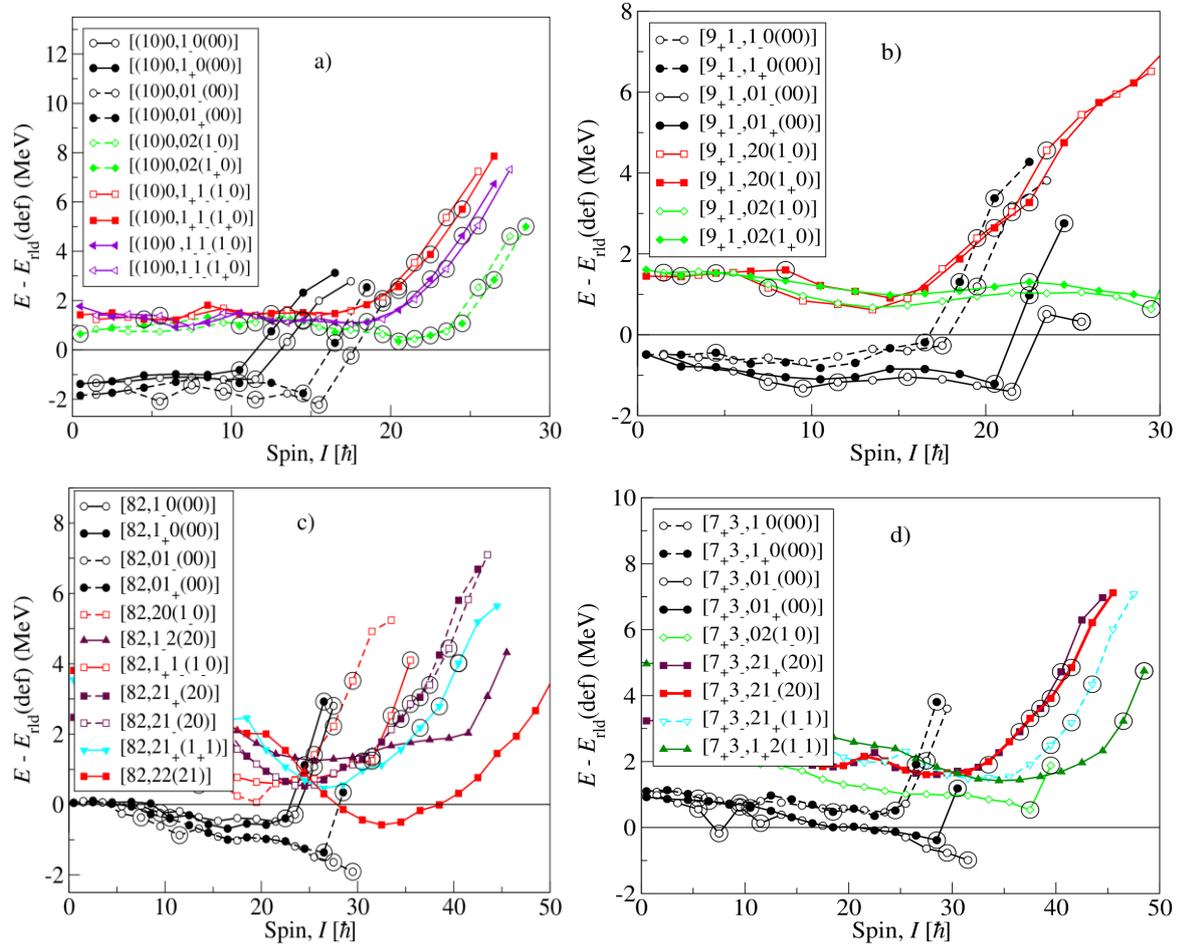


Figure 5.7 : Énergies relatives à une goutte liquide en rotation calculées pour les configurations suivantes : a) $[(10)0, (n_1)_{\alpha_1} (n_2)_{\alpha_2} ((n_3)_{\alpha_3} (n_4)_{\alpha_4})]$, i.e. les configurations avec 10 protons de valence dans l'orbitale (dg), b) $[9_+1_1, (n_1)_{\alpha_1} (n_2)_{\alpha_2} ((n_3)_{\alpha_3} (n_4)_{\alpha_4})]$, c) $[82, (n_1)_{\alpha_1} (n_2)_{\alpha_2} ((n_3)_{\alpha_3} (n_4)_{\alpha_4})]$, d) $[7_+3_-, (n_1)_{\alpha_1} (n_2)_{\alpha_2} ((n_3)_{\alpha_3} (n_4)_{\alpha_4})]$. Avec un nombre impair de trous neutron en $\frac{h_{11}}{2}$, deux bandes dégénérées avec signature différente sont calculées pour chaque configuration et sont tracées en utilisant la même couleur et les mêmes symboles (pleins et ouverts).

La comparaison entre les bandes expérimentales et les configurations attribuées aux bandes T est représentée sur la Figure 5.8. Comme on peut le constater, l'accord des configurations assignées avec les bandes observées est de l'ordre ± 1 MeV.

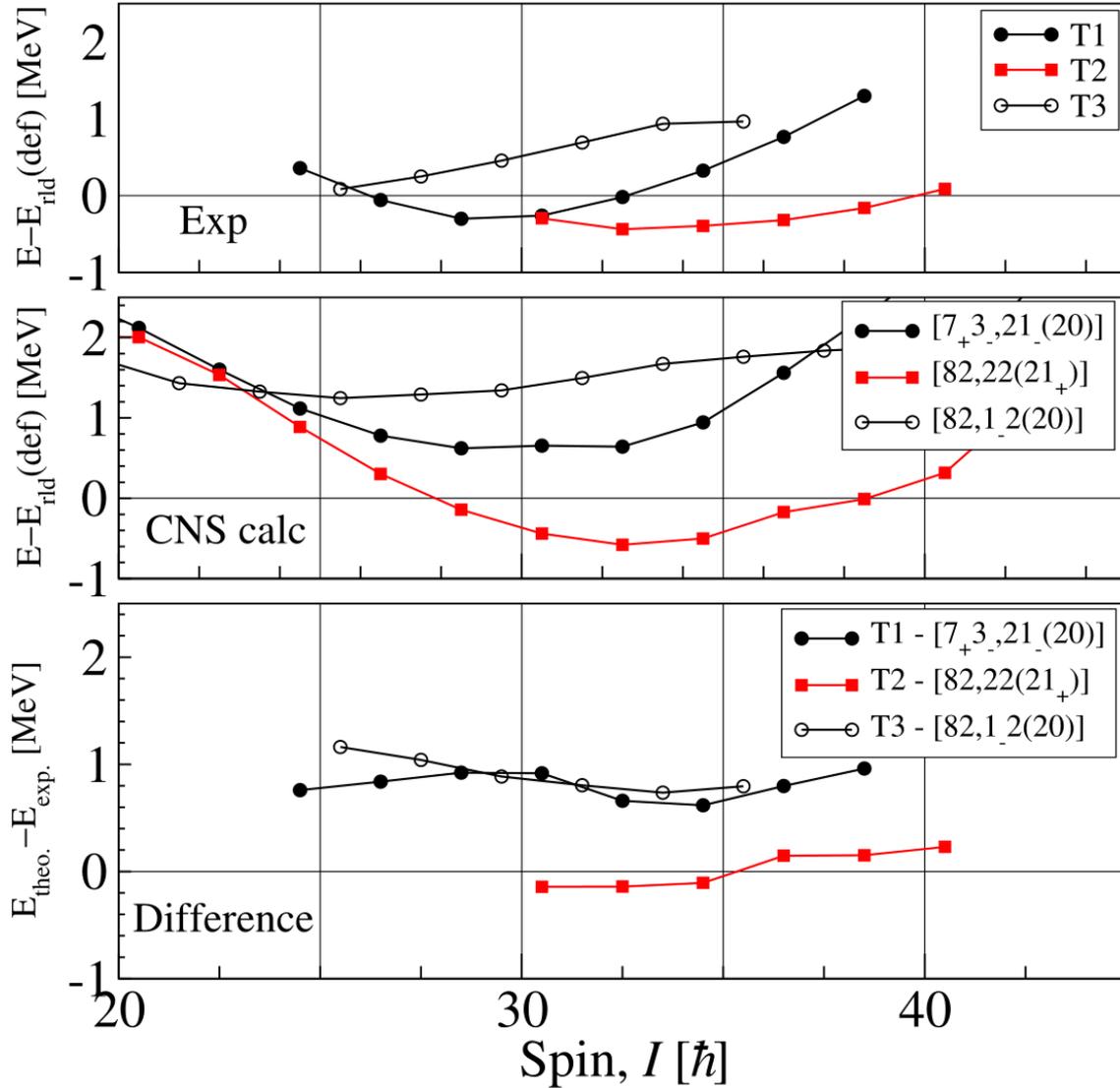


Figure 5.8 : Les bandes T du ^{141}Nd relatives à l'énergie d'une goutte liquide en rotation sont montrées dans le panneau supérieur. Le panneau du milieu présente les énergies CNS des configurations associées aux bandes T en fonction du spin I après soustraction de la contribution de la goutte liquide en rotation. Le panneau inférieur présente la différence entre l'expérience et les calculs CNS.

J'ai aussi calculé la variation de la forme nucléaire pour les différentes configurations attribuées aux bandes T. Elles sont présentées dans la Figure 5.9. On peut observer que les formes évoluent d'une forme triaxiale avec une déformation ($\varepsilon_2 = 0.16 - 0.22, \gamma \approx 7^\circ -$

25°) vers une forme moins déformée, aplatie (oblate) à haut spins. Pour la gamme de spin dans laquelle les bandes sont observées, la déformation change de $(\varepsilon_2, \gamma) \approx (0.19, 33^\circ)$ à $(\varepsilon_2, \gamma) \approx (0.14, 60^\circ)$ pour la bande T1 de $(\varepsilon_2, \gamma) \approx (0.22, 37^\circ)$ à $(\varepsilon_2, \gamma) \approx (0.18, 40^\circ)$ pour la bande T2, et de $(\varepsilon_2, \gamma) \approx (0.16, 26^\circ)$ à $(\varepsilon_2, \gamma) \approx (0.11, 10^\circ)$ pour la bande T3.

On constate que la forme calculée change toujours vers une déformation quadropolaire plus petite et triaxialité γ plus grande.

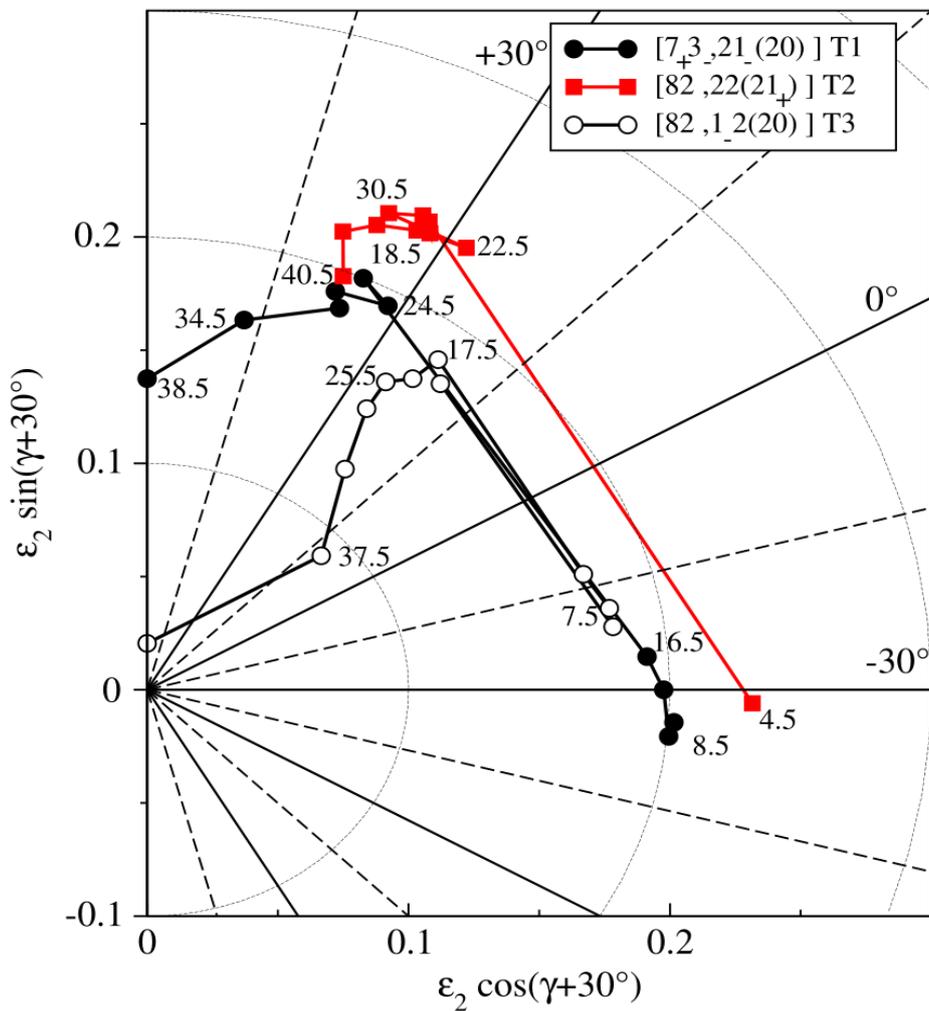


Figure 5.9 : Calcul des trajectoires de la forme nucléaire pour les configurations assignées aux bandes T.

Les surfaces d'énergie potentielle dans le plan (ε_2, γ) de configurations assignées aux bandes T sont représentées dans la Figure 5. 10.

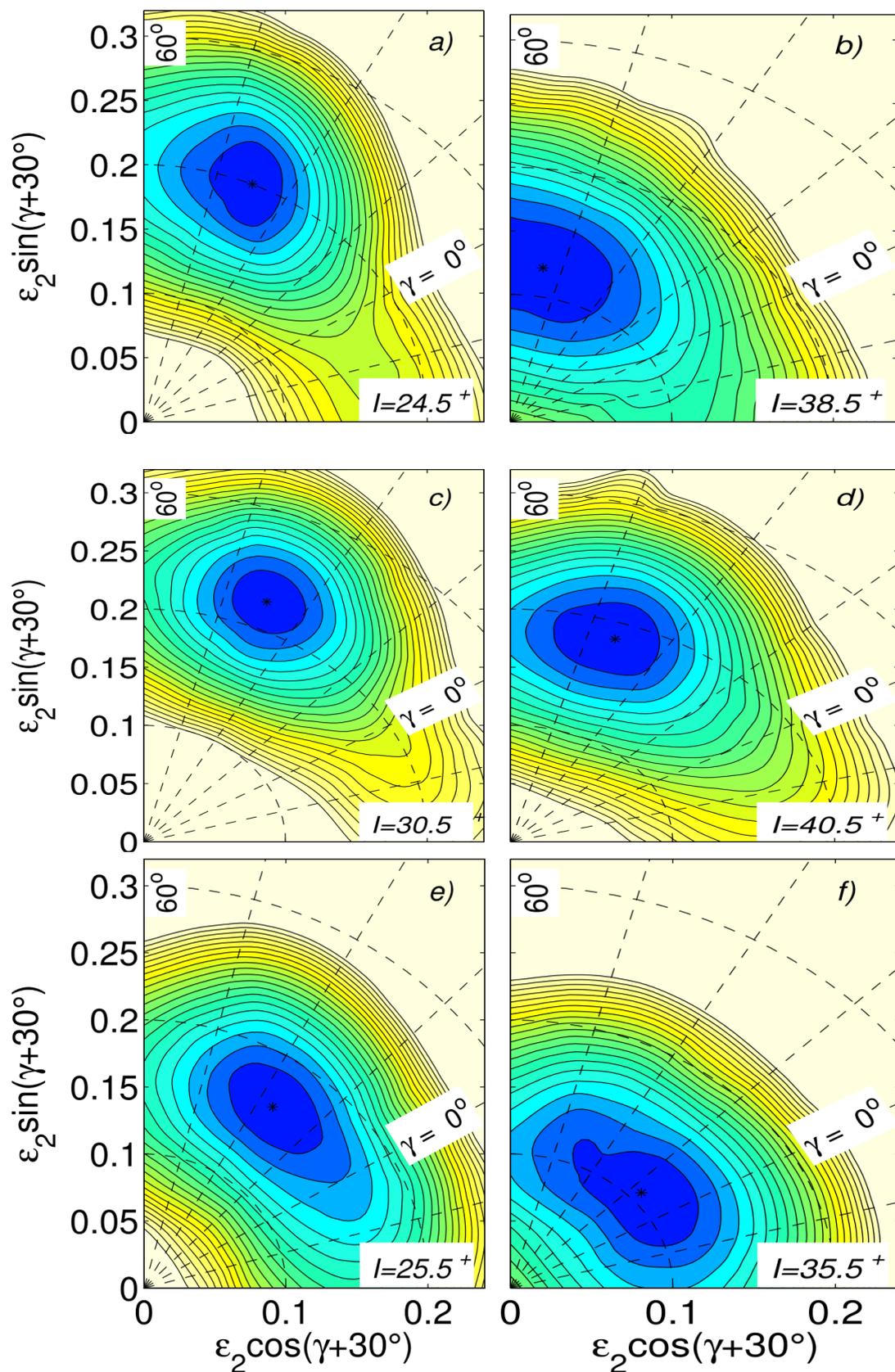


Figure 5.10 : Surfaces d'énergie potentielle dans le plan (ϵ_2, γ) pour les spins plus bas et plus hauts des bandes T1 (a-b), T2 (c-d) et T3 (e-f) du ^{141}Nd . Les lignes équipotentielles sont espacées de 0.25 MeV.

Les minimums triaxiaux sont très profonds sur toutes les plages des spins observées, et se déplacent sur le plan (ε_2, γ) vers ε_2 plus petits et γ plus grands avec l'augmentation du spin. Ce comportement est caractéristique pour plusieurs autres configurations calculées impliquant des neutrons excités au-dessus de la fermeture de couche $N = 82$.

Dans la Figure 5.11 on a représenté le spin I en fonction de la fréquence de rotation pour les bandes T. On peut observer que la configuration $[82, 22(21_+)]$ attribuée à la bande T2 correspond à un spin aligné plus haut, provenant de l'occupation de l'orbitale $i_{13/2}$ qui n'est pas occupée dans la configuration $[7_+ 3_-, 21_-(20)]$ assignée à la bande T1, et ne correspond pas au changement de pente de la configuration $[82, 1_-(20)]$ assignée à la bande T3. Les valeurs calculées des moments quadripolaires Q_t pour les bandes T qui peuvent être utilisées dans de futures mesures de temps de vie sont données dans le Tableau 5.2.

Tableau 5.2 : Valeurs calculées des moments quadripolaires Q_t pour les bandes T.

Bande	Spin	$Q_t(eb)^2$
T1 – $[7_+ 3_-, 21_-(20)]$	$53/2^+$	1.82
	$57/2^+$	1.75
	$61/2^+$	1.85
	$65/2^+$	1.17
	$69/2^+$	0.93
	$73/2^+$	0.62
T2 – $[82, 22(21_+)]$	$65/2^-$	2.13
	$69/2^+$	1.97
	$73/2^+$	2.03
	$77/2^+$	1.94
	$81/2^+$	1.67
T3 – $[82, 1_-(20)]$	$55/2^+$	2.18
	$59/2^+$	2.06
	$63/2^+$	1.85
	$67/2^+$	1.84
	$71/2^+$	1.97

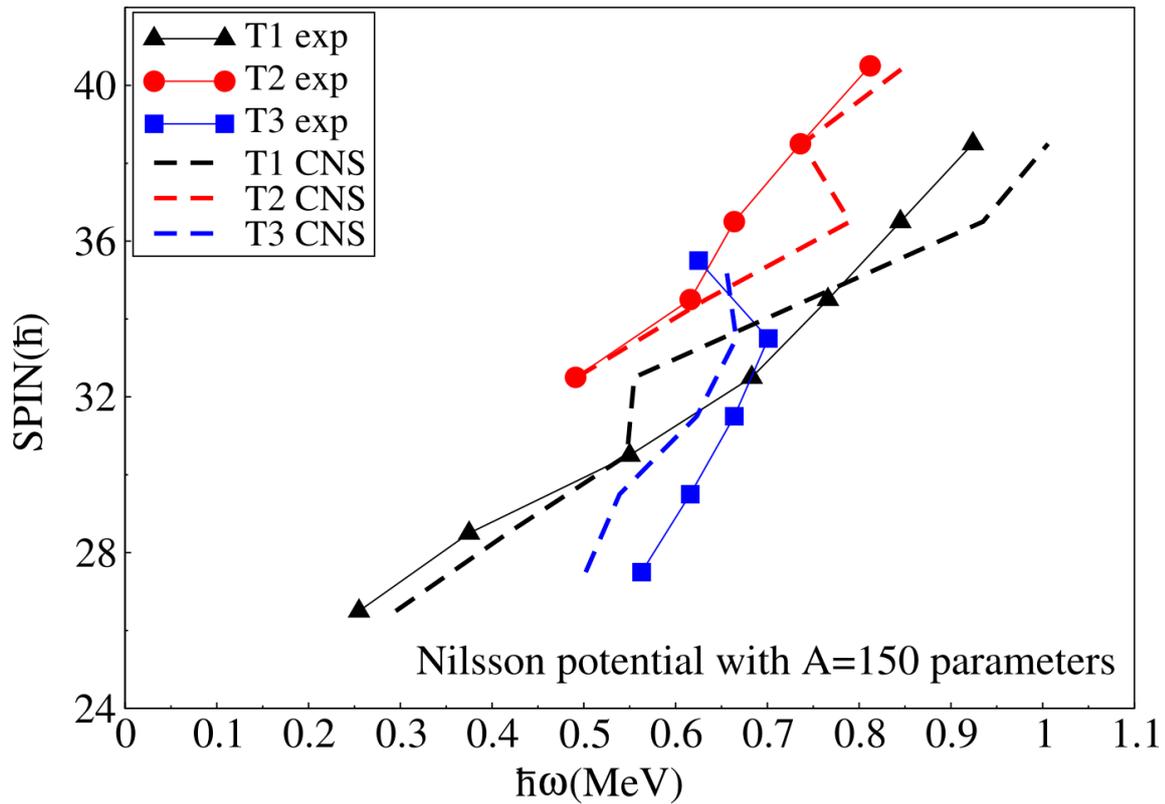


Figure 5.11 : Comparaison entre les valeurs expérimentales et les calculs CNS pour le spin I en fonction de la fréquence de rotation pour les bandes T1, T2 et T3. Afin de faciliter la visualisation les valeurs des points expérimentaux sont reliés par des lignes.

5.2.2.1.2 Les bandes D

Les bandes D correspondent aux configurations avec les deux signatures dégénérées dans la Figure 5.7. Le manque de séparation entre les partenaires de signature signale une instabilité par rapport à l'inclinaison de l'axe de rotation relative aux axes principaux et donc la nécessité d'effectuer des calculs TAC.

Mais la forme et l'énergie des bandes D sont reproduites par les calculs CNS avec une bonne précision. Lorsqu'on a essayé d'assigner les configurations aux bandes D, on a pris en considération les configurations de petite déformation sans neutrons excités au-dessus de $N = 82$, parce que les configurations bien déformées triaxiales induites par l'excitation de neutrons au-dessus $N = 82$ ont un comportement différent des données expérimentales. Comme on le voit dans la Figure 5.12, les bandes observées ont tendance à avoir un

comportement parabolique quand elles sont représentées par rapport à l'énergie d'une goutte liquide en rotation. Ce comportement est une caractéristique des configurations triaxiales.

Dans ce qui suit nous allons discuter des configurations de faible déformation calculées pour les bandes D.

La comparaison entre les bandes D expérimentales et les configurations assignées en utilisant le modèle CNS est représentée dans la Figure 5.12. On observe un accord raisonnable, similaire à celui obtenu pour les bandes T.

Un problème avec l'assignation de configurations de petite déformation aux bandes D est que certaines d'entre elles sont affectés à des séquences yrast discutées précédemment. Par exemple, il a été suggéré que l'état $55/2^-$ de la bande principale de parité négative à 11303 keV correspond à la configuration $[82,01_-(00)]$ qui est la même que celle attribuée à la bande D1. D'autre part, les configurations de faible déformation sont plus probables puisqu'elles sont calculées à une énergie beaucoup plus basse que les configurations plus déformées triaxiales.

La principale différence entre les configurations assignées aux bandes D et T est qu'en général, les bandes T sont calculées à des énergies supérieures aux valeurs expérimentales de 0 à 1 MeV (voir Figure 5.8), tandis que les configurations attribuées aux bandes D sont calculées à 1 MeV en-dessous des valeurs expérimentales (voir Figure 5.12). Cet écart entre les calculs CNS et l'expérience pourrait être lié à la position relative des couches de neutron avec $N = 4$ et $vh_{\frac{11}{2}}$. En effet l'ordre des états $11/2^-$ et $3/2^+$ impliqués dans les configurations assignés aux bandes D et T est inversée par rapport à l'expérience, indiquant que les positions des orbitales $vh_{\frac{11}{2}}$ et $vd_{\frac{3}{2}}$ pourraient être différentes que celles du modèle CNS employant le potentiel de Nilsson avec les paramètres optimisés pour la masse $A = 150$.

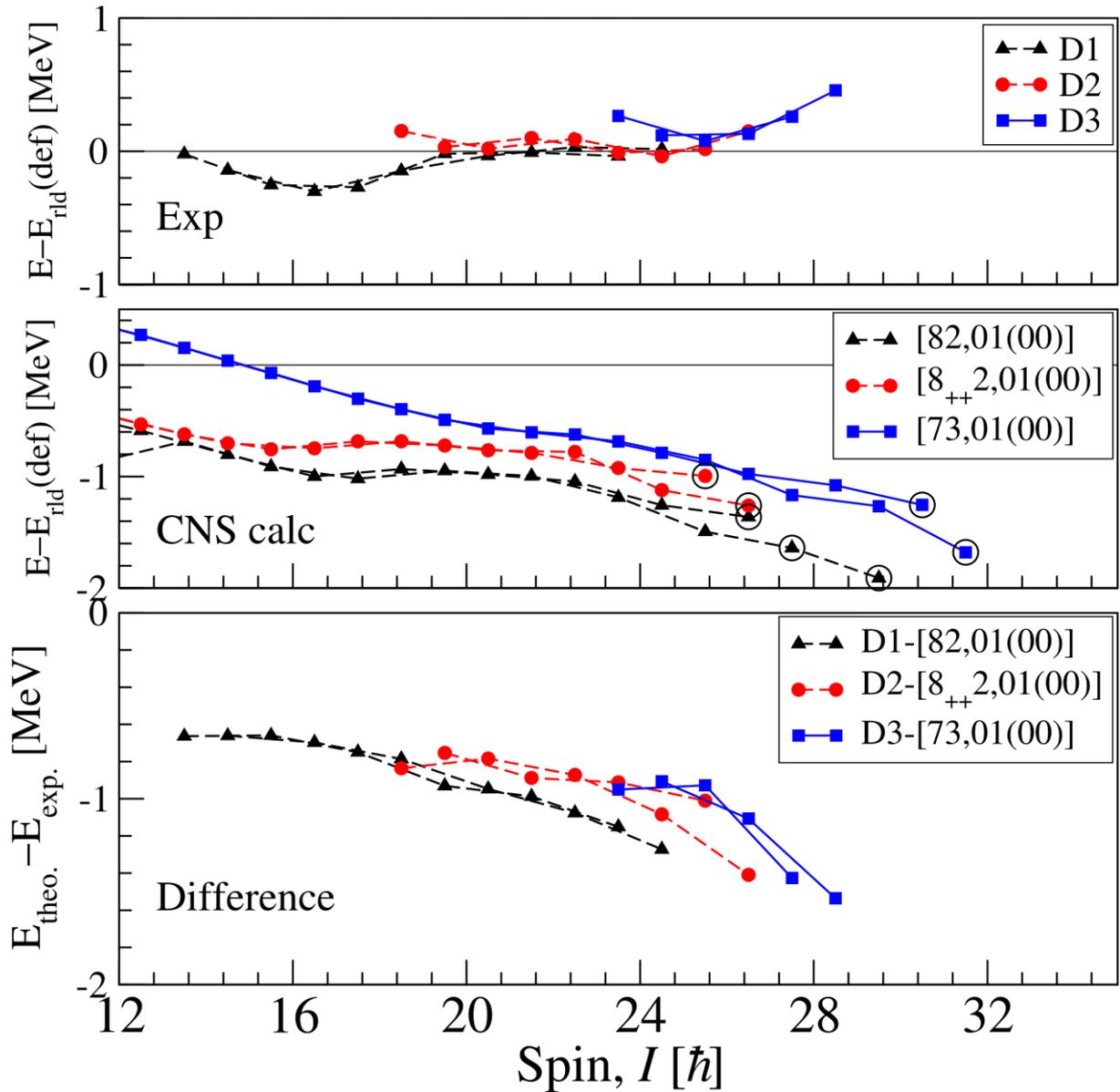


Figure 5.12 : Les bandes D1, D2 et D3 du ^{141}Nd relatives à l'énergie d'une goutte liquide en rotation sont montrées dans le panneau supérieur. Le panneau intermédiaire présente les énergies CNS des configurations associées aux bandes D en fonction du spin après la soustraction de la contribution d'une goutte liquide en rotation. La différence entre l'expérience et les calculs CNS est présentée dans le panneau inférieur. Les états encadrés représentent des états non collectifs complètement alignés. L'étiquette '8++' indique qu'il y a deux particules en plus avec la signature $\alpha = +1/2$ qu'avec $\alpha = -1/2$, c.à.d. 5 particules avec $\alpha = +1/2$ et 3 particules avec $\alpha = -1/2$.

5.2.2.2 Combinaison du modèle CNS avec le modèle TAC

Nous avons interprété les bandes dipolaires du ^{141}Nd en combinant les calculs du modèle CNS [6, 79] avec ceux du modèle TAC [80]. Dans les calculs TAC l'appariement est négligé et les paramètres du potentiel de l'oscillateur ont été modifiés pour les rendre identiques aux paramètres $A = 150$ utilisés dans les calculs CNS.

Les résultats des calculs CNS représentent les solutions spéciales du modèle TAC quand l'axe de rotation coïncide avec l'un des axes principaux du potentiel déformé. Dans les calculs TAC l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation représente un degré de liberté supplémentaire, ce qui augmente la dimension de l'espace de minimisation de l'énergie.

Pour plus d'efficacité, nous avons effectué la minimisation complète en deux étapes. D'abord, nous avons utilisé le code CNS pour réaliser une minimisation par rapport aux paramètres de déformation. Ensuite nous avons sélectionné les configurations instables par rapport à l'inclinaison de l'axe de rotation, qui sont facilement identifiable à cause de leur dégénérescence par rapport à la signature. Pour ces configurations nous avons déterminé les minimas en fonction de l'angle d'inclinaison en utilisant le code TAC.

En utilisant le modèle TAC, nous avons vérifié que pour les configurations [82,01(00)] et [73,01(00)] à la fréquence de rotation $\omega = 0.02 \text{ MeV}/\hbar$ une nouvelle minimisation simultanée par rapport aux paramètres de déformation et aux angles d'inclinaison ne change pas les résultats de manière significative. Finalement, nous avons calculé le gain en énergie induit par une inclinaison de l'axe de rotation et nous l'avons ajouté aux énergies données par le modèle CNS.

5.2.2.3 Les calculs CNS / TAC

Comme il a été déjà discuté dans nos précédentes publications sur ^{138}Nd et ^{140}Nd [71, 81], l'axe de rotation est incliné dans le plan défini par les axes long et court de la forme triaxiale. L'angle d'inclinaison θ est mesuré par rapport à l'axe long. L'inclinaison apparaît en raison de la présence à proximité de la surface de Fermi des orbitales protons $\pi h_{\frac{11}{2}}$ et des orbitales neutrons $\nu(hf)$ avec Ω petit favorisant la rotation le long de l'axe court ($\theta = 90^\circ$), et des

orbitales neutrons $\nu h_{11}^{\frac{1}{2}}$ avec Ω grand favorisant la rotation autour de l'axe long ($\theta = 0^\circ$), respectivement.

Comme montré dans le Tableau 5.3, la petite déformation calculée avec CNS indique que les bandes D peuvent être classées comme des rotations magnétiques [82, 83]. Le grand angle entre le moment angulaire des orbitales protons et neutrons induit un grand moment magnétique transversal et de fortes transitions de type M1.

Tableau 5.3 : Calculs expérimentaux et théoriques des probabilités de transitions avec CNS et TAC pour les bandes D de ^{141}Nd .

Bande	Spin	$B(M1)/B(E2)_{exp}$	$B(M1)/B(E2)_{TAC}$	$B(M1)_{TAC}$	$B(E2)_{TAC}$	$Q_{t,TAC}$
D1	$29/2^-$		59	2.2	0.077	1.44
	$31/2^-$		55	5.0	0.078	1.46
	$33/2^-$		52	4.9	0.079	1.47
	$35/2^-$	27(10)	57	4.7	0.080	1.46
	$37/2^-$	15(5)	55	4.4	0.080	1.47
	$39/2^-$	16(5)	51	4.1	0.081	1.46
	$41/2^-$	8(5)	45	3.0	0.077	1.43
	$43/2^-$	> 53	39	2.7	0.069	1.36
	$45/2^-$	> 47	37	2.2	0.062	1.26
	$47/2^-$		36	2.2	0.054	1.06
	$49/2^-$		56	2.0	0.036	1.00
D2	$39/2^{(-)}$		181	4.0	0.023	0.79
	$41/2^{(-)}$		123	3.6	0.029	0.83
	$43/2^{(-)}$	> 36	127	3.4	0.027	0.85
	$45/2^{(-)}$	13(5)	40	2.7	0.026	0.83
	$47/2^{(-)}$	70(10)	32	0.9	0.025	0.81
	$49/2^{(-)}$	38(5)	23	0.5	0.022	0.77
	$51/2^{(-)}$	4(2)	13	0.25	0.020	0.72
	$(53/2^-)$		3	0.05	0.016	0.65
D3	$(49/2^+)$		36	3.2	0.08	1.51
	$(51/2^+)$	> 38	35	3.0	0.08	1.50
	$(53/2^+)$	15(10)	33	2.7	0.08	1.48
	$(55/2^+)$	25(10)	30	2.4	0.08	1.44
	$(57/2^+)$	> 21	28	2.1	0.08	1.42

Les séquences sont moins régulières que les bandes magnétiques de la région des isotopes de plomb [84] parce qu'il y a moins d'orbitales avec un j petit qui sont impliqués. La Figure 5.13 montre la diminution des valeurs de $B(M1)$ avec le moment angulaire, qui est caractéristique au mécanisme des bandes 'ciseaux' (shears bands).

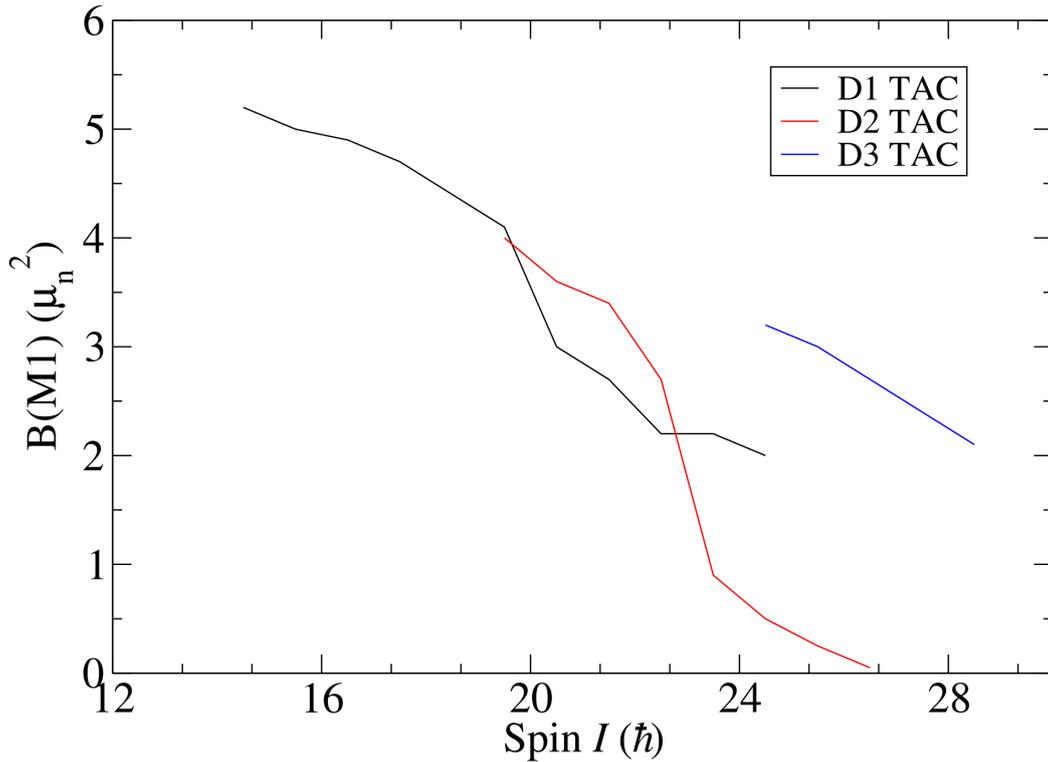


Figure 5.13 : Calculs des valeurs de $B(M1)$ en utilisant le modèle TAC pour les configurations assignées aux bandes D du ^{141}Nd .

Afin d'augmenter le moment angulaire, les particules et les trous avec j -haut alignent progressivement leurs spins à l'axe de rotation, ce qui réduit le moment magnétique transversal. Les valeurs expérimentales du moment aligné $I(\omega)$ sont comparées avec les calculs pour les configurations assignées dans la Figure 5.14. On constate un très bon accord autant pour le gain de spin aux croisements observés dans les bandes D1 et D2 que pour les fréquences de croisement.

Les différentes configurations attribuées aux bandes D peuvent être expliquées en regardant les Routhians uniparticule en fonction de la fréquence de rotation calculée pour les déformations prédites par le modèle CNS pour ces configurations.

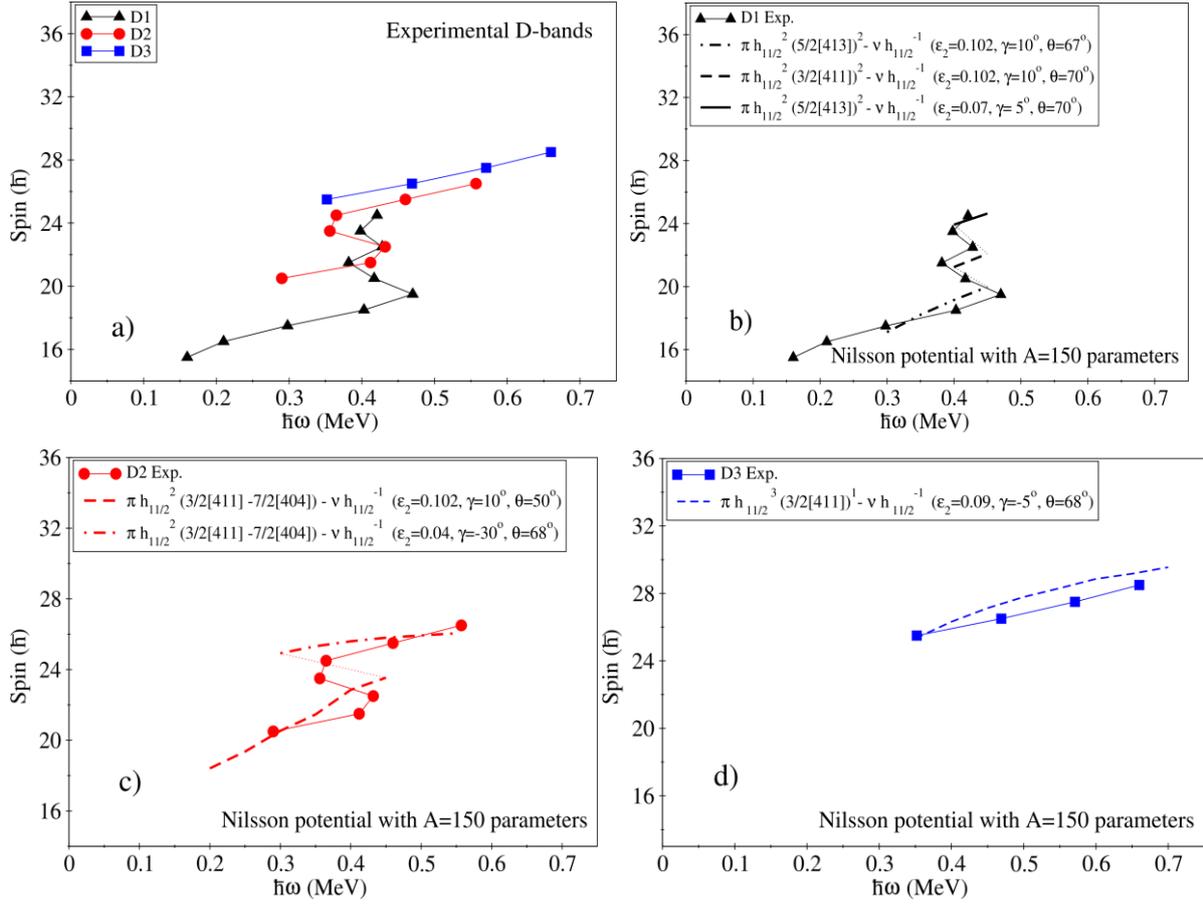


Figure 5.14 : Comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées de $I(\omega)$ pour les bandes D du ^{141}Nd . Les valeurs expérimentales sont représentées avec des symboles reliés par des lignes pour guider l'œil. Les valeurs calculées des différentes configurations sont dessinées avec des lignes épaisses, reliés dans la région de croisement, où il n'y a pas de valeurs calculées, par des lignes fines. Les valeurs expérimentales pour les trois bandes D sont présentées dans le panneau **a**). La comparaison entre les bandes D1, D2 et D3 avec les configurations calculées sont présentées dans les panneaux **b**), **c**) et **d**), respectivement.

En regardant la Figure 5.15, on constate que le gap de la couche $N = 82$ augmente pour les petites déformations ε_2 , mais le niveau de Fermi à $N = 81$ reste toujours à l'intérieur de la sous-couche νh_{11}^2 . Il en résulte que les croisements observés dans les bandes D ne peuvent pas être expliqués par des excitations neutron. La seule excitation possible qui conserve la parité serait vers les orbitales $\nu(hf)$ au-dessus de $N = 82$. Cette excitation demande des énergies importantes et induit un changement de forme radical vers des grandes déformations. Elle affaiblit aussi le caractère dipolaire des bandes à cause de l'occupation des orbitales favorisant $\theta = 0^\circ$.

Par conséquent, les croisements observés dans les bandes D peuvent être expliqués seulement par des excitations proton. Les Routhians uni-particule pour $Z = 60$ sont représentés dans la Figure 5.16. On peut facilement voir que les orbitales $\pi(dg)$ et $\pi h_{\frac{11}{2}}$ se croisent déjà à basse fréquence. Les configurations qui peuvent induire des bandes dipolaires doivent impliquer une ou plusieurs orbitales $\pi h_{\frac{11}{2}}$ qui favorisent l'angle $\theta = 90^\circ$. Pour tenir compte des spins observés dans les bandes D, on doit placer 2 ou 3 protons dans l'orbitale $\pi h_{\frac{11}{2}}$, et respectivement 8 ou 7 protons actifs dans des orbitales $\pi(dg)$. En réorganisant les protons de ces orbitales, on peut facilement induire des changements de déformation dans un noyau comme ^{141}Nd qui a une déformation presque sphérique à bas spins. Comme on peut le voir dans la Figure 5.16, la séparation entre les couples d'orbitales $\pi(5/2[413], 3/2[411])$ et $7/2[404]$ diminue avec la diminution de la déformation et disparaît pour $(\varepsilon_2, \gamma) = (0.04, -30^\circ)$, favorisant ainsi l'excitation entre eux. Cette évolution de forme et la position relative des orbitales protons de parité positive et négative sont les principaux facteurs qui nous ont permis de comprendre la structure des bandes D du ^{141}Nd .

La bande D1 est interprétée comme une configuration $\pi h^2(dg)^2 \nu h^{-1}$ à bas spins, avec les protons (dg) placés dans l'orbitale $5/2[413]$ du diagramme de Nilsson.

Le premier croisement est dû à un réarrangement des protons parmi les orbitales (dg) entre $5/2[413]$ et $3/2[411]$ à déformation constante, ce qui induit un gain de spin de $5\hbar$.

Le deuxième croisement est dû au changement de forme $(\varepsilon_2, \gamma) = (0.102, +10^\circ) \rightarrow (0.07, +5^\circ)$ et au réarrangement des protons dans les orbitales $\nu(dg)$ à travers une excitation de $3/2[411]$ à $5/2[413]$.

La partie basse de la bande D2 est interprétée comme une configuration $\pi h^2(dg)^2 \nu h^{-1}$, similaire à celle de la bande D1, mais impliquant l'excitation des protons (dg) de $3/2[411]$ à $7/2[404]$.

L'occupation de l'orbitale proton $7/2[404]$ qui favorise la rotation le long de l'axe long à $\theta = 0^\circ$, comme dans le cas des neutrons en $h_{\frac{11}{2}}$, induit une diminution de l'angle d'inclinaison d'équilibre à $\theta = 50^\circ$. La partie de haut spin de la bande D2 après le croisement est interprétée comme étant construite sur la même configuration $\pi h^2(dg)^2 \nu h^{-1}$, mais avec une déformation différente $(\varepsilon_2, \gamma) = (0.04, -30^\circ)$. Le croisement observé dans la bande D2 est alors dû à un changement de forme $(\varepsilon_2, \gamma) = (0.102, +10^\circ) \rightarrow (0.04, -30^\circ)$ prédit par les calculs CNS.

La bande D3 est observée à spins plus élevés et a un comportement régulier sur toute la gamme de spins observés. Elle est aussi interprétée comme une configuration $\pi h^2(dg)^2\nu h^{-1}$, obtenue par l'excitation d'un seul proton de l'orbitale $\pi(dg)$ à l'orbitale $\pi h_{\frac{11}{2}}$ par rapport à la partie basse de la bande D2 vers laquelle elle se désexcite.

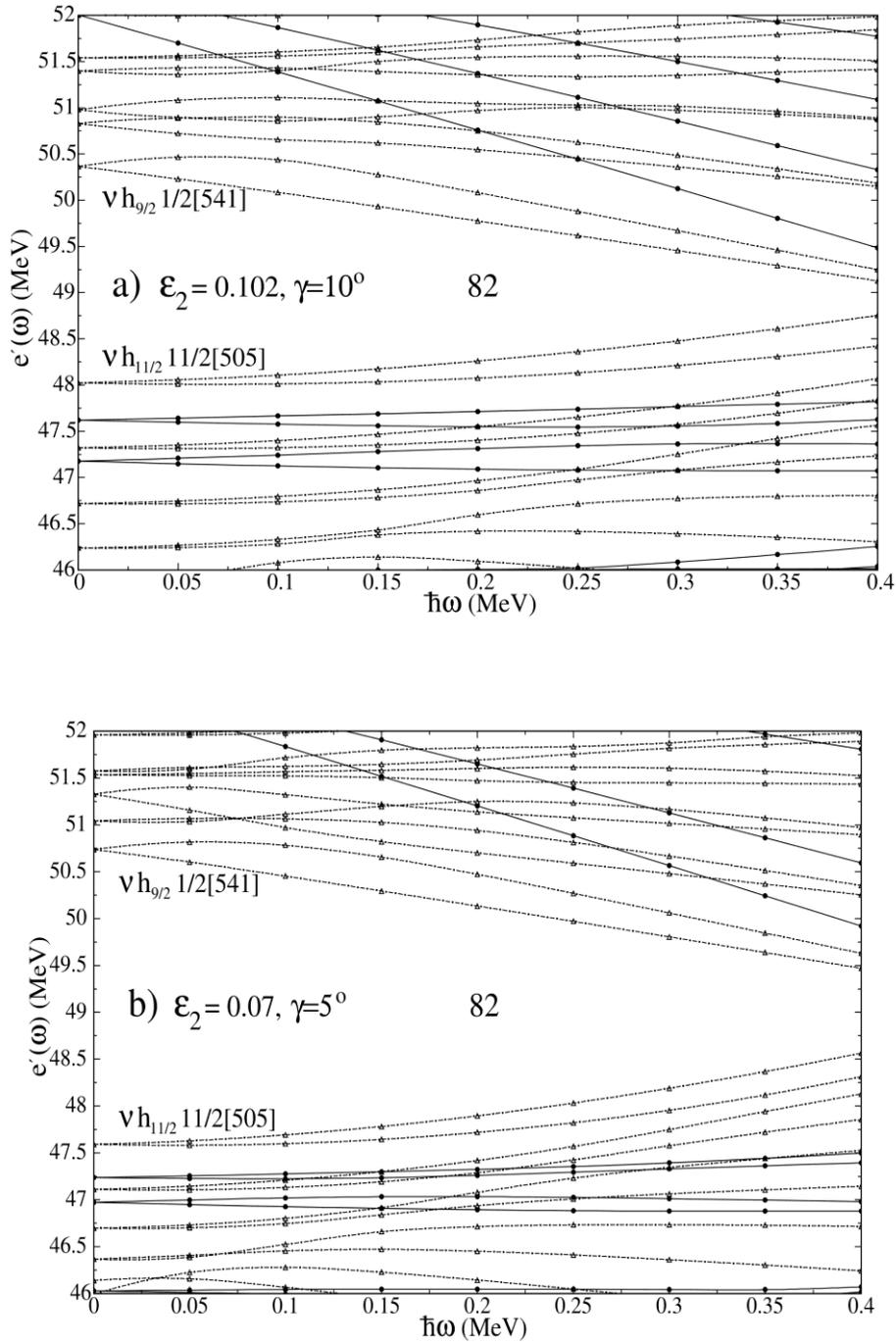


Figure 5.15 : Routhians pour uni-particule neutron à $\theta = 85^\circ$ en fonction de la fréquence de rotation pour $N = 81$ calculé avec un potentiel Nilsson avec les paramètres $A = 150$ pour les différentes déformations : **a)** $(\epsilon_2, \gamma) = (0.102, +10^\circ)$, **b)** $(\epsilon_2, \gamma) = (0.07, +5^\circ)$. Les orbitales de parité positive sont dessinées avec des lignes continues, tandis que les orbitales de parité négative sont dessinées avec des lignes en pointillés.

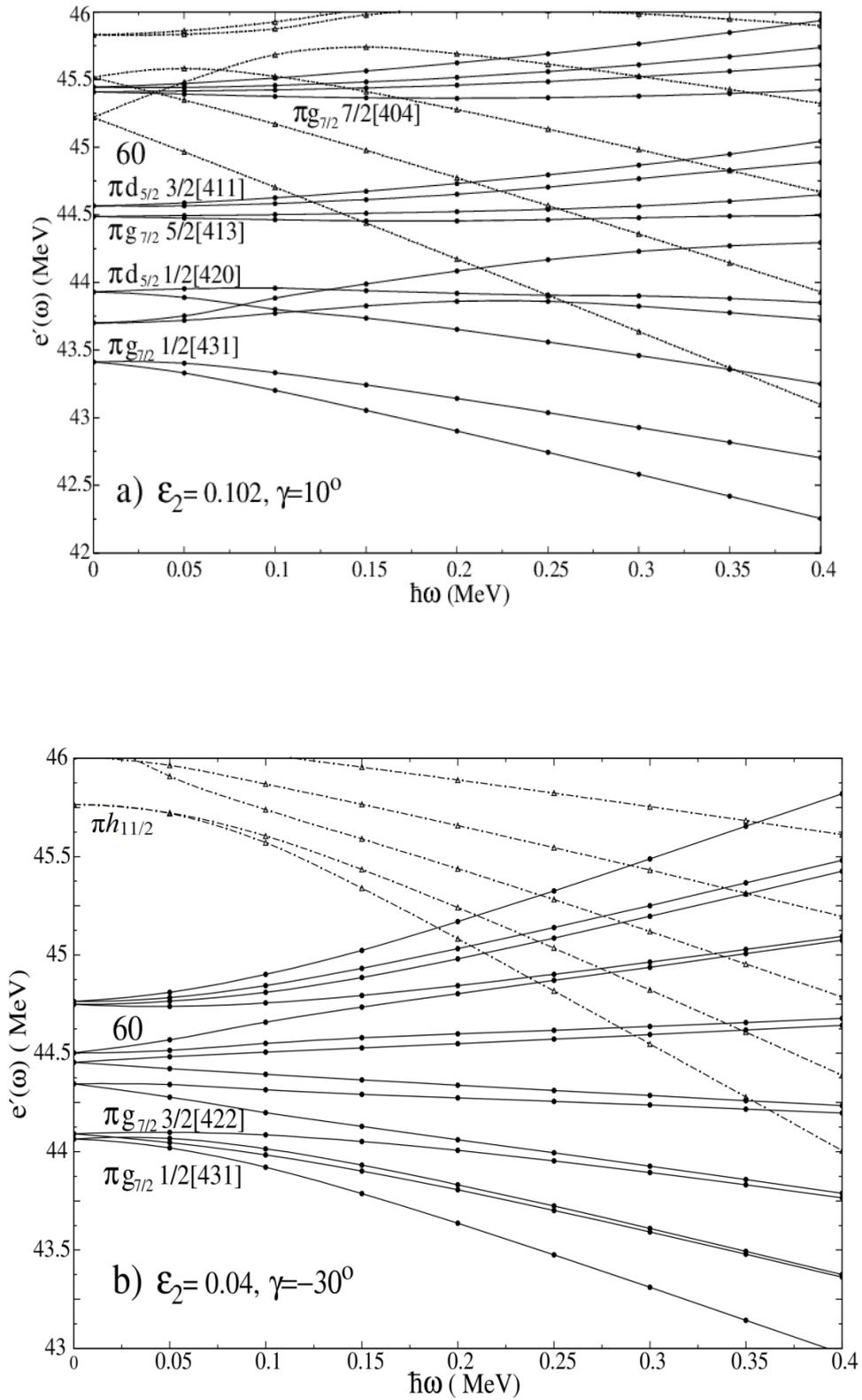


Figure 5.16 : Môme Figure que 5.15 pour les protons. Les nombres quantiques asymptotiques ne sont pas très pertinents à cette déformation, c'est à dire ils devraient être seulement considérés comme une étiquette sur les orbitales.

La libération du degré de liberté θ dans le modèle TAC par rapport au modèle CNS induit un gain en énergie de plusieurs centaines de keV (Figure 5.17). L'angle d'inclinaison varie entre 70° et 50° , dépendant de la configuration.

Les résultats des calculs CNS/TAC pour les probabilités de transition réduites et les moments quadrupôlares pour les bandes D du ^{141}Nd sont résumés dans le Tableau 5.4.

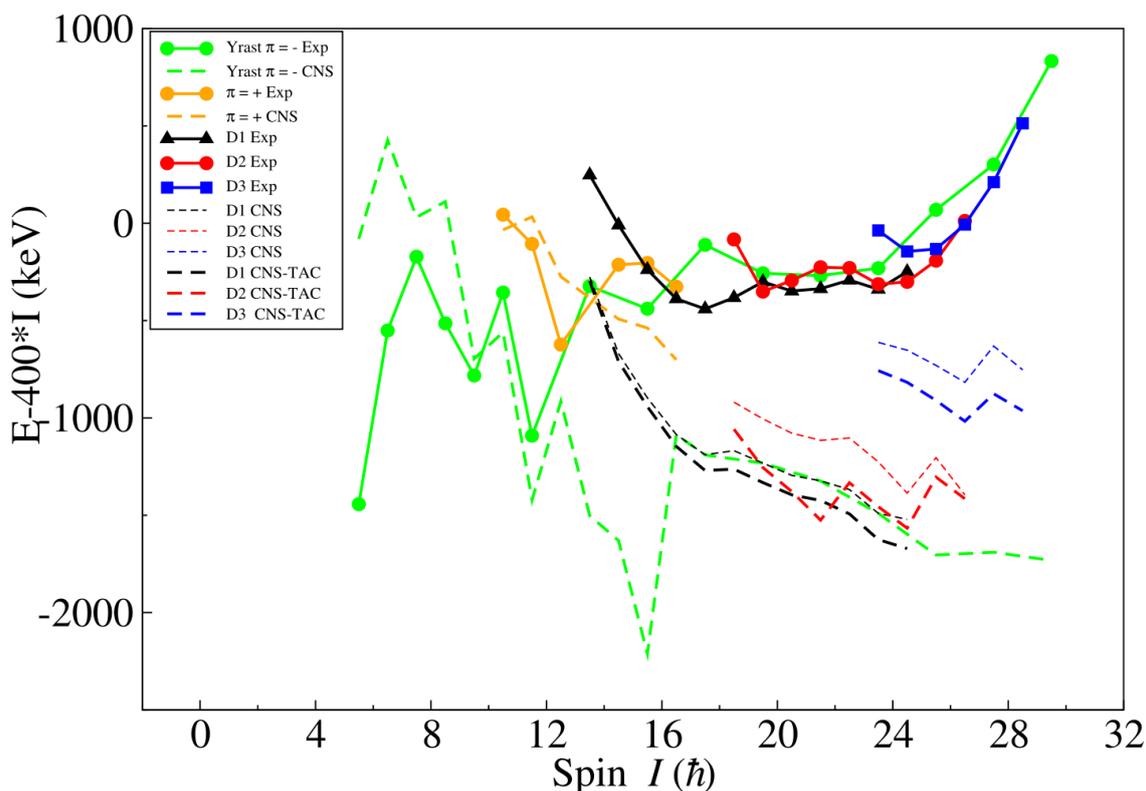


Figure 5.17 : Energie d'excitation $E-400*I$ en fonction du spin I pour les bandes observées et calculées dans ^{141}Nd . Les données expérimentales sont dessinées avec des lignes épaisses continues, les calculs CNS sont dessinés avec des lignes fines en pointillés, tandis que les résultats des calculs CNS pour lesquels nous avons soustrait la différence entre les valeurs de TAC à $\theta = 85^\circ$ et ceux à θ_{min} pour les différentes bandes D sont dessinés avec des lignes épaisses en pointillés. L'énergie de l'état fondamental calculée par CNS est normalisée à celle expérimentale comme dans les Figures 5.9 et 5.13, c.à.d. sur la base de l'énergie de la goutte liquide introduite par le groupe de Lublin-Strasbourg (LSD) [85], comme décrit dans la réf. [86].

Tableau 5.4 : Tableau récapitulatif des valeurs expérimentales de R_γ , $B(M1)/B(E2)$ et $\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0} f(I, K)$, obtenues par mesure directe du rapport d'intensités des transitions $M1$ et $E2$ pour les bandes dipolaires du ^{141}Nd .

	$E_\gamma(E2) (keV)$	$E_\gamma(M1)(keV)$	$Spin\ état\ I (\hbar)$	$R_\gamma(I)$	$B(M1)/B(E2) (\frac{\mu_N^2}{e^2 b^2})$
Bande D1	598	348	$(37/2^+)$	10(6)	12(7)
	806	458	$(39/2^+)$	4(2)	10 (3)
	939	481	$(41/2^+)$	3(2)	13(6)
	834	353	$(43/2^+)$	5(3)	32(15)
	765	412	$(45/2^+)$	3(3)	8 (6)
	856	444	$(47/2^+)$	4(5)	14(13)
	797	353	$(49/2^+)$	3(3)	13(11)
	843	490	$(51/2^+)$	6(6)	15(11)
	807	317	$(53/2^+)$	3(4)	22(19)
	756	437	$(55/2^+)$	1(1)	2(1)
Bande D2	825	468	$(45/2^+)$	2(2)	6(3)
	684	396	$(47/2^+)$	3(4)	14(17)
	713	317	$(49/2^+)$	6(5)	24(20)
	729	412	$(51/2^+)$	10(10)	20(24)
	921	509	$(53/2^+)$	8(6)	28(14)
	1114	604	$(55/2^+)$	6(5)	32(22)
Bande D3	705	413	$(53/2^+)$	4(6)	7(8)
	938	525	$(55/2^+)$	3(3)	10(3)
	1142	618	$(57/2^+)$	2(2)	11(3)
	1320	702	$(59/2^+)$	1(2)	8(4)

Les valeurs de TAC pour le rapport $B(M1)/B(E2)$ de la bande D1 semblent être trop grandes par rapport à l'expérience (voir les tableaux 5.3 et 5.4). L'étude de la rotation magnétique dans la région du plomb [85] a montré que les calculs TAC reproduisent plutôt bien les valeurs $B(M1)$ des bandes ciseaux (shears bands). L'accord avec les valeurs de $B(E2)$ s'est avéré être moins satisfaisant. Ainsi, l'écart des rapports $B(M1)/B(E2)$ calculés

par rapport aux valeurs expérimentales peut être provoqué par l'imprécision dans le calcul des valeurs de $B(E2)$.

On peut remarquer le bon accord entre les moments quadrupôlares calculés avec les deux modèles CNS et TAC. La synthèse des configurations assignées pour le ^{141}Nd en utilisant les calculs CNS et TAC est résumé dans le Tableau 5.5.

Tableau 5.5 : Les résultats des calculs TAC et CNS pour les bandes D du ^{141}Nd . Les étiquettes sur les orbitales protons pour les bandes D sont définies dans la Figure 5.14.

Bande	Spin	Configuration	Déformation (ϵ_2, γ)	θ
D1-bas	$29/2^- - 37/2^-$	$\pi h^2(5/2[413])^2 \nu h^{-1}$	(0.102, +10°)	67°
D1-intermédiaire	$37/2^- - 45/2^-$	$\pi h^2(3/2[411])^2 \nu h^{-1}$	(0.102, +10°)	70°
D1-haut	$45/2^- - 49/2^-$	$\pi h^2(5/2[413])^2 \nu h^{-1}$	(0.07, +5°)	70°
D2-bas	$37/2^- - 45/2^-$	$\pi h^2(3/2[411] - 7/2[404]) h^{-1}$	(0.102, +10°)	50°
D2-haut	$45/2^- - 53/2^-$	$\pi h^2(3/2[411] - 7/2[404]) h^{-1}$	(0.04, -30°)	68°
D3	$47/2^+ - 57/2^+$	$\pi h^3(3/2[411])^1 \nu h^{-1}$	(0.09, -5°)	68°
T1	$49/2^+ - 77/2^+$	$[7_+ 3_-, 21_+(20)]$	(0.19, -33°) - (0.14, +60°)	90°
T2	$61/2^+ - 81/2^+$	$[82, 22(21)]$	(0.22, 37°) - (0.18, +40°)	90°
T3	$51/2^+ - 71/2^+$	$[82, 1_-(20)]$	(0.16, 26°) - (0.11, +10°)	90°

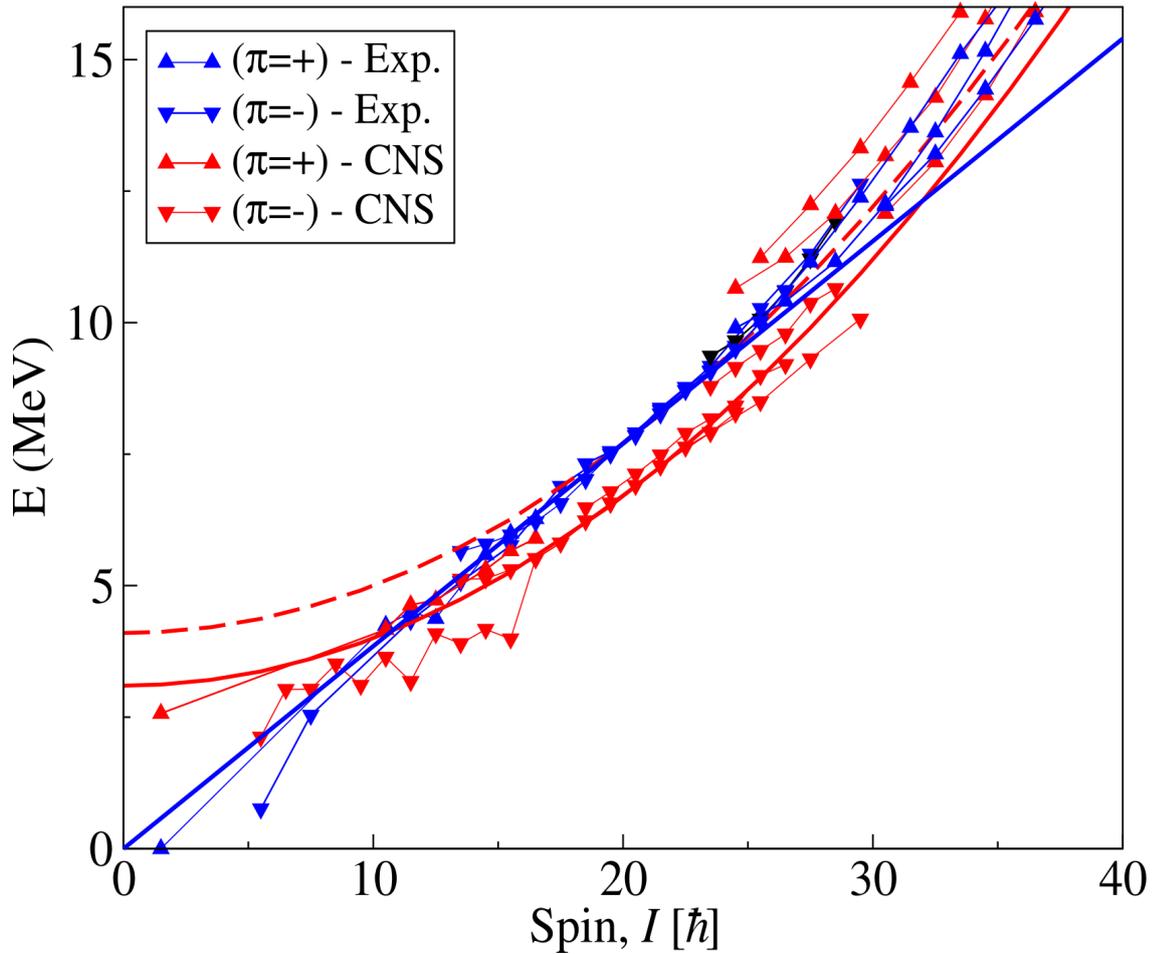


Figure 5.18 : L'énergie d'excitation en fonction du spin pour les bandes observées dans ^{141}Nd et les bandes calculées avec le modèle CNS. Les bandes expérimentales (calculées) sont dessinés avec la couleur rouge (bleu). La parité positive (parité négative) est représentée par des triangles vers le haut (triangles vers le bas). La ligne bleu est incluse afin de souligner le comportement presque linéaire des bandes proches des bandes avec la gamme de spin $I = 10-30$. La ligne rouge pleine est la fonction parabolique $0.009(I^2 - 100) + 4$ qui reproduit la moyenne des bandes CNS. La ligne rouge pointillée est la fonction parabolique décalée vers le haut de 1 MeV pour pouvoir fitter les bandes D expérimentales.

Pour apprendre davantage sur la structure des niveaux à haut spin, nous avons dessiné l'énergie d'excitation en fonction du spin pour toutes les bandes observées, comme montré dans la Figure 5.18. On observe un comportement linéaire jusqu'à un spin $I = 30$, avec une pente de $0.385 \text{ MeV}/\hbar$ et une dépendance quadratique au-dessus de $I(I + 1)/(2 \times 56) \text{ MeV}$. Les calculs CNS sont en bon accord avec la partie supérieure rotationnelle de la ligne yrast. Le comportement linéaire à bas spin est induit par des corrélations qui ne sont pas prise en

compte par le modèle CNS, très probablement les corrélations d'appariements. Ainsi la partie linéaire peut être interprétée comme le signal d'un croisement entre le régime avec et sans appariement.

En comparant avec la région quadratique à haut spins où l'appariement est négligé, il semble que les calculs CNS surestiment l'énergie d'environ 1 MeV (courbe en pointillés dans la Figure 5.18). Cela peut indiquer que CNS surestime d'un MeV l'énergie de correction du niveau fondamental.

Les Figures 5.19 et 5.20 montrent que le comportement discuté apparaît de façon systématique dans les noyaux de Néodyme voisins. Les différents panneaux montrent que les énergies yrast en fonction de $I(I + 1)$ ont tous une partie supérieure linéaire, où les corrélations d'appariement sont négligées. Deleplanque et al. [87] ont observé que la partie linéaire apparaît systématiquement dans la charte nucléaire. Ils ont utilisé des gaps similaires pour extraire les moments d'inerties expérimentaux des noyaux sans appariement. Ils ont démontré la présence d'écarts importants dans les valeurs du corps rigide qui se manifestent dans la structure des couches, qui a été analysé dans le cadre de la théorie des orbitales périodiques « Periodic Orbit Theory » dans les références [87, 88]. Dans le cas des isotopes de Nd les pentes correspondent à $J = 55.2, 57.9, 55.3, 57.3, 55.3, 55.9 \text{ } \hbar^2/\text{MeV}$ pour $A = 136, 137, 138, 139, 140, 141$ respectivement, qui sont proches de la valeur du corp rigide de $\sim 53 \text{ } \hbar^2/\text{MeV}$.

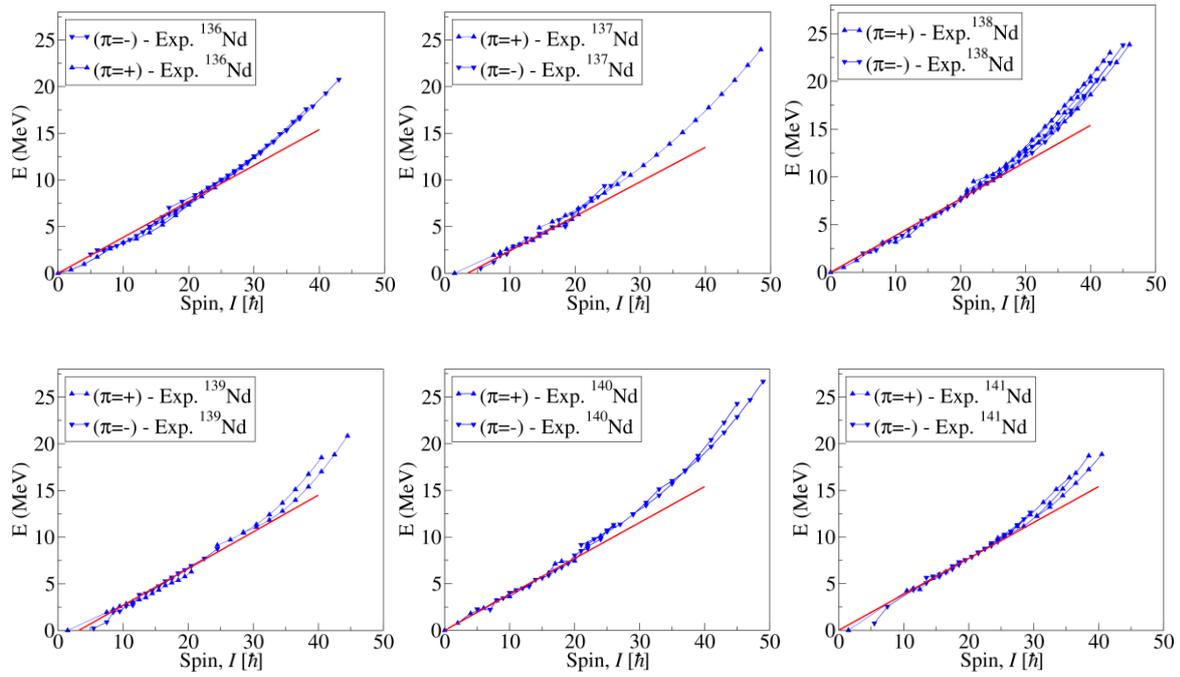


Figure 5.19 : Energie expérimentale E en fonction du spin I pour les noyaux de Nd. La ligne droite rouge (montrée dans tous les panneaux) avec une pente $0.385\text{MeV}/\hbar$ représente un fit des bandes à moyens spins du ^{141}Nd .

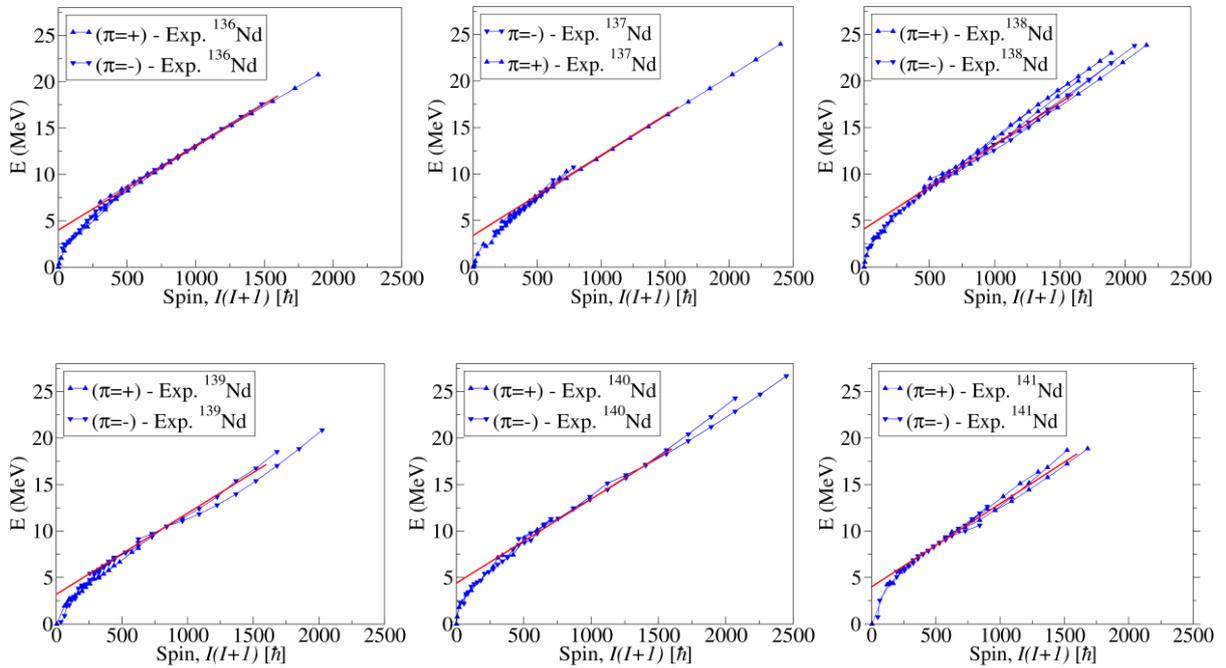


Figure 5.20 : Energie expérimentale E en fonction de $I(I+1)$ pour les noyaux de Nd. La ligne droite rouge (montrée dans tous les panneaux) avec une pente $9.0625\text{MeV}/\hbar$ représente un fit des bandes à moyens et hauts spins du ^{141}Nd .

Dans les schémas de E en fonction de $I(I + 1)$, la valeur de l'extrapolation linéaire à $I = 0$ représente l'énergie de corrélation de l'état fondamental. Les valeurs sont $E_p = 4.0, 3.4, 4.1, 3.2, 4.4, 4.0$ MeV pour $A = 136, 137, 138, 139, 140, 141$, respectivement. La variation pair-impair est un peu plus petite que la variation de masse pair-impair qui est autour de 1.0 MeV. La grande valeur de $E_p = 4.0$ MeV pour ^{141}Nd est surprenante, parce que pour $N = 81$ on attend une valeur réduite des E_p .

5.3 Conclusion du chapitre

Les états de haut spin dans le ^{141}Nd ont été peuplés en utilisant la réaction $^{96}\text{Zr} (^{48}\text{Ca}, 3n)$ avec le multidétecteur Euroball. Dans ce travail, un très riche et complet schéma de niveaux a été développé jusqu'à une énergie d'excitation de 19 MeV et un spin de $81/2^-$.

Plusieurs informations déjà existantes sur la bande dipolaire identifiées précédemment [30] ont été confirmées et la bande est étendue à des spins plus élevés. Trois nouvelles bandes dipolaires et trois bandes rotationnelles constituées de transitions quadrupolaires ont été identifiées. La séquence yrast principale a été étendue jusqu'au spin $63/2^-$. Les différentes bandes observées ont été interprétées en utilisant des calculs détaillés employant les modèles théoriques Tilted Axis Cranking (TAC) et Cranked-Nilsson-Strutinsky (CNS). Les configurations des différentes bandes ont été discutées, montrant que le noyau ^{141}Nd peut tourner soit autour d'un axe principal, soit autour d'un axe incliné par rapport au système de référence intrinsèque. Ces informations obtenues sur les bandes observées apportent un fort soutien à l'existence d'une déformation triaxiale stable à spin moyen dans cette région de masse. Les bandes dipolaires sont basées sur des minima presque sphériques, légèrement déformées. Les bandes constituées de transitions quadrupolaires sont basées sur des minima avec déformation triaxiale. La structure des niveaux observés dans le noyau ^{141}Nd révèle la capacité des noyaux avec quelques trous dans la fermeture de couche $N = 82$ d'acquérir différentes formes et de tourner autour d'un axe principal ou incliné, comme dans le cas des noyaux voisins ^{138}Nd et ^{140}Nd [81, 89].

Les résultats de ce travail sont publiés à European Physical Journal A.

Conclusion

Cette thèse a été dédiée à l'étude expérimentale et à l'interprétation théorique de la structure nucléaire à haut spin du ^{141}Nd , un noyau proche de la fermeture de couche $N = 82$, où les noyaux peuvent présenter une multitude de bandes et de structures de niveaux construites sur différentes formes, sphériques, triaxiales ou même superdéformées.

Cette étude expérimental et théorique nous a permis de comprendre comment se comporte un noyau avec un trou neutronique en $N = 82$ à des énergies d'excitation et spin très élevés et de tester deux modèles théoriques développés pour les hauts spins, Tilted Axis Cranking (TAC) et Cranked Nilsson Strutinsky (CNS), pour essayer de mettre en évidence les différences entre les deux modèles.

Nous avons abordé les aspects expérimentaux propres au domaine de la structure nucléaire, avec une attention particulière sur les méthodes de la spectroscopie gamma. Le dispositif expérimental utilisé pour notre étude a été Euroball IV, un multidétecteur gamma de très haute efficacité, qui nous a permis d'identifier des transitions de très faibles intensité et mettre en évidence plusieurs bandes rotationnelles à haut spin : trois bandes dipolaires constituées de transitions M1 et crossover E2, trois bandes quadrupolaires constituées seulement de transitions de type E2, et une cascade de transitions avec énergies irrégulières qui se développe à des spins très élevés.

L'analyse des données nous a permis de caractériser les transitions gamma observées en déduisant leurs intensités et multipolarités, et de les placer dans un schéma de niveaux en exploitant les relations de coïncidence.

Notre travail a beaucoup enrichi la connaissance de la structure de niveaux du ^{141}Nd : nous avons identifié 99 nouvelles transitions et les avons placés dans un schéma des niveaux complexe jusqu'à une énergie de 18.9 MeV et un spin $81/2$.

Après l'analyse des données et la construction du schéma de niveaux, nous avons entamé l'interprétation théorique des structures identifiées. Pour cela nous avons installé et utilisé les codes de calcul TAC, développé par S. Frauendorf et F. Dönau, et CNS, développé par le groupe de Lund, en particulier par I. Ragnarsson.

D'abord on a calculé des configurations les plus probables et leurs déformations avec CNS. Cette étude nous a permis de trouver les configurations possibles pour les bandes quadrupolaires (bandes T) et conclure que ces bandes sont basées sur des formes triaxiales avec $\varepsilon_2 = 0.2$ et $\gamma = 30^\circ$. En plus, on a pu calculer la déformation des configurations possibles pour les bandes dipolaires (bandes D), pour les utiliser comme paramètres d'entrée dans les calculs TAC.

Puis, on a effectué une analyse des configurations pour les bandes D en utilisant le modèle TAC qui est adapté pour la description des bandes constituées de transitions magnétiques parce qu'il permet l'étude de rotations autour d'un axe incliné par rapport aux axes principaux du système de référence intrinsèque.

Notre étude a éclairci la structure des bandes D et leurs évolutions en fonction de spin. Nous avons, en particulier, trouvé une explication cohérente des croisements présents dans les bandes D1 et D2, ce qui représente une réalisation importante et montre la capacité du modèle TAC de prédire les détails de structures difficilement abordables avec d'autres modèles de hauts spins.

De la comparaison entre les résultats obtenus avec TAC et CNS, nous avons constaté l'amélioration apportée par le modèle TAC par rapport au modèle CNS et l'avons quantifiée.

Grâce à ces calculs, ainsi qu'aux nouvelles structures des niveaux observées dans le noyau ^{141}Nd , nous avons pu obtenir de nouveaux éléments pour soutenir l'existence d'une déformation triaxiale stable à spin moyen dans cette région de masse. Notre étude a aussi révélé la capacité des noyaux avec quelques trous dans la fermeture de couche $N = 82$ d'acquies différentes formes et de tourner autour d'un axe principal ou incliné, comme dans le cas des noyaux voisins ^{138}Nd et ^{140}Nd , récemment étudiés par notre groupe.

Les résultats de ce travail de thèse ont été publiés dans le journal international avec comité de lecture *European Physical Journal A*.

Table des figures

Figure 1.1 : Valeurs expérimentales et formule de masse : accord optimal entre les valeurs expérimentales (courbe en trait <i>rouge</i>) et la formule de masse (courbe en trait <i>noir</i>).....	13
Figure 1.2 : Énergie de liaison par nucléon, d’après la formule semi-empirique de Bethe -Weizsäcker, avec la contribution des différents termes [3].....	14
Figure 1.3 : Charte des noyaux. L’ensemble des points noirs correspond à « la vallée de stabilité » qui représente les noyaux stables existants dans la nature; les lignes numérotées représentent les nombres magiques classiques ; les lignes S_n, S_p définissent les frontières entre les noyaux liés et non liés, nommées drip-lines....	16
Figure 1.4 : Les différentes formes correspondant aux différents ordres multipolaires.....	17
Figure 1.5 : Symétries et formes nucléaires dans le repère β, γ	19
Figure 1.6 : Schéma de l’occupation des orbitales nucléaires dans le modèle en couches.....	21
Figure 1.7 : Niveaux d’énergie selon le modèle en couches :.....	26
Figure 1.8 : Schéma d’un noyau déformé à symétrie axiale où sont représentées les projections des différents moments angulaires sur l’axe de symétrie : la projection Ω du moment angulaire $total J = \ell + s$, la projection Λ du moment orbital L et la projection Σ du spin s [16].	28
Figure 1.9 : Diagramme de Nilsson pour les protons valable pour la région de masse $50 < Z < 82$. L’énergie de la particule célibataire E_{sp} est donnée en fonction de la déformation quadrupolaire ε_2 [15].	29
Figure 1.10 : Schéma des coordonnées (x, y, z) dans les référentiels du laboratoire et en rotation.....	31
Figure 1.11 : Illustration schématique des deux modes extrêmes de couplage dans le modèle PRM : couplage fort (a) et découplage (b)	34
Figure 2.1 : Charte des noyaux.	44
Figure 2.2 : Schéma illustrant un mode de production et de désexcitation des noyaux à haut spin.	45
Figure 2.3 : Représentation schématique illustrant les chemins de désexcitation d’un noyau composé.....	46

Figure 2.4 : La région sur la charte des isotopes où se trouvent les noyaux de Néodymes qui nous intéressent.	47
Figure 2.5 : Période du premier état excité du ^{141}Nd (1 canal = 171 ps) [26].	48
Figure 2.6 : Schéma des niveaux du ^{141}Nd développé à partir de l'expérience réalisée avec l'accélérateur 15UD Pelletron Accelerator en Inde [30].	50
Figure 2.7 : Comparaison des calculs du modèle en couches avec les valeurs d'énergie des niveaux expérimentaux du ^{141}Nd [30].	52
Figure 3.1 : Les différents types d'interaction entre les photons et la matière.	56
Figure 3.2 : Zone de prédominance des différents types d'interaction entre les photons et la matière en fonction de l'énergie du photon et du numéro atomique du matériau traversé [39].	57
Figure 3.3 : Mécanisme de fonctionnement d'un scintillateur couplé à un photomultiplicateur.	58
Figure 3.4 : Principe de détection des photons dans un détecteur à Ge, le h^+ désigne les trous générés par les électrons issus des interactions du photon incident, qui a subi une diffusion Compton puis un effet photoélectrique.	60
Figure 3.5 : Schéma d'un détecteur de type tronconique muni de son système anti-Compton.	63
Figure 3.6 : Comparaison entre deux spectres de rayonnement γ d'une source radioactive de ^{60}Co obtenus avec et sans écran anti-Compton.	63
Figure 3.7 : Définition des angles de l'ensemble faisceau - noyau de recul – détecteur.	64
Figure 3.8 : Exemple de courbe d'efficacité relative obtenue en juin 1998 auprès d'Euroball III [49].	67
Figure 3.9 : Courbe d'efficacité relative obtenue en 2002 pour Euroball IV.	68
Figure 3.10 : Euroball IV à Strasbourg (France).	69
Figure 3.11 : Schéma d'un détecteur de type clover.	69
Figure 3.12 : Schéma d'un détecteur de type cluster (à gauche) et représentation schématique des différents éléments d'une capsule de cluster de section hexagonale (à droite- les sept cristaux sont étiquetés A, B, C, D, E, F et G).	70
Figure 3.13 : Photographie de la boule interne de BGO du multidétecteur Euroball IV [51].	71
Figure 3.14 : a) Intégrale de la distribution gaussienne. La zone délimitée représente l'aire calculée entre $x = \mu \pm z\sigma$ (à gauche). b) Définition de la largeur à mi-hauteur	

FWHM et de la déviation standard pour une distribution gaussienne (avec FWHM = 2.3548 σ).	74
Figure 3.15 : Exemple de fit effectué avec le logiciel gf3.	75
Figure 4.1 : Schéma montrant la géométrie de l'arrangement des détecteurs et les angles dans une corrélation directionnelle de deux transitions successifs γ_1 et γ_2 émis à partir d'une source.	78
Figure 4.2 : Exemple de spectre conditionné (portes sur 1150, 171, 143 keV) duquel on a extrait les intensités des pics à 458 keV et 598 keV de la bande D1.	83
Figure 4.3 : La variation de l'énergie d'excitation E^* en fonction du spin I pour des bandes dipolaires.	88
Figure 4.4 : Représentation schématique des raies discrètes.	88
Figure 4.5 : Le moment d'inertie dynamique $J(2)$ pour les bandes des noyaux de 129 jusqu'à 141 de néodyme. Les lignes horizontales en noir sont les moyennes des deux groupes.	91
Figure 4.6 : Le moment d'inertie dynamique $J(2)$ pour les noyaux pairs-pairs de néodyme.	92
Figure 4.7 : Le moment d'inertie dynamique $J(2)$ pour les noyaux impairs-impairs de néodyme.	92
Figure 4.8 : Routhians expérimentaux des bandes dipolaires du ^{141}Nd	94
Figure 4.9 : Méthode de détermination de l'alignement à partir du graphe du moment angulaire I en fonction de la fréquence de rotation ω , qui donne aussi la relation entre alignement incrémental et effectif.	97
Figure 4.10 : Alignements expérimentaux calculés pour des bandes dipolaires du ^{141}Nd	98
Figure 5.1 : Schéma de niveaux partiel du ^{141}Nd montrant la bande yrast et les autres états de parité négative.	106
Figure 5.2 : Spectres obtenus à partir de doubles fenêtres sur les différentes transitions caractéristiques de la bande yrast et les autres séquences irrégulières à bas et haut spins reliées à la bande yrast du ^{141}Nd . Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande.	107
Figure 5.3 : Spectres obtenus à partir de doubles fenêtres sur les différentes transitions caractéristiques des séquences irrégulières à bas spins en parallèle avec la séquence yrast du ^{141}Nd . Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande.	109

Figure 5.4 : Schéma des niveaux partiel du ^{141}Nd montrant les bandes dipolaires D1, D2, D3 ainsi que les transitions à haut spins des bandes T1, T2 et T3. Les énergies des transitions sont données dans le Tableau 5.1. La bande D1 désexcite vers les états $25/2^-$, $23/2^-$, et $29/2^-$, à 4377, 4494 et 5587 keV respectivement, montrés aussi dans la Figure 5.2.	110
Figure 5.5 : Spectres obtenus à partir de doubles fenêtres sur les différentes transitions caractéristiques des bandes D1, D2 et D3 du ^{141}Nd . Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande.	111
Figure 5.6 : Spectres obtenus à partir de doubles fenêtres sur les différentes transitions caractéristiques des bandes T1, T2 et T3 du ^{141}Nd . Les transitions marquées d'un astérisque appartiennent à la bande.	112
Figure 5.7 : Énergies relatives à une goutte liquide en rotation calculées pour les configurations suivantes : a) $[(10)0, (n_1)_{\alpha_1} (n_2)_{\alpha_2} ((n_3)_{\alpha_3} (n_4)_{\alpha_4})]$, i.e. les configurations avec 10 protons de valence dans l'orbitale (dg), b) $[9_+1_-, (n_1)_{\alpha_1} (n_2)_{\alpha_2} ((n_3)_{\alpha_3} (n_4)_{\alpha_4})]$, c) $[82, (n_1)_{\alpha_1} (n_2)_{\alpha_2} ((n_3)_{\alpha_3} (n_4)_{\alpha_4})]$, d) $[7_+3_-, (n_1)_{\alpha_1} (n_2)_{\alpha_2} ((n_3)_{\alpha_3} (n_4)_{\alpha_4})]$. Avec un nombre impair de trous neutron en $h_{\frac{11}{2}}$, deux bandes dégénérées avec signature différente sont calculées pour chaque configuration et sont tracées en utilisant la même couleur et les mêmes symboles.	117
Figure 5.8 : Les bandes T du ^{141}Nd relatives à l'énergie d'une goutte liquide en rotation sont montrées dans le panneau supérieur. Le panneau du milieu présente les énergies CNS des configurations associées aux bandes T en fonction du spin I après soustraction de la contribution de la goutte liquide en rotation. Le panneau inférieur présente la différence entre l'expérience et les calculs CNS.	118
Figure 5.9 : Calcul des trajectoires de la forme nucléaire pour les configurations assignées aux bandes T.	119
Figure 5.10 : Surfaces d'énergie potentielle dans le plan ε_2, γ pour les spins plus bas et plus hauts des bandes T1 (a-b), T2 (c-d) et T3 (e-f) du ^{141}Nd . Les lignes équipotentiels sont espacées de 0.25 MeV.	120
Figure 5.11 : Comparaison entre les valeurs expérimentales et les calculs CNS pour le spin I en fonction de la fréquence de rotation pour les bandes T1, T2 et T3. Afin de faciliter la visualisation les valeurs des points expérimentaux sont reliées par des lignes.	122

Figure 5.12 : Les bandes D1, D2 et D3 du ^{141}Nd relatives à l'énergie d'une goutte liquide en rotation sont montrées dans le panneau supérieur. Le panneau intermédiaire présente les énergies CNS des configurations associées aux bandes D en fonction du spin après la soustraction de la contribution d'une goutte liquide en rotation. La différence entre l'expérience et les calculs CNS est présentée dans le panneau inférieur. Les états encerclés représentent des états non collectifs complètement alignés. L'étiquette '8++' indique qu'il y a deux particules en plus avec la signature $\alpha = +1/2$ qu'avec $\alpha = -1/2$, c.à.d. 5 particules avec $\alpha = +1/2$ et 3 particules avec $\alpha = -1/2$ 124

Figure 5.13 : Calculs des valeurs de $B(M1)$ en utilisant le modèle TAC pour les configurations assignées aux bandes D du ^{141}Nd 127

Figure 5.14 : Comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées de $I\omega$ pour les bandes D du ^{141}Nd . Les valeurs expérimentales sont représentées avec des symboles reliés par des lignes pour guider l'œil. Les valeurs calculées des différentes configurations sont dessinées avec des lignes épaisses, reliés dans la région de croisement, où il n'y a pas valeurs calculées, par des lignes fines. Les valeurs expérimentales pour les trois bandes D sont présentées dans le panneau a). La comparaison entre les bandes D1, D2 et D3 avec les configurations calculées sont présentées dans les panneaux b), c) et d), respectivement. 128

Figure 5.15 : Routhians pour uni-particule neutron à $\theta = 85^\circ$ en fonction de la fréquence de rotation pour $N = 81$ calculé avec un potentiel Nilsson avec le paramètres $A = 150$ pour les différentes déformations : **a)** $\varepsilon_2, \gamma = 0.102, +10^\circ$, **b)** $\varepsilon_2, \gamma = 0.07, +5^\circ$. Les orbitales de parité positive sont dessinées avec des lignes continues, tandis que es les orbitales de parité négative sont dessinées avec des lignes en pointillés. 131

Figure 5.16 : La même Figure que 5.15 pour les protons. Les nombres quantiques asymptotiques ne sont pas très pertinents à cette déformation, c'est à dire ils devraient être seulement considérés comme une étiquette sur les orbitales. 132

Figure 5.17 : L'énergie d'excitation en fonction du spin pour les bandes observées dans ^{141}Nd et les bandes calculées avec le modèle CNS. Les bandes expérimentales (calculées) sont dessinés avec la couleur rouge (bleu). La parité positive (parité négative) est représentée par des triangles vers le haut (triangles vers le bas). La ligne bleu est incluse afin de souligner le comportement presque linéaire des bandes proches des bandes avec la gamme de spin $I = 10 - 30$. La ligne rouge pleine est la

fonction parabolique $0.009 I^2 - 100 + 4$ qui reproduit la moyenne des bandes CNS. La ligne rouge pointillée est la fonction parabolique décalée vers le haut de 1 MeV pour pouvoir fitter les bandes D expérimentales..... 133

Figure 5.18 : L'énergie d'excitation $E - 400 * I$ en fonction du spin I pour les bandes observées et calculées dans ^{141}Nd . Les données expérimentales sont dessinées avec des lignes épaisses continues, les calculs CNS sont dessinés avec des lignes fines en pointillés, tandis que les résultats des calculs CNS pour lesquels nous avons soustrait la différence entre les valeurs de TAC à $\theta = 85^\circ$ et ceux à θ_{min} pour les différentes bandes D sont dessinés avec des lignes épaisses en pointillés. L'énergie de l'état fondamental calculée par CNS est normalisée à celle expérimentale comme dans les Figures 5.9 et 5.13, c.à.d. sur la base de l'énergie de la goutte liquide introduite par le groupe de Lublin-Strasbourg (LSD) [87], comme décrit dans la réf. [88]. 136

Figure 5.19 : Energie expérimentale E en fonction du spin I pour les noyaux du Nd. La ligne droite rouge (montrée dans tous les panneaux) avec une pente $0.385 \text{ MeV}/\hbar$ représente un fit des bandes à moyens spins du ^{141}Nd 138

Figure 5.20 : Energie expérimentale E en fonction de $I (I + 1)$ pour les noyaux du Nd. La ligne droite rouge (montrée dans tous les panneaux) avec une pente $9.0625 \text{ MeV}/\hbar$ représente un fit des bandes à moyens et hauts spins du ^{141}Nd 138

Liste des tableaux

Tableau 3.1 : Caractéristiques technique des différents détecteurs germanium d'Euroball IV.	70
Tableau 5.1 : Énergies des transitions γ , énergies des niveaux désexcités E_i , intensités, anisotropies, multipolarités et attribution des spins-parités aux transitions du ^{141}Nd . Les transitions sont regroupées par bandes. Les transitions reliant une bande donnée à des états de spins plus bas sont listées à la fin de chaque bande.	100
Tableau 5.2 : Les valeurs calculées des moments quadrupôlares Q_t pour les bandes T.....	121
Tableau 5.3 : Calculs expérimentales et théoriques des probabilités de transitions avec CNS et TAC pour les bandes D de ^{141}Nd	126
Tableau 5.4 : Tableau récapitulatif des valeurs expérimentales de $R_\gamma, B(M1)/B(E2)$ et $\frac{(g_K - g_R)K}{Q_0} f(I, K)$, obtenues par mesure directe du rapport d'intensités des transitions M1 et E2 pour les bandes dipolaires du ^{141}Nd	134
Tableau 5.5 : Les résultats des calculs TAC et CNS pour les bandes D du ^{141}Nd . Les étiquettes sur les orbitales protoniques pour les bandes D sont définies dans la Figure 5.14.	135

Bibliographie

1. H. A. Bethe and R. F. Bacher, *Rev. Mod. Phys.* **8**, 82 (1936).
2. C. F. V. Weizsäcker, *Zur Theorie der Kernmassen*, *Zeitschrift für Physik* **96**, 431(1935).
3. A. Bohr, B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, volume I et II (W.A. Benjamin, Inc, New York, Amsterdam, 1969).
4. A. Bohr and B. Mottelson, *Phys. Rev.* **90**, 717 (1953).
5. D. L. Hill and J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **89**, 1102 (1953).
6. A.V. Afanasjev, D. B. Fossan, G. J. Lane, I. Ragnarsson, *Phys. Rep.* **322**, 1 (1999).
7. W. D. Myers, W.J. Swiatecki, *Ark. Fys.* **36**, 1 (1967).
8. M. G. Mayer, *Phys. Rev.* **74**, 235, (1948).
9. M. G. Mayer, *Phys. Rev.* **75**, 1969 (1949).
10. O. Haxel, J. H. D. Jensen, H. E. Suess, *Phys. Rev.* **75**, 1766 (1949),
11. K. L. G. Heyde, "The nuclear shell model", Springer -Verlag (1996)
12. F. Nowacki, *Cours de l'école internationale Juliot-Curie de physique nucléaire*, IN2P3-CNRS, p. 142 (2002).
13. S. G. Nilsson: «Binding states of individual nucleon in strongly deformed nuclei». *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **29** (1955).
14. S. G. Nilsson, C. F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymanski, S. Wycech, C. Gustafson, I. Lamm, P. Möller, and H. Nilsson: «On the Nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements». *Nucl. Phys. A* **131**, 1 (1969).
15. S. G. Nilsson and I. Ragnarsson: *Shapes and Shells in Nuclear structure* (Cambridge University Press, UK, Cambridge, 1995).
16. W. Nazarewicz and I. Ragnarsson : *Nuclear Deformation. Oxford studies in nuclear physics, Handbook of Nuclear Properties* (Clarendon Press Oxford, 1996)
17. J. Dudek and T. Werner. *J. Phys. G* **4**, 1543 (1978).
18. D. R. Inglis, *Phys. Rev.* **96**, 1059 (1954).
19. V. M. Strutinsky, *Nucl. Phys. A* **95**, 420 (1967).
20. A. Bohr and B. R. Mottelson: *Nuclear Structure*, vol. II (W. A. Benjamin, Inc., New York, 1975)
21. S. Frauendorf, *Nucl. Phys. A* **557**, 259c (1993).

22. A. Brocksted, J. Lytkens-Lindén, M. Bergström, L. P. Eckström, H. Ryde, J. C. Barcelar, J. D. Garret, G. B. Hagemann, B. Herskind, F. R. May, P. O. Tjøm, S. Frauendorf, Nuclear Physics A **571**, 337 (1994).
23. V. Dimitrov, F. Dönau, and S. Frauendorf, Phys. Rev. Lett. **84**, 5732 (2000).
24. S. Frauendorf and J. Meng, Zeitschrift für Physik A **356**, 263 (1996).
25. <http://www.nndc.bnl.gov/chart/reZoom.jsp?newZoom=2>.
26. A. Charvet, R. Duffait, A. Emsallem, R. Chéry, Journal de Physique **31**, 737 (1970).
27. G. Berrier, M. Vergnes, G. Rotbard, J. Kalifa. Journal de Physique **37**, 311 (1976).
28. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/getdataset.jsp?nucleus=141ND&unc=nds>.
29. L. Minliang et al., Physics, Mechanics and Astronomy **46**, 3, 330 (2003).
30. S. Bhowal, C. Lahiri, R. Raut, P. Singh, M. Kumar Raju, A. Goswami, A.K. Singh, S. Bhattacharya, T. Bhattacharjee, G. Mukherjee, S. Bhattacharyya, S. Muralithar, R.K. Bhowmik, N. Madhavan, R.P. Singh, G. Gangopdhyay, J. Phys. G **38**, 035105 (2011).
31. J. Ludziejewski and H. Arnold, Z. Phys. A **281**, 287 (1977).
32. J. Ludziejewski, J. Bialkowski, Z. Haratym, L. E. De Geer, A. Kerek and J. Kozyczkowski, Phys. Scr. **14**, 133 (1976).
33. E. Caurier 1999 Shell model code ANTOINE IRES, Strasbourg 1989–2004; E. Caurier and F. Nowacki, Acta Phys. Pol. 30 705(1999), E. Caurier, G. Martinez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves and A. P. Zuker , Rev. Mod. Phys. **77**, 427 (2005).
34. R. Machleidt, Adv. Nucl. Phys. **19** 189 (1989).
35. B. H. Wildenthal, J. B. McGrory, E. C. Halbert and H. D. Graber, Phys. Rev. C **4**, 1708 (1971).
36. P. G. Reinhard, M. Rufa, J. Maruhn, W. Greiner and J. Friedrich, Z. Phys. A **323**, 1312 (1986).
37. J. Simpson, Z. Phys. A **358**, 139 (1997); F. A. Beck, Prog. Part. Nucl. Phys. **28**, 443 (1992).
38. G. F. Knoll, Radiation detection and measurement (2nd edition) (1989).
39. R. D. Evans “The atomic nucleus”, Krieger publishing company, Malabar, FI USA. 972 (1955).
40. F.A. Beck et al., Proceedings Workshop on Large γ -ray Detector Arrays, Chalk River, Canada, (1992).
41. G. Duchêne et al., Nucl. Instrum. and Meth. A **432**, 90 (1999).
42. J. Eberth et al., Nucl. Instrum. and Meth. A **369**, 135 (1996).
43. F. Azaiez, Nucl. Phys. News. Eur. **7**, 4 (1997).

44. J. Eberth et al., Prog. Part. Nucl. **46**, 389 (2001).
45. R. M. Lieder et al., Nucl. Phys. A **682**, 279c (2001).
46. A.M. Stefanini, <http://www.lnl.infn.it>.
47. J. Simpson, Z. Phys. A **358**, 139 (1997).
48. R. B. Firestone, "Table of isotopes", V. S. Shirley (1996).
49. A. Bauchet, PhD thesis, L'université Paris Sud-Orsay (2001).
50. An innerball for EUROBALL, Project Definition (1998).
51. <http://nnsa.dl.ac.uk/documents/edoc000/index.html/EUROBALL>.
52. F. A. Beck, Progress in Particle and Nuclear Physics **28**, 443 (1992).
53. T. Bengtsson and I. Ragnarsson, Nucl. Phys. A **436**, 14 (1985).
54. D. C. Radford, Nucl. Instr. Meth. A **361**, 297 (1995) ; Nucl. Instr. Meth. A **361**, 306 (1995).
55. D. C. Radford, Nucl. Instr. and Meth. A **361**, 297 (1995).
56. D. C. Radford, Nucl. Instr. and Meth. A **361**, 306 (1995).
57. <http://radware.phy.ornl.gov/gf3/gf3.html>.
58. T. Yamazaki: Tables of Coefficients for Angular Distribution of Gamma Rays from Aligned Nuclei. Nucl. Data A **3**, 1 (1967).
59. H. Frauenfelder and R. M. Steffen : Angular Correlations , Alpha- Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, vol. 2 (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1965).
60. K. S. Krane, R. M. Steffen, and R. M. Wheeler : Directional correlations of gamma radiations emitted from nuclear states oriented by nuclear reactions or cryogenic methods. At. Data Nucl. Data Tables **11**, 351 (1973).
61. B. A. Brown: Lecture Notes in Nuclear Structure Physics (2005).
62. W. E. Meyerhof, Éléments de physique nucléaire, Dunod (1970).
63. <http://ns.ph.liv.ac.uk/~esp/nuclear/BM1BE2/gfactor.html>.
64. F. Dönau and S. Frauendorf, in Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak Ridge, 143, 1982, edited by N.R. Johnson (Harwood Academic, New York 1983).
65. F. Dönau, Nucl. Phys. A **471**, 469 (1987).
66. H. Sergolle : Structure nucléaire à haut et très haut spin aspects expérimentaux, cour Joliot-Curie, p. 66 (1983).
67. A . Bohr et al., Phys. Scripta **24**, 71 (1981).
68. A. Bohr et al., Nucl. Phys. A **354**, 303c (1981).
69. S. M. Harris, Phys. Rev. **138**, 509 (1962).

70. C. M. Petrache, S. Frauendorf, M. Matsuzaki, R. Leguillon, T. Zerrouki, S. Lunardi, D. Bazzacco, C. A. Ur, E. Farnea, C. Rossi Alvarez, R. Venturelli, and G. de Angelis, *Phys. Rev. C* **86**, 044321 (2012).
71. C. M. Petrache, *Physica Scripta* (2015).
72. R. Leguillon et al., *Phys. Rev. C* **88**, 014323 (2013).
73. F. S. Stephens et al., *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2623 (1990).
74. F. S. Stephens et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 301 (1990).
75. A. O. Evans et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 252502 (2004).
76. H. Prade, J. Doring, W. Enghardt, L. Funke and L. Kaubler, *Z. Phys. A* **328**, 501 (1987).
77. R. Wirowski, J. Yen, A. Dewald, A. Gelberg, W. Lieberz, K.P. Schmittgen, A. von der Werth, P. Von Brentano, *Z. Phys. A* **329**, 509 (1988).
78. J. Ludziejewski, H. Arnold, *Z. Phys. A* **281**, 287 (1977).
79. A.V. Afanasjev and I. Ragnarsson, *Nucl. Phys. A* **591**, 387 (1995).
80. S. Frauendorf, *Nucl. Phys. A* **557**, 250c (1993); *Nucl. Phys. A* **677**, 115 (2000).
81. C. M. Petrache, S. Frauendorf, M. Matsuzaki, R. Leguillon, T. Zerrouki, S. Lunardi, D. Bazzacco, C. A. Ur, E. Farnea, C. Rossi Alvarez, R. Venturelli, G. de Angelis, *Phys. Rev. C* **86**, 044321 (2012).
82. S. Frauendorf, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 463 (2001).
83. Amita, A. K. Jain, and B. Singh, *At. Data Nucl. Data Tables* **74**, 283 (2000).
84. S. Chmel, S. Frauendorf, H. Hübel, *Phys. Rev. C* **75**, 044309 (2007).
85. K. Pomorski, J. Dudek, *Phys. Rev. C* **67**, 044316 (2003).
86. B. G. Carlsson and I. Ragnarsson, *Phys. Rev. C* **74**, 011302 (2006).
87. M. A. Deleplanque et al., *Phys. Rev. C* **69**, 044309 (2004).
88. S. Frauendorf, *Phys. Scr. T* **125**, 1 (2006).
89. A. Vancraeynest, C. M. Petrache, D. Guinet, P.T. Greenlees, U. Jakobsson, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, M. Leino, M. Nyman, P. Peura, P. Rahkila, P. Ruotsalainen, J. Saren, C. Scholey, J. Sorri, J. Uusitalo, P. Jones, C. Ducoin, P. Loutesse, C. Mancuso, N. Redon, O. Stezowski, P. Désesquelles, R. Leguillon, A. Korichi, T. Zerrouki, D. Curien, and A. Takashima, *Phys. Rev. C* **87**, 064303 (2013).