



Tentative de description du noyau ^{125}La par la methode de couplage quasiparticule-phonon plus rotor

A. Zaafa, J. Incharouh, M.K. Jammari, A. Boulal, R. Béraud, G. Cachel, A. Emsallem

► To cite this version:

A. Zaafa, J. Incharouh, M.K. Jammari, A. Boulal, R. Béraud, et al.. Tentative de description du noyau ^{125}La par la methode de couplage quasiparticule-phonon plus rotor. Rencontre Marocaine de Spectroscopie et d'Optique RMSO, Jun 2000, Casablanca, Morocco. pp.6. in2p3-00006765

HAL Id: in2p3-00006765

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00006765>

Submitted on 25 Oct 2000

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.

Tentative de description du noyau ^{125}La par la méthode du couplage Quasiparticule-Phonon plus Rotor

A. Zaafa¹, J. Inchaouh¹, M.K. Jammari², A. Boulal¹, R. Béraud³, G. Canchel³, et A. Emsallem³

¹Université Hassan II-Mohammedia, Faculté des Sciences Ben M'Sik, L.P.T.N. BP 7955, Casablanca, Maroc

²Université Hassan II, Faculté des Sciences Ain Chock, L.P.T.N. BP 5366, Casablanca, Maroc

³IPN Lyon IN2P3/CNRS et Université Claude Bernard, F-69622 Villeurbanne Cedex

La méthode du couplage quasiparticule-phonon plus rotor (QPRM) est utilisée pour décrire la structure du noyau ^{125}La à basse énergie d'excitation. Les états intrinsèques et collectifs de ce noyau sont déterminés en utilisant le champ moyen déformé de Nilsson, l'interaction d'appariement, la force quadrupolaire-quadrupolaire et la rotation à symétrie axiale incluant les effets de Coriolis et de recul. Cette méthode consiste à donner une description microscopique des états à bas spin en indiquant la contribution due au couplage des trois modes d'excitation : individuel, vibrationnel et rotationnel. Les résultats théoriques sont discutés et comparés aux données expérimentales.

1. Introduction

Les noyaux déficients en neutrons de la région de transition autour de la masse $A = 130$, ont fait l'objet de nombreux travaux tant expérimentaux que théoriques. La spectroscopie γ et e^- de ces noyaux a été étudiée au cours d'un programme de recherches initié à SARA (Système Accélérateur Rhône-Alpes) pour déterminer les états intrinsèques, à bas spin, peuplés par désintégration bêta [1, 2]. Les techniques utilisées (jet d'hélium, IGISOL [3]) ont permis d'apporter de nouvelles informations sur les spectres d'excitation à basse énergie de ces noyaux.

La bande découplée basée sur le niveau $I^\pi = 11/2^-$ et attribuée à l'orbitale de Nilsson $\pi 1/2^-$ [550] est généralement bien reproduite en couplant une quasiparticule à un coeur rigide triaxial (modèle dit PTRM [4, 5]). Par ailleurs, les modèles utilisés pour décrire les noyaux impairs ^{125}La et ^{127}La , en particulier les calculs self-consistents du modèle «Total Routhian Surface» (dit modèle TRS) ont fait apparaître une mollesse importante vis-à-vis du paramètre d'asymétrie γ tant pour reproduire les niveaux de parité positive que ceux de parité négative [5]. En conséquence, il nous est apparu important de prendre en considération de façon explicite les degrés de liberté de vibration.

Dans ce travail, la structure du noyau ^{125}La à basse énergie d'excitation est décrite en utilisant une approche théorique basée sur le couplage quasiparticule-phonon plus rotor [6]. Dans cette méthode de calcul, les états intrinsèques résultent de la prise en compte simultanée des quatre types d'interaction : champ moyen de Nilsson, force d'appariement, force quadrupolaire-quadrupolaire et le terme de recul. Le spectre des états excités est obtenu en incluant aussi la force de Coriolis. Cette méthode nous a permis de déduire la structure des cinq bandes à parité positive et de deux bandes à parité négative.

2. Formalisme théorique

L'hamiltonien total est défini par l'expression suivante :

$$H \simeq H_{int} + H_I + H_c \quad (1)$$

où

$$H_{int} = H_{sp} + H_P + H_Q + H_J$$

$$H_I = A_R(I^2 - I_3^2); H_C = -A_R(I_+ J + I_- J_+); H_J = A_R(J^2 - J_3^2)$$

Avec

$$I_{\pm} = I_1 \pm iI_2, J_{\pm} = J_1 \pm iJ_2 \text{ et } A_R = \hbar^2/2\mathcal{J}$$

Il est séparé en trois termes, l'hamiltonien intrinsèque H_{int} , l'hamiltonien rotationnel H_I et celui de Coriolis H_c qui couple les mouvements rotationnels et intrinsèques.

L'hamiltonien intrinsèque quant à lui, contient quatre parties : H_{sp} , décrivant le champ moyen déformé de Nilsson, le terme H_P est l'interaction d'appariement monopolaire (approximation BCS) décrivant la superfluidité de la matière nucléaire, la force quadrupolaire-quadrupolaire H_Q qui rend compte de la vibration du noyau [7] et le dernier terme H_J qui représente le terme de recul résultant de l'hypothèse d'un mouvement de rotation à symétrie axiale.

Avec l'inclusion de la force de Coriolis H_c , la matrice de l'hamiltonien H total doit être construite et diagonalisée dans l'espace des fonctions rotationnelles symétriques [8].

$$|IMK_{\rho}\rangle = \left(\frac{2I+I}{I6\Pi^2}\right)^{1/2} \left\{ D'_{MK}|K_{\rho}\rangle + (-)^{I+K} D^I_{M-K}|\bar{K}_{\rho}\rangle \right\} \quad (2)$$

où $|\bar{K}_{\rho}\rangle$ est l'état symétrique par renversement du temps de l'état intrinsèque $|K_{\rho}\rangle$ obtenu suite à la résolution du problème séculaire :

$$H_{int}|K_{\rho}\rangle = (H_{sp} + H_P + H_Q + H_J)|K_{\rho}\rangle = E_{K\rho}^{int}|K_{\rho}\rangle \quad (3)$$

L'état intrinsèque s'écrit donc comme une combinaison linéaire des états à 1-quasiparticule et des états du couplage quasiparticule-phonon.

$$|K_{\rho}\rangle = \left(\sum_{\nu} C_{\nu} \delta_{\Omega_{\nu}K} \alpha_{\nu}^{+} + \sum_{\nu\gamma} D_{\nu\gamma} \delta_{K=\Omega_{\nu}+\gamma} \alpha_{\nu}^{+} B_{\gamma}^{+} \right) |BCS\rangle \quad (4)$$

où B_{γ}^{+} est l'opérateur de création d'un phonon γ dans l'approximation Tamm-Dancoff.

3. Résultats et discussions

Les calculs effectués pour le noyau ^{125}La , à l'aide de la méthode du couplage quasiparticule-phonon plus rotor (QPRM) montrent l'existence de cinq bandes à parité positive et de deux bandes à parité négative, à basse énergie d'excitation. Les paramètres choisis sont : la déformation quadrupolaire $\epsilon_2 = 0.250$ [9], le gap d'appariement de 1077 keV qui est déterminé par la relation phénoménologique ($\Delta_p = \Delta_n = 12/A^{1/2}$), le paramètre d'inertie déterminé en fonction de l'énergie du premier état excité $E(2^+)(A_R = E(2^+)/6)$ et l'énergie de phonon qui est ajustée de façon à obtenir l'énergie expérimentale de la tête de bande γ du cœur pair-pair ^{124}Ba ($E(2_\gamma^+) = 887.8$ keV).

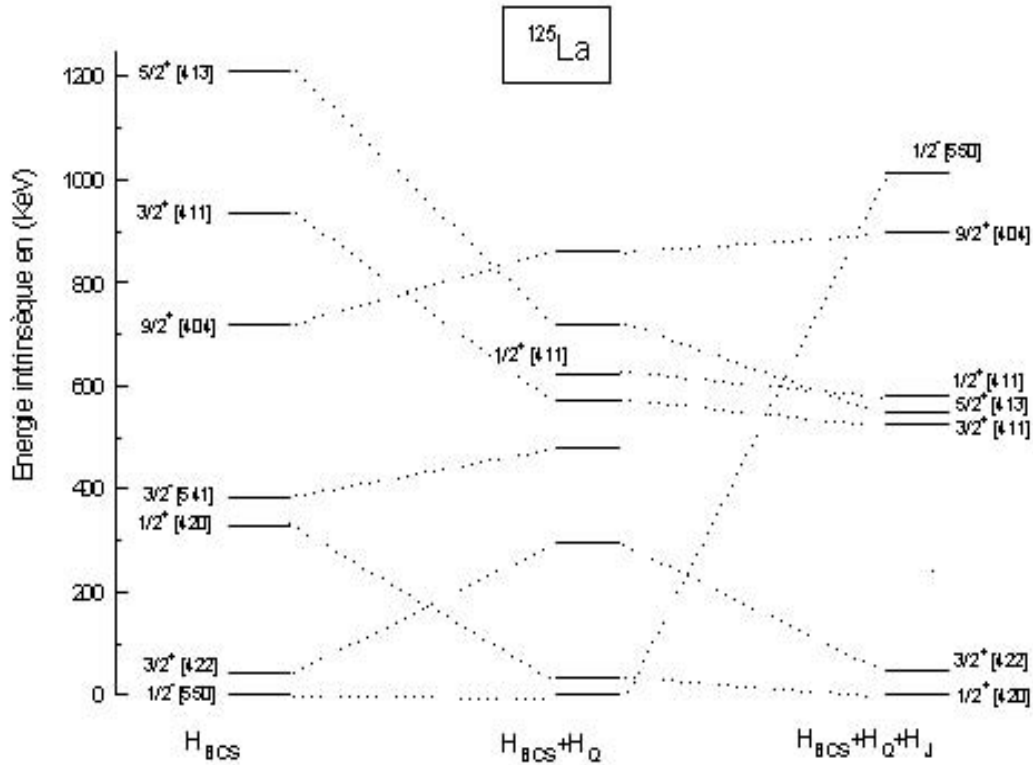


FIG. 1: *L'évolution en énergie des états intrinsèques de ^{125}La suivant l'ajout de la force quadrupolaire et du terme de recul.*

En additionnant la force quadrupolaire-quadrupolaire et le terme de recul à l'interaction d'appariement, un nouvel arrangement des états intrinsèques est obtenu pour le noyau ^{125}La (figure 1). La force quadrupolaire agit spécifiquement sur les états à parité positive, tandis que la force de recul agit fortement sur les états à parité négative. Le calcul théorique de quasiparticule-phonon plus rotor montre que l'état intrinsèque à parité positive $1/2^+$ [420] de la bande (3) (figure 2) représente l'état fondamental du noyau ^{125}La . Sa configuration est dominée par l'orbitale $g_{7/2}$

(99,5% $g_{7/2}$ + 0,3% $d_{5/2}$), tandis que le premier état excité $5/2^+$ de cette même bande présente un fort mélange de Coriolis (47% $g_{7/2}$ + 42% $d_{5/2}$). L'énergie d'excitation (calculée par rapport au $3/2^+$) de l'état excité $7/2^+$ de la bande 2 est de 145 keV; cette énergie est à comparer avec celle de la transition de 297 keV observée par spectroscopie in beam[5, 11] (voir bande 2). D'autre part, ce même niveau $7/2^+$ calculé à une énergie de 176 keV présente un fort mélange de Coriolis [45% [422] $3/2^+$ + 30% [420] $1/2^+$]. Compte tenu de cette configuration, sa désexcitation vers le $5/2^+$ [69% [420] $1/2^+$ + 14% [422] $3/2^+$] de la bande 3 devrait être favorisée. Cette transition est prédite à 76 keV alors que dans le schéma de niveau de ^{125}La établi expérimentalement, il existe une transition analogue intense de 168 keV ($7/2^+ \rightarrow 5/2^+$). En effet, les états excités de la bande $1/2^+$, $5/2^+$, $3/2^+$, $9/2^+$, $7/2^+$ et $11/2^+$ rassemblés dans la bande 3 (figure 2) n'ont pas été encore identifiés mais pourraient correspondre à des niveaux alimentés dans la désintégration β^+/CE $^{125}\text{Ce} \rightarrow ^{125}\text{La}$ et pour l'instant sans connection avec les niveaux observés dans les expériences "in beam"[10].

Par ailleurs, une bande construite sur un niveau excité $9/2^+$ à 299 keV, a été identifiée récemment [11]. D'après nos calculs, cette dernière correspond à la bande (7) bâtie sur l'état intrinsèque $9/2^+$ [404] (issu de l'orbitale $\pi g_{9/2}$) et dont la position en énergie a été calculée à 713.6 keV.

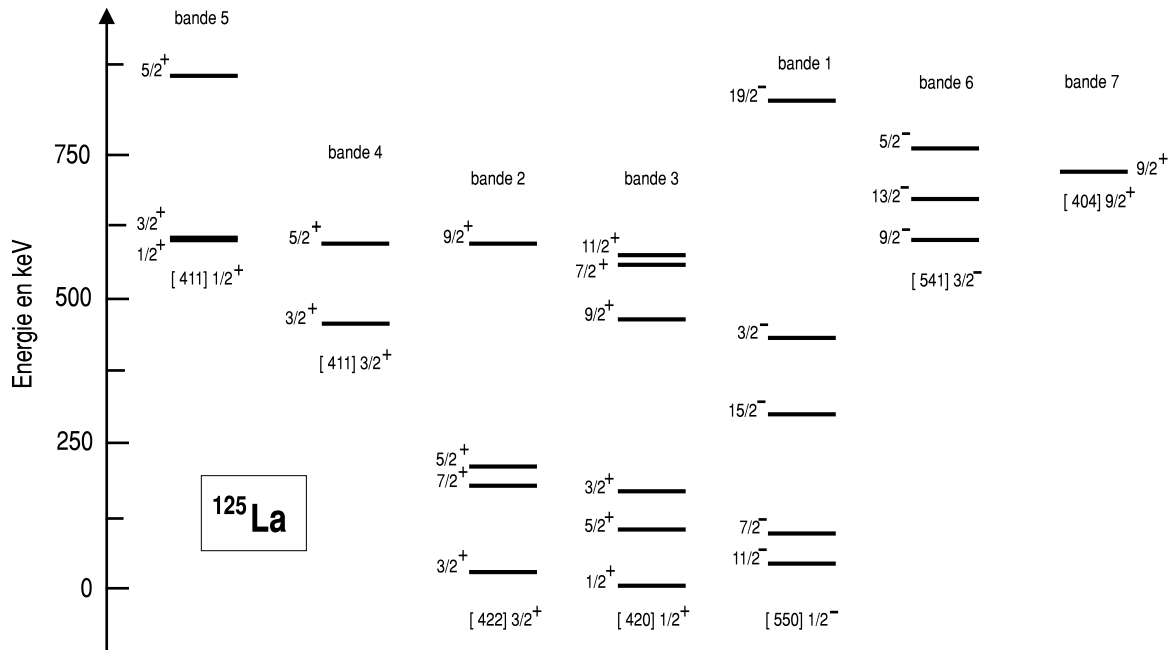


FIG. 2: Schéma des premiers niveaux excités du noyau ^{125}La obtenu à l'aide de la méthode du couplage quasiparticule-phonon plus rotor.

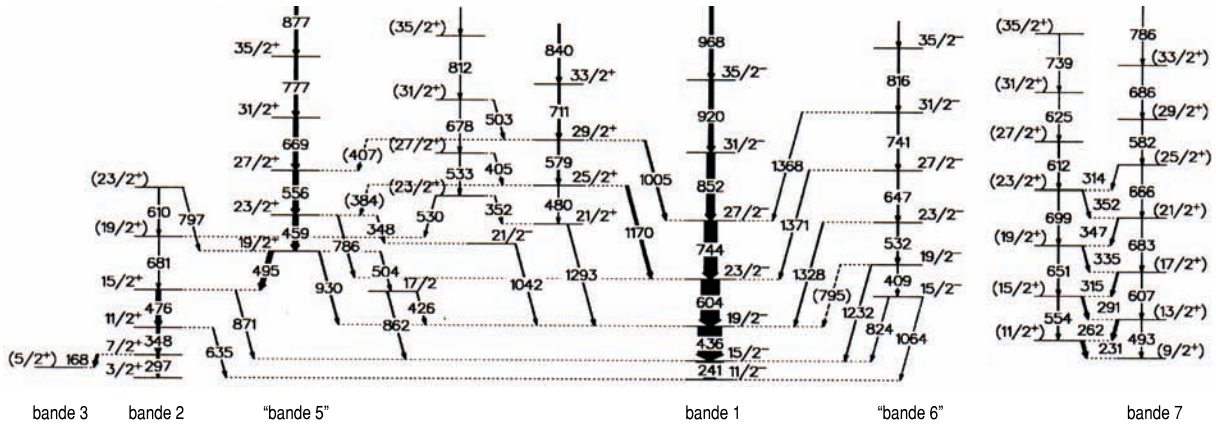


FIG. 3: Schéma de niveau expérimental partiel du ^{125}La établi expérimentalement par Starosta et al.[5] et Hartley et al.[11]. Les bandes sont numérotées par analogie avec celles prédites dans la figure 2.

La structure des fonctions d'onde des états excités à parité négative (bande 1) est dominée par l'orbitale déformée de Nilsson $1/2^-$ [550] avec un mélange non négligeable de $3/2^-$ [541]. Ceci donne lieu en particulier à la bande découplée $11/2^-$, $15/2^-$, $19/2^-$,... Il est à noter que le calcul fait apparaître des niveaux $7/2^-$ et $3/2^-$ non encore observés expérimentalement.

4. Conclusion

La structure à basse énergie du noyau impair ^{125}La a été étudiée en utilisant la méthode du couplage quasiparticule-phonon plus rotor (QPRM). La contribution du couplage quasiparticule-phonon joue un rôle important dans la configuration des états intrinsèques, qu'ils soient à parité positive ou négative. Les états excités à basse énergie sont influencés par le mélange dû à la force de Coriolis. Les résultats de nos calculs montrent que la méthode du couplage quasiparticule-phonon est une bonne approche théorique, reproduisant de façon satisfaisante le spectre d'excitation des noyaux appartenant à la région de transition $A \sim 130$ et mettant en évidence la prépondérance des niveaux issus des orbitales $d_{5/2}$ et $g_{7/2}$ pour les états à parité positive et de l'orbitale $h_{11/2}$ pour les états à parité négative.

Remerciements

Ce travail a été effectué dans le cadre de la convention de collaboration franco-marocaine CNR (N° PNC01/00)/CNRS (N°8288/00).

Références

- [1] J. Inchaouh et al., Contribution à Int. Conf. on Nuclear Shapes and Nuclear Structure at Low Excitation Energies, Cargèse (1991) 22.
- [2] A. Gizon et al, Z. Phys., A359 (1997) 11 et A. Gizon et al, Nucl. Phys. A605 (1996) 301.
- [3] R. Béraud et al, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Rev., A346 (1994) 196.
- [4] J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Phys., A249 (1975) 11, A249 (1975) 141.
- [5] K. Starosta et al., Phys. Rev., C53 (1996) 137 et K. Starosta et al., Phys. Rev., C55 (1997) 2794.
- [6] A. Boulal, J. Inchaouh et M.K. Jammari, Eur. Phys. J., A7 (2000) 317.
- [7] P. Ring et P. Schuck, the Nuclear Many-Body Problem (Springer, New-York, 1970).
- [8] A. Bohr et B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol 2 (Benjamin, New-York, 1975).
- [9] P. Möller et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 59, N°2 (1995) 185.
- [10] G. Canchel et al., Eur. Phys. J., A5 (1999) 1 et communication privée.
- [11] D.J. Hartley et al., Phys. Rev., C60, 014308.