

**Cercetari moderne despre structura nucleara,
tranzitii de faza si dezintegrarea beta dubla**
Director: Prof. Dr. A. A. Raduta

RAPORT SINTETIC, 2013

Membrii echipei

1. Prof. Dr. Apolodor Raduta, CSI
2. Dr. Alexandru Raduta, CS I
3. Dr. Cristian Raduta, CS II
4. Dr. Ioan Ursu, CS II
5. Dr. Radu Budaca, CS III
6. Dr. Petrica Baganu, CS III

A. Indicatori de performanta

De la inceputul derularii proiectului au fost realizate mai multe lucrari stiintifice aparute in reviste cu indice de impacrt mare sau in proceedings-uri de conferinte. Trei lucrari realizate anul acesta sunt in curs de evaluare. Lista publicatiilor efectuate in cadrul contractuui este prezentata mai jos:

1) New theoretical results for 2 decay within a fully renormalized proton-neutron random-phase approximation approach with the gauge symmetry restored, C. M. Raduta, A. A. Raduta and I. I. Ursu, PHYSICAL REVIEW C 84, 064322 (2011).

2) Semimicroscopic description of backbending phenomena in some deformed even-even nuclei, A. A. Raduta and R. Budaca, PHYSICAL REVIEW C 84, 044323 (2011).

3) Exact results for the particle-number-projected BCS approach with isovector proton-neutron pairing, A. A. Raduta, M. I. Krivoruchenko, and Amand Faessler, PHYSICAL REVIEW C 85, 054314 (2012).

4) Interplay of classical and quantal features within the coherent-state model, A. A. Raduta and C. M. Raduta, PHYSICAL REVIEW C 86, 054307 (2012).

5)FRpnQRPA approach with the gauge symmetry restored. Application for the 2 decay, A. A. Raduta and c. M. Raduta, EPJ Web of Conferences 38, 14003 (2012).

6)FRpnQRPA APPROACH WITH THE GAUGE SYMMETRY RESTORED. APPLICATION FOR THE 2 DECAY , A. A. Raduta,(c) Rom.Journ. Phys., Vol.57,nr. 1-2, pp. 442-471, 2012

7. Semi-microscopic description of the double backbending in some deformed even-even rare earth nuclei, R Budaca and A A Raduta, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 40 (2013) 025109 (26pp).

8. Application of the sextic oscillator with a centrifugal barrier and the spheroidal equation for some X(5) candidate nuclei, A A Raduta and P Baganu, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 40 (2013) 025108 (29pp).

9. $2\nu\beta\beta$ decay within a higher pnQRPA approach with the gauge symmetry preserved, A. A. Raduta, and C. M. Raduta, Journal of Physics: Conference Series 413 (2013) 012014.

10.A semi-microscopic approach to the backbending phenomena in even-even nuclei,A A Raduta and R Budaca,Journal of Physics: Conference Series 413 (2013) 012028.

11. Towards a new solvable model for the even-even triaxial nuclei, A. A. Raduta and P. Baganu,Journal of Physics: Conference Series 413 (2013) 012029.

12. Description of the isotope chain 180196Pt within some solvable approaches, A. A. Raduta and P. Baganu, trimisa la Physical Review C

13. Deformation properties of the projected spherical single particle basis, A. A. Raduta and R. Budaca, trimisa la Journal of Physics G; Nucl. Part. Phys.

14. A new picture for the chiral symmetry properties within a particle-core framework, A. A. Raduta, C. M. Raduta and Amand Faessler, trimisa la Journal of Physics G; Nucl. Part. Phys.

B. Rezultate importante, activitati

REZULTATE, 2011

Un Hamiltonian *many-body* ce include un termen de camp mediu corespunzator unei baze de functii uniparticule sferica obtinuta prin proiectia momentului cinetic dintr-o baza deformata, o interactie de imperechere a nucleonilor de aceeasi sarcina izotopica, o interactie proton-neutron dipolara, repulsiva ce actioneaza in canalul particula-gaura (*ph*)si o inter-

actie proton-neutron de imperechere dipolara atractiva, este tratat printr-un formalism cu simetria de gauge restaurata si aproximatia pnQRPA complet renormata (*GRFRpnQRPA*). Energiile si functiile de unda au fost folosite pentru calculul ratei de dezintegrare beta dubla si a timpilor de injumatatire pentru emitorii: ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{104}Ru , ^{110}Pd , $^{128,130}\text{Te}$, $^{148,150}\text{Nd}$, ^{154}Sm , and ^{160}Gd . Rezultatele au fost comparate cu datele experimentale precum si cu cele teoretice obtinute prin alte metode. Subliniem faptul ca pentru toate cazurile regula de suma Ikeda este satisfacuta. Acesta este un merit exclusiv al teoriei propuse in aceasta lucrare. Au fost studiate de asemenea si tariile dezintegrarilor β^- a nucleelor mama si cele ale dezintegrarilor β^+ pentru nucleele fiica, ca functie de energiile furnizate de ecuatiile *GRFRpnQRPA*. Pentru cateva dintre cazuri au fost prezentate, pentru comparatie, si datele experimenatale. Este interesant de mentionat ca, fara exceptie, nucleele ce se dezintegreaza beta dublu nu se dezintegreaza beta simplu. Totusi nucleele intermediare impar-impare se pot dezintegra β^- pe nucleele fiica ale procesului $2\nu\beta\beta$ sau pot trece in nucleele mama ale procesului mentionat prin captura electronica care este echivalent cu dezintegrarea beta plus. Pentru aceste nuclee s-au calculat valorile $\log ft$ pentru ambele dezintegrari si comparate cu datele experimentale. Mai mult se sugereaza ca taria interactiei atractive sa fie fixata prin fitarea uneia din cele doua valori $\log ft$. Alte date experimentale care au fost descrise prin formalismul propus sunt tariile totale pentru dezintegrarea beta minus a nucleului mama si tariile totale ale dezintegrarii beta plus asociata nucleului fiica. Pentru cateva din aceste observabile, exista date experimentale. Pentru toate nucleele considerate au fost obtinute acorduri foarte bune cu datele experimentale pentru toate observabilele mentionate mai sus. Subliniem faptul ca teoria propusa de noi este singura capabila sa descrie simultan datele experimentale privind amplitudinea GT de tranzitie si regula de suma Ikeda, aceasta afirmand ca pentru nucleul mama diferenta intre taria totala a dezintegrarii beta minus si taria totala a dezintegrarii beta plus, este egala cu $3(N-Z)$, unde N si Z noteaza numarul de neutroni si respectiv numarul de protoni.

Un alt subiect tratat de grupul nostru este acela al fenomenului de backbending. Pentru spectre regulate spatierea energetica a starilor succesive in banda fundamentala este o functie crescatoare de momentul cinetic. Daca la un anumit moment cinetic monotonia mentionata este intrerupta aceasta se manifesta in graficul reprezentand momentul de inertie ca functie de patratul frecventei de rotatie prin aceea ca, curba ascendenta se intoaie inapoi. Aceasta intoire este determinata printr-o crestere brusca a momentului de inertie. Aceasta variatie

poate fi determinata printre altele prin trecerea de la o faza nucleara suprafluida la una normala, tranzitie ce poate fi indusa de ruperea unei perechi neutronice din vecinatatea nivelului Fermi. Aceasta rupere de perechi este produsa de un termen ce rupe invarianta la inversie temporală. Noutatea in modelul propus consta in aceea ca sistemul hibrid consta in nucleoni ce se misca in orbite deformate in jurul unui miez care este de asemenea deformat. Astfel mecanismul de backbending este studiat prin hibridizarea a doua benzi rotationale. Aceste doua benzi sunt obtinute prin tratarea unui sistem hibrid constand in doua componente in interactie: un set de particule ce se misca intr-un camp mediu deformat si un miez fenomenologic a carui stare fundamentala intrinseca este descrisa de o functie coerenta axial simetrica pentru bozoni cvadrupolari. Cele doua componente interactioneaza printr-un termen cvadrupol-cvadrupol si unul de tip spin-spin. Hamiltonianul total este tratat in spatiul starilor cu moment cinetic determinat obtinute prin proiectie din stari ale spatiului produs de functii deformate. Functia factor ce descrie miscarea uniparticula defineste natura benzii rotationale. Cea care corespunde la banda fundamentala are toate particulele imperecheate iar cea de doua cvasiparticule este construita pe o pereche de neutroni "rupta" din starea intruder, deci de moment cinetic mare, $i_{13/2}$. Teoria a fost aplicata la sase nuclee din zona pamanturilor rare unde a fost obtinut un acord excelent cu datele experimentale.

REZULTATE, 2012

I. DESCRIPTION OF THE PHASE TRANSITION $O(6) \rightarrow SU(5)$ WITHIN CSM. THE RELATION TO OTHER DESCRIPTIONS

Prezenta lucrare, face parte dintr-o serie de alte lucrări realizate de către autorii de față împreună cu colaboratori, printre care și Ref. [1–5], dedicate studiului tranzițiilor de fază în cazul nucleelor par-pare. Fazele nucleare $U(5)$ (oscilator sferic), $SU(3)$ (rotator simetric) și $O(6)$ (γ -instabil) sunt asociate formelor nucleelor aflate în starea fundamentală, anume sferic, simetric, respectiv, asimetric, descrise cu ajutorul variabilelor de deformare intrinseci β și γ [1]. Sinteze ale principalelor rezultate obținute în ultimii ani în domeniu pot fi găsite în Ref. [7, 8].

Scopul lucrării, îl reprezintă descrierea nucleelor par-pare aflate în punctul critic al tranziției de fază $U(5)$ – $SU(3)$. Potențialul de oscilator armonic în variabila β al Hamiltoni-

anului Bohr-Mottelson [1] este înlocuit cu un potențial de oscilator anarmonic de ordin șase (sextic) în variabila β plus un potențial periodic în variabila γ . Cu aceste potențiale, în urma separării variabilelor, ecuația în variabila β devine cvasi-exact solubilă, iar soluțiile ecuației în variabila γ sunt funcțiile sferoidale unghiulare. Expresia energiei totale a sistemului se obține adunând contribuțiile provenite din cele două ecuații, iar probabilitățile de tranziție $E2$ sunt determinate cu ajutorul unui operator cvadrupolar de tranziție anarmonic scris în sistemul de referință intrinsec. Modelul astfel dezvoltat, a fost numit convențional Aproximația Sextic și Sferoidală (SSA). SSA a fost aplicat pentru 10 nuclee, anume $^{176,178,180,188,190}\text{Os}$, ^{150}Nd , ^{170}W , ^{156}Dy , $^{166,168}\text{Hf}$, alese conform signaturii nucleelor de tip X(5) [2] dată de raportul $R_{4_g^+/2_g^+} = 2.90$ al energiilor corespunzătoare stărilor 4_g^+ și 2_g^+ din banda fundamentală. Acordul obținut de SSA cu datele experimentale corespunzătoare este unul destul de bun. În plus, rezultatele SSA au mai fost comparate și cu alte modele propuse anterior, anume X(5) [2], Groapă Dreptunghiulară Infinită (ISW) [1], Davidson (D) [2] și Modelul Stării Coerente (CSM) [20], demonstrând astfel că SSA reprezintă un model foarte bun pentru descrierea nucleelor aflate în punctul critic al tranziției U(5)–SU(3).

Comparând valorile r.m.s.-ului (root mean square) dat de aceste modele pentru spectrele energetice ale nucleelor considerate, s-a observat că pentru ^{180}Os , ^{150}Nd și ^{170}W CSM oferă o descriere mai bună, pentru ^{188}Os acordul cel mai bun este dat de SSA, iar pentru restul nucleelor mai apropiate de datele experimentale sunt rezultatele modelului D.

În ceea ce privește probabilitățile de tranziție, pentru $^{176,178,180}\text{Os}$, $^{166,168}\text{Hf}$ și ^{170}W avem date experimentale doar pentru tranziții în banda fundamentală, în timp ce pentru restul nucleelor considerate sunt date și pentru tranziții între stări aparținând la benzi diferite. Cele 5 modele prezic valori apropiate pentru datele experimentale.

De remarcat ca în timp ce modelele X(5), ISW, D și SSA descriu energiile și probabilitățile de tranziție folosind coordonatele intrinseci β și γ , respectiv, unghiurile de rotație Euler θ_1 , θ_2 , θ_3 , CSM este un model cvadrupolar bosonic și astfel observabilele menționate sunt calculate folosind coordonate colective în sistemul de referință al laboratorului.

Potențialul sextic pentru β asigură o descriere mai realistă a stărilor excitate acolo unde gradul de libertate β este important. Acest lucru se poate observa cel mai bine în acordul excelent al energiilor calculate de SSA pentru datele experimentale corespunzătoare benzilor β și γ .

Concluzia finală este aceea că SSA reprezintă un model adecvat pentru descrierea nucle-

elor aflate în punctul critic al tranziției de fază $U(5)-SU(3)$.

Rezultatele menționate mai sus au fost incluse în lucrarea: *Application of the sextic oscillator with centrifugal barrier and the spheroidal equation for some $X(5)$ candidate nuclei*, A. A. Raduta and P. Baganu, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, *in press*.

- [1] A. Gheorghe, A. A. Raduta and A. Faessler, Phys. Lett. **B 648**, (2007) 171.
- [2] A. A. Raduta, A. C. Gheorghe, P. Baganu and A. Faessler, Nucl. Phys. **A 819**, (2009) 46.
- [3] A. A. Raduta and P. Baganu, Phys. Rev. **C 83**, (2011) 034313.
- [4] P. Baganu and A. A. Raduta, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **39** (2012) 025103.
- [5] P. Baganu and A. A. Raduta, Rom. Journ. Phys. **57** (2012) 1103.
- [6] A. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **26** (1952) no.14; A. Bohr and B. Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **27** (1953) no. 16
- [7] L. Fortunato, Eur. J. Phys. **A 26**, s01, 1-30 (2005).
- [8] P. Cejnar, J. Jolie and R. F. Casten, Rev. Mod. Phys. **82**, No. 3 (2010).
- [9] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 052502.
- [10] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. M. Dreizler, Phys. Lett. **99B** (1981) 444; Nucl. Phys. **A381** (1982) 253.
- [11] Balraj Singh, Nuclear Data Sheets **95**, 387 (2002).

II. ASYMPTOTIC AND NEAR VIBRATIONAL BEHAVIOR OF THE CSM APPROACH. THE RELATION TO OTHER DESCRIPTIONS.

Coordonatele cvadrupolare au început să fie folosite intens atât de formalismele fenomenologice cât și de cele microscopice pentru descrierea proprietăților de bază ale nucleelor odată cu introducerea modelului picăturii de lichid [1]. Inițial, modelul armonic sferic al picăturii de lichid reușea să reproducă doar o parte mică din proprietățile unor nuclee sferice. Faessler și Greiner [2] au extins acest model pentru a aplica și la nuclee deformate. Rezultatul a fost un model foarte flexibil numit Model de Vibrație Rotație (RVM) care mai târziu a fost extins și prin introducerea unor anarmonicități sub formă de invarianti polinomiali de coordonate cvadrupolare. Principalul neajuns al descrierii bosonice cu hamiltonieni

anarmonici complicați constă în numărul mare de parametri de structură ce trebuie fiți. Spre deosebire de RVM modelul stărilor coerente (CSM) [3] folosește un număr mult mai mic de parametri. Totodată CSM reușește să descrie într-o manieră realistă atât nuclee puternic deformate cât și tranziționale până la spini foarte mari folosind un spațiu colectiv restrâns generat prin proiectare după moment cinetic de trei funcții deformate ortogonale de tip coerent:

$$\begin{aligned}
\phi_{JM}^g(d) &= N_J^g P_{M0}^J \psi_g, \quad \psi_g = \exp [d(b_0^\dagger - b_0)] |0\rangle, \\
\phi_{JM}^\beta(d) &= N_J^\beta P_{M0}^J \Omega_\beta^\dagger \psi_g, \quad \Omega_\beta^\dagger = (b^\dagger b^\dagger b^\dagger)_0 + \frac{3d}{\sqrt{14}} (b^\dagger b^\dagger)_0 - \frac{d^3}{\sqrt{70}}, \\
\phi_{JM}^\gamma(d) &= N_J^\gamma P_{M2}^J \Omega_{\gamma,2}^\dagger \psi_g, \quad \Omega_{\gamma,m}^\dagger = (b^\dagger b^\dagger)_{2,m} + d\sqrt{\frac{2}{7}} b_m^\dagger.
\end{aligned} \tag{1}$$

Deformarea intervine prin parametrul real d . Hamiltonianul model asociat acestui spațiu restrâns este construit astfel încât să se obțină un decuplaj maxim. Acest lucru este imposibil, însă o soluție satisfăcătoare este dată de Hamiltonianul bosonic de ordin șase:

$$H = A_1(22\hat{N} + 5\Omega_{\beta'}^\dagger \Omega_{\beta'}) + A_2\hat{J}^2 + A_3\Omega_\beta^\dagger \Omega_\beta, \quad \Omega_{\beta'}^\dagger = (b^\dagger b^\dagger)_0 + \frac{d^2}{\sqrt{5}}. \tag{2}$$

O caracteristică analitică de bază a CSM este faptul că atât normele stărilor proiectate cât și elementele de matrice ale Hamiltonianului pot fi exprimate în termeni de derivatele integralei de superpoziție:

$$I_J^{(0)}(d^2) = \int_0^1 P_J(y) e^{d^2 P_2(y)} dy, \quad I_J^{(k)}(x) = \frac{d^k I_J^{(0)}}{dx^k}, \quad x = d^2. \tag{3}$$

Acest lucru oferă posibilitatea de a deriva formule analitice simple pentru energiile de excitație ale celor trei benzi rotaționale, fundamentală, β și γ împreună cu probabilitățile de tranziție cvadrupolară în cadrul limitelor extreme ale deformărilor mici și mari. Într-adevăr, dezvoltând formulele exacte ale elementelor de matrice ale Hamiltonianului în serie de puteri ale variabilei $1/x$ ($x = d^2$) se obțin energiile benzilor din regimul asimptotic al CSM [4]:

$$\begin{aligned}
E_J^g &= 11A_1 \left[\frac{x-1}{2} + \sqrt{G_J} \right] + A_2 J(J+1), \\
E_J^\beta &= \frac{1}{P_J^\beta} [A_1 S_J^\beta + A_3 F_J^\beta] + A_2 J(J+1), \\
E_J^\gamma &= A_1 \frac{S_J^\gamma}{P_J^\gamma} + A_2 J(J+1).
\end{aligned} \tag{4}$$

P, S, F și G sunt polinoame în variabila $1/x$ cu coeficienți dependenți de momentul cinetic. În mod similar se obțin și expresiile asimptotice pentru elementele de matrice reduse ale

operatorului de tranziție cvadrupolară care este suma unui termen armonic și a unui termen anarmonic:

$$\begin{aligned}
\langle \phi_J^i || Q_2^h || \phi_{J'}^i \rangle &= 2dq_h C_{K_i 0 K_i}^{J 2 J'}, \quad i = g, \beta, \gamma, \quad K_i = -2\delta_{i\gamma}, \\
\langle \phi_J^\gamma || Q_2^h || \phi_{J'}^g \rangle &= \sqrt{2}q_h C_{-2 2 0}^{J 2 J'}, \\
\langle \phi_J^\beta || Q_2^h || \phi_{J'}^\gamma \rangle &= \frac{2}{3\sqrt{19}}q_h C_{0 -2 -2}^{J 2 J'}, \quad \langle \phi_J^\beta || Q_2^{anh} || \phi_{J'}^g \rangle = 2\sqrt{\frac{7}{19}}q_{anh} C_{0 0 0}^{J 2 J'}.
\end{aligned} \tag{5}$$

Elementele de matrice menționate depind de momentul cinetic prin intermediul unui coeficient Clebsch-Gordan ceea ce este consistent cu regula lui Alaga și sunt proporționale cu d sau independente de deformare pentru tranziții intra-bandă și respectiv inter-bandă. Trebuie de menționat aici că în limita asimptotică, funcțiile de undă proiectate le reproduc pe cele din modelul picăturii de lichid cu cuplaj puternic.

În ceea ce privește regimul deformărilor mici, numit sugestiv regim aproape vibrațional, energiile de excitație în acest caz sunt date de dezvoltările expresiilor exacte ale elementelor de matrice de interes în serie de puteri ale lui $x (= d^2)$. De data aceasta, energiile de excitație sunt exprimate ca rapoarte de polinoame în x :

$$\begin{aligned}
E_J^g &= 22A_1 \sum_{k=0}^3 A_{J,k}^{(g)} x^k + A_2 J(J+1) - \Delta E_J, \\
E_J^\gamma &= 44A_1 + \frac{A_1}{\sum_{k=0}^3 Q_{J,k}^{(\gamma,0)} x^k} \left[\sum_{k=0}^3 \left(22R_{J,k}^{(\gamma,0)} + 5U_{J,k}^{(\gamma,0)} \right) x^k \right] + A_2 J(J+1) + \Delta E_J, \quad J = par, \\
E_J^\gamma &= 44A_1 + \frac{A_1}{\sum_{k=0}^3 Q_{J,k}^{(\gamma,1)} x^k} \left[\sum_{k=0}^3 \left(22R_{J,k}^{(\gamma,1)} + 5U_{J,k}^{(\gamma,1)} \right) x^k \right] + A_2 J(J+1), \quad J = impar, \\
E_J^\beta &= \frac{1}{\sum_{k=0}^3 Q_{J,k}^{(\beta)} x^k} \left\{ A_1 \sum_{k=0}^3 \left(22R_{J,k}^{(\beta)} + 5U_{J,k}^{(\beta)} \right) x^k + \sum_{k=0}^3 \left(A_3 V_{J,k}^{(\beta)} + A_4 dZ_{J,k}^{(\beta)} + A_5 B_{J,k}^{(\beta)} \right) x^k \right\} + A_2 J(J+1).
\end{aligned} \tag{6}$$

Coeficienții A, R, U, V, Z, B și corecția ΔE ce ia în considerare cuplajul dintre stările de moment cinetic par ale benzilor fundamentală și γ sunt și ei la rândul lor rapoarte de polinoame în moment cinetic. Expresii analitice similare sunt posibile și pentru probabilitățile de tranziție cvadrupolară. Acestea se obțin din dezvoltarea de ordin întâi a expresiilor exacte pentru elementele de matrice reduse ale operatorului cvadrupolar de tranziție în serie de puteri ale lui d . În final, elementele de matrice sunt în mare parte reprezentate de funcții liniare în parametrul de deformare d cu coeficienți raționali dependenți de momentul cinetic.

În comparație, în limita vibrațională extremă $d \rightarrow 0$ a modelului, funcțiile proiectate devin stări multifononice iar elementele de matrice ale operatorului cvadrupolar sunt date

de termenul liber al dezvoltării expresiilor exacte în serie de puteri ale lui d și în consecință nu depind de deformare, oferind astfel un set de reguli de selecție pentru tranzițiile cvadrupolare.

Pentru o anumită alegere a parametrilor implicați în Hamiltonianul model, suprafața de energie constantă poate prezenta mai multe feluri de puncte minime asociate unei anumite forme de echilibru: sferică, axial deformată de tip țigară sau plăcintă, triaxială. Fiecărei forme de echilibru îi corespund proprietăți specifice legate de energiile de excitație și probabilitățile de tranziție electromagnetică. Din această cauză, se spune că valorile statice ale coordonatelor intrinseci ce definesc un anumit tip de minim alcătuiesc o fază pentru sistemul nuclear. Mai mult de atât, a fost observat faptul că o anumită fază nucleară poate fi asociată unei simetrii determinate, și în consecință proprietățile ei pot fi descrise cu ajutorul reprezentărilor ireductibile ale respectivului grup de simetrie [5]. Pornind de la această premiză, tratarea simultană a celor trei benzi rotaționale, fundamentală, β și γ oferită de CSM a fost utilizată pentru descrierea datelor experimentale existente pentru 42 de nuclee [6] cu diferite simetrii asociate cum ar fi $SU(5)$, $O(6)$, $SU(3)$, forme triaxiale, precum și tranziții dintre aceste situații extreme. Rezultatele numerice sunt într-un acord foarte bun cu datele experimentale corespunzătoare atât pentru energiile de excitație cât și pentru probabilitățile de tranziție $B(E2)$.

Valorile raportului experimental $E_{4_1^+}/E_{2_1^+}$ ne indică cât de departe suntem de limita vibrațională care este 2 și ce regim ar fi potrivit pentru tratarea unui nucleu. O altă mărime importantă în acest sens este parametrul de deformare d . Astfel, nucleele cu d subunitar sunt considerate aproape sferice, iar cele cu d mai mare decât unitatea dar totuși mai mic decât raza de convergență a integralei de superpoziție $I_J^{(0)}$ [7] se consideră ca făcând parte din clasa nucleelor aproape vibraționale. Cele 42 de nuclee descrise pot fi împărțite în trei categorii, nuclee transuranice puternic deformate, nuclee aproape vibraționale și respectiv deformate din zona pământurilor rare. Asocierea fiecărui nucleu cu o anumită simetrie dinamică reiese din valorile parametrilor de structură obținuți prin metoda celor mai mici pătrate și din dependențele de moment cinetic ale celor trei benzi. O analiză separată a nucleelor transuranice [8] arată că aceștia sunt reprezentanți ideali ai simetriei dinamice $SU(3)$ asociată formei axial simetrice, excepție fiind doar nucleul ^{230}Th care prezintă caracteristici pregnante de triaxialitate rigidă. Celelalte grupuri de nuclee prezintă o gamă mai variată de simetrii dinamice asociate. În cazul unor nuclee deformate din zona pământurilor rare sunt necesari și alți termeni în Hamiltonian pentru a reproduce corect energiile benzii β care in-

troduc parametri în plus dar totuși nu strică simetria Hamiltonianului inițial. De notat este faptul că pentru toate simetriile dinamice menționate mai sus a fost folosit unul și același Hamiltonian și set de stări proiectate. Analizând valorile obținute pentru d se constată există o corespondență liniară între parametrul de deformare d și deformarea cvadrupolară β_2 în cadrul celor trei grupuri de nuclee. Mai mult de atât, liniile corespunzătoare la cele două grupuri de nuclee puternic deformate sunt aproximativ paralele.

De asemenea și coeficienții de structură nu se modifică haotic când se trece de la un nucleu la altul, ci satisfac anumite regularități puse în evidență de dependențe polinomiale în $A + (N - Z)/2$ pentru fiecare grup de nuclee. De fapt aceasta este o măsură a puterii de predicție a formalismului CSM. Este interesant faptul că nucleele ai căror parametri de structură deviază substanțial de la curbele de interpolare sunt bine cunoscute ca fiind puncte critice ale unor tranziții de fază ($X(5)$, $E(5)$, $Y(5)$). Acest lucru se observă cel mai bine când este considerat lanțul izotopic pentru Gd, unde sunt identificate astfel două tranziții de fază cu nuclee critice corespunzătoare.

Rezultatele obținute în cadrul aproximațiilor prezentate sunt încurajatoare pentru continuarea studiului CSM pentru găsirea unor noi metode pentru descrierea unor date experimentale și mai complicate.

Descrierea in extenso a rezultatelor prezentate succint mai sus poate fi gasita in lucrarea: *Analytical description of the coherent state model for the near vibrational and well deformed nuclei*, A. A. Raduta, R. Budaca, A. Faessler, Ann. Phys. (NY) **327** (2012) 671.

-
- [1] A. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **26** (1952) no.14; A.Bohr and B.Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **27** (1953) no. 16.
 - [2] A. Faessler and W. Greiner, Z. Phys. **168** (1962) 425; **170** (1962) 105; **177** (1964) 190; A. Faessler, W. Greiner and R. Sheline, Nucl. Phys. **70** (1965) 33.
 - [3] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. M. Dreizler, Phys. Lett. **99B** (1981) 444; Nucl. Phys. **A381** (1982) 253.
 - [4] A. A. Raduta and C. Sabac, Ann. Phys. (N.Y.) **148** (1983) 1.
 - [5] F. Iachello and A. Arima, *The Interacting Boson Model* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1987).

- [6] A. A. Raduta, R. Budaca, A. Faessler, Ann. Phys. (NY) **327** (2012) 671.
- [7] A. A. Raduta, R. Budaca, A. Faessler, Jour. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **37** (2010) 085108.
- [8] R. Budaca, A. A. Raduta, Rom. Journ. Phys. **57** (2012) 1088.

Modelul CSM are particularitatea ca foloseste un spatiu bosonic restrans definit prin proiectia momentului cinetic din trei stari ortogonale, una dintre ele fiind o stare coerenta axial simetrica iar celelalte doua excitatii polinomiale ale acesteia. Cele trei stari proiectate sunt stari model pentru benzile fundamentala, beta si respectiv gama. Starea coerent are proprietatea ca minimizeaza relatia de incertitudine pentru coordonata cvadrupolara si impulsul conjugat, aceasta fiind considerata o semnatura a granitei dintre comportarile clasice si cuantice. Starea coerenta si excitatiile acesteia violeaza simetria de etalonare si cea sferica. Problema care ne-am pus-o este in ce masura restaurarea acestor simetrii pastreaza sau violeaza comportarea clasica a sistemului. O masura a comportarii cuantice este considerata a fi departarea relatiilor de incertitudine de la limita clasica. Aceasta masura este considerata atat in limita aproape vibrationala cat si in cea asytmotica. In acest fel am incercat sa raspundem la intrebarea *ce rol joaca deformarea nucleara in determinarea naturii clasice sau cuantice pentru sistemul nuclear*. Un alt aspect discutat in detaliu este daca concluziile depind de perechea de coordonate canonic conjugate selectate. Nu am furnizat un raspuns general pentru aceasta problema ci ne-am limitat la a considera doua perechi de coordonate canonic conjugate: coordonata-impuls si numar de bozoni si faza. Aceste probleme au fost analizate in detaliu in lucrarea: *Interplay of classical and quantal features within the coherent state model*, A. A. Raduta and C. M. Raduta, Phys. Rev. C, in press.

-
- [1] M. Baranger and M. Veneroni, Ann. Phys. (NY) **114**, 123 (1978).
 - [2] F. Villars, Nucl. Phys. **A285**, 269 (1977).
 - [3] A. A. Raduta, V. Baran and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A588**, 431 (1995).
 - [4] A. A. Raduta, R. Budaca and Amand Faessler, Jour. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **38**, 055102 (2011).
 - [5] A. A. Raduta and R. M. Dreizler, Nucl. Phys. **A258**, 109 (1976).
 - [6] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. M. Dreizler, Nucl. Phys. **A381**, 253 (1982).
 - [7] P. Haapakoski, T. Honkaranta and P. O. Lipas, Phys. Lett. **41 B**, 125 (1970).

- [8] P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. (London) **A114**, 243 (1927).
- [9] L. Susskind and J. Glogow, Physics **1**, 49 (1964).
- [10] P. Carruthers and Michael Martin Nieto, Rev. Mod. Phys. **40**, 411 (1968).
- [11] W. H. Louisell, Phys. Lett. **7**, 60, (1963).
- [12] P. Carruthers and M. M. Nieto, Phys. Rev. Lett. **14**, 387 (1965).
- [13] R. D. Levine, The Journal of Chemical Physics, **44**, 3597 (1965).
- [14] A. A. Raduta, R. Budaca and Amand Faessler, Ann. Phys.[NY] **327**, 671 (2012).
- [15] A.S. Holevo, *Probabilistic and Statistical Aspects of Quantum Theory*, 2nd edition, Edizioni della Normale, Pisa, 2011, ISBN: 978-88-7642-375-8 Nauka, Moscow, 1980, Russian translation, pp. 204-211.

REZULTATE, 2013

1. A new picture for the chiral symmetry properties within a particle-core framework, A. A. Raduta, C. M. Raduta and Amand Faessler, submitted to Journal of Physics G; Nucl. Part. Phys.

Spectrele rotationale apar ca o reflexie a unei ruperi spontane de simetrie, cand nucleul capata o deformare statica. Proprietati fundamentale cum sunt forma nucleara, distributia densitatii de masa si de sarcina in interiorul nucleului momentele electrice si magnetice, spectrele colective, pot fi evidentiate in urma interactiei sistemului nuclear cu un camp electromagnetic. Cele doua componente ale campului sunt folosite pentru a investiga proprietatile nucleare de natura electrica sau, repectiv magnetica. La sfarsitul secolului trecut, atat starile de tip scissors [1, 2] cat si cele de tip spin-flip [4] au fost intens studiate de mai multe grupuri. Starile de tip scissors au fost excitate in experimente de ciocnire inelastica (e,e') la unghiuri inapoi si sunt localizate in regiunea 2-3 MeV in timp ce starile de tip spin flip sunt vazute in experimente de tip (p,p') la unghiuri inainte si sunt asteptate sa apara in intervalul de 5-10 MeV. Ecitatiile de tip scissors descriu oscilatiile unghiulare in antifaza ale protonilor si neutronilor, taria tranzitiei M1 din starea fundamentala fiind proportionala cu deformarea nucleara la patrat. Acest lucru confirma caracterul colectiv al excitatiei. Asupra acestui proiect s-au scris multe lucrari, de aceea este dificil de citat toate

contributiile. Mentionam totusi, articolele de sinteza din Refs. [3, 4].

Deoarece taria totala a modului scissors este proportionala cu deformarea nucleara la patrat, s-a crezut mult timp ca proprietatile magnetice colective sunt in general asociate cu deformarea sistemului nuclear. Acest lucru nu este adevarat din cauza benzilor magnetice pentru care raportul intre momentul de inertie si valoarea $B(E2)$ pentru excitarea starii 2^+ din starea fundamentala 0^+ , $\mathcal{I}^{(2)}/B(E2)$, are valori mari de ordinul $100(\text{eb})^{-2}\text{MeV}^{-1}$. Aceasta valoare mare poate fi justificata de existenta unui moment magnetic dipolar transversal (adica perpendicular pe momentul cinetic total), care induce tranzitii magnetice dipolare mari dar nu momente cvdrupolare de sarcina [5]. Intr-adevar indicatiile experimentale arata ca benzile magnetice dipolare prezinta valori mari pentru valorile $B(M1)$, $B(M1) \sim 3 - 6\mu_N^2$, si valori mici pentru $B(E2)$ (a se vedea Ref.[6]). Aceste stari sunt diferite de starile de tip *scissors*, ele fiind mai de graba de tip *shares*. Un sistem cu moment magnetic transversal dipolar mare poate consta intr-un miez triaxial la care sunt cuplati un proton intr-un orbital prolate si un neutron intr-un orbital de tip oblate. Interactia intre un orital prolate si unul oblate este repulsiva ceea ce mentine cele doua orbite indepartate una de cealalta. Din aceasta cauza situatia in care momentele cinetice ale protonului si neutronului sunt perpendiculare este favorizata. Un moment magnetic dipolar transversal maxim se poate realiza atunci cand de exemplu j_p este orientat de-alungul axei mici a miezului, j_n de-alungul axei lungi a miezului iar miezul se roteste in jurul axei intermediare, aceasta fiind axa de moment de inertie maxm. Sa presupunem ca cele trei momente cinetice formeaza un triedru drept. Daca Hamiltonianul ce descrie sistemul in interactie format din proton, neutron si miez, este invariant la transformarea ce schimba triedrul drept intr-unul stang, ce se realizeaza prin schimbarea orientarii uneia dintre componentele triedrului, spunem ca sistemul prezinta o simetrie chirala.

Ca intotdeauna o simetrie este identificata in situatia cand aceasta este *rupta*, adica celor doua triedre, drept si stramb, le corespund energii diferite. Deci o semnatura a simetriei chirale pentru un sistem triaxial este existenta a doua benzi $\Delta I = 1$, de energii foarte apropiate. Marind momentul cinetic total, are loc o aliniere graduala a momentelor cinetice \vec{j}_p si \vec{j}_n la momentul cinetic total \vec{J} si in consecinta se dezvolta o banda magnetica.

Problema care ne-o punem in aceasta lucrare este daca solutia pentru cele trei momente cinetice ortogonale, asociate cu miezul, un orbital prolate si unul oblate, care determina $B(M1)$ mari intre starile benzii magnetice, este unica. De remarcat ca sistemele descrise

pana acum sunt cele impar-impare.

In trecutul apropiat starile magnetice de tip spin-flip au fost studiate de mai multe grupuri [7–16]. Grupum nostru a studiat benzile dipolare cu $K^\pi = 1^\pm$ folosind un Hamiltonian de bozoni cvadрупolari si octupolari si un set de stari model obtinute prin proiectia paritatii si momentului cinetic dintr-o stare fundamentala deformata atat cvadрупolar cat si octupolar [17]. Am aratat ca banda 1^+ are caracter magnetic in timp ce banda 1^- este de natura electrica. Intr-o alta publicatie [18] am aratat ca benzile partenere de paritate au proprietatea ca incepand de la o valoare critica a momentului cinetic, starile au proprietatea ca momentele cinetice asociate bozonilor cvadрупolar si respectiv octupolari sunt ortogonale. Este de asteptat ca adaugand la hamiltonianul fenomenologic un set de nucleoni in interactie se poate realiza o configuratie in care momentul cinetic transportat de nucleoni sa fie perpendicular pe planul momentelor cinetice cvadрупolare, respectiv octupolare. Prima tentativa pe aceasta directie a fost realizata in Ref.[19].

Modelul pe care-l propunem in aceasta lucrare consta intr-un miez fenomenologic cu doua componente, protoni si neutroni, descris in termeni de bozoni cvadрупolari, si doua cvasiparticule avand momentul cinetic total orientat de-alungul axei de simetrie a miezului. Am analizat posibilitatea ca sistemul celor trei momente cinetice poate forma un triedru drept si in consecinta poate fi asociat cu tranzitii magnetice dipolare de probabilitate mare. Hamiltonianul model ce descrie sistemul particula-miez in interactie are urmatoarea expresie:

$$\begin{aligned}
H = & H_{GCSM} + \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} c_{\alpha}^{\dagger} c_{\alpha} - \frac{G}{4} P^{\dagger} P \\
& - \sum_{\tau=p,n} X_{pc}^{(\tau)} \sum_m q_{2m} \left(b_{\tau,-m}^{\dagger} + (-)^m b_{\tau m} \right) (-)^m - X_{sS} \vec{J}_F \cdot \vec{J}_c, \quad (1.1)
\end{aligned}$$

Operatorul moment de cvadрупol este notat astfel:

$$\begin{aligned}
q_{2m} &= \sum_{a,b} Q_{a,b} \left(c_{j_a}^{\dagger} c_{j_b} \right)_{2m}, \\
Q_{a,b} &= \frac{\hat{j}_a}{2} \langle j_a || r^2 Y_2 || j_b \rangle. \quad (1.2)
\end{aligned}$$

Aici H_{GCSM} noteaza Hamiltonianul fenomenologic folosit de Modelul de Stari Coerente generalizat (GCSM). Urmatorii doi termeni descriu un set de particule ce se misca intr-un camp mediu sferic de model in paturi si interactioneaza intre ei cu forte de imperechere. Ultimii doi termeni notati de aici in colo prin H_{pc} exprima interactia intre nucleonii satelit si miez prin cvadрупol-cvadрупol si spin-spin. Momentele cinetice ale celor trei componente, bozoni

cvadripolari protonici, bosoni cvadripolari neutronici si nucleonii satelit, sunt notate prin $\vec{J}_c (= \vec{J}_{pn})$ si respectiv \vec{J}_F . Termenul de camp mediu si interactia de imerechere sunt cvasidiagonalizate prin transformarea bogoliubov-Valatin. Hamiltonianul de mai sus a fost tratat in baza de functii particula-miez: $\phi_{JM}^{(g)}|BCS\rangle, \phi_{JM}^{(\beta)}|BCS\rangle, \phi_{JM}^{(\gamma)}|BCS\rangle, \phi_{JM}^{(1)}|BCS\rangle, \tilde{\phi}_{JM}^{(1)}|BCS\rangle$ si $\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}$ definita astfel:

$$\begin{aligned}
\phi_{JM}^{(g)} &= N_J^{(g)} P_{M0}^J \psi_g, \quad \psi_g = \exp[(d_p b_{p0}^\dagger + d_n b_{n0}^\dagger) - (d_p b_{p0} + d_n b_{n0})] |0\rangle, \\
\phi_{JM}^{(\beta)} &= N_J^{(\beta)} P_{M0}^J \Omega_\beta \psi_g, \\
\phi_{JM}^{(\gamma)} &= N_J^{(\gamma)} P_{M2}^J (b_{n2}^\dagger - b_{p2}^\dagger) \psi_g, \\
\phi_{JM}^{(1)} &= N_J^{(1)} P_{M1}^J (b_n^\dagger b_p^\dagger)_{11} \psi_g, \\
\tilde{\phi}_{JM}^{(1)} &= \tilde{N}_J^{(1)} P_{M1}^J (b_{n1}^\dagger - b_{p1}^\dagger) \Omega_\beta^\dagger \psi_g, \\
\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)} &= N_{JI}^{(2qp;J1)} \sum_{J'} C_{J1 J'1 J+1}^{J J' I} (N_{J'}^{(1)})^{-1} [(a_j^\dagger a_j^\dagger)_J |BCS\rangle \otimes \varphi_{J'}^{(1)}]_{IM}. \quad (1.3)
\end{aligned}$$

Aici au fost folosite urmatoarele notatii.

$$\begin{aligned}
\Omega_{\gamma,k,2}^\dagger &= (b_k^\dagger b_k^\dagger)_{22} + d_k \sqrt{\frac{2}{7}} b_{k2}^\dagger, \quad k = p, n, \\
\Omega_\beta^\dagger &= \Omega_p^\dagger + \Omega_n^\dagger - 2\Omega_{pn}^\dagger, \\
\Omega_k^\dagger &= (b_k^\dagger b_k^\dagger)_0 - \sqrt{\frac{1}{5}} d_k^2, \quad k = p, n, \\
\Omega_{pn}^\dagger &= (b_p^\dagger b_n^\dagger)_0 - \sqrt{\frac{1}{5}} d_p^2. \\
\hat{N}_{pn} &= \sum_m b_{pm}^\dagger b_{nm}, \quad \hat{N}_{np} = (\hat{N}_{pn})^\dagger, \quad \hat{N}_k = \sum_m b_{km}^\dagger b_{km}, \quad k = p, n. \quad (1.4)
\end{aligned}$$

Starea $|BCS\rangle$ este starea de vacuum pentru cvasiparticule.

Energiile benzilor definite de functiile de unda listate mai sus sunt definite ca valori medii ale Hamiltonianului model pe functiile respective. Exista mai multi parametri de model care sunt determinati prin fitarea energiilor din benzile fundamentala β si γ . Aplicatia numerica se refera la ^{192}Pt care este γ soft si triaxial, deci candidat la generarea unei configuratii chirale. Rezultatele privind prametrii obtinuti prin procedura de fit adoptata sunt listati in tabelul 1. Acolo, in locul parametrului $X_{pc}^{(p)}$ am listat, pentru comoditate, parametrul

$$X'_{pc} = 6.5 \eta_{\frac{11}{2} \frac{11}{2}}^{(-)} \frac{\hbar}{M \omega_0} X_{pc}^{(p)}, \quad (1.5)$$

unde am notat prin M si ω_0 masa protonului si frecventa oscilatorului folosit de modelul in paturi. Pentruca am considerat ca particule satelit protonii din patura $h_{11/2}$, am luat

$\rho = d\sqrt{2}$	A_1	A_2	A_3	A_4	X'_{pc}	X_{sS}
2.0	555.4	-25.4	-12.8	7.7	-23.4	1.

TABLE I: Coeficientii de structura ai Hamiltonianului model, determinati prin metoda celor mai mici patrate, dati in keV. Deformarea ρ este adimensionala. Parametrul X'_{pc} este cel definit de Ec. Eq. (1.5).

$X_{pc}^{(n)} = 0$. Energiile de excitatie calculate cu parametri din Tabelul 1 sunt comparate cu datele experimentale in Fig.1. Remarcam un acord foarte bun intre energiile calculate si cele experimentale.

g band		$10^+ \frac{3995}{\text{---}}$		γ band	
Exp.	Th.	Exp.	Th.	Exp.	Th.
$10^+ \frac{2729}{\text{---}}$	$10^+ \frac{2819}{\text{---}}$	$8^+ \frac{3223}{\text{---}}$	$10^+ \frac{3190}{\text{---}}$	$9^+ \frac{2844}{\text{---}}$	$8^+ \frac{2442}{\text{---}}$
$8^+ \frac{2018}{\text{---}}$	$8^+ \frac{2048}{\text{---}}$	$6^+ \frac{2531}{\text{---}}$	$8^+ \frac{2591}{\text{---}}$	$8^+ \frac{2442}{\text{---}}$	$8^+ \frac{2442}{\text{---}}$
$6^+ \frac{1365}{\text{---}}$	$6^+ \frac{1359}{\text{---}}$	$4^+ \frac{1935}{\text{---}}$	$7^+ \frac{2113}{\text{---}}$	$7^+ \frac{2127}{\text{---}}$	$7^+ \frac{2127}{\text{---}}$
$4^+ \frac{785}{\text{---}}$	$4^+ \frac{764}{\text{---}}$	$2^+ \frac{1439}{\text{---}}$	$6^+ \frac{1869}{\text{---}}$	$6^+ \frac{1778}{\text{---}}$	$6^+ \frac{1778}{\text{---}}$
$2^+ \frac{317}{\text{---}}$	$2^+ \frac{292}{\text{---}}$	$0^+ \frac{1150}{\text{---}}$	$2^+ \frac{1462}{\text{---}}$	$5^+ \frac{1482}{\text{---}}$	$5^+ \frac{1500}{\text{---}}$
$0^+ \frac{0}{\text{---}}$	$0^+ \frac{0}{\text{---}}$	$0^+ \frac{1168}{\text{---}}$	$0^+ \frac{1168}{\text{---}}$	$4^+ \frac{1201}{\text{---}}$	$4^+ \frac{1211}{\text{---}}$
		Exp.	Th.	$3^+ \frac{921}{\text{---}}$	$3^+ \frac{981}{\text{---}}$
				$2^+ \frac{612}{\text{---}}$	$2^+ \frac{757}{\text{---}}$
		β band			

FIG. 1: Energiile experimentale si calculate din benzile fundamentala, β si γ ale ^{192}Pt . Acestea corespund la parametrii din Tabelul 1. Acordul cu experienta este apreciat de valoarea r.m.s. care este de 67 keV.

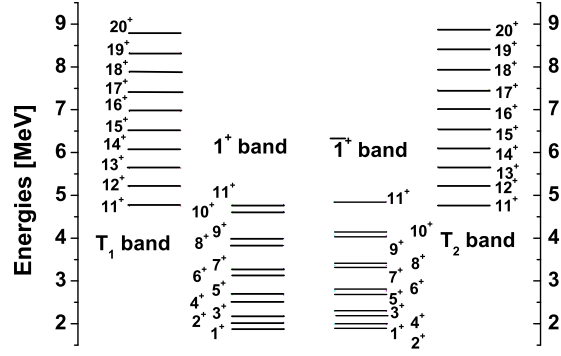


FIG. 2: Energiile de excitatie in benzile dipolare descrise de $\phi_{JM}^{(1)}$ (coloana din stanga) si $\tilde{\phi}_{JM}^{(1)}$ (coloana din dreapta). Benzile T_1 (coloana de sus stanga) si T_2 (sus dreapta), numite , conventional, benzi gemene, sunt de a semenea incluse. Benzile T_1 si T_2 au fost obtinute cu $X'_{pc}=-0.023$ MeV si $X_{sS}= 0.001$ MeV pentru coloana din stanga si $X_{sS}=-0.001$ MeV pentru coloana din dreapta.

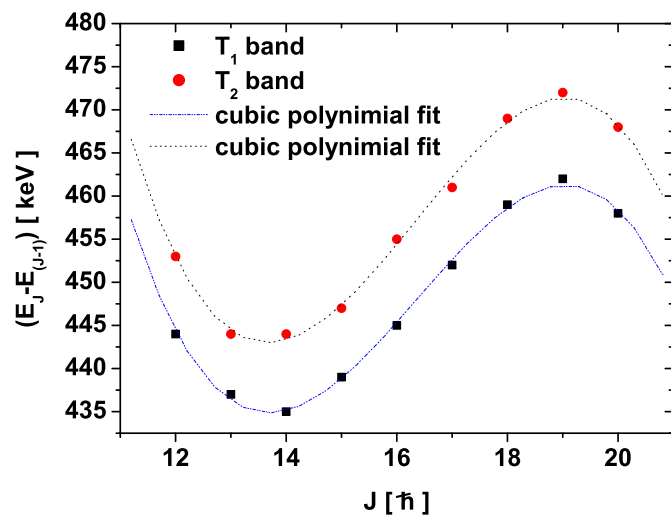


FIG. 3: Spatierea energetica in benzile T_1 si T_2 .

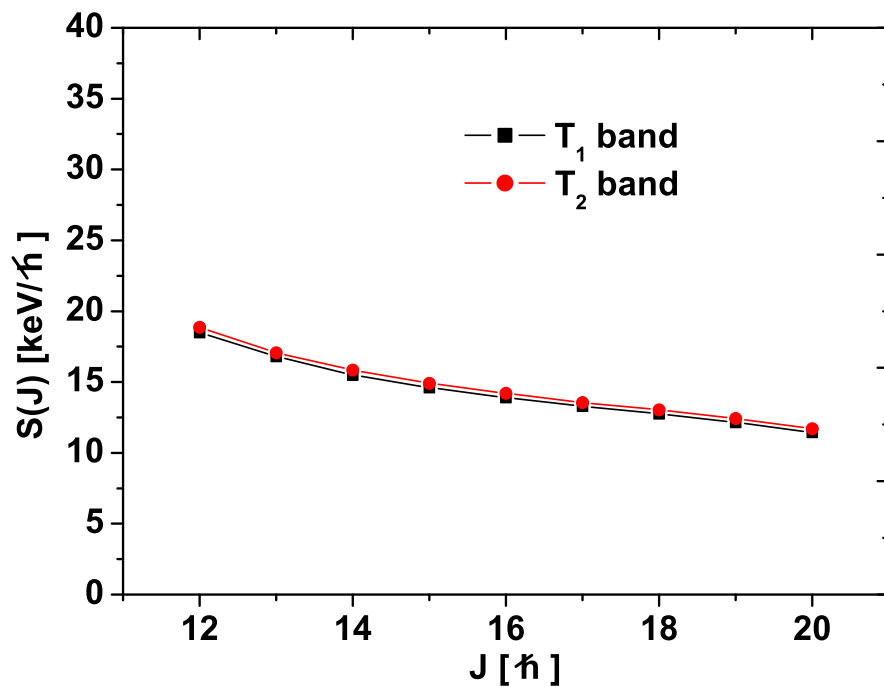


FIG. 4: Signatura clusterizarii energetice $S(J)$, definite de Ec. (??), este reprezentata ca functie de momentul cinetic total J , pentru benzile T_1 si T_2 .

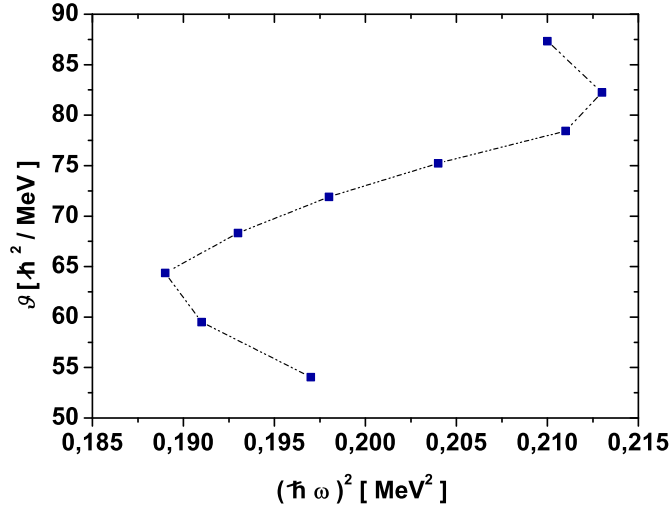


FIG. 5: Dublul momentului de inertie calculat pentru momentul cinetic din intervalul $12^+ - 20^+$ cu Ec.(1.7) este reprezentat ca functie de patratal frecventei rotationale data de Ec. (1.8).

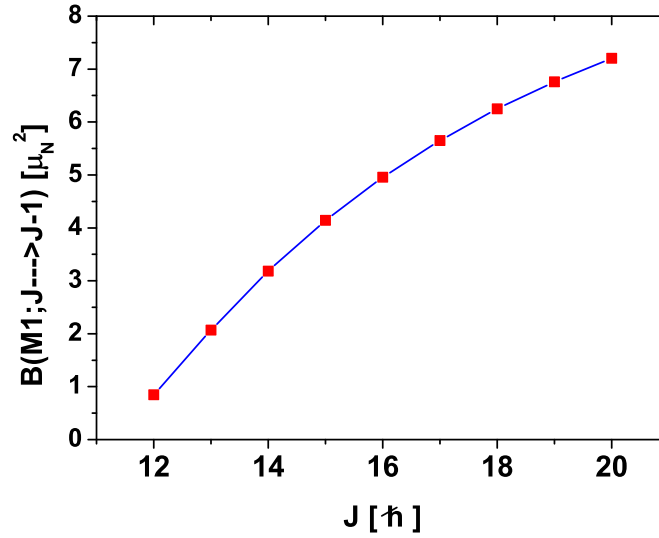


FIG. 6: Valorile $B(M1)$ asociate tranzitiilor magnetice intre doua nivele energetice consecutive in banda T_1 . Factorii giromagnetici folositi in calculele noastre sunt: $\mu_p = 0.666\mu_N$, $\mu_n = 0.133\mu_N$ si $\mu_F = 1.289\mu_N$. Ca de obicei factorul giromagnetic de spin a fost diminuat cu un factor 0.75 pentru a tine seama de influenta starilor excitate ale protonului asupra momentului sau magnetic.

Energiile benzilor 1^+ si $\tilde{1}^+$ sunt libere de parametri de ajustare si sunt prezentate in Fig. 2. In partea superioara sunt prezise doua benzi de doua cvasiparticule cuplate la starile benzii dipolare notata cu 1^+ . Aceste doua benzi au caracteristicile a doua benzi ce apar in urma ruperii spontane a simetriei chirale. Acestea sunt: a) spatierea energetica in banda este aproape constanta cu usoare fluctuatii la inceputul si la sfarsitul intervalului considerat (a se vedea Fig. 3); b) Signatura clusterizarii energetice definita de ecuatia

$$S(J) = \frac{E(J) - E(J - 1)}{2J}. \quad (1.6)$$

este aproape independenta de momentul cinetic total (Fig. 4). Momentul de inertie in benzile gemene, reprezentat ca functie de patratal frecventei rotationale prezinta fenomenul de backbending.

$$\mathcal{J} = \frac{2(J + 1)}{E(J + 1) - E(J)}, \quad (1.7)$$

$$\hbar\omega = E(J + 1) - E(J). \quad (1.8)$$

Probabilitatea de tranzitie redusa B(M1), in banda, are valori mari ajungand pana la $7\mu_N^2$. Modelul propus prezice existenta a patru benzi gemene. Proprietatile prezise de acest model au fost comparate cu cele existente. Subliniem faptul ca toate formalismele existente se refera la nuclee impar-impare in timp pe modelul nostru descrie proprietatile chirale in nuclee par-pare.

Pentru a face un studiu sistematic al acestor benzi in diferite regiuni ale tabelului periodic sunt necesare date experimentale, care deocmdata nu prea exista.

Apreciem ca lucrarea realizata contine ipoteze in premiera si ca va contribui la extinderea masuratorilor pentru benzile chirale la nucleele par-pare.

-
- [1] N. Lo Iudice and F. Palumbo, Phys. Rev. Lett. **41**, 1532 (1978).
 - [2] G. De Francheschi, F. Palumbo and N. Lo Iudice, Phys. Rev. **C29** (1984) 1496.
 - [3] N. Lo Iudice, Phys. Part. Nucl. **25** , 556, (1997).
 - [4] D. Zawischa, J. Phys. **G24**, 683,(1998).
 - [5] S. Frauendorf, Rev. Mod. Phys. **73** (2001) 463.
 - [6] Jenkins et al., Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 500.
 - [7] A. A. Raduta, A. Faessler and V. Ceausescu, Phys. Rev. **C36** (1987) 2111.

- [8] A. A. Raduta, I. I. Ursu and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A 475** (1987) 439.
- [9] A. A. Raduta and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A 491** (1989) 24.
- [10] N. Lo Iudice, A. A. Raduta and D. S. Delion, Phys. Lett. **B 300** (1993) 195; Phys. Rev. **C 50** (1994) 127.
- [11] A. A. Raduta, D.S. Delion and N. Lo Iudice, Nucl. Phys. **A564** (1993) 185.
- [12] A. A. Raduta, I. I. Ursu and Amand Faessler, Nucl. Phys. **A 489** (1988) 20.
- [13] A. A. Raduta, A. Escuderos and E. Moya de Guerra, Phys. Rev. **C 65** (2002) 0243121.
- [14] A. A. Raduta, N. Lo Iudice and I. I. Ursu, Nucl. Phys. **584** (1995) 84.
- [15] A. A. Raduta, Phys. Rev C **A51** (1995) 2973.
- [16] A. Aroua, *et al*, Nucl. Phys. **A728** (2003) 96.
- [17] A. A. Raduta, C.M. Raduta and Amand Faessler, Phys. Lett. B, 635 (2006) 80.
- [18] A. A. Raduta, Al. H. Raduta and C. M. Raduta, Phys. Rev. C74 (2006) 044312.
- [19] Raduta et al., Phys. Rev. C 80, 044327 (2009).
- [20] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. Dreizler, Phys. Lett. **B 1211**; Nucl. Phys. **A 381** (1982) 253.
- [21] A. A. Raduta, A. Faessler and V. Ceausescu, Phys. Rev. **C 36** (1987) 439.
- [22] A. A. Raduta, I. I. Ursu and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A 475** (1987) 439.
- [23] A. A. Raduta and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A 491** (1989) 24.
- [24] N. Lo Iudice, A. A. Raduta and D. S. Delion, Phys. Rev. **C50** (1994) 127.
- [25] A. A. Raduta, C. lima and Amand Faessler, Z. Phys. A - Atoms and Nuclei **313**, (1983), 69.
- [26] Coral M. Baglin, Nuclear Data Sheets 113 (2012) 1871.

2. Description of the isotope chain $^{180-196}\text{Pt}$ within some solvable approaches, A. A. Raduta and P. Baganu, submitted to Physical Review C.

Odată cu propunerea simetriilor punctelor critice [1–4] corespunzătoare tranzițiilor de fază asociate formelor cvadrupolare nucleare, au fost demarate o serie de cercetări atât experimentale cât și teoretice cu scopul de a identifica nucleele candidate pentru aceste simetrii. Dacă la început candidații pentru ”simetria” $X(5)$ [2] au fost găsiți în regiunea masei atomice $A \approx 150$ [5–7], recent o nouă zonă a fost sugerată pentru izotopii de Pt și Os, anume $A \approx 180$ [8, 9]. În Refe. [10, 11] datele experimentale corespunzătoare izotopilor $^{176,178,180,188,190,192}\text{Os}$ au fost descrise folosind Aproximația Sextic și Sferoidale (SSA) [10], Aproximația Davidson

și Sferoidale (DSA) [11], respectiv, Aproximația Groapă Dreptunghiulară Infinită și Sferoidale (ISWSA) [12], iar rezultatele acestora au fost comparate cu cele obținute folosind Modelul Stării Coerente (CSM) [13], respectiv, X(5). Potrivit acestor investigații, acești izotopi prezintă caracteristici specifice punctului critic al tranziției de fază $U(5) - SU(3)$, în special ^{176}Os și ^{188}Os . Pe de altă parte, conform Aproximației Sextic și Mathieu (SMA) [14], aplicată izotopilor $^{188,190,192}\text{Os}$, rezultă că ^{192}Os este un bun candidat pentru punctul critic al tranziției de fază de la forma oblate la forma prolate ce se realizează prin punctul de triaxialitate $\gamma_0 = 30^\circ$.

Motivați de rezultatele bune obținute pentru izotopii de Os, am considerat modelele menționate mai sus de această dată în cazul lanțului izotopic par-par $^{180-196}\text{Pt}$. În plus față de calculul spectrelor energetice corespunzătoare benzilor fundamentală, β și γ și a probabilităților de tranziție electromagnetice între stări ce aparțin acestor benzi, am urmărit determinarea formei fiecărui izotop atât în starea fundamentală cât și în stări excitate și nu în ultimul rând, dacă apar fenomenele de coexistență a formelor sau de tranziție de fază de la forma prolate la cea oblate. Tot în această lucrare a fost propus un model nou, numit Aproximația Groapă Dreptunghiulară Infinită și Mathieu (ISWMA) adecvat pentru descrierea nucleelor de triaxialitate $\gamma_0 = 30^\circ$.

În scopul realizării obiectivelor propuse, lucrarea de față a fost structurată conform următorului plan. Sunt prezentate mai întâi pe scurt formalismele folosite pentru descrierea izotopilor de Pt. Apoi, datele numerice obținute cu aceste formalisme sunt comparate cu datele experimentale corespunzătoare și sunt discutate rezultatele obținute. În cele din urmă, sunt enumerate principalele concluzii asupra lucrării. Din motive de spațiu, în acest rezumat, vom omite descrierea formalismelor folosite și vom prezenta doar o mică parte din rezultatele numerice.

În Tabelele II și III sunt, spectrele energetice, respectiv, probabilitățile electromagnetice de tranziție de tip $E2$ determinate pentru $^{180,188,190}\text{Pt}$ folosind modelele SSA, ISWSA, X(5), SMA, ISWMA și Z(5) sunt comparate cu datele experimentale corespunzătoare. Se poate observa că un acord mai bun cu datele experimentale este obținut de modelele SSA și SMA, apoi de către ISWSA și ISWMA, și în cele din urmă de către X(5) și Z(5). Explicația pentru aceste diferențe se regăsește în aproximațiile făcute de fiecare model în parte asupra Hamiltonianului inițial .

TABLE II: Spectrul energetic al benzilor fundamentală, β și γ pentru izotopii $^{180,188}\text{Pt}$ și ^{190}Pt determinat folosind SSA, ISWSA, X(5), respectiv SMA, ISWMA, Z(5), este comparat cu datele experimentale corespunzătoare luate din Refs. [15–17].

E [keV]	^{180}Pt				^{188}Pt			^{190}Pt			
	J_{band}^+	Exp.	SSA	ISWSA	X(5)	Exp.	SSA	ISWSA	Exp.	SMA	ISWMA
2_g^+	153	126	125	133	266	232	183	296	225	282	284
4_g^+	411	386	366	387	671	645	545	737	645	721	667
6_g^+	757	749	693	724	1185	1170	1045	1288	1206	1259	1130
8_g^+	1182	1194	1093	1131	1783	1772	1667	1915	1872	1885	1668
10_g^+	1674	1705	1563	1604	2438	2429	2405	2535	2620	2591	2276
0_β^+	478	590	649	753	799	719	849	921	832	661	1110
2_β^+	861	809	863	993	1115	1193	1153	1203	1260	1173	1617
4_β^+	1248	1173	1258	1425		1802	1716		1875	1931	2259
6_β^+	1650	1632	1760	1967		2493	2446		2607	2815	2999
8_β^+		2164	2348	2593		3240	3314		3426	3803	3822
10_β^+		2755	3013	3292		4028	4308			4885	4724
2_γ^+	677	840	858	856	606	681	723	598	648	581	521
3_γ^+	963	954	969	971	936	860	887	917	848	812	737
4_γ^+	1049	1101	1105	1110	1085	1098	1089	1128	1159	1183	1254
5_γ^+	1315	1258	1263	1269		1316	1325	1450	1369	1391	1315
6_γ^+		1464	1440	1447	1636	1630	1594	1733	1808	1882	2004
7_γ^+	1727	1653	1637	1642		1868	1893		2009	2062	1949
8_γ^+		1909	1853	1854	2247	2241	2223		2559	2665	2799
9_γ^+	2198	2122	2087	2082		2489	2583		2742	2816	2644
10_γ^+		2421	2338	2326		2911	2971		3391	3222	3647
r.m.s. [keV]		67	92	140		47	81		71	98	206

TABLE III: Probabilitățile de tranziție reduse determinate cu SSA, ISWSA, X(5), și SMA, ISWMA, Z(5) pentru izotopii $^{180,188}\text{Pt}$, respectiv, ^{190}Pt sunt comparate cu datele experimentale [16–18].

$J_{band}^+ \rightarrow J'_{band}^+$	^{180}Pt				^{188}Pt			^{190}Pt			
	Exp.	SSA	ISWSA	X(5)	Exp.	SSA	ISWSA	Exp.	SMA	ISWMA	Z(5)
$2_g^+ \rightarrow 0_g^+$	153_{-15}^{+15}	110	106	106	82_{-15}^{+15}	82	82	56_{-3}^{+3}	56	56	56
$4_g^+ \rightarrow 2_g^+$	140_{-30}^{+30}	168	169	169		136	131		86	95	89
$6_g^+ \rightarrow 4_g^+$	≥ 50	202	210	210		171	162		119	138	123
$8_g^+ \rightarrow 6_g^+$		230	241	241		200	186		144	169	148
$10_g^+ \rightarrow 8_g^+$		255	265	266		226	205		166	191	166

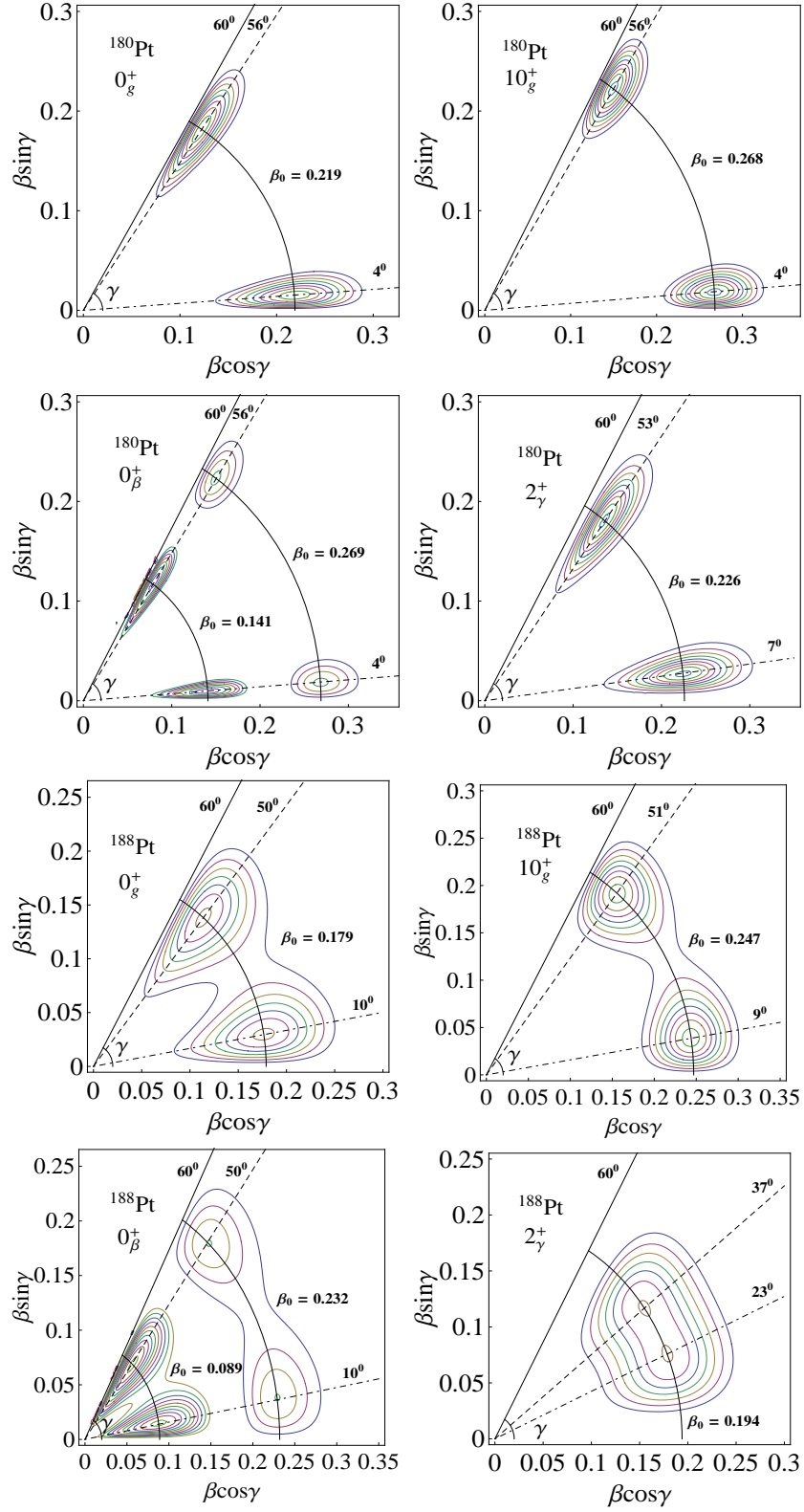


FIG. 7: Densitățile de probabilitate pentru stările 0_g^+ , 10_g^+ , 0_β^+ și 2_γ^+ corespunzătoare izotopilor $^{180,188}\text{Pt}$ determinate folosind SSA.

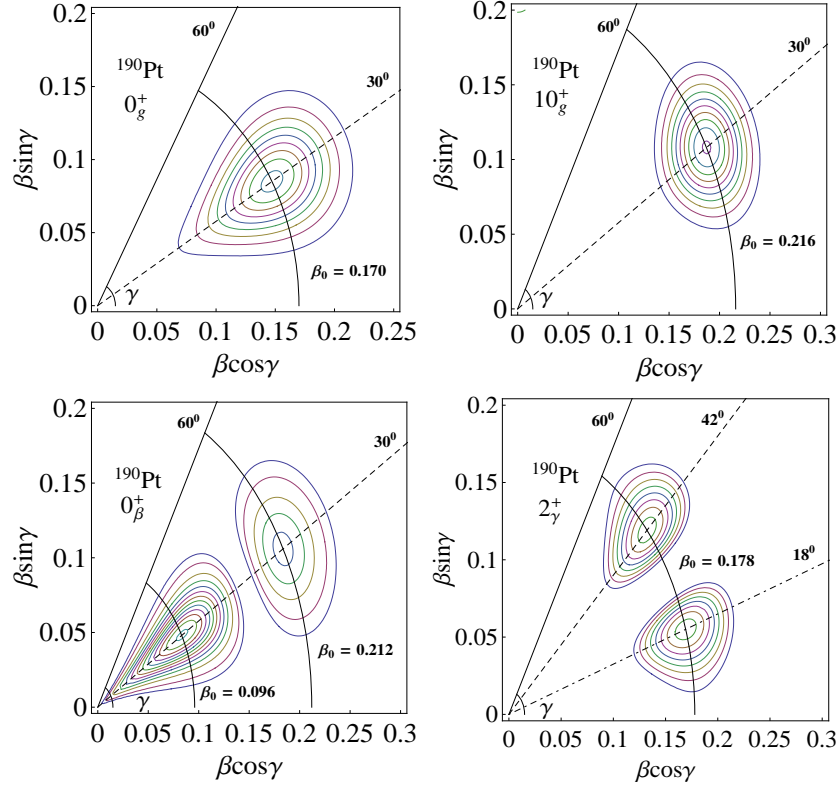


FIG. 8: Densitățile de probabilitate pentru stările 0_g^+ , 10_g^+ , 0_β^+ și 2_γ^+ corespunzătoare izotopului ^{190}Pt determinate folosind SMA.

În Figurile 7 și 8 sunt date secțiuni orizontale ale graficului densității de probabilitate înmulțită cu elementul de volum atât pentru starea fundamentală 0_g^+ cât și pentru stările excitate 10_g^+ , 0_β^+ , respectiv, 2_γ^+ . Putem observa că maximele densității de probabilitate sunt în apropierea lui $\gamma_0 = 0^\circ$ și $\gamma_0 = 30^\circ$ în jurul cărora termenul de rotator al Hamiltonianului inițial a fost dezvoltat în serie de puteri ale lui γ în cazul modelelor SSA, respectiv, SMA. De asemenea, nodul funcție în variabila β produce două maxime pentru aceeași valoare a lui γ . Pentru ^{188}Pt observăm curbe de densități egale ce înconjoară două maxime în aceeași valoare a lui β . Această comportare este specifică fenomenului de coexistență a formelor.

În concluzie, am descris spectrele energetice corespunzătoare benzii fundamentale și primelor benzi β și γ , probabilitățile de tranziție electromagnetice de tip $E2$ între stări ce aparțin acestor benzi și am urmărit evoluția formelor nucleelor atât în starea fundamentală cât și în stări excitate, pentru lanțul izotopic par-par $^{180-196}\text{Pt}$ folosind modele rezultate din Hamiltonianul Bohr-Mottelson [19] generalizat. În plus, am propus un model

nou, numit convențional ISWMA, care s-a dovedit a fi potrivit pentru descrierea nucleelor de triaxialitate apropiată de γ_0 .

-
- [1] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3580.
 - [2] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 052502.
 - [3] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **91** 132502 (2003).
 - [4] D. Bonatsos, D. Lenis, D. Petrellis, P.A. Terziev Phys. Lett. B **588**, 172 (2004).
 - [5] R. F. Casten and N. V. Zamfir, Phys. Rev. Lett. **87**, 052503 (2001).
 - [6] R. Krücken *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 232501 (2002).
 - [7] D. Tonev *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 034334 (2002).
 - [8] A. Dewald *et al.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **31**, S1427 (2005).
 - [9] P. Petkov *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **366**, 012036 (2012).
 - [10] A. A. Raduta and P. Baganu, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **40**, 025108 (2013).
 - [11] A. A. Raduta, A. C. Gheorghe, P. Baganu and A. Faessler, Nucl. Phys. A **819**, 46-78 (2009).
 - [12] A. Gheorghe, A. A. Raduta and A. Faessler, Phys. Lett. B **648**, 171 (2007).
 - [13] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. M. Dreizler, Nucl. Phys. A **381**, 253 (1982).
 - [14] A. A. Raduta and P. Baganu, Phys. Rev. C **83**, 034313 (2011).
 - [15] S. -c. Wu and H. Niu, Nuclear Data Sheets **100**, 483 (2003).
 - [16] Balraj Singh, Nuclear Data Sheets **95** , 387 (2002).
 - [17] Balraj Singh, Nuclear Data Sheets **99**, 275 (2003).
 - [18] J. C. Walpe *et al.*, Phys. Rev. C **85** 057302 (2012).
 - [19] A. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **26** (1952) no.14; A. Bohr and B. Mottelson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **27** (1953) no. 16.

3. Deformation properties of the projected spherical single particle basis, A. A. Raduta and R. Budaca, submitted to Journal of Physics G; Nucl. part. Phys.

O bază uniparticulă sferică proiectată capabilă să descrie atât nucleele sferice cât și cele deformate a fost propusă mai mult de două decenii în urmă de unul dintre autori (A. A. Răduță). Stările acestei baze sunt generate prin proiecția după moment cinetic a unei funcții produs particulă-miez, unde miezul este descris de o stare coerentă bosonică cvadrupolară,

iar gradele de libertate microscopice de funcțiile proprii ale Hamiltonianului de model în pături sferic. Chiar dacă această bază este definită în spațiul particulă-miez, aceasta poate fi folosită ca bază uniparticulă datorită faptului că la calcularea elementului de matrice în această bază al unui operator de tip particulă se integrează mai întâi după gradele de libertate colective ceea ce conduce la o deformare a elementului de matrice corespunzător stării de model în pături sferic.

Numeroase proprietăți ale acestei baze au fost descrise de-a lungul timpului în mai multe lucrări. Totuși, parametri implicați nu au fost niciodată discutați într-o manieră sistematică și pentru care nu există până acum un algoritm fidel pentru ai fixa. Acest lucru este realizat în această lucrare bazându-se în primul rând pe similitudinea cu modelul Nilsson proiectat.

Baza uniparticulă sferică proiectată este comparată cu cea din modelul Nilsson proiectat judecând după energiile uniparticulă prezise și densitatea nucleonică rezultată. În afară de parametrii de model în pături, energiile uniparticulă oferite de media unui Hamiltonian particulă-miez în baza sferică proiectată depind și de parametrul de deformare d ce definește starea coerentă folosită pentru descrierea miezului și o constantă k ce stabilește transformarea canonică dintre coordonatele cvadripole și operatorii bosonici corespunzători. Pentru a compara aceste energii uniparticulă cu cele din modelul Nilsson proiectat, este necesar mai întâi să se stabilească o legătură între deformarea nucleară β și parametrul de deformare d . Această corespondență este realizată prin egalarea termenilor de ordin unu în deformare din expresiile energiei uniparticulă din ambele modele. În acest mod se obține o relație între d , k și β . Rescriind energiile uniparticulă obținute în baza uniparticulă sferică proiectată ca funcție de β conform corespondenței sus menționate, acestea pot fi apoi comparate direct cu cele din modelul Nilsson proiectat dat fiind că acum depind de același parametru de deformare, β . Din reprezentarea dependenței de deformarea nucleară β a energiilor uniparticulă din cele două modele se constată ca acestea sunt foarte apropiate și aproape identice la deformări mici. Acest lucru nu este întâmplător deoarece în limita $d \rightarrow 0$ a bazei uniparticulă sferice proiectate se ajunge la baza uniparticulă de model în pături sferic. Constanta k pare să nu influențeze dependența energiilor uniparticulă din baza sferică proiectată de deformarea nucleară β , însă atunci când acestea sunt reprezentate ca funcție de parametrul de deformare d , k -ul dictează încovoierea liniilor corespunzătoare energiei uniparticulă a unei stări date. În acest sens constanta k poate fi înțeleasă ca fiind un parametru de scală pentru energiile uniparticulă. Diferențele mici dintre energiile uniparticulă oferite de cele două

modele la deformări mai mari unde energiile Nilsson proiectate sunt puțin mai curbate, pot duce la situația când pentru un nucleu dat ultima stare ocupată (de valență) sa fie diferită în cele două formalisme datorită deplasării intersecțiilor dintre stări. În ciuda acordului foarte bun între cele două seturi de energii uniparticulă, această diferență este foarte importantă mai ales că nucleonii de valență joacă un rol crucial în multe fenomene.

Chiar dacă energiile uniparticulă oferite de baza uniparticulă sferică proiectată sunt similare cu cele din modelul Nilsson proiectat, numerele cuantice ce le indexează sunt diferite. Proiecția I din primul caz joacă rolul numărului cuantic Ω din modelul Nilsson dar stările indexate de acestea au degenerări diferite. Într-adevăr, pe lângă degenerarea de tip Kramers din ambele cazuri, stările bazei sferice proiectate mai sunt și $2I + 1$ degenerate după proiecția M . Această diferență de degenerare este evitată considerând că pe o stare indexată de I sau Ω este distribuit același număr de nucleoni, fapt ce induce un factor statistic pentru densitatea de probabilitate din cazul bazei sferice proiectate. Se constată că integrând după coordonatele colective, densitatea nucleonică astfel definită o reproduce pe cea din modelul în pături sferic care corespunde modelului Nilsson proiectat. Astfel consistența bazei sferice proiectate cu setul de stări Nilsson proiectate după momentul cinetic este completă. Totuși este de dorit să se vadă dependența de deformare a distribuției spațiale a nucleonilor. Acest lucru este realizat prin proiectarea densității nucleonice date de baza sferică proiectată pe starea coerentă pentru bosonii cvadrupolari.

În ceea ce privește parametrul de deformare d ce definește baza sferică proiectată, acesta în mod general ar trebui diferențiat din punctul de vedere al izospinului, la fel cum se întâmplă cu parametrii modelului în pături sferic. În consecință și constanta transformării canonice k este diferită la protoni și neutroni. Modelul stării coerente (CSM) oferă formule analitice pentru energie ca funcție de parametrul de deformare care astfel poate fi determinat din raportul primelor două stări colective excitate, $R_{4/2}$. În aceeași manieră, forma generalizată a acestui model (GCSM) care implică și gradele de libertate de izospin propune o dependență a raportului $R_{4/2}$ de un parametru global ρ care depinde de parametrii de deformare protonici și neutronici, $\rho^2 = d_p^2 + d_n^2$. Astfel este nevoie de fitat o observabilă în plus care să fie izospin dependentă. O astfel de mărime este probabilitatea de tranziție $B(E2)$. Confruntând expresiile acesteia pentru tranziția $0^+ \rightarrow 2^+$ oferite de GCSM și modelul colectiv se ajunge la o relație între deformarea nucleară β , parametrul global de deformare ρ și constanta k_p a transformării canonice pentru protoni.

În acest moment toate elementele necesare pentru a defini un algoritm pentru fixarea parametrilor d_n, k_n, d_p și k_p ce descriu toate proprietățile bazei uniparticulă sferice proiectate pentru protoni și neutroni sunt cunoscute. Acesta urmează următorii pași: 1) Se determină ρ din fitarea valorii $R_{4/2}$ experimentale cu expresia oferită de GCSM; 2) Folosind valoarea tabelată a lui β se determină constanta transformării canonice pentru protoni k_p din relația oferită de probabilitatea redusă de tranziție; 3) Se determină din identitatea de corespondență cu modelul Nilsson parametrul de deformare protonic d_p corespunzător valorii lui k_p obținute mai înainte; 4) Din relația $\rho^2 = d_p^2 + d_n^2$ se extrage celălalt parametru de deformare d_n ; 5) Urmând procedura inversă de la punctul 3 se obține și constanta pentru transformarea canonică pentru neutroni. Acest algoritm a fost aplicat pentru realizarea unei sistematici în ceea ce privește parametrii d_n, k_n, d_p și k_p pentru lanțurile izotopice ale unor nuclee medii și grele, nucleonii cărora ocupă parțial stările uniparticulă ale păturilor protonice $N = 4$ și $N = 5$. Astfel, calculul expus mai sus a fost efectuat pentru lanțurile izotopice - Ge, Se, Zr, Mo, Cd, Te, Sm, Gd, Dy, Er, Hf, Os, Pt, Th și U însumând 194 nuclee. Cum calculul începe cu determinarea parametrului global de deformare ρ , mai întâi a fost făcută o analiză a dependenței lui $R_{4/2}$ de acesta dată în cadrul GCSM. Se constată că dependența raportului $R_{4/2}$ de ρ prezintă la început un minim plat la $\rho = 0.930$ cu valoarea 1.954, urmat de o regiune de tranziție care ajunge la saturație în regiunea asimptotică a deformării unde acesta tinde către valoarea rotațională de 3.33. Conform acestor informații, domeniul valorilor acceptate pentru ρ este stabilit ca fiind $[0.930, 5]$. Alternativ, se poate defini și un parametru microscopic de deformare $d = \rho/\sqrt{2}$ izospin independent ce descrie aspectele uniparticulă ale unui nucleu în general. Această valoare este folosită mai departe la determinarea constantei transformării canonice k comune atât protonilor cât și neutronilor. Sunt câteva cazuri speciale unde este necesar un procedeu alternativ pentru a obține valori acceptabile pentru parametrii modelului. De exemplu nucleele din apropierea unei închideri de pături întotdeauna prezintă un raport $R_{4/2}$ mai mic ca 2 și chiar decât valoarea minimă 1.954 acceptată teoretic. Astfel pentru nucleele cu $1.7 < R_{4/2} < 1.954$ a fost făcută aproximația că acestea posedă deformarea $\rho = 0.930$ corespunzătoare minimului funcției $R_{4/2}$. Rețeta generală deasemenea nu poate fi folosită și în cazul când $\beta = 0$, iar când β este foarte mic se obțin valori mult exagerate pentru parametrii d și k . Pentru a obține totuși o descriere a acestor nuclee, se folosește o altă valoare β și anume cea găsită din interpolarea fitului liniar al celorlalte date (ρ, β) dintr-un lanț izotopic dat. Astfel pentru fiecare dintre

cele 12 lanțuri izotopice s-au vizualizat valorile obținute pentru ρ ca funcție de β tabelat corespunzător și s-a extras fitul liniar al acestor puncte supus restricției de a trece prin origine. Panta dreptelor de fit obținute poate fi interpretată ca fiind o valoare medie a lui k de-a lungul unui lanț izotopic dat.

Cunoscând acum deformarea d a unui nucleu se poate investiga forma acestuia în cadrul bazei uniparticulă sferice proiectate calculându-i densitatea nucleonică totală în funcție de coordonata întinsă r' și unghiul azimutal θ . Datorită ipotezei simetriei axiale a nucleelor, densitatea nucleonică nu mai depinde și de unghiul polar φ . Pentru identificarea diferențelor induse de deformare în densitatea nucleonică totală, au fost aleși doi izotopi de Gd destul de diferiți în ceea ce privește atât deformarea nucleară β cât și parametrul de deformare d independent de izospin. Izotopii aleși sunt ^{150}Gd cu $\beta = 0.161$ și $d = 0.971$, și ^{156}Gd cu $\beta = 0.271$ și $d = 2.232$. Din moment ce densitatea din modelul în pături sferic este independentă de deformare datorită simetriei la rotații, graficele tridimensionale și cele de contur ale acesteia pentru cele două nuclee sunt aproape identice. Unica diferență fiind cauzată de nucleonii de valență în plus care contribuie mai mult la păturile externe. Diferența dintre cele două nuclee devine evidentă atunci când se vizualizează densitatea nucleonică mediată pe starea coerentă bosonică cvadрупolară care induce o dependență de deformare. Într-adevăr, densitatea de probabilitate pentru nucleul mai puțin deformat (^{150}Gd) este în mare parte distribuită în jurul centrului, spre deosebire de cazul nucleului ^{156}Gd care este mai deformat și densitatea nucleonică a căruia este mai înșirată și care nu păstrează simetria sferică aproximativ satisfăcută în primul caz. Procedul prin care a fost indus efectul de deformare pare să genereze și o ușoară deformare hexadecapolară datorită pătratului unei expresii ce include deja deformarea cvadрупolară.

Concluzionând se poate spune că rezultatele acestui studiu arată ca baza uniparticulă sferică proiectată este un instrument eficient pentru descrierea simultană atât a nucleelor sferice cât și acelor deformate.

4. Ipoteza SSD (single state dominance) . A fost verificata valabilitatea ipotezei SSD (single state dominance) in cazul in care simetria de gauge este restaurata pentru procesul de dezintegrare $2\nu\beta\beta$. In literatura au fost identificate cateva cazuri (3) de dezintegrare $2\nu\beta\beta$ in care contributia majora, peste 95%, la rata de dezintegrare este adusa de o singura stare dipolara de tip magnetic a nucleului impar-impar intermediar. Este cazul in care prima stare

1^+ este chiar starea fundamentala sau este o stare cu energie de excitatie foarte mica. Pentru aceasta a fost folosita baza de functii uniparticula descrisa mai sus si un formalism pnQRPA complet renormat cu simetria de gauge restaurata. Concluzia investigatiilor noastre este ca proiectarea simetriei de gauge invalideaza ipoteza SSD si mai mult, regula de suma Ikeda numai este satisfacuta.

C. Implicarea tinerilor cercetatori.

Dupa cum reiese din lista de publicatii, tinerii cercetatori, Radu Budaca si Petrica Buganu sunt co-autori la lucrarile realizate in cadrul proiectului pe tot parcursul derularii sale. De asemenea cei doi colaboratori au participat la conferinte internationale unde au avut lectii invitate sau au prezentat postere.

D. Dificultati intampinate in derularea proiectului: Nu

E. Impact economic si social.

Cercetarile efectuate au un caracter fundamental. De aceea produsul final este cunoasterea.. Dupa cum rezulta din prezentul raport precum si din lucrarile stiintifice atasate, ipotezele teoretice avansate sunt 100% originale si de aceea plus valoarea activitatilor echipei reprezinta o contributie importanta la dezvoltarea cunoasterii in domeniu, la imbogatirea tezaurului creatiei stiintifice romanesti. Suntem convinsi ca pe plan international aceste rezultate vor avea un ecou favorabil si prin aceasta vizibilitatea stiintei romanesti va fi imbunatatita. Aceste rezultate contribuie, de asemenea la formarea unui mediu academic propice unor cercetari ulterioare de varf pe plan mondial. Un exemplu il constituie perfectionarea tinerilor cercetatori din echipa. Este interesant de mentionat ca la debutul proiectului, cei doi tineri erau doctoranzi incepatori. In intervalul scurs, cei doi au sustinut teze de doctorat, au castigat concursul de cercetator stiintific si in consecinta au fost angajati permanent in departamentul de Fizica Teoretic al IFIN-HH. Anul acesta au fost deja promovati in functia de CSIII, avand deja un numar apreciabil de publicatii. Acest lucru dovedeste ca atmosfera in grupul Prof. Dr. Apolodor Raduta este incurajatoare pentru tinerii cercetatori intr-un domeniu destul de complex si dificil.

F. Diseminare, mobilitati

1) Conferinta internationala "Nuclear Structure and related topics", Dubna 2012. La aceasta conferinta Prof. A. A. Raduta a presenta lectia *FRpnQRPA approach with the gauge symmetry restored. Application for the $2\nu\beta\beta$ decay*. Lucrarea apare in proceedings-ul conferintei

2) Dynamics of open nuclear systems, Predeal, 2012.

La aceasta conferinta au fost prezentate:

a) Lectie invitata (Prof. Dr. A. A. Raduta): *$2\nu\beta\beta$ decay within a higher pnQRPA approach with the gauge symmetry preserved*

b) Comunicare (Dr. R. Budaca): *A semi-microscopic approach to the backbending phenomena in even-even nuclei*

c) Comunicare (Dr. P. Buganu): *Towards a new solvable model for the even-even triaxial nuclei*

Aceste prezentari apar in Proceedings-ul conferintei.

3) European Conference on Nuclear Physics, Bucharest, September 16-21. La aceasta conferinta au fost prezentate doua lectii si doua comunicari, dupa cum urmeaza:

a) Lectie invitata (Prof. Dr. A. A. Raduta): *Description of various nuclear phases within the Coherent State Model*

b) Lectie invitata (Prof. Dr. A. A. Raduta): *New results for $2\nu\beta\beta$ decay within a FRpnQRPA approach with the gauge symmetry restored*.

c) Comunicare (Dr. R. Budaca): *Semimicroscopic description of the backbending phenomena in deformed even-even nuclei*.

d) Comunicare (Dr. P. Buganu): *Toward a new description of triaxial nuclei*.

In final mentionam urmatoarele:

i) Toate prezentarile sunt legate direct de subiectele abordate in etapa II, descrisa in acest raportat.

ii) la toate cele trei manifestari stiintifice, Prof. Dr. A. A. Raduta a fost chairman pentru o sesiune matinala (Dubna) si doua sesiuni de dupa amiaza, la conferintele 2 si 3.

Lucrarile prezentate au aparut ca lucrari stiintifice in proceedings-urile conferintelor, dupa cum urmeaza:

1. Application of the sextic oscillator potential together with Mathieu and spheroidal

functions for triaxial and X(5) type nuclei, A. A. Raduta^{1,2}, a and P. Baganu, EPJ Web of Conferences will be set by the publisher, published by EDP Sciences, 2013.

2. Semi-microscopic description of the proton- and neutron induced backbending phenomena in some deformed even-even rare earth nuclei, R. Budaca and A. A. Raduta, EPJ Web of Conferences will be set by the publisher, published by EDP Sciences, 2013.

3)FRpnQRPA approach with the gauge symmetry restored. Application for the 2 decay, A. A. Raduta and c. M. Raduta, EPJ Web of Conferences 38, 14003 (2012).

4)FRpnQRPA APPROACH WITH THE GAUGE SYMMETRY RESTORED. APPLICATION FOR THE 2 DECAY , A. A. Raduta,^(c) Rom.Journ. Phys., Vol.57,nr. 1-2, pp. 442-471, 2012

5. $2\nu\beta\beta$ decay within a higher pnQRPA approach with the gauge symmetry preserved, A. A. Raduta, and C. M. Raduta, Journal of Physics: Conference Series 413 (2013) 012014.

6. Towards a new solvable model for the even-even triaxial nuclei, A. A. Raduta, P. Baganu, Journal of Physics: Conference Series 413 (2013) 012029.

7. $2\nu\beta\beta$ decay within a higher pnQRPA approach with the gauge symmetry preserved, A. A. Raduta, and C. M. Raduta, Journal of Physics: Conference Series 413 (2013) 012014.

Postere

1.application of the sextic oscillator potential together with Mathieu and spheroidal functions for triaxial and X(5) type nuclei , Apolodor A. Raduta and Petrica Baganu, Conferinta de la Firenze, Italy, 2013

2. Semi-microscopic description of the proton- and neutron-induced backbending phenomena in some deformed even-even rare earth nuclei, R. Budaca and A. A. Raduta, Conferinta de la Firenze, Italy, 2013.

Lectii invitate la Conferinta Balcanica

1. Radu Budaca, The 13th International Balkan Workshop on Applied Physics, Constanta, Romania, 4-6 July 2013. Are lectie invitata ce va fi inclusa in proceedings.

2.Petrica Baganu, The 13th International Balkan Workshop on Applied Physics, Constanta, Romania, 4-6 July 2013. Are lectie invitata ce va fi inclusa in proceedings.

Participari la conferinte, stagii de lucru

1) Prof. Dr. Apolodor Raduta, Institut fur Theoretische Physik der Universitaet, Tuebingen, Germany, 3 luni incepand cu data de 1.05.2011.

2) Prof. Dr. Apolodor Raduta, Institut fur Theoretische Physik der Universitaet, Tuebingen, Germany, 3 luni incepand cu data de 1.09.2013.

3) Pe data de 5.11.2013, la invitatia Universitatii din Tuebingen Prof. dr. Apolodor Raduta a prezentat lectia "Fascinating physics of neutrinos as a severe test of some modern theories." Aceasta a fost prima lectie din seria de "lectii Humboldt" pentru anul academic 2013-2014. De observat ca subiectul lectiei figureaza printre cele incluse in proiectul ID-2-2011.

4) Dr. Radu Budaca, Conferinta Internationala, Firentze, Iunie, 2013.

5) Dr. Petrica Buganu, Conferinta Internationala, Firentze, Iunie, 2013.

G. Promovari

1) Radu Budaca a fost promovat in functia de CSIII.

2) Petrica Buganu a fost promovat in functia de CSIII.

2.12.2013

Prof. Dr. Apolodor Raduta