

# **Cercetari moderne despre structura nucleara, tranzitii de faza si dezintegrarea beta dubla**

Director: Prof. Dr. A. A. Raduta

## **Raport de etapa(V): Chiral symmetry; backbending**

### **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 Buganu, CS III

## **A. Indicatori de performanta**

In anul 2014 au aparut in reviste cu indice de impact mare 4 lucrari si in proceedings-uri 2 lucrari. De asemenea, au mai fost realizate doua lucrari trimise deja la reviste de prestigiu spre publicare, aflandu-se in curs de evaluare. Lista acestora este data mai jos:

1) Deformation properties of the projected spherical single particle basis A.A. Raduta, R. Budaca, Annals of Physics 347 (2014) 141169.

2) A new picture for the chiral symmetry properties within a particle-core framework , A Raduta, C M Raduta and Amand Faessler, Jour. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 41 (2014) 035105 (27pp), doi:10.1088/0954-3899/41/3/035105.

3) Harmonic oscillator potential with a sextic anharmonicity in the prolate -rigid collective geometrical model , R. Budaca, Physics Letters B 739 (2014) 5661.

4) Quartic oscillator potential in the -rigid regime of the collective geometrical model , R. Budaca, Eur. Phys. J. A (2014) 50: 87; DOI 10.1140/epja/i2014-14087-8

5) 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 66, 02017 (2014) DOI: 10.1051/epjconf/ 201 4 6602017

6) Application of the sextic oscillator potential together with Mathieu and spheroidal functions for triaxial and X(5) type nuclei A. A. Raduta and P. Baganu , EPJ Web of Conferences 66, 02086 (2014) DOI: 10.1051/epjconf/ 201 4 66020 86

7) Description of the chiral bands in 188,190 Os, A. A. Radutaa and C. M. Raduta, trimis spre publicare la Physics Letters B.

8) Analytical solution for the Davydov-Chaban Hamiltonian with sextic potential for  $\beta=300$ , P. Baganu and R. Budaca, trimisa la Physical Review C 2014

## B. Rezultate importante, activitati

In cele ce urmeaza vom descrie pe scurt contnutul lucrarilor realizate in anul acesta.

### I. O baza de stari uniparticula propice pentru descrierea unificata a nucleelor sferice si deformate

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 coresponzutător stării de model în pături sferic.

Numeroase proprietăți ale acestei baze au fost descrise de-a lungul timpului în mai multe lucrări. Totuși, parametrii 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 par-

ticulă-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 cvadrupole 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  $\beta$  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  $\beta$ . Rescriind energiile uniparticulă obținute în baza uniparticulă sferică proiectată ca funcție de  $\beta$  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,  $\beta$ . Din reprezentarea dependenței de deformarea nucleară  $\beta$  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  $\beta$ , 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  $\Omega$  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  $\Omega$  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  $\rho$  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 marime 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  $\beta$ , parametrul global de deformare  $\rho$  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  $\rho$  din fitarea valorii  $R_{4/2}$  experimentale cu expresia oferită de GCSM; 2) Folosind valoarea tabelată a lui  $\beta$  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  $\rho$ , 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  $\rho$  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  $\rho$  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  $\beta$  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  $\beta$  și anume cea găsită din interpolarea fitului liniar al celorlalte date  $(\rho, \beta)$  dintr-un lanț izotopic dat. Astfel pentru fiecare dintre cele 12 lanțuri izotopice s-au vizualizat valorile obținute pentru  $\rho$  ca funcție de  $\beta$  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  $\theta$ . Datorită ipotezei simetriei axiale a nucleelor, densitatea nucleonică nu mai depinde și de unghiul polar  $\varphi$ . 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  $\beta$  cât și parametrul de deformare  $d$  independent de izospin. Izotopii aleși sunt  $^{150}\text{Gd}$  cu  $\beta = 0.161$  și  $d = 0.971$ , și  $^{156}\text{Gd}$  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 cvadrupolară care induce o dependență de deformare. Într-adevăr, densitatea de probabilitate pentru nucleul mai puțin deformat ( $^{150}\text{Gd}$ ) este în mare parte distribuită în jurul centrului, spre deosebire de cazul nucleului  $^{156}\text{Gd}$  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 cvadrupolară.

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. Rezultatele descrise mai sus sunt incluse în lucrarea:

**Deformation properties of the projected spherical single particle basis, A. A. Raduta and R. Budaca, *Annals of Physics* 347 (2014) 141169**

## II. Proprietatile nucleelor par-pare cu simetrie chirala

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 evidentiata 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, respectiv 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. Excitatiile 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. Despre acest subiect 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  $100(\text{eb})^{-2}MeV^{-1}$ . 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*(foarfece cu bratele curbate). 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 orbital 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 maxim. 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-impair.*

In trecutul apropiat starile magnetice de tip spin-flip au fost studiate de mai multe grupuri [7–16]. Grupul nostru a studiat benzile dipolare cu  $K^\pi = 1^\pm$  folosind un Hamiltonian de bozoni cvadrupolari si octupolari si un set de stari model obtinute prin proiectia paritatii si momentului cinetic dintr-o stare fundamentala deformata atat cvadrupolar 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 cvadrupolari si respectiv octupolari, sunt ortogonale. Este de asteptat ca adaugand la Hamiltonianul fenomenologic un set de nucleoni in interactie, sa se poata realiza o configuratie in care momentul cinetic transportat de nucleoni sa fie perpendicular pe planul momentelor cinetice cvadrupolare, 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 cvadrupolari, si doua cvasiparticule avand momentul cinetic total orientat de-alungul axei de simetrie a miezului. Am analizat posibilitatea ca sistemul celor trei momente cinetice sa poata forma un triedru drept si in consecinta sa poata fi asociat cu tranzitii magnetice dipolare de probabilitate mare. Hamiltonianul model ce descrie sistemul particula-miez in interactie are urmatoarea expresie:

$$\begin{aligned}
H = & H_{GCSM} + \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} c_{\alpha}^{\dagger} c_{\alpha} - \frac{G}{4} P^{\dagger} P \\
& - \sum_{\tau=p,n} X_{pc}^{(\tau)} \sum_m q_{2m} \left( b_{\tau,-m}^{\dagger} + (-)^m b_{\tau m} \right) (-)^m - X_{sS} \vec{J}_F \cdot \vec{J}_c, \quad (0.1)
\end{aligned}$$

Daca in Hamiltonianul de mai sus se neglijeaza termenul de interactie spin-spin, Hamiltonianul rezultat prezinta o simetrie chirala. Termenul spin-spin violeaza aceasta simetrie. Intr-adevar schimband succesiv semnul momentelor cinetice  $J_F$ ,  $J_p$ ,  $J_n$  se obtin trei interactii distincte diferite de cea initiala. Asociind la fiecare din aceste interactii o banda rotatională se obtine un set de patru benzi "gemene" cu proprietatea ca oricare doua dintre sistemele corespunzatoare sunt legate intre ele printr-o transformare chirala. Doua dintre benzile mentionate sunt degenerate, motivul constand in aceea ca interactia fiind asimetrica in raport cu permutarea proton-neutron elementul sau de matrice diagonal este nul. Este remarcabil faptul ca marind spatiul starilor cu starile de doua cvasiparticule cuplate cu o stare din banda fundamentala, atunci in acest spatiu largit exista doua benzi aditionale



care nu au partitatea la permutarea pn, numar cuantic bun. Una dintre aceste doua benzi prezinta proprietati chirale, adica tranzitii M1 intense in banda.

Sistematica rezultatelor experimentale a stabilit un set de criterii necesare pentru determinarea caracterului chiral al benzilor "gemene": 1) Benzile partenere sunt aproape de-generate. 2) Parametrul de clusterizare energetica practic nu depinde de momentul cinetic. 3) Comportarea de cluster a rapoartelor  $B(M1)/B(E2)$  and  $B(M1)_{in}/B(M1)_{out}$ , unde  $B(M1)_{in}$  si  $B(M1)_{out}$  noteaza tranzitiile magnetice dipolare (M1) in banda si intre benzi. Conform ultimelor analize se pare ca aceste criterii sunt numai necesare dar nu si suficiente, benzile partenere in anumite circumstante apartinand la forme nucleare distincte departate una de alta.

Aceste criterii au fost verificate in aplicatiile numerice pentru  $^{192}\text{Pt}$ ,  $^{188}\text{Os}$  si  $^{190}\text{Os}$ . 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 obtinute prin alte metode. Subliniem faptul ca toate formalismele existente se refera la nuclee impar-impair in timp pe modelul nostru descrie proprietatile chirale in nuclee par-pair.

Pentru a face un studiu sistematic al acestor benzi in diferite regiuni ale tabelului periodic sunt necesare date experimentale, care deocamdata nu prea exista. Formalismul de mai sus a facut obiectul a doua lucrari:

**1. A new picture for the chiral symmetry properties within a particle-core framework, A. A. Raduta, C. M. Raduta and Amand Faessler, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 41 (2014) 035105 (27pp);**

**2. Description of the chiral bands in 188,190 Os, A. A. Radutaa and C. M. Raduta, trimis spre publicare la Physics Letters B.** Apreciem ca lucrarile realizate contin ipoteze in premiera si ca vor stimula extinderea masuratorilor pentru benzile chirale la nucleele par-pair.

---

[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. G**24**, 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. C**74** (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.

**III.) Descriera semi-microscopica a fenomenului de multi-backbending in cat-eva nuclee par-pare din regiunea pamantrilor rare.** S-a propus un model semi-fenomenologic pentru descrierea fenomenului de backbending dublu in zona pamanturilor rare. Un Hamiltonian ce descrie un set de particule ce se misca intr-un un camp mediu deformat si sunt corelate prin forte de imperechere, care interactioneaza cu un miez fenomenologic

$^{156}\text{Er}$		$^{158}\text{Er}$		$^{160}\text{Yb}$		$^{162}\text{Hf}$	
		<u>11898.6</u> $36^+$	<u>11848.4</u>	<u>11963</u> $36^+$	<u>11908.5</u>	<u>12058</u> $36^+$	<u>12031.5</u>
		<u>10879.5</u> $34^+$	<u>10872.1</u>	<u>10956</u> $34^+$	<u>10942.2</u>	<u>11073.7</u> $34^+$	<u>11067.4</u>
<u>10516.5</u> $32^+$	<u>10527.4</u>	<u>9920.4</u> $32^+$	<u>9933.4</u>	<u>10002</u> $32^+$	<u>10017.6</u>	<u>10143</u> $32^+$	<u>10154.3</u>
<u>9654.2</u> $30^+$	<u>9669.3</u>	<u>9014.2</u> $30^+$	<u>9038</u>	<u>9125</u> $30^+$	<u>9141.3</u>	<u>9279.3</u> $30^+$	<u>9295.8</u>
<u>8854.5</u> $28^+$	<u>8853.2</u>	<u>8138.6</u> $28^+$	<u>8178.6</u>	<u>8287.7</u> $28^+$	<u>8312.2</u>	<u>8482.8</u> $28^+$	<u>8486.3</u>
<u>8087.7</u> $26^+$	<u>8077.7</u>	<u>7280</u> $26^+$	<u>7325.2</u> upbb	<u>7456.7</u> $26^+$	<u>7501.3</u> 2nd bb	<u>7688.8</u> $26^+$	<u>7692.4</u> 2nd bb
<u>7322.3</u> $24^+$	<u>7306.9</u> 2nd bb	<u>6434.6</u> $24^+$	<u>6471.8</u>	<u>6621</u> $24^+$	<u>6672.4</u>	<u>6827.7</u> $24^+$	<u>6873.3</u>
<u>6494.5</u> $22^+$	<u>6510.1</u>	<u>5628.9</u> $22^+$	<u>5649.3</u>	<u>5825.4</u> $22^+$	<u>5851.8</u>	<u>6035.3</u> $22^+$	<u>6053.5</u>
<u>5721.5</u> $20^+$	<u>5725.1</u>	<u>4888.4</u> $20^+$	<u>4884.9</u>	<u>5089</u> $20^+$	<u>5079.6</u>	<u>5310.3</u> $20^+$	<u>5278.9</u>
<u>5010.5</u> $18^+$	<u>4995.4</u>	<u>4229.5</u> $18^+$	<u>4200.5</u>	<u>4425.5</u> $18^+$	<u>4385.3</u>	<u>4652.5</u> $18^+$	<u>4584.8</u>
<u>4384.9</u> $16^+$	<u>4358</u>	<u>3663.3</u> $16^+$	<u>3616.9</u>	<u>3847.3</u> $16^+$	<u>3797</u>	<u>4067.5</u> $16^+$	<u>4003.6</u>
<u>3839.8</u> $14^+$	<u>3849.9</u>	<u>3190.5</u> $14^+$	<u>3148.8</u>	<u>3363.4</u> $14^+$	<u>3339.6</u>	<u>3566.8</u> $14^+$	<u>3566.2</u>
<u>3317.2</u> $12^+$	<u>3360</u> 1st bb	<u>2680.8</u> $12^+$	<u>2697.8</u> 1st bb	<u>2959.4</u> $12^+$	<u>2986.6</u> 1st bb	<u>3185.4</u> $12^+$	<u>3271.3</u> 1st bb
<u>2634.7</u> $10^+$	<u>2657.5</u>	<u>2072.5</u> $10^+$	<u>2060</u>	<u>2373</u> $10^+$	<u>2369.8</u>	<u>2635.4</u> $10^+$	<u>2689.2</u>
<u>1959.2</u> $8^+$	<u>1957.4</u>	<u>1493.5</u> $8^+$	<u>1446</u>	<u>1736.2</u> $8^+$	<u>1694.8</u>	<u>1940.1</u> $8^+$	<u>1946.1</u>
<u>1340.9</u> $6^+$	<u>1294.5</u>	<u>970.3</u> $6^+$	<u>900.4</u>	<u>1146.9</u> $6^+$	<u>1076.2</u>	<u>1292.8</u> $6^+$	<u>1251.8</u>
<u>797.4</u> $4^+$	<u>705.3</u>	<u>527.2</u> $4^+$	<u>454</u>	<u>638.4</u> $4^+$	<u>554.4</u>	<u>729</u> $4^+$	<u>655</u>
<u>344.5</u> $2^+$	<u>247.6</u>	<u>192.2</u> $2^+$	<u>142.6</u>	<u>243.1</u> $2^+$	<u>178.3</u>	<u>285</u> $2^+$	<u>215.4</u>
<u>0</u> $0^+$		<u>0</u> $0^+$		<u>0</u> $0^+$		<u>0</u> $0^+$	
Exp.	Th.	Exp.	Th.	Exp.	Th.	Exp.	Th.
r.m.s.=36.80 keV		r.m.s.=40.07 keV		r.m.s.=42.89 keV		r.m.s.=44.48 keV	

FIG. 1: Benzi Yrast in nucleele : $^{156}\text{Er}$ ,  $^{158}\text{Er}$ ,  $^{160}\text{Yb}$  si  $^{162}\text{Hf}$

este tratat intr-un spatiu redus de tip particula-miez. Starile acestui spatiu sunt: a) stari colective ce descriu miezul fenomenologic inmultite cu starea  $|BCS\rangle$ ; b) Stari produs de doua cvasiparticule neutronice din orbitalul  $i13/2$  si stari colective din banda fundamentala a miezului; c) Stari produs de doua cvasiparticule protonice din orbitalul  $h11/2$  si stari colective din banda fundamentala a miezului Prin diagonalizarea Hamiltonianului model in acest spatiu restrans a fost posibila descrierea proprietatilor esentiale ale starilor yrast din zona backbendingului.

Rezultatele aplicatiilor noastre sun sintetizate in Figs.1 si 2.

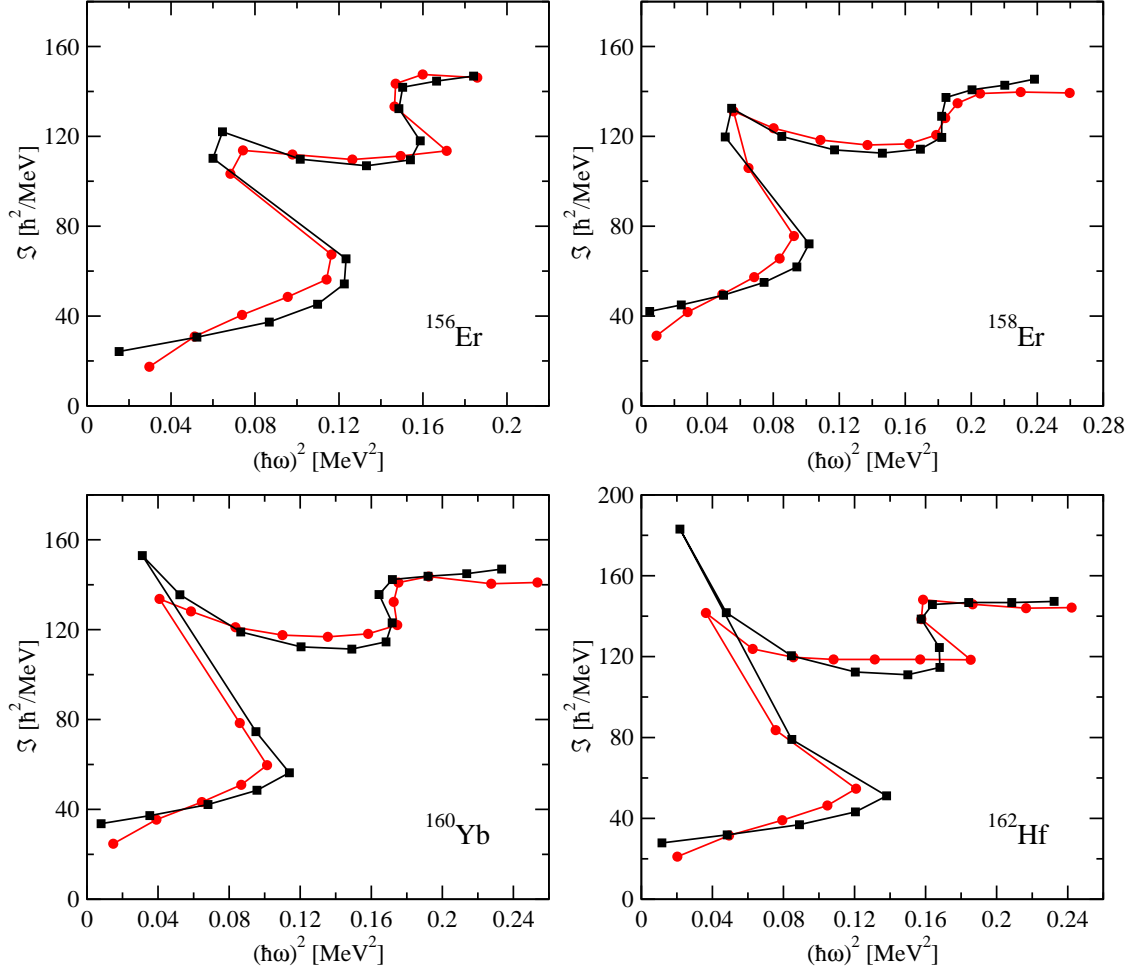


FIG. 2: Backbending pentru izotopii  $^{156}\text{Er}$ ,  $^{158}\text{Er}$ ,  $^{160}\text{Yb}$ ,  $^{162}\text{Hf}$  (squares) comparat cu datele experimentale (cercuri).

Aceasta lucrare a fost prezentata oral de Dr. Radu Budaca la conferinta internationala de la Firenze si a aparut in proceedings:

**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 66, 02017 (2014) DOI: 10.1051/epjconf/2014/6602017**

#### IV. Descrierea nucleelor axial simetrice si triaxiale cu modele exact solvabile

Un interes deosebit pentru rezolvarea problemei de valori proprii a Hamiltonianului Bohr-Mottelson amendat cu un potential ce depinde de variabilele dinamice  $\beta$  si  $\gamma$  a aparut odata cu constatarea ca nucleele apropiate de punctul critic al unei tranzitii de faza pot fi foarte

bine descrise de modele complet solubile. Mai mult, acestor solutii li se asociaza o simetrie specifica. Astfel simetria  $E(5)$  descrie punctul critic al tranzitiei de faza intre forma sferica si cea de tip  $\gamma$  instabil. De asemenea tranzitia intre o forma sferica si una axial simetrica este descrisa de un model solubil asociat unei simetrii necunoscute inca, numita  $X(5)$ . Alte doua simetrii numite  $Y(5)$  si respectiv  $Z(5)$ , au fost propuse pentru descrierea puncelor critice ale tranzitiilor de forma axial-triaxial si prolate-oblate. Modelele teoretice propuse prezinta neajunsuri principiale, constand in aceea ca solutiile nu sunt functii periodice in  $\gamma$  si datorita aproximatiilor facute Hamiltonianul rezultat numai este hermitic pentru un produs scalar ce foloseste ca masura pentru integrarea dupa gamma expresia  $|\sin 3\gamma|d\gamma$ . In grupul nostru s-au propus doua modele: i) unul numit SSA (sextic and spheroidal approach), care foloseste pentru deformarea  $\beta$  un potential sextic cu bariera centrifugala iar pentru  $\gamma$  functiile sferoidale, modelul fiind folosit pentru nuclee apropiate de forma axiala; ii) al doilea model se cheama SMA (sextic and Mathieu approach) si este aplicabil nucleelor cu  $\gamma \approx 30^\circ$ . Cele doua modele au fost folosite pentru un numar mare de nuclee avand simetriile mentionate. Toate rezultatele sunt comparate atat cu datele experimentale corespunzatoare cat si cu cele obtinute cu modelul starilor coerente, un alt model teoretic propus de Prof. A. A. Raduta. Aici prezentam rezultatele pentru energiile benzilor asociate izotopului  $^{192}\text{Os}$ , in Fig.3. Tranzitiile electrice cvadupolare calculate pentru trei izotopi prin metodele mentionate sunt date in Tabelul 1.

g band			γ band			β band								
12 <sup>+</sup>	<u>3223</u>	<u>3211</u>	<u>3299</u>	10 <sup>+</sup>	<u>2901</u>	<u>2894</u>	<u>2770</u>	<b><sup>192</sup>Os</b>						
10 <sup>+</sup>	<u>2421</u>	<u>2419</u>	<u>2451</u>	9 <sup>+</sup>	<u>2381</u>		<u>2381</u>							
				8 <sup>+</sup>	<u>2140</u>	<u>2134</u>	<u>2039</u>							
8 <sup>+</sup>	<u>1699</u>	<u>1708</u>	<u>1721</u>	7 <sup>+</sup>	<u>1702</u>	<u>1713</u>	<u>1713</u>							
				6 <sup>+</sup>	<u>1472</u>	<u>1465</u>	<u>1429</u>							
6 <sup>+</sup>	<u>1071</u>	<u>1089</u>	<u>1108</u>	5 <sup>+</sup>	<u>1126</u>	<u>1144</u>	<u>1167</u>				2 <sup>+</sup>	<u>1152</u>	<u>1128</u>	<u>1128</u>
				4 <sup>+</sup>	<u>918</u>	<u>910</u>	<u>944</u>				0 <sup>+</sup>	<u>823</u>	<u>855</u>	<u>890</u>
4 <sup>+</sup>	<u>556</u>	<u>580</u>	<u>615</u>	3 <sup>+</sup>	<u>677</u>	<u>690</u>	<u>748</u>				Present	Exp.	CSM	
				2 <sup>+</sup>	<u>505</u>	<u>489</u>	<u>590</u>							
2 <sup>+</sup>	<u>184</u>	<u>206</u>	<u>244</u>	Present	Exp.	CSM								
0 <sup>+</sup>	<u>0</u>	<u>0</u>	<u>0</u>											
	Present	Exp.	CSM											

FIG. 3: Energiile de excitatie in benzile fundamentala si pentru  $^{192}\text{Os}$ , date in keV calculate cu SMA si CSM, sunt comparate cu datele experimentale.

$B(E2)(eb)^2$	$^{188}O_s$			$^{190}O_s$			$^{192}O_s$		
	Exp.	SMA	CSM	Exp.	SMA	CSM	Exp.	SMA	CSM
$2_g^+ \rightarrow 0_g^+$	0.502	0.502	0.456	0.468	0.468	0.360	0.424	0.424	0.236
$4_g^+ \rightarrow 2_g^+$	0.776	0.722	0.744	0.623	0.684	0.579	0.497	0.632	0.449
$6_g^+ \rightarrow 4_g^+$	0.843	0.945	0.918	0.679	0.912	0.708	0.660	0.858	0.611
$8_g^+ \rightarrow 6_g^+$	0.927	1.103	1.062	0.814	1.079	0.814	0.754	1.030	0.754
$10_g^+ \rightarrow 8_g^+$	1.191	1.232	1.191	0.754	1.218	0.909	0.688	1.175	0.887
$4_\gamma^+ \rightarrow 2_\gamma^+$	0.352	0.302	0.369	0.389	0.291	0.350	0.298	0.261	0.277
$6_\gamma^+ \rightarrow 4_\gamma^+$	0.466	0.392	0.764	0.520	0.384	0.741	0.336	0.352	0.595
$8_\gamma^+ \rightarrow 6_\gamma^+$	0.382	0.593	0.984	0.398	0.590	0.976	0.314	0.549	0.814
$2_\gamma^+ \rightarrow 0_g^+$	0.047	0.005	0.165	0.039	0.001	0.202	0.037	0.006	0.192
$2_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	0.150	0.150	0.150	0.227	0.227	0.155	0.303	0.303	0.055
$2_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	0.029	0.000	0.001	0.007	0.000	0.001	0.024	0.000	0.000
$4_\gamma^+ \rightarrow 2_g^+$	0.009	0.003	0.163	0.005	0.001	0.220	0.002	0.004	0.274
$4_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	0.134	0.031	0.202	0.229	0.050	0.229	0.203	0.068	0.137
$4_\gamma^+ \rightarrow 6_g^+$	0.036	0.000	0.001	0.048	0.000	0.000	0.018	0.000	0.000
$6_\gamma^+ \rightarrow 4_g^+$	0.001	0.002	0.194	0.003	0.001	0.269	0.000	0.002	0.357
$6_\gamma^+ \rightarrow 6_g^+$	0.164	0.018	0.227	0.238	0.030	0.270	0.171	0.042	0.171

TABLE I: Some B(E2) values for  $^{188,190,192}O_s$  obtained within two theoretical approaches, SMA and CSM, are compared with the corresponding experimental data [? ].

Se observa un acord foarte bun cu experienta.

Aceste rezultate au fost prezentate de Dr. P. Baganu la conferinta de la Firente, lucrarea fiind inclusa in proceedings:

**Application of the sextic oscillator potential together with Mathieu and spheroidal functions for triaxial and X(5) type nuclei, A. A. Raduta, a and P. Baganu,EPJ Web of Conferences 66, 02086 (2014)**

## V. Folosirea unui potential quartic intr-un model cu deformarea $\gamma$ inghetata

Exista anumite observabile care nu depind decat foarte putin de deformarea  $\gamma$ . Pentru descrierea acestor cazuri se poate folosi Hamiltonianul Bohr Mottelson cu  $\gamma = 0$  amendat

cu un potential in  $\beta$ . In lucrarea de fata se foloseste in plus fata de termenul patrat in  $\beta$ , inca unul quartic. Modelul prezinta avantajul ca variabilele  $\beta$  si unghiurile Euler sunt separate. Ecuatia Schrödinger pentru deformarea  $\beta$  contine un termen de energie cinetica, un termen centrifugal si un potential ce este o combinatie liniara de  $\beta^2$  si  $\beta^4$ . Pentru rezolvarea aproximativa a acestei ecuatii s-a folosit metoda WKB. Ca rezultat energia sistemului depinde de un singur parametru liber si un factor de scala. Pentru anumite valori ale numarului cuantic principal se definesc benzile fundamentala, prima si a doua banda  $\beta$ . Calculele numerice se compara satisfacator cu cele experimentale. De mentionat faptul ca modelul propus este aplicabil numai pentru nuclee vibrationale. Aceasta lucrare a aparut deja in revista:

**Quartic oscillator potential in the -rigid regime of the collective geometrical model, R. Budaca, Eur. Phys. J. A (2014) 50: 87**

**VI. Potential armonic plus un termen sextic in descrierea nucleelor deformate prolate si rigide dupa  $\gamma$ .**

Modelul descris mai sus a fost extins prin inlocuirea in potentialul in varibila  $\beta$  a termenului quartic cu unul sextic. Ecuatia Schrödinger este de asemenea rezolvata cu metoda WKB. Energiile depind de doi parametri dintre care unul este de scala. Acestea definesc benzile fundamentala prima si a doua banda  $\beta$  prin alegerea convenabila a numarului cuantic principal. Lucrarea a fost publicata in Phys. Lett. B:

**Harmonic oscillator potential with a sextic anharmonicity in the prolate -rigid collective geometrical model, R. Budaca, Physics Letters B 739 (2014) 5661.**

## C. Cercetari in desfasurare.

Folosind baza uniparticula de model in paturi sferic, au fost calculate energiile uniparticula pentru protoni si neutroni folosind un potential de camp mediu de tip Nilsson. Baza uniparticula folosita la diagonalizarea Hamiltonianului Nilson a fost trunchiata pana la patura  $N = 9$  inclusiv, ceea ce produce un grad de saturare a energiilor uniparticule relevante pentru nuclee medii cum sunt cele din zona pamanturilor rare. Iterand acest calcul pentru diferite valori ale parametrului de deformare axiala se obtin asa numitele diagrame Nilson, care reprezinta dependententa energiilor uniparticula ca functie de deformarea axiala. Considerand un nucleu dat, energia sa totala este data de  $3/4$  din suma energiilor uniparticula



corespunzatoare tuturor starilor ocupate de protoni si neutroni. Se obtine astfel o energie totala ce deinde deformarea cvadрупolara si care poate prezenta mai multe minime. Minimul absolut al acestor curbe reprezinta deformarea cvadрупolara a nucleului considerat in starea fundamentala. In fiecare dintre minimele de energie se poate construi o banda rotationala. Spectrele experimentale fiind foarte complexe, este posibil ca starile colective de energie joasa sa corespunda unor minime de energie de deformare diferite. Ne intereseaza astfel sa studiem acest fenomen de coexistenta a formelor cu diferite deformari si evolutia sa dea lungul unui lant izotopic. In acest scop am considerat partea bogata in neutroni a lantului izotopic al Osmiului (184Os-198Os), unde pare sa existe o tranzitie de faza intre forma de tip prolate si cea de tip oblate daca judecam dupa curbele energiei totale obtinute pentru aceste nuclee.

Este de dorit sa se faca legatura intre gradele de libertate microscopice ale nucleelor cu proprietatile sale macroscopice cum ar fi deformarea si forma care sunt reflectate in distributia nivelelor colective de energie joasa. Acest lucru este realizat folosind aproximatia fazelor intamplatoare (RPA). Pentru a avea un reper de referinta, a fost realizat mai intai un calcul RPA folosind energii uniparticula de model in paturi sferic ce nu depind de deformare. Chiar si in acest context poate fi pus in evidenta un punct critic ce se pozitioneaza in jurul nucleului 196Os. In urmatoarea etapa, calculul RPA a fost refacut pentru baza uniparticula sferica deformata cu energiile uniparticula corespunzatoare ce depind de parametrul de deformare  $d$ . Printr-o simpla relatie liniara intre  $d$  si deformarea cvadрупolara, am determinat deformarea  $d$  ce corespunde minimilor absolute din energia totala calculata mai sus. Avand de aceasta data o dependenta de deformare se constata ca tranzitia intre formele de tip prolate si oblate are loc de fapt in apropierea nucleului 194Os ceea ce este consistent cu rezultatele din curbele energiei totale. Pentru a avea o descriere completa, a fost facut si un calcul RPA in baza uniparticula de model in paturi sferic cu energiile uniparticula din modelul Nilsson. In acest caz operatorul fononic din RPA se cupleaza doar la o paritate si o proiectie determinata. Se disting astfel doua rezultate separate pentru o proiectie 0 si una 2, energiile RPA corespunzatoare corespunzand la stari colective cu proprietati diferite. Avand rezultatele calculelor RPA pentru cele trei abordari se poate face o analiza mai detaliata in legatura cu datele experimentale a evolutiei formei si a proprietatilor electromagnetice dea lungul lantului izotopic considerat. Urmatoarea etapa se refera la realizarea unei superpozitii dintre starile a doua gropi din energia totala pentru un anumit nucleu pentru a pune in

evidenta gradul de coexistenta a formelor corespunzatoare celor doua minime.

## **D. 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 in anul la care se refera prezentul raport. De asemenea cei doi colaboratori au participat la conferinte internationale unde au avut comunicari stiintifice.

## **E. Dificultati intampinate in derularea proiectului: Nu**

## **F. 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 tezele de doctorat, si au fost promovati, succesiv in functiile de cercetator stiintific (CS) si cercetator stiintific III(CSIII). Acest lucru dovedeste ca atmosfera in grupul Prof. Dr. Apolodor Raduta este incurajatoare pentru tinerii cercetatori intr-un domeniu destul de complex si dificil.

## **G. Diseminare, mobilitati**

**Martie 2014:** Dr. Petrica Buganu a participat la 7th Workshop on shape phase transitions and critical point phenomena in nuclei, Sevilla, Spania, unde a prezentat oral doua lucrari: 1. Phenomenological description of triaxial nuclei. 2. Phase transitions within some solvable models. Lucrarile workshop-ului nu s-a publicat un proceedings.

**In perioada 16.09-24.09.2014**, Dr. Radu Budaca a participat la International school of Nuclear Physics, 36th course Nuclei in the Laboratory and in the Cosmos Erice-Sicily, Italy.

**In perioada 20.11.2014-22.11.2014**, Dr. Radu Budaca participa la TIM14 Physics Conference -Physics without frontiers, Timisoara. La aceasta conferinta a sustinut comunicarea: Quartic oscillator potential in the -rigid regime of the collective geometrical model.

**20.11.2014**

**Prof. Em. Dr. Apolodor Raduta**