

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

Director: Prof. Dr. A. A. Raduta

## *RAPORT DE ETAPA*

### **Membrii proiectului:**

Prof. Dr. Apolodor Raduta

CSII Dr. Cristian Mircea Raduta

CSI Dr. Alexandru Horia Raduta

CSII Dr. Ionut Ursu

Drd. Radu Budaca

Drd. Petrica Buganu

## **I. Indicatori de performanta: 2 lucrari realizate**

1) **New results for 2 decay within a FRpnQRPA approach with the gauge symmetry restored**, C. M. Raduta, A. A. Raduta and I. I. Ursu, Phys. Rev. C, in press.

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

## **II. Rezultate importante, activitati**

**Rezultate noi despre dezintegrarea  $2\nu\beta\beta$  in cadrul formalismului  $FRpnQRPA$  cu simetria de gauge restaurata**

Dezintegrarea  $2\nu\beta\beta$  este un fenomen interesant prin el insusi dar in acelasi timp este foarte atractiv deoarece constituie un test pentru elementele de matrice care sunt folosite pentru calcularea ratei de dezintegrare  $0\nu\beta\beta$ . Descoperirea acestui proces ar oferi un raspuns la o intrebare fundamentala, daca neutrinul este o particula Majorana sau o particula Dirac.

Acestui subiect i s-au dedicat multe lucrari de sinteza [1–7]. Lucrarea realizata de grupul nostru se refera la procesul  $2\nu\beta\beta$ , acesta fiind conceput ca fiind compus din doua dezintegrari beta simple consecutive. Formalismul ce furnizeaza rezultatele cele mai apropiate de situatia experimentală este aproximatia fazelor intamplatoare pentru interactia proton-neutron in reprezentarea de cvasiparticule ( $pnQRPA$ ), care include interactia bi-particula in canalul particula-gaura ( $ph$ ) si cel de particula-particula ( $pp$ ), ca doua interactii bi-particula independente. A doua ramura a dezintegrării  $2\nu\beta\beta$  este foarte sensibila la variatia tarii relative a interactiei in canalul  $pp$ , notata in cele ce urmeaza cu  $g_{pp}$ . Este important de mentionat ca interactia  $ph$  este repulsiva iar cea in canalul  $pp$  este atractiva. In consecinta, exista o valoare critica pentru  $g_{pp}$  pentru care prima solutie a ecuatiilor  $pnQRPA$  devine imaginara. Pentru aceasta valoare critica aproximatia  $pnQRPA$  isi pierde valabilitatea iar elementul de matrice ce descrie a doua tranzitie  $\beta^-$  se anuleaza. Foarte aproape de acest punct critic valoarea experimentală a amplitudinii de tranzitie Gamow-Teller este atinsa de valoarea calculata. Din nefericire, in aceasta zona starea fundamentala a sistemului devine instabila la adaugarea de corelatii suplimentare, ignorate la nivelul aproximatiei  $pnQRPA$ . O imbunatatire a formalismului  $pnQRPA$  a fost propusa de directorul acestui proiect (AAR) in Refs.[8, 9], folosind metoda dezvoltarilor bozonice. O alta metoda a fost propusa in Ref.[10], si consta in renormarea operatorilor dipolari de doua cvasiparticule prin inlocuirea in expresia exacta a comutatorilor mutuali, a componentelor scalare prin valorile lor medii. Aceasta renormare este inasa inconsistentă, deoarece ignora termenii de imprastiere, adica termenii de tip densitate dipolara de cvasiparticule. Aceasta lipsa de consistenta a fost inlaturata in Refs.[11, 12] unde se propune un formalism  $pnQRPA$  complet renormat ( $FRpnQRPA$ ).

Din fericire toate formalismele superioare aproximatiei  $pnQRPA$  au un dezavantaj comun, anume acela ca violeaza regula de suma Ikeda cu un procent de 20-30% [13]. Se preconizeaza ca aceasta violare este cauzata de ruperea simetriei de gauge. In consecinta, doi membri ai acesti proiect (A. A. R. and C. M. R.) au formulat in Ref. [14] o metoda de proiectie a simetriei de gauge. Recent[15, 16], rezultatele din Ref.[14] au fost impunatatite in doua aspecte: a) intentionand sa descriem unitar procesele de dezintegrare beta dubla pentru situatiile cand nucleele implicate sunt sferice sau deformate, aici se foloseste o baza de functii uniparticula sferica proiectata dintr-o baza deformata[17], folosita anterior pentru dezintegrarea beta dubla in Refs.[18, 19]; b) spatiul configuratiilor proton-neutron dipolare este impartit in trei subspatii, unul asociat dezintegrării  $\beta^-$ , altul asociat dezintegrării  $\beta^+$ , si

unul starilor nefizice, adica spurioase. Un set de ecuatii *GRFRpnQRPA* (gauge restored of fully renormalized pnQRPA) este scris in primele doua subspatii prin linearizarea ecuatiilor de miscare ale operatorilor de baza corespunzand celor doua procese cuplate.

In lucrarea de fata, ecuatiile specifice formalismului *GRFRpnQRPA* sunt aplicate la dezintegrarile  $2\nu\beta\beta$ :  $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$ ,  $^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$  and  $^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$ ,  $^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$ ,  $^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$ ,  $^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$ ,  $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$ ,  $^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$ ,  $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$ ,  $^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$  and  $^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{160}\text{Dy}$ . Sunt prezentate argumente foarte puternice in favoarea formalismului propus. De mentionat ca in formalismul propus se renunta la interactia Gamow-Teller in canalul *pp* si se propune o noua interactie atractiva. Este sugerata de asemenea o cale de a fixa taria acestei interactii prin fitarea unor date experimentale specifice. Pentru cazurile analizate datele experimentale privind timpii de injumatatire ai nucleelor mama sunt foarte bine reprodusi. De asemenea fara exceptie regula de suma Ikeda este satisfacuta.

*Taria tranzitiilor beta simple:  $B(GT^\pm)$*  Nuclele ce se dezintegreaza beta dublu, nu se dezintegreaza beta simplu. In multe din cazuri nucleul intermediar se dezintegreaza  $\beta^-$  catre nucleul ficia din procesul  $2\nu\beta\beta$ . De asemenea printr-un mecanism de captura electronica acesta poate sa treaca in nucleul mama al dezintegrarii beta dubla. Pentru asemenea procese s-au calculat valorile  $\log ft$  cu rezultatele din tabelul de mai jos:

Deoarece elementele de matrice pentru dezintegrarea beta dubla constau in produsul a doua elemente de matrice asociate dezintegrarii  $\beta^-$  pentru nucleul mama si respectiv dezintegrarii  $\beta^+$  a nucleului ficia este important de calculat distributia energetica a tarii acestor doua dezintegrari. Aceste distributii sunt aratate in figurile 1-3 pentru procesele considerate.

Un rezultat demn de semnalat il reprezinta summa tariilor totale pentru tranzitiile  $\beta^-$  si  $\beta^+$  notate conventional cu  $\sum B(GT^-)$  si respectiv  $\sum B(GT^+)$ . Valorile experimentale pentru aceste dezintegrari sunt diminuate cu un factor de quenching degal cu 0.6 [32], acesta luand in considerare efectele de polarizare ale operatorului de tranzitie, efect ce a fost ignorat in lucrarea noastra. Rezultatele teoretice sunt comparate cu cele experimentale in Tabelul II.

In ceea ce priveste tranzitia beta dubla, rezultatele teoretice impreuna cu cele experimentale sunt listate in Tabelul III.

it Tratari anterioare ale subiectului. Dupa aparitia primei licrari a grupului nostru despre renormarea completa a *pnQRPA* [11]o alta lucrare a aparut in literatura [54, 55], care pretinde ca rezultatele obtinute satiusfac regula de suma Ikeda (ISR). Din pacate asa cum

Mother nucleus	$\beta^+/\overline{EC}$	odd-odd nucleus	$\beta^-$	Daughter nucleus
$^{48}\text{Ca}$	$\beta^+/\overline{EC}$	$^{48}\text{Sc}$	$\beta^-$	$^{48}\text{Ti}$
Th.	8.44		4.63	
$^{76}\text{Ge}$	$\beta^+/\overline{EC}$	$^{76}\text{As}$	$\beta^-$	$^{76}\text{Se}$
Th.	4.57		6.13	
$^{82}\text{Se}$	$\beta^+/\overline{EC}$	$^{82}\text{Br}$	$\beta^-$	$^{82}\text{Kr}$
Th.	8.11		7.18	
$^{96}\text{Zr}$	$\beta^+/\overline{EC}$	$^{96}\text{Nb}$	$\beta^-$	$^{96}\text{Mo}$
Th.	5.67		7.00	
$^{104}\text{Ru}$	$\beta^+/\overline{EC}$	$^{104}\text{Rh}$	$\beta^-$	$^{104}\text{Pd}$
Exp.	4.32 [65]		4.55 [65]	
Th.	4.71		6.47	
$^{110}\text{Pd}$	$\beta^+/\overline{EC}$	$^{110}\text{Ag}$	$\beta^-$	$^{110}\text{Cd}$
Exp.	4.08 [66]		4.66 [66]	
Th.	4.14		6.32	
$^{128}\text{Te}$	$\beta^+/\overline{EC}$	$^{128}\text{I}$	$\beta^-$	$^{128}\text{Xe}$
Exp.	5.049 [69]		6.061 [70]	
Th.	5.87		6.06	
$^{130}\text{Te}$	$\beta^+/\overline{EC}$	$^{130}\text{I}$	$\beta^-$	$^{130}\text{Xe}$
Th.	6.08		5.80	
$^{148}\text{Nd}$	$\beta^+/\overline{EC}$	$^{148}\text{Pm}$	$\beta^-$	$^{148}\text{Sm}$
Th.	6.8		7.33	
$^{150}\text{Nd}$	$\beta^+/\overline{EC}$	$^{150}\text{Pm}$	$\beta^-$	$^{150}\text{Sm}$
Th.	5.55		8.46	
$^{154}\text{Sm}$	$\beta^+/\overline{EC}$	$^{154}\text{Eu}$	$\beta^-$	$^{154}\text{Gd}$
Th.	5.52		5.13	
$^{160}\text{Gd}$	$\beta^+/\overline{EC}$	$^{160}\text{Tb}$	$\beta^-$	$^{160}\text{Dy}$
Th.	5.25		4.20	

TABLE I: Valorile  $\log ft$  ce caracterizeaza procesele de dezintegrare  $\beta^+/\overline{EC}$  si  $\beta^-$  asociate nucleelor intermediare impar-impere.

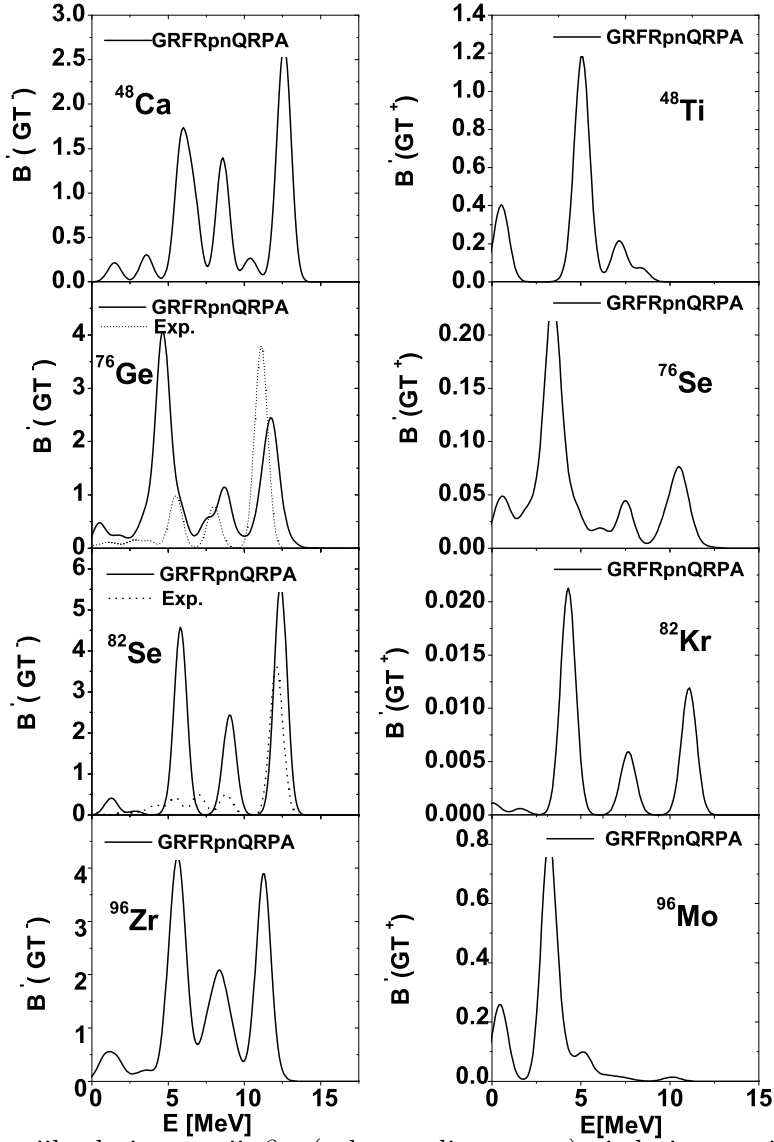


FIG. 1: 1/3 din tariile dezintegrării  $\beta^-$  (coloana din stanga) și dezintegrării  $\beta^+$  (coloana din dreapta) notate cu  $B'(GT^-)$  și respectiv  $B'(GT^+)$ , pentru nucleele mama,  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Se}$  și  $^{96}\text{Zr}$ , și fiica,  $^{48}\text{Ti}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Kr}$  și  $^{96}\text{Mo}$ , foldate cu o funcție Gaussiană cu lărgimea de 1 MeV, sunt reprezentate ca funcție de energiile corespunzătoare furnizate de formalismul propus. Pentru  $^{76}\text{Ge}$  și  $^{82}\text{Se}$ , datele experimentale pentru taria dezintegrării  $\beta^-$  este de asemenea prezentată.

se arată în Ref. [56], formalismul propus nu satisface condiția de consistență cerută de procedul linearizării ecuațiilor de mișcare. De fapt acest aspect este discutat în extenso în lucrarea noastră. Într-adevăr se arată că dacă procedul linearizării ecuațiilor de mișcare este aplicat corect atunci interacția biparticulă  $pp$  nu contribuie în niciun fel la amplitudinea de tranziție. Conform referinței citate, amplitudinea de tranziție GT este atinsă pentru o

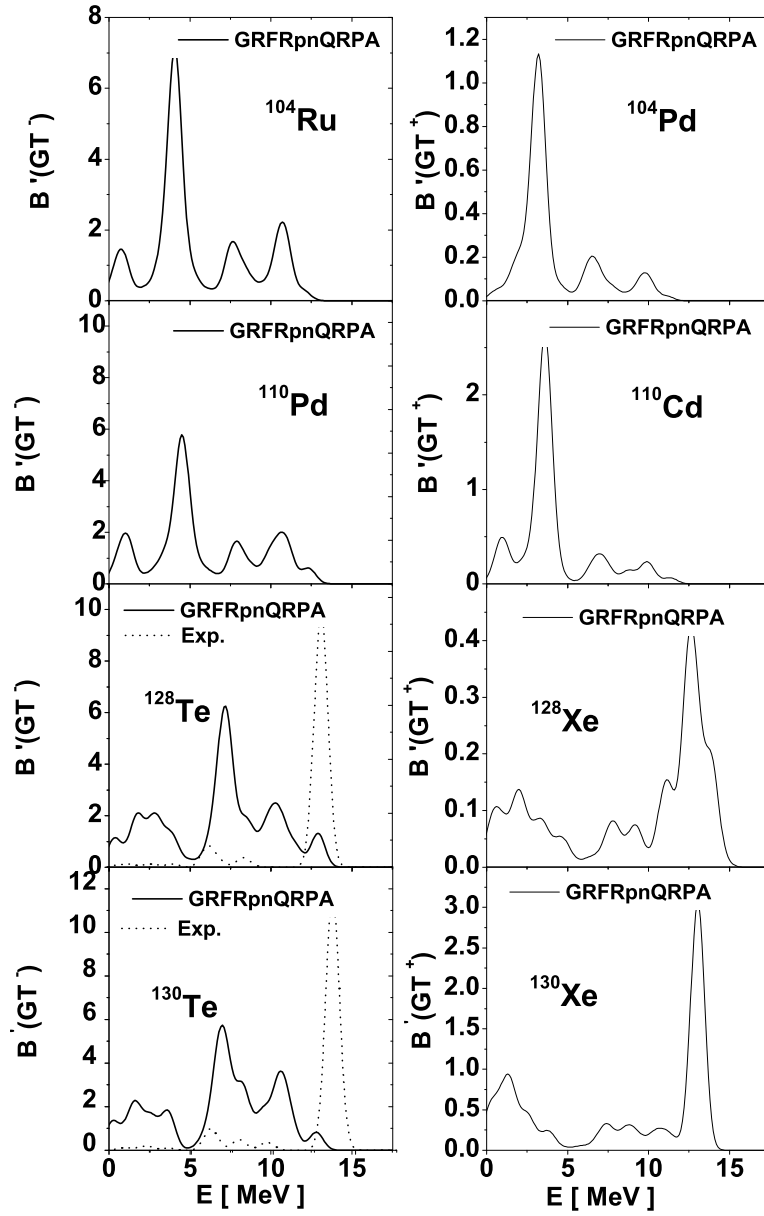


FIG. 2: La fel ca in Fig.1 dar pentru nuclelele mama  $^{104}\text{Ru}$ ,  $^{110}\text{Pd}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$  si pentru nuclelele fiica  $^{104}\text{Pd}$ ,  $^{110}\text{Cd}$ ,  $^{128,130}\text{Xe}$ . Pentru  $^{128,130}\text{Te}$  sunt prezentate de asemenea si datele experimentale.

tarie a interactiei  $pp$  apropiata de valoarea critica unde aproximatia numai functioneaza. Prin urmare chiar daca regula de suma este satisfacuta problema de principiu a stabilitatii starii fundamentale persista.

Interactia biparticula de tip imperechere dipolara este , in cazul nostru , responsabila de

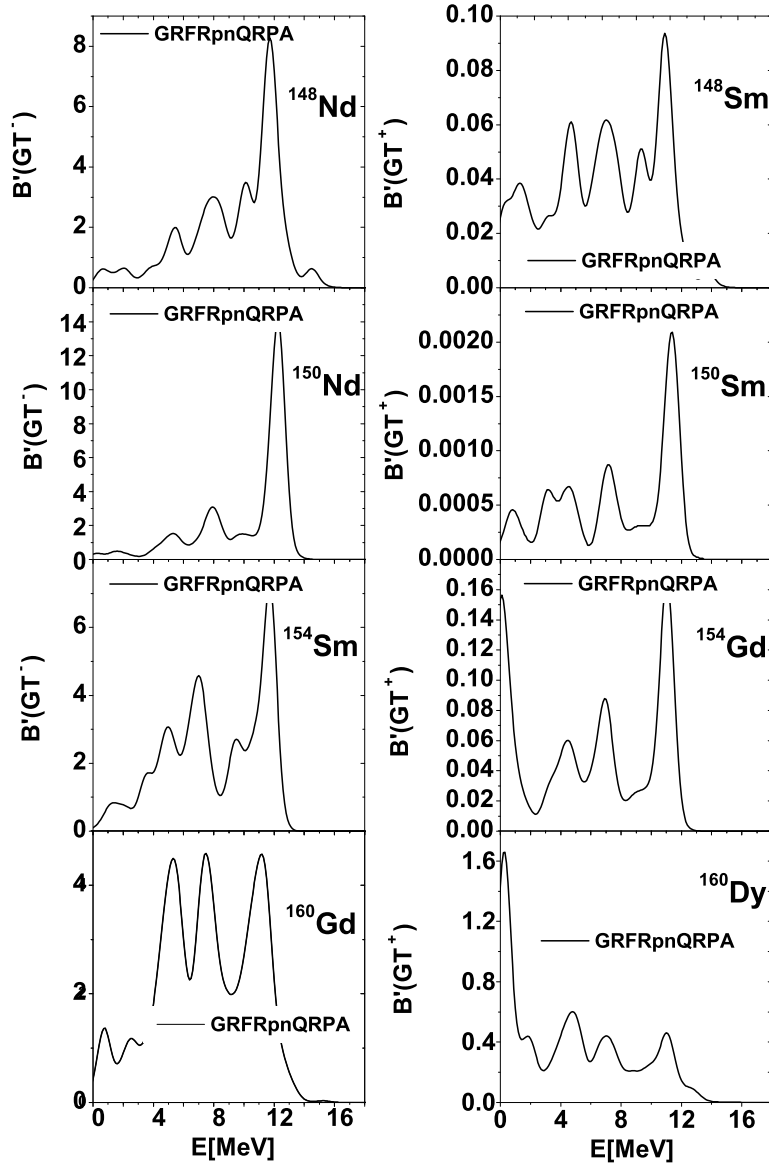


FIG. 3: La fel ca in Fig. 1 dar pentru nucleele mama  $^{148,150}\text{Nd}$ ,  $^{154}\text{Sm}$  si  $^{160}\text{Gd}$  si nucleele fiica  $^{148,150}\text{Sm}$ ,  $^{154}\text{Gd}$  si respectiv  $^{160}\text{Dy}$ .

corelatiile din starea fundamentala. De asemenea proiectia simetriei de gauge este esentiala pentru satisfacerea regulei de suma Ikeda. De mentionat faptul ca proiectia simetriei la gauge a fost realizata anterior in Ref.[71] dar pentru *pnQRPA* unde *ISR* este oricum satisfacuta. Acest formalism a fost recent aplicat de doi membri ai acestui proiect pentru descrierea ratei de dezintegrare beta dubla a  $^{100}\text{Mo}$  si  $^{116}\text{Cd}$  [15, 16]. Rezultatele favorabile obtinute

Nucleus	$0.6\sum B(GT)^-$	$\sum [B(GT)^-]_{exp}$	Nucleus	$0.6\sum B(GT)^+$	$\sum [B(GT)^+]_{exp}$
$^{48}\text{Ca}$	14.54	$14.4\pm 2.5$ <sup>a)</sup>	$^{48}\text{Ti}$	3.666	$1.9\pm 0.5$ <sup>a)</sup>
$^{76}\text{Ge}$	23.037	23.3 <sup>b)</sup>	$^{76}\text{Se}$	1.125	$1.45\pm 0.07$ <sup>c)</sup>
$^{82}\text{Se}$	25.372	24.6 <sup>b)</sup>	$^{82}\text{Kr}$	0.079	-
$^{96}\text{Zr}$	29.163	-	$^{96}\text{Mo}$	2.537	$0.29\pm 0.08$ <sup>d)</sup>
$^{104}\text{Ru}$	32.921	-	$^{104}\text{Pd}$	3.990	-
$^{110}\text{Pd}$	32.932	-	$^{110}\text{Cd}$	7.239	-
$^{128}\text{Te}$	43.485	$40.08$ <sup>b)</sup>	$^{128}\text{Xe}$	2.917	-
$^{130}\text{Te}$	47.432	$45.90$ <sup>b)</sup>	$^{130}\text{Xe}$	13.040	-
$^{148}\text{Nd}$	51.74	-	$^{148}\text{Sm}$	1.29	-
$^{150}\text{Nd}$	54.11	-	$^{150}\text{Sm}$	0.02	-
$^{154}\text{Sm}$	54.68	-	$^{154}\text{Gd}$	0.54	-
$^{160}\text{Gd}$	57.93	-	$^{160}\text{Dy}$	0.21	-

TABLE II: Suma tariilor dezintegrarilor  $\beta^-$  asociate nucleelor mama si suma tariilor dezintegrarilor  $\beta^+$  asociate nucleelor fiica, diminuate cu factorul 0.6, sunt comparate cu datele experimentale corespunzatoare. Datele experimentale pentru  $B(GT^-)$  total sunt luate din Refs. [44] (<sup>a</sup>), [47] (<sup>b</sup>), [15] (<sup>c</sup>), [51] (<sup>d</sup>)

in lucrarile citate ne-au incurajat sa aplicam acest formalism la un numar mare de nuclee.

*Concluzii* Ca o concluzie finala a acestui studiu se poate afirma ca *GRFRpnQRPA* este capabil sa descrie intr-o maniera realista  $2\nu\beta\beta$  si in acelasi timp satisface *ISR*. Este singurul formalism superior aproximatiei *pnQRPA* capabil de asemenea performanta. Sunt discutate de asemenea aspectele care necesita imbunatatiri suplimentare. Rezultatele descrise mai sus au fost incluse in lucrarea **New results for 2 decay within a FRpnQRPA approach with the gauge symmetry restored**, C. M. Raduta, A. A. Raduta and I. I. Ursu, Phys. Rev. C, in press.

---

[1] H. Primakof and S. Rosen, Rep. Prog. Phys. 22, 125 (1959).

[2] W. C. Haxton and G. J. Stephenson, Jr. Prog. Part. Nucl. Phys. 12, 409 (1984).



	$M_{GT}[\text{MeV}^{-1}]$	$T_{1/2}[\text{yr}]$				
		present	Exp.	Raduta <i>et al</i> [18, 19]	Klapdor <i>et al</i> [41–43]	Others [10],[67]
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	0.045	$4.72 \times 10^{19}$	$(4.2 \pm 1.2) \times 10^{19}$ [37] $4.4_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{19}$ [52]	$7.48 \times 10^{19}$	$3.2 \times 10^{19}$	-
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	0.177	$0.938 \times 10^{21}$	$9.2_{-0.4}^{+0.7} \times 10^{20}$ [38] $(1.5 \pm 0.1) \times 10^{21}$ [52]	$4.05 \times 10^{20}$	$2.61 \times 10^{20}$	$1.4 \times 10^{21}$ [10]
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	0.083	$1.293 \times 10^{20}$	$1.1_{-0.3}^{+0.8} \times 10^{20}$ [39] $(0.92 \pm 0.07) \times 10^{20}$ [52]	$0.963 \times 10^{20}$	$0.848 \times 10^{20}$	$1.1 \times 10^{20}$ [10]
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	0.115	$1.59 \times 10^{19}$	$(1.4_{-0.5}^{+3.5}) \times 10^{19}$ [40] $(2.3 \pm 0.2) \times 10^{19}$ [52]	$0.44 \times 10^{19}$	$5.2 \times 10^{17}$	$4.4 \times 10^{19}$ [10]
$^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$	0.453	$2.26 \times 10^{21}$	-	$0.76 \times 10^{21}$	$1.8 \times 10^{21}$ $3.1 \times 10^{22}$	-
$^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$	0.188	$3.11 \times 10^{20}$	-	$1.58 \times 10^{20}$	$5.0 \times 10^{19}$ $1.2 \times 10^{21}$	-
$^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$	0.056	$1.43 \times 10^{24}$	$(7.2 \pm 0.3) \times 10^{24}$ [40] $(1.5 \pm 0.2) \times 10^{24}$ [60] $(1.9 \pm 0.4) \times 10^{24}$ [52]	$0.55 \times 10^{24}$	$1.2 \times 10^{23}$ $5.7 \times 10^{23}$	$5.6 \times 10^{23}$ [10] -
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	0.023	$1.56 \times 10^{21}$	$(1.5-2.8) \times 10^{21}$ [40] $(2.7 \pm 0.1) \times 10^{21}$ [60] $(0.7 \pm 0.3) \times 10^{21}$ [61] $(6.8_{-1.1}^{+1.2}) \times 10^{20}$ [52]	$0.26 \times 10^{21}$	$1.9 \times 10^{19}$ $1.2 \times 10^{20}$	$0.26 \times 10^{21}$ [10] -
$^{148}\text{Nd} \rightarrow ^{148}\text{Sm}$	0.422	$2.00 \times 10^{19}$	-	$2.33 \times 10^{19}$	$1.19 \times 10^{21}$	-
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	0.042	$2.50 \times 10^{19}$	$\geq 1.8 \times 10^{19}$ [72] $(1.7_{-0.6}^{+1.1}) \times 10^{19}$ [68] $(8.2 \pm 0.9) \times 10^{18}$ [52]	$2.63 \times 10^{17}$	$1.66 \times 10^{19}$	$6.7 \times 10^{19}$ [67]
$^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{154}\text{Gd}$	0.303	$2.02 \times 10^{21}$	-	$8.76 \times 10^{20}$	$1.49 \times 10^{22}$	-
$^{150}\text{Gd} \rightarrow ^{150}\text{Dy}$	0.111	$1.02 \times 10^{21}$	-	$2.013 \times 10^{20}$	$2.81 \times 10^{21}$	

TABLE III: Amplitudinea de tranzitie beta dubla in unitati de  $\text{MeV}^{-1}$ , si timpii de injumatatire corespunzatori ( $T_{1/2}$ ), in unitati de  $yr$ , sunt listate pentru 12 tranzitiiare de tip ” ground to ground ”. Pentru datele experimentale sunt specificate referintele. De asemenea, pentru comparatie, sunt prezentate rezultatele teoretice obtinute prin <sup>9</sup> metode si raportate in Refs.[18, 19], [41–43] si respectiv [10, 67].

- [3] J. D. Vergados, Phys. Rep. **361**, 1 (2001).
- [4] J. Suhonen and O. Civitarese, Phys. Rep. **300**, 123 (1998).
- [5] T. Tomoda, Re. Prog. Phys. **54**, 53 (1991).
- [6] A. Faessler, Prog. Part. Nucl. Phys. **21**, 183 (1988).
- [7] A. A. Raduta, Prog. Part. Nucl. Phys. **48**, 233 (2002).
- [8] A. A. Raduta, A. Faessler and S. Stoica, Nucl. Phys. **A534**, 149 (1991).
- [9] A. A. Raduta, A. Faessler, S. Stoica and W. Kaminsky, Phys. Lett. **254**, 7 (1991).
- [10] J. Toivanen and J. Suhonen, Phys. Rev. Lett. **75**, 410 (1995).
- [11] A. A. Raduta, C. M. Raduta, W. Kaminski, A. Faessler, Nucl. Phys. **A 634**, 497 (1998).
- [12] A. A. Raduta, C. M. Raduta and B. Codirla, Nucl. Phys. **A 678**, 382 (2000).
- [13] A. A. Raduta, F. Simkovich and A. Faessler, Jour. Phys. **G 26**, 793 (2000).
- [14] C. M. Raduta and A. A. Raduta, Nucl. Phys. **A 756**, 153 (2005).
- [15] C. M. Raduta and A. A. Raduta, Phys. Rev. **C 82**, 068501 (2010).
- [16] C. M. Raduta and A. A. Raduta, Journal of Physics G; Nucl. Part. Physics, **38**, 055102 (2011).
- [17] A. A. Raduta, D. S. Delion and N. Lo Iudice, Nucl. Phys. **A 564**, 185 (1993).
- [18] A. A. Raduta, A. Escuderos, A. Faessler, E. Moya de Guerra and P. Sarriguren, Phys. Rev. **C 69**, 064321 (2004).
- [19] A. A. Raduta, C. M. Raduta and A. Escuderos, Phys. Rev. **C 71**, 024307 (2005).
- [20] A. A. Raduta, N. Lo Iudice and I. I. Ursu, Nucl. Phys. **A 584**, 84 (1995).
- [21] A. A. Raduta, A. Escuderos and E. Moya de Guerra, Phys. Rev. **C 65**, 024312 (2002).
- [22] A. A. Raduta, A. Faessler and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A 564**, 185 (1993); Phys. Lett. **B 312**, 13 (1993).
- [23] A. A. Raduta, D. S. Delion and A. Faessler, Nucl. Phys. **A 617**, 176 (1997).
- [24] S. G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vid. Selsk. **29** no. 16 (1955).
- [4] P. Ring and P. Shuck, The Nuclear Many-Body Problem, Springer, 1980, p. 76.
- [26] M. E. Rose, Elementary Theory of Angular Momentum (Wiley, New York, 1957).
- [27] H. Homma *et al.*, Phys. Rev. **C 54**, 2972 (1996).
- [28] N. Lo Iudice, A. A. Raduta and D. S. Delion, Phys. Rev. **C50** (1994) 127.
- [29] A. A. Raduta, R. Budaca, Ann. Phys. (NY) DOI:10.1016/j.aop.2011.10.004.
- [30] G. A. Lalazissis, S. Raman and P. Ring, Atomic Data and Nuclear Data Tables **71**, 1 (1999).
- [31] P. Moller, J. R. Nix, W. D. Myers and W. J. Swiatecki, Atomic Data and Nuclear Data Tables

- 59, 185 (1995).
- [32] L. Zamick and N. Auerbach, Phys. Rev. C 26, 2185 (1982).
- [33] K. Grotz, H. V. Klapdor and J. Metzinger, J. Phys. G:Nucl. Phys. 9, 169 (1983)L.
- [34] J. Hirsch and F. Krmpotic, Phys. Rev. C 41, 792 (1990).
- [35] J. Hirsch, E. Bauer and F. Krmpotic, Nucl. Phys. A516, 304 (1990).
- [36] A. A. Raduta, O. Haug, F. Simkovic, Amand Faessler, Nucl. Phys. A 671 (2000) 255.
- [37] A. Balysh *et al.*, Phys. Rev. Lett. 77, 5186 (1996).
- [38] F. T. Avignone III *et al.*, Phys. Lett. B 256, 559 (1991).
- [39] S. R. Elliot, A. A. Hahn and M. K. Moe, Phys. Rev. Lett. 59, 2020 (1987).
- [40] S. R. Elliot and P. Vogel, Ann. Rev. Nucl. Part.. Sci. 52, 115 (2002); A. S. Barabash, Czech. J. Phys. 52, 567 (2002).
- [41] K. Grotz and H. V. Klapdor, Phys. Lett. B157, 242 (1985).
- [42] M. Hirsch *et al.*, Phys. Rep. 242, 403 (1994).
- [43] X. R. Wu *et al.*, Commun. Theor. Phys. 20, 453 (1993).
- [44] K. Yako, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 103, 012503.m (2009)
- [45] B. D. Anderson *et al.*, Phys. Rev. C 31, 1161 (1985).
- [46] W. P. Alford, *et al.*, Nucl. Phys. A 514, 49 (1990).
- [47] R. Madey *et al.*, Phys. Rev. C 40, 540 (1989).
- [15] R. Helmer *et al.*, Phys. Rev. C 55, 2802 (1997).
- [49] E.-W. Grewe, *et al.*, Phys. Rev. C 76, 054307 (2007).
- [50] E.-W Grewe, *et al.*, Phys. Rev. C 78, 044301 (2008).
- [51] H. Dohmann *et al.*, Phys. Rev. C 78, 041602(R) (2008).
- [52] A. S. Barabash, Phys. Rev. C 81, 035501 (2010).
- [53] H. Akimune *et al.* Phys. Lett. B 394, 23, (1997).
- [54] Vadim Rodin and Amand Faessler, Phys. Rev. C 66, 051303(R) (2002).
- [55] L. Paceaescu, V. Rodin, F. Simkovic and Amand Faessler, Phys. Rev. C 68, 064310 (2003).
- [56] O. Civitarese M. Reboiro and J. G. Hirsch, Phys. Rev. C 71, 014318 (2005).
- [57] K. Hara, Prog. Theor. Phys. 32, 88, (1964).
- [58] K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. 31, 434 (1964). K. Ikeda, T. Udagawa and M. Yamamura, Prog. Theor. Phys. 33, 22, (1965).
- [59] W. Thomas, Naturwissenschaften, 13, 627 (1925); W. Kuhn, Z. Phys. 33, 408 (1925); F.

- Reiche and W. Thomas, Z. Phys. **34**, 510 (1925).
- [60] E. W. Hennecke, O. K. Manuel and D. D. Sabu, Phys. Rev. **C11**, 1378 (1975).
- [61] J. Lin *et al.*, Nucl. Phys. **A 481**, 477 (1988).
- [62] H. V. Klapdor and K. Grotz, Phys. Lett. **142**, 323 (1984).
- [63] M. Aunola and J. Suhonen, Nucl. Phys. **A 602**, 133 (1996).
- [64] D. Cha, Phys. Rev. **27**, 2269 (1987).
- [65] Jean Blachot, Nuclear Data Sheets **92**, 455 (2001).
- [66] D. De Frenne and E. Jacobs, Nuclear Data Sheets **89**, 481 (2000).
- [67] J. G. Hirsch, O. Castanos, P. O. Hess, O. Civitarese, Nucl. Phys. **A 589**, 445 (1995).
- [68] C. Arpesella *et al.* Europhys. Lett. **27**, 29 (1994).
- [69] C. M. Lederer and V. S. Shirley, Table of Isotopes, 7th ed. (Wiley, New York, 1978), p. 631.
- [70] M. Kanbe and K. Kitao, Nucl. Data Sheets **94**, 227 (2001).
- [71] O. Civitarese *et al.*, Nucl. Phys. **A 524**, 404 (1991).
- [72] A. L. Klimenko *et al.*, Nucl. Instrum. Methods, Phys. Rev. **B16**,446 (1986).
- [73] R. V. Jolos, W. Rybarska-Nawrocka, Zeit.f. Physik, **A 296**,73 (1980).

### Descrierea semi-microscopica a fenomenului de backbending la nuclee deformate par-pare

Anomaliile din spectrele energetice rotaționale ale nucleelor sunt în continuare un subiect actual pentru studiile atât teoretice cât și experimentale. Este acordată o atenție deosebită fenomenului de backbending, observat în dependența de pătratul frecvenței unghiulare a momentului de inerție. Creșterea bruscă a acestuia la spini intermediari și mari este reflectată în spectrul energetic prin apariția unei discontinuități în creșterea monotonă a diferențelor dintre nivelele energetice. Backbending-ul este un fenomen comun multor nuclee grele și deformate cvadrupolar. Încă de la descoperirea acestuia au existat mai multe încercări de a oferi o interpretare teoretică pentru o astfel de comportare ciudată a spectrelor energetice nucleare. Studiile din ultimele decenii au arătat că în general backbending-ul este rezultatul intersectării benzii fundamentale cu o altă bandă cu un moment de inerție mai mare [1–3]. Natura celei de a doua benzi rotaționale a constituit subiectul unei îndelungate dezbateri, astfel încât de-a lungul anilor au fost oferite mai multe interpretări teoretice

pentru originea acestei benzi [4]. La momentul actual, originea celei de a doua benzi este bine stabilită, aceasta fiind construită pe o pereche de particule ruptă cu un moment cinetic aliniat mare. Momentul cinetic total al particulelor desperecheate fiind la rândul său aliniat de-a lungul momentului cinetic al miezului [5]. Mechanismul de rupere a perechii este atribuit așa numitului efect de anti-împerechere Coriolis [6, 7].

În această lucrare este propus un formalism semimicroscopic simplu pentru descrierea fenomenului de backbending care este considerat aici ca fiind rezultatul mecanismului de intersectare dintre banda fundamentală și o bandă de două cvasiparticule decuplate cunoscută sub numele de banda (*S*)tockholm [8]. Aceste benzi sunt definite tratând un Hamiltonian model ce descrie două subsisteme într-un spațiu de stări cu moment cinetic bun. Subsistemele menționate sunt asociate unui set de neutroni ce se mișcă într-un câmp mediu și care înreacționează între ei prin forțe de împerechere și un miez fenomenologic definit de restul nucleonilor. Acest formalism a fost aplicat la șase nuclee din regiunea pământurilor rare cu  $N = 90 - 94$ , care prezintă comportare de backbending în graficele lor de backbending.

Este cunoscut faptul că primul backbending este cauzat de ruperea unei perechi de neutroni din orbitalul intruder  $i_{13/2}$ , în timp ce cel de al doilea este datorat ruperii unei perechi  $h_{11/2}$  protonice. Modelul de față este gândit pentru a reproduce stările de spin mic și intermediar din banda yrast, astfel încât scopul acestui studiu este descrierea doar a primului backbending. În acest scop, un Hamiltonian asociat unui set de particule ce se mișcă într-un câmp mediu deformat cuplat la un miez fenomenologic descris de operatori bosonici cvadrupolari, este tratat într-un spațiu produs de stări proiectate după momentul cinetic. Particulele din orbitalul intruder sunt tratate separat de celelalte care formează miezul. Miezul fenomenologic este descris de Modelul Stărilor Coerente (CSM) [9], în timp ce mișcarea particulelor intruder și interacția de împerechere a acestora este tratată cu ajutorul unor stări BCS deformate [10]. Ingredientul special al formalismului de față constă în considerarea unui miez deformat care induce traiectorii deformate pentru particulele intruder. Spre deosebire de proiectarea momentului cinetic din starea coerentă asociată miezului care a fost descrisă în [11], proiectarea stării fermionice este o problemă esențială nu numai în formalismul de față dar în general pentru fizica mai multor corpuri. O soluție în acest sens a fost formulată de Kelemen și Dreizler în Ref.[12], care a fost adoptată și în această lucrare.

Stările pentru banda fundamentală sunt obținute din proiectarea după moment cinetic a stării produs deformate  $|BCS\rangle_d \psi_c$  și corespund situației când toți neutronii sunt

împerecheați. Banda  $S$  care intersectează banda fundamentală și în consecință produce backbending-ul poate fi descrisă de o funcție de undă similară, cu unica diferență fiind că în acest caz o pereche de particule este ruptă, adică particulele din această pereche nu mai sunt legate prin simetria la inversia temporală. Ruperea de simetrie este simulată prin aplicarea unui operator de ridicare a proiecției momentului cinetic pe o funcție cu simetrie bună. Astfel că starea de două cvasiparticule care este responsabilă pentru generarea benzii  $S$  este o stare cu  $K = 1$  de forma  $[J_+ \alpha_{jk}^\dagger \alpha_{j-k}^\dagger |BCS\rangle_d] \psi_c$ . Substarea  $|jk\rangle$  este aleasă astfel încât energia de cvasiparticulă să fie cea minimă. Stările proiectate pentru banda fundamentală și pentru banda  $S$  nu sunt reciproc ortogonale datorită faptului că operatorii de cvasiparticulă nu sunt tensori de rang și proiecție determinate. Însă diagonalizând matricea de superpoziție se definește o bază ortogonală pentru tratarea Hamiltonianului model.

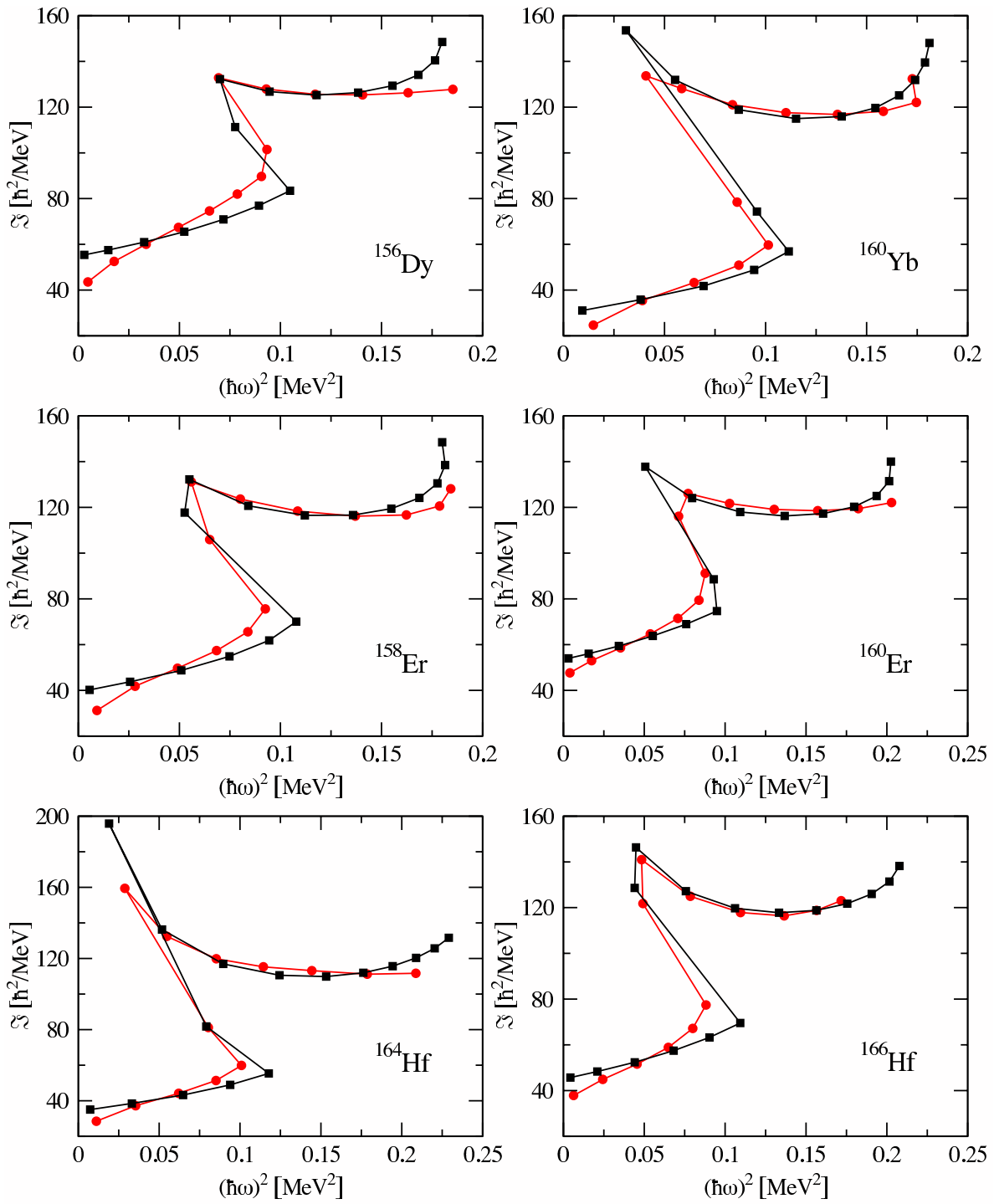


FIG. 4: Graficele de backbending pentru izotopii  $^{156}\text{Dy}$ ,  $^{160}\text{Yb}$ ,  $^{158,160}\text{Er}$  și  $^{164,166}\text{Hf}$  comparând teoria (pătrate) cu experimentul (puncte). Datele experimentale sunt luate din [13–17].

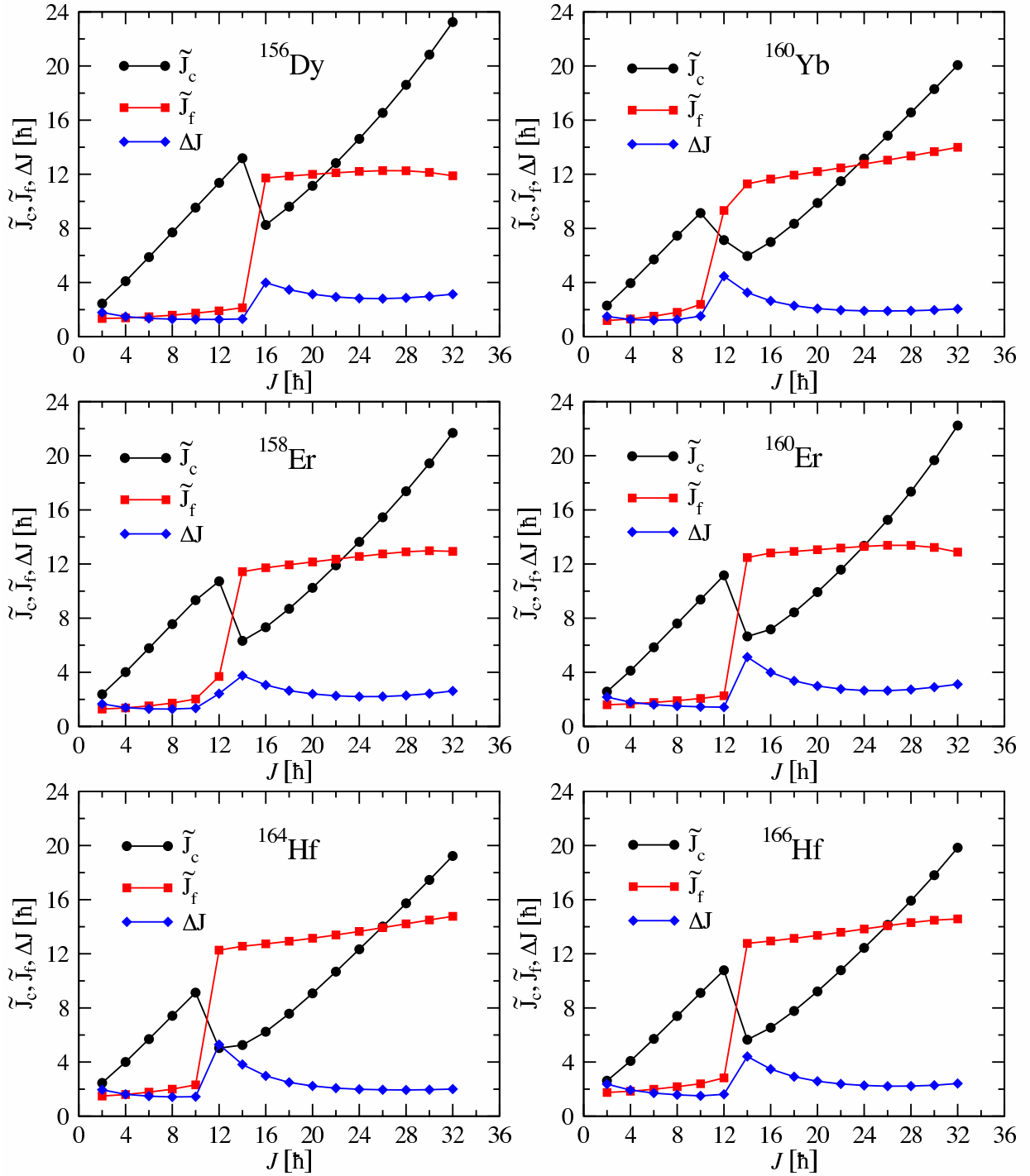


FIG. 5: Momentele cinetice medii al miezului și al perechii rupte de neutroni intruder. Este vizualizată și deviația momentului cinetic total  $\Delta J$ .



Valorile proprii cele mai mici ale Hamiltonianului total în baza ortogonală definesc banda yrast. Primele nivele energetice provin de la stările proiectate de  $0qp$ , în timp ce stările de la un anumit moment cinetic critic sunt în mare parte de  $2qp$ . Folosind energiile yrast calculate, au fost trasate dependențele din Fig.4 ale momentelor de inerție în funcție de pătratul frecvenței, care reproduc destul de bine curbele experimentale de backbending. Măsura calității acordului este dată de valorile *r.m.s.* ale energiilor prezise față de datele experimentale corespunzătoare. Aceste valori sunt în jurul a 30 keV. Aceste aspecte ale stărilor yrast sunt reflectate și în comportarea factorului giromagnetic față de variația momentului cinetic.

Pentru a investiga alinierea rotațională a momentelor cinetice individuale, sunt definite momente cinetice medii pentru setul de neutroni intruder și respectiv pentru miez. Alinierea momentelor cinetice individuale ale neutronilor intruder la spinul miezului precum și ruperea de perechi este analizată detaliat în legătură cu efectul provenit de la interacția spin-spin. Alinierea completă corespunde situației când  $\tilde{J}_c + \tilde{J}_f$  egalează momentul cinetic total  $J$  al sistemului. Abaterea de la această imagine ideală este măsurată de devierea  $\Delta J = |J - (\tilde{J}_c + \tilde{J}_f)|$ . Această cantitate împreună cu mediile momentului cinetic al miezului  $\tilde{J}_c$  și al sistemului fermionic  $\tilde{J}_f$  este reprezentată grafic în Fig.5 în funcție de momentul cinetic total  $J$ . Din aceste grafice sunt extrase mai multe informații importante, cum ar fi punctul de intersecție a benzilor, cantitatea de moment cinetic asociată perechii rupte sau chiar configurația alinierii momentelor cinetice. De exemplu, pentru izotopii de Er și  $^{166}\text{Hf}$  intersecția benzilor are loc la  $J = 12$ , în timp ce pentru  $^{164}\text{Hf}$  și  $^{160}\text{Yb}$  la  $J = 10$ , iar la  $^{156}\text{Dy}$  are loc la  $J = 14$ . Aceste constatări sunt de fapt confirmarea rezultatelor din Fig.4. Cantitatea de moment cinetic purtat de perechea ruptă variază de la  $10\hbar$  la  $14\hbar$ . Este de notat faptul că în punctul de intersecție a benzilor, deficitul de moment cinetic are un maxim după care descrește cu  $J$ . Din moment ce neutronii desperecheați posedă o proiecție  $K = 1$ , nu este posibilă o aliniere completă ( $\Delta J = 0$ ), însă  $\Delta J$  prezintă un platou cu valoarea constantă  $2-3\hbar$  după  $J = 20$ . Acesta este un aspect specific pentru formalismul prezent care nu este întâlnit la alte abordări unde  $\Delta J_c = \Delta J_f = 10, 12$ . Într-adevăr pentru  $^{160}\text{Yb}$  variația lui  $J_c$  în jurul punctului de intersecție a benzilor este de numai  $2\hbar$ , mai mult de atât, după intersecție, momentele cinetice ale miezului și cel fermionic sunt aproape egale. Pentru toate celelalte nuclee, variația momentului cinetic al miezului în punctul de intersecție este de aproximativ  $4\hbar$ . Noi nu avem nici o situație în care  $J_c = 0$ . Astfel, pentru o valoare

critică a momentului cinetic al miezului interacția spin-spin cauzează desperecherea a doi neutroni, care aproape își aliniază mometele cinetice individuale și începând de la un spin total mai mare ( $\approx 20$ ) momentul cinetic fermionic total este aproape aliniat la momentul cinetic al miezului,  $\Delta J = 2 - 3\hbar$ . În general cea de a doua aliniere este produsă pentru  $J_c > J_f$ .

În cele ce urmează vom prezenta pe scurt concluziile acestui studiu. În această lucrare a fost propus un formalism semimicroscopic pentru descrierea mecanismului de backbending. Acest lucru este realizat prin tratarea unui Hamiltonian asociat unui set de particule ce se mișcă într-un câmp mediu deformat cuplat la un miez fenomenologic descris de operatori bosonici cvadrupolari, într-un spațiu produs de stări proiectate după momentul cinetic. Interacția de împerechere a neutronilor este tratată cu ajutorul formalismului BCS. Stările pentru banda fundamentală și banda  $S$  sunt obținute din proiectarea după moment cinetic a unei stării produs deformat asociate situației când toți neutronii sunt împerecheați și respectiv când o pereche intruder este ruptă. Aceste stări nu sunt reciproc ortogonale, dar cu ajutorul cărora este construită o bază ortogonală. Energiile yrast sunt astfel identificate cu cele mai mici valori proprii ale Hamiltonianului model în baza ortogonală. Spectrul yrast este folosit mai apoi pentru calculul momentelor de inerție ca funcție de momentul cinetic, care a fost scopul principal al formalismului propus în această lucrare. Curba experimentală a backbending-ului în funcție de pătratul frecvenței este reprodusă destul de bine de calculele numerice.

Modelul propus oferă de asemenea și o analiză detaliată a efectului provenit de la interacția spin-spin în ceea ce privește ruperea de perechi precum și alinierea momentelor cinetice individuale la spinul miezului. Ruperea de perechi are loc pe la  $J = 10 - 14$ , iar alinierea maximă este realizată pentru  $J > 20$ . Din moment ce neutronii desperecheați posedă o proiecție  $K = 1$ , nu este posibilă o aliniere completă. După cum este arătat și în Fig.5 defectul  $\Delta J$  atinge un platou cu valoarea  $2 - 3\hbar$  pentru  $J \geq 20$ .

Rezultatele obținute ne încurajează să extindem spațiul model restrâns prin introducerea în factorul fermionic a stării protonice  $h_{11/2}$  care este suspectat ca fiind responsabilă pentru apariția celui de al doilea backbending. O altă posibilă extensie se referă la factorul colectiv, unde am putea adăuga la starea coerentă deja considerată, stările model pentru benzile  $\beta$  și  $\gamma$  folosite de modelul CSM. Este bine cunoscut faptul că aceste benzi prezintă mai multe iregularități spectroscopice decât banda fundamentală. Multe anomalii observate în aceste

benzi pot fi interpretate ca rezultate ale interacției cu alte benzi de natură diferită. În acest fel ar putea fi descris așa numitul fenomen de multi-backbending ce apare nu doar în benzile yrast.

Putem concluziona prin aceea că formalismul introdus pentru explicarea fenomenului de backbending reușește să descrie aspectele esențiale ale acestuia, oferind chiar și un nou punct de vedere asupra alinierii rotaționale a momentelor cinetice implicate.

Rezultatele descrise succint mai sus au fost incluse în lucrarea **Semimicroscopic description of the backbending phenomena in some deformed even-even nuclei**, A. A. Raduta and R. Budaca, Phys. Rev. C 84, 044323 (2011).

- 
- [1] A. Molinari and T. Regge, Phys. Lett. B **41**, 93 (1972).
  - [2] R. A. Broglia, A. Molinari, G. Pollarolo and T. Regge, Phys. Lett. B **50**, 295 (1974).
  - [3] R. A. Broglia, A. Molinari, G. Pollarolo and T. Regge, Phys. Lett. B **57**, 113 (1975).
  - [4] P. Ring and P. Shuck, *The nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, New York (1980).
  - [5] F. S. Stephens and R. S. Simon, Nucl. Phys. A **183**, 257 (1972).
  - [6] B. R. Mottelson and J. G. Valatin, Phys. Rev. Lett. **5**, 511 (1960).
  - [7] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, Reading, Mass., 1975), Vol. II, Chap. 4.
  - [8] A. Johnson, H. Reyde and J. Sztarkier, Phys. Lett **B 34**, 605 (1971).
  - [9] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. M. Dreizler, Nucl. Phys. A **381**, 253 (1982).
  - [10] D. Bes, R. A. Broglia, E. Maglione and Vitturi, Physica Scripta **28**, 627 (1983).
  - [11] A. A. Raduta and R. M. Dreizler, Nucl. Phys. A **258**, 109 (1976).
  - [12] A. Kelemen and R. M. Dreizler, Z. Physik A **278**, 269 (1976).
  - [13] C. W. Reich, Nucl. Data Sheets **99**, 753 (2003).
  - [14] C. W. Reich, Nucl. Data Sheets **78**, 547 (1996).
  - [15] R. G. Helmer, Nucl. Data Sheets **101**, 325 (2004).
  - [16] Balraj Singh, Nucl. Data Sheets **93**, 243 (2001).
  - [17] E. N. Shurshikov and N. V. Timofeeva, Nucl. Data Sheets **67**, 45 (1992).

### III. Implicarea tinerilor cercetatori

Doctorandul P. Budaca a participat la lucrarea 2.

## **IV Dificultati intampinate in derularea proiectului: nu**

### **V. Impact economic si social.**

Cercetarile efectuate au un caracter fundamental. De aceea produsul final rezultat 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 doctoranzilor din aceasta echipa Finantarea doctoranzilor a fost asigurata exclusiv din proiectul de Idei.

**10.12.2011**

**Prof. Dr. A. A. Raduta**