

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

Director: Prof. Dr. A. A. Raduta

Raport de etapa(VI):SSD pentru dezintegrarea beta dubla si descrierea microscopica a benzilor finite

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

In anul 2016 au aparut in reviste cu indice de impact mare, 3 lucrari.

I. Un nou tip de miscare chirala in nuclee par-pare

Introducere. Proprietatile sistemelor nucleonic sunt explorate cu ajutorul interactiei cu un camp electromagnetic. Proprietatile electrice si respectiv magnetice sunt puse in evidenta datorita interactiei cu componentele electrice si magnetice ale campului. En exemplu in aceasta directie il constituie stările magnetice dipolare de tip *scissors* [1–3] sau de tip *spin-flip*[4]. Aceste stari au fost intensiv studiate de mai multe grupuri de specialisti. *Modul* de tip scissors descrie oscilatiile unghiulare ale sistemului protonic fata de cel neutronic. Taria M1 a acesti mod de excitatie s-a dovedit a fi proportionala cu patrutul deformarii nucleare, β^2 , acest fapt confirmand caracterul colectiv al excitatiei [3, 4].

Datorita acestei proprietati s-a crezul mult timp ca proprietatile magnetice sunt specifice nucleelor deformatate. Acest lucru inasa nu este suportat expermental, deoarece in nuclee aproape sferice exista benzi magnetice dipolare unde raportul intre momentul de inertie si

valoarea $B(E2)$ asociata tranzitiei $0^+ \rightarrow 2^+$ este foarte mare, ceea ce sugereaza existenta unui dipol magnetic transversal mare si un moment de cvadrupol de sarcina foarte mic [5]. Un sistem cu asemenea proprietati poate fi un proton de tip particula, un neutron de tip gaura si un miez triaxial ce se roteste in jurul axei cu moment de inertie intermediar. Un moment magnetic dipolar maxim, pentru acest sistem, se obtine atunci cand momentele cinetice asociate sunt orientate astfel: \mathbf{j}_p este orientat de-alungul axei lungi a miezului, \mathbf{j}_n de-alungul axei scurte iar \mathbf{J}_c , asociat miezului, paralel cu axa intermediara. Sa presupunem ca cele trei momente cinetice formeaza un triedru drept. Prin schimbarea orientarii unuia dintre momentele cinetice, triedrul devine stramb. Aceasta transformare, a unui triedru drept intr-unul stramb, se numeste transformare chirala. Daca Hamiltonianul ce descrie cele trei componente in interactie comuta cu operatorii ce definesc transformarile chirale, se spune ca sistemul are simetrie chirala. In acest caz spectrele asociate celor doua triedre mentionate mai sus sunt degenerate. Daca insa simetria chirala este violata, atunci cele doua benzi devin distincte dar cu energii apropiate. Deci semnatura simetriei chirale este aparitia a doua benzi $\Delta I = 1$, numite benzi gemene. Fiecare banda este caracterizata de o chiralitate bine definita. In acest sens aparitia benzilor gemene are loc in sistemul *laboratorului* unde simetria la transformarile chirale este restaurata.

In lucrarile [7, 8], am studiat un sistem chiral diferit de cel mentionat mai sus, care de-altfel este intens aplicat pentru nucleele impar-impare. Acesta consta dintr-un miez fenomenologic, descris de bozoni cvadupolari protonici si neutronici (acestia putand simula forme nucleare triaxiale), si doua cvasiparticule al caror moment cinetic total \mathbf{J}_F este orientat de-alungul axei de simetrie a miezului. In lucrarile mentinate mai sus am demonstrat ca exista stari de moment cinetic total \mathbf{J}_F pentru care momentele cinetice ale celor trei componente $\mathbf{J}_p, \mathbf{J}_n, \mathbf{J}_F$ sunt reciproc ortogonale. O astfel de configuratie este optima pentru un moment magnetic dipolar mare care induce o tranzitie M1 puternica. Acest scenariu a fost aplicat pentru nucleele ^{192}Pt , ^{188}Os si ^{190}Os , alese datorita proprietatii lor de a fi triaxiale [7, 8]. Din pacate pentru aceste nuclee nu exista inca date experimentale relevante.

In aceasta lucrare am simplificat Hamiltonianul model folosit in lucrarile anterioare, retinand din interactia particula-miez numai termenul de tip spin-spin. Acest Hamiltonian este tratat intr-un spatiu restrans constand in starile magnetice dipolare de tip scissors descrise de termenul fenomenologic si un subspatiu de stari generat de doua cvasiparticule de moment cinetic J orientat de-alungul axei de simetrie, cuplate cu starile colective de tip scissors la

un moment cinetic total mai mare sau egal cu $J + 1$ Proprietatile chirale au fost investigate cu starile dipolare de tip $2qp \otimes core$ precum si cu transformatele lor chirale. Acest formalism a fost aplicat la ^{138}Nd pentru care exista date relevante.

Descrierea succinta a Hamiltonianului GCSM

Sistemul nuclear consta dintr-un sistem nucleoni, corelat cu interactia de imperechere, ce se misca intr-un camp mediu cu simetrie sferica de tip model in paturi. Miezul este descrise modelul generalizat al starilor coerente (GCSM) [6], acesta fiind o sxtensie a modelului starilor coerente (CSM) [5] la un sistem heterogen de protoni si neutroni. Scopul acestei extensii a fost descrierea starlor magnetice de tip scissors. Deoarece avem de-aface cu doi bizoni cvadrupolari, $b_{p,\mu}^\dagger$ and $b_{n,\mu}^\dagger$, in loc de unul, ne asteptam sa avem un model mult mai flexibil si sa gasim o solutie mai simpla, care satisface restrictiile specifice modelului *CSM*.

Pe scurt, GCSM defineste un spatiu colectiv restrans care satisface un set de criterii formulate in lucrarea [5] si un Hamiltonian bozonic efectiv. Spatiul colectiv restrans este generat de o baza bozonica obtinuta prin proiectia momentului cinetic dintr-un sistem ortogonal de functii deformate. Datorita proprietatilor lor specifice aceste stari definesc starile model a sase benzi rotationale: ground, β , γ , $\tilde{\gamma}$, 1^+ and $\tilde{1}^+$. Expresiile lor analitice sunt:

$$\begin{aligned} |g; JM\rangle &= N_J^{(g)} P_{M0}^J \psi_g, \quad |\beta; JM\rangle = N_J^{(\beta)} P_{M0}^J \Omega_\beta \psi_g, \quad |\gamma; JM\rangle = N_J^{(\gamma)} P_{M2}^J (\Omega_{\gamma,p,2}^\dagger + \Omega_{\gamma,n,2}^\dagger) \psi_g, \\ |\tilde{\gamma}; JM\rangle &= N_J^{(\tilde{\gamma})} P_{M2}^J (b_{n2}^\dagger - b_{p2}^\dagger) \psi_g, \quad |1; JM\rangle = N_J^{(1)} P_{M1}^J (b_n^\dagger b_p^\dagger)_{11} \psi_g, \\ |\tilde{1}; JM\rangle &= N_J^{(\tilde{1})} P_{M1}^J (b_{n1}^\dagger - b_{p1}^\dagger) \Omega_\beta^\dagger \psi_g, \quad \psi_g = \exp[(d_p b_{p0}^\dagger + d_n b_{n0}^\dagger) - (d_p b_{p0} + d_n b_{n0})] |0\rangle. \end{aligned} \quad (1)$$

Aici au fost folosite notatiile:

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

$N_J^{(k)}$ cu $k=g,\beta,\gamma,\tilde{\gamma},1,\tilde{1}$ sunt factori de normare, in timp ce P_{MK}^J noteaza oeratorul de proiectie a momentului cinetic. De observat ca pentru banda γ avem doua functii candidate, una fiind simetrica si cealalta asimetrica in raport cu operatia de permutare proton-neutron.

In lucrarile [9,12] am folosit alternativ cele doua functii si am constatat ca pentru anumite nuclee o anumita functie produce o desciere mai buna iar pentru altele cealalta functie

determina o descriere mai realista. In lucrarea [16] am demonstrat ca starea γ asimetrica poate fi excitata din starea fundamentala de componenta asimetrica a operatorului de tranzitie cvadrupolar. Posibilitatea de a avea in banda γ faze diferite, caracterizate prin simetrii la permutare pn distincte a fost de asemenea mentionata in lucrarea [22], folosind un alt formalism teoretic. De mentionat ca noi nu pretindem ca proprietatile specificate mai sus sunt in general valabile. Spunem numai ca in anumite conditii o anumita simetrie este dominanta in raport cu cealalta. Pe de alta parte rezultatele experimentale privind ciocnirile inelastice (α, α') recomanda o structura izoscalara pentru banda gama, desi nici macar aceasta concluzie pare a nu fi valabila in general. Din acest motiv am optat pentru o structura simetrica a functiilor gama, aceasta furnizand intr-adevar un acord mai bun cu datele experimentale pentru ^{138}Nd , nucleu considerat in aceasta lucrare. Pentru banda dipolara avem de asemenea doua optiuni $|1, JM\rangle$ si $|\tilde{1}; JM\rangle$. In lucrarea [9] am studiat comportarea asimptotica (pentru deformari nucleare mari) a celor doua functii, concluziile fiind: a) Prima functie este o generalizare a functiei de unda folosita de modelul a doi rotatori [1] precum si a functiei de unda specifica modelului de doua picaturi de lichid [21]; b) Mai mult, prima stare corespunde la o energie de excitatie mai joasa. Aceste concluzii ne-au determinat sa folosim $|1, JM\rangle$ ca functie model pentru starile magnetice dipolare de tip scissors.

In toate aplicatiile modelului GCSM am folosit deformari egale pentru protoni si neutroni:

$$\rho = \sqrt{2}d_p = \sqrt{2}d_n \equiv \sqrt{2}d. \quad (3)$$

Starile proiectate date de ec.(1) descriu proprietatile esentiale ale nucleului in limitele extreme, sferic si deformat. Detalii asupra proprietatilor starilor proiectate sunt sistematizate in lucrarea [6].

In sistemul intrinsec functiile de unda sunt combinatii lineare ale componenteleor cu numar cuantic K bun. Componentele dominante din aceste superpozitii au $K=0$ pentru banda fundamentala si banda β , $K = 2$ pentru banda γ si $K = 1$ pentru banda dipolara de tip scissors. Aceasta proprietate suporta alegerea facuta pentru starile model din benzile fundamentala β , γ si 1^+ .

Mai departe am ales un Hamiltonian efectiv care nu perturba proprietatile mentionate, adica acesta admite intr-o buna aproximatie, starile (1) drept functii proprii. Hamiltonianul

cel mai simplu care indeplineste aceasta conditie este:

$$H_{GCSM} = A_1(\hat{N}_p + \hat{N}_n) + A_2(\hat{N}_{pn} + \hat{N}_{np}) + \frac{\sqrt{5}}{2}(A_1 + A_2)(\Omega_{pn}^\dagger + \Omega_{np}) + A_3(\Omega_p^\dagger\Omega_n + \Omega_n^\dagger\Omega_p - 2\Omega_{pn}^\dagger\Omega_{np}) + A_4\hat{J}^2, \quad (4)$$

unde \hat{J} noteaza momentul cinetic total pentru sistemul compozit de protoni si neutroni. Prin urmare energiile de excitatie in cele 6 benzi mentionate sunt definite astfel:

$$E_J^{(k)} = \langle k; JM | H_{GCSM} | k; JM \rangle - \langle g; 00 | H_{GCSM} | g; 00 \rangle, \quad k = g, \beta, \gamma, 1, \tilde{\gamma}, \tilde{1}. \quad (5)$$

Comportarea analitica a energiilor si functiilor de unda in limitele sferic, aproape sferic si deformat a fost anterior studiata de Prof. A. A. Raduta in lucrarile [6, 15, 16, 18–20]. O prezentare exhaustiva a modelelor CSM si GCSM este facuta in cartea [25].

I final mentionez faptul ca H_{GCSM} contine un termen care nu este invariant la schimbarea semnului pentru \mathbf{J}_p sau \mathbf{J}_n . Pentru a pune in evidenta acest lucru este util sa scriem H_{GCSM} sub o alta forma:

$$H_{GCSM} = H'_{GCSM} + 2A_4\mathbf{J}_p \cdot \mathbf{J}_p. \quad (6)$$

Extinderea la un sistem de tip particula-miez

Sistemul particula-miez este descris de urmatorul Hamiltonian:

$$H = H_{GCSM} + \sum_{\alpha} \epsilon_a c_{\alpha}^{\dagger} c_{\alpha} - \frac{G}{4} P^{\dagger} P - X_{sS} \mathbf{J}_{\mathbf{F}} \cdot \mathbf{J}_{\mathbf{c}}. \quad (7)$$

Miezul este descris de H_{GCSM} , in timp ce subsistemul de particule de urmatorii doi termeni, reprezentand un camp mediu de model in paturi sferic si respectiv interactia de imperechere a nucleonilor de acelasi fel.

Notatia $|\alpha\rangle = |nljm\rangle = |a, m\rangle$ este folosita pentru starile de model in paturi sferic. Particulele interactioneaza cu miezul prin forta de spin-spin a carei tarie este notata cu X_{sS} . Momentele cinetice ale particulelor si respectiv ale miezului sunt notate cu $\mathbf{J}_{\mathbf{F}}$ si respectiv $\mathbf{J}_{\mathbf{c}} (= \mathbf{J}_{\mathbf{p}} + \mathbf{J}_{\mathbf{n}})$.

Termenul de camp mediu si interactia de imperechere sunt cvasi-diagonalizate cu transformarea Bogoliubov-Valatin. Termenul de cvasiparticule independente este $\sum_{\alpha} E_a a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha}$ unde oeratorii de creare(anihilare) de cvasiparticule sunt notati cu $a_{jm}^{\dagger} (a_{jm})$, in timp ce E_a

noteaza energia de cvasiparticula. Vom restrange spatiul starilor uni-particula la un singur orbital j . In spatiul starilor particula-miez consideram starile:

$$\begin{aligned}
& |BCS\rangle \otimes |1; JM\rangle, \\
\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)} &= N_{JI}^{(2qp;J1)} P_{M(J+1)}^I (a_j^\dagger a_j^\dagger)_{JJ} |BCS\rangle \otimes (b_n^\dagger b_p^\dagger)_{11} \psi_g \\
&= N_{JI}^{(2qp;J1)} \sum_{J'=even} C_{J1 J'+1}^{J J' I} \left(N_{J'}^{(1)} \right)^{-1} \left[(a_j^\dagger a_j^\dagger)_J |BCS\rangle \otimes |1; J'\rangle \right]_{IM}. \quad (8)
\end{aligned}$$

unde $|BCS\rangle$ este vacuumul de cvasiparticule iar $N_{JI}^{(2qp;J1)}$ sunt normele starilor proiectate. In lucrare sunt prezentate argumentele alegerii acestor stari pentru descrierea proprietatilor chirale. Acum presupunem ca cele trei momente cinetice mentionate mai sus sunt reciproc ortogonale si ca formeaza un triedru drept notat cu F_1 . Observam ca Hamiltonianul model nu este invariant la transformarile chirale ce constau in schimbarea semnului uneia dintre componentele triedrului $\mathbf{J}_F, \mathbf{J}_p$ and \mathbf{J}_n . Pentru cele ce urmeaza este util sa scriem Hamiltonianul ca o suma unei parti invariante la transformari chirale si a uneia ne-invariante.

$$H = H' + 2A_4 \mathbf{J}_p \cdot \mathbf{J}_n - X_{sS} \mathbf{J}_F \cdot \mathbf{J}_c. \quad (9)$$

Notam cu C_{12} transformarea chirala care schimba semnul lui \mathbf{J}_F . Aplicand aceasta transformare asupra triedrului drept F_1 , acesta devine un triedru stramb notat cu F_2 . In mod similar prin schimbarea semnului lui \mathbf{J}_p , triedrul F_1 devine F_3 , in timp ce prin schimbarea $\mathbf{J}_n \rightarrow -\mathbf{J}_n$, noul triedru stramb este notat cu F_4 . Neinvarianta lui H la transformari chirale sugereaza completarea spatiului redus cu starile transformate chiral: $C_{12}\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}, C_{13}\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}, C_{14}\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}$. In consecinta, vom studia spectrul lui H in baza extinsa:

$$\begin{aligned}
& |BCS\rangle \otimes |1; JM\rangle; \quad C_{12}|BCS\rangle \otimes |1; JM\rangle; \quad C_{13}|BCS\rangle \otimes |1; JM\rangle; \quad C_{14}|BCS\rangle \otimes |1; JM\rangle \\
& \Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}; \quad C_{12}\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}; \quad C_{13}\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}; \quad C_{14}\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}. \quad (10)
\end{aligned}$$

Benzi chirale

Valorile medii ale Hamiltonianului pe starile netransformate si alternativ pe starile transformate chiral definesc doua benzi ce prezinta caracteristicile unui dublet de benzi chirale. Pentru a demonstra aceasta afirmatie consideram spre ilustrare perechea de stari: $\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}$ and $C_{12}\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}$. Transformarea C_{12} nu comuta cu H datorita termenului de interactie spin-spin. Totusi aceasta interactie anticomuta cu H .

$$\{-X_{sS} \mathbf{J}_F \cdot \mathbf{J}_c, C_{12}\} = 0. \quad (11)$$

Daca $|\psi\rangle$ este functie proprie pentru $-X_{sS}\mathbf{J}_F \cdot \mathbf{J}_c$, corespunzatoare valorii proprii λ , atunci functia transformata chiral $C_{12}|\psi\rangle$ este de asemenea functie proprie, dar corespunzatoare valorii proprii $-\lambda$. O functie proprie a termenului spin-spin este is $\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}$ cu valoarea proprie

$$\lambda_{JI} = -X_{sS} \left(N_{JI}^{(2qp;J1)} \right)^2 \sum_{J'} \left(C_{J'1 J+1}^{J' I} \right)^2 \left(N_{J'}^{(1)} \right)^{-2} [I(I+1) - J(J+1) - J'(J'+1)]. \quad (12)$$

Evident spectrul interactiei spin-spin are proprietati chirale pentruca o parte a sa este imaginea in oglinda a partii complementare, relativ la valoarea zero. Sa vedem acum ce se intampla cand consideram intregul H . In acest caz este simplu de demonstrat ca urmatoarele relatii sunt valabile:

$$\begin{aligned} H\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)} &= \left[\langle \Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)} | H_{GCSM} | \Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)} \rangle + 2E_j + \lambda_{JI} \right] |\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle, \\ HC_{12}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle &= \left[\langle \Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)} | H_{GCSM} | \Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)} \rangle + 2E_j - \lambda_{JI} \right] C_{12}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle. \end{aligned} \quad (13)$$

Prin urmare H are de asemenea proprietati chirale deoarece o parte a spectrului sau este imaginea celeilalte, relativ la spectrul intermediar obtinut prin medierea operatorului $H_{GCSM} + \sum_{\alpha} E_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha}$ cu functia $|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$.

Consideratii similare pot fi aplicate si perechii de stari $|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$ si $C_{13}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$. Deoarece Hamiltoninul transformat cu C_{14} , este identic cu acela corespunzator transformarii $\mathbf{J}_p \rightarrow -\mathbf{J}_p$, modulo termenul de spin-spin a carei medie este nula, cei doi Hamiltonieni transformati au spectre identice. In concluzie, spectrul lui H in spatiul restrans $|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$ formeaza o banda chirala notata conventional cu B_1 . Valorile proprii ale lui H obtinute prin medierea acestuia cu functia transformata $C_{12}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$, formeaza banda chirala partenera, notata cu B_2 . O alta banda partenera pentru B_1 este B_3 acesta corespunzand la medierea cu functiile transformate $C_{13}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$. Banda prtenera lui B_1 , notata de acum incolo prin B_4 , obtinuta prin medierea lui H cu functia $C_{14}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$ este identica cu B_3 . Observam ca simetria generata de C_{13} si C_{14} este violata de doi termeni, unul fiind termenul spin-spin, iar celalalt termenul $2A_4\mathbf{J}_p \cdot \mathbf{J}_n$, implicat de H_{GCSM} . Deoarece functia de unda $|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$ este simetrica la permutarea pn , valoarea medie a termenului spi-spin cu functiile transformate $C_{13}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$ si $C_{14}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$ sunt nule. Prin urmare, benzile degenerate B_3 si B_4 sunt determinate in principal de $A_4\hat{J}^2$, i.e. $-4A_4\mathbf{J}_p \cdot \mathbf{J}_n$. In concluzie, exista patru benzi chirale partenera B_1, B_2, B_3, B_4 , obtinute cu H si functiile $|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$, $C_{12}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$, $C_{13}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$, $C_{14}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$. Un ultim comentariu asupra simetriei chirale este necesar. Intr-adevar, momentele cinetice protonice si neutronice ale miezului sunt vectori perpendiculari situati intr-

ρ	A_1	A_2	A_3	A_4	X_{sS}	$g_p[\mu_N]$	$g_n[\mu_N]$	$g_F[\mu_N]$
1.6	1.114	-0.566	4.670	0.0165	0.0015	0.492	0.377	1.289

TABLE I: Coeficientii de structura implicati in Hamiltonianului model dati in MeV. Parametrul de deformare este adimensional. Am listat de asemenea factorii giromagnetici pentru cele doua componente ale miezului si cei doi fermioni, in magnetoni nucleari (μ_N).

un plan perpendicular pe axa de simetrie, intr-un anumit interval al momentului cinetic total. Totusi, nu putem distinge intre orientarea lui \mathbf{J}_p de-alungul axei x sau y . In primul caz triedrul momentelor cinetice este drept iar in al doilea stramb. Cu alte cuvinte, functia de unda trebuie sa contina o componenta ce corespunde triedrului drept iar alta care este asociata triedrului stramb. Mai mult, cele doua componente trebuie sa fie egal probabile. Atunci ponderile acestor doua componente trebuie sa fie identice fie egale in modul dar de semne diferite. Deoarece transformarea C_{13} schimba directia lui \mathbf{J}_p , va schimba caracterul de stramb in drept si vice-versa. Rezulta ca $|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$ sunt functii proprii pentru C_{13} . Un rationament similar se aplica si transformarii C_{12} , componenta corespunzand la orientarea lui \mathbf{J}_F de-alungul axei z fiind egal probabila cu componenta pentru care \mathbf{J}_F are directia opusa.

Rezultate numerice si discutii Formalismul a fost aplicat la ^{138}Nd , care s-a dovedit a fi triaxial atat la spini mici cat si la spini mari. Datele experimentale au fost luate din Refs. [2, 24]. Starea cu energia 2.273 MeV a fost interpretata ca fiind starea 2_β^+ , deoarece este populata prin tranzitia Gamow-Teller a starii 3^+ din ^{138}Pm [27]. Intre cele 8 benzi identificate in ^{138}Nd , doua se pare ca au caracter chiral: in lucrarea [2] s-a sugerat ca banda $D3$ ar fi banda partenera a benzii $D2$, folosind formalismul TAC , iar banda $D4$ pentru care s-au propus doua configuratii anume de doua si patru cvasiparticule, are caracteristici compatibile cu $GCSM$ care prezice benzi chirale de o natura diferita. Intr-adevar pentru banda $D4$, atat energiile cat si tranzitiile e. m. sunt compatibile cu prezentul formalism. Starile colective din benzile ground, β si γ au fost descrise de $GCSM$. Termenul de interactie particula-miez este asociat protonilor din $h_{11/2}$ care interactioneaza cu miezul prin termenul spin-spin. Parametrii de structura A_1, A_2, A_3, A_4 au fost fixati prin fitarea energiilor experimentale ale starilor $2_g^+, 10_g^+, 2_\beta^+, 2_\gamma^+$. Parametrul de deformare a fost determinat astfel incat un acord global bun sa se obtina. Rezultatele sunt trecute in Tabelul 1 In calculele prezente o configuratie protonica $h_{11/2}^2$ de tip protonic este considerata cu energia de cvasiparticula de 1.431 MeV.

Este remarcabil faptul ca au fost identificate doua nivele care pot fi considerate ca apartinand benzii partenere benzii $D4$, notata cu $D'4$. Acestea sunt starile 11^+ cu energia de 4.381 MeV[2] si starea asignata tentativ ca fiind (12^+) cu energia de 4.737 MeV. Noua stare (12^+) a fost slab populata cu o tranzitie de 332 keV din starea 13^+ , apartinand benzii $D4$ si se dezintegreaza pe starea 11^+ cu energia de 4.381 MeV cu o tranzitie de 356-keV. Deoarece aceasta stare (12^+) este foarte slab populata nu i se poate asigna o spin-paritate bine definita. Totusi asignarea 12^+ este cea mai plauzibila deoarece celelalte valori ale spinului si paritatea negativa ar conduce la tranzitii nerealiste. Nivelele energetice 11^+ s 12^+ calculate, din banda B_1 au energiile de 4.776 si respectiv 4.540 MeV, apropiate de valorile experimentale de 4.737 si 4.381 MeV.

In aceasta lucrare am incercat sa descriem banda dipolara experimentala $D4$ prin folosirea starilor din baza (8) si Hamiltonianul (9).

Rezultatele sunt prezentate in Fig. (1). Benzile B_1 si B_2 au fost obtinute prin medierea

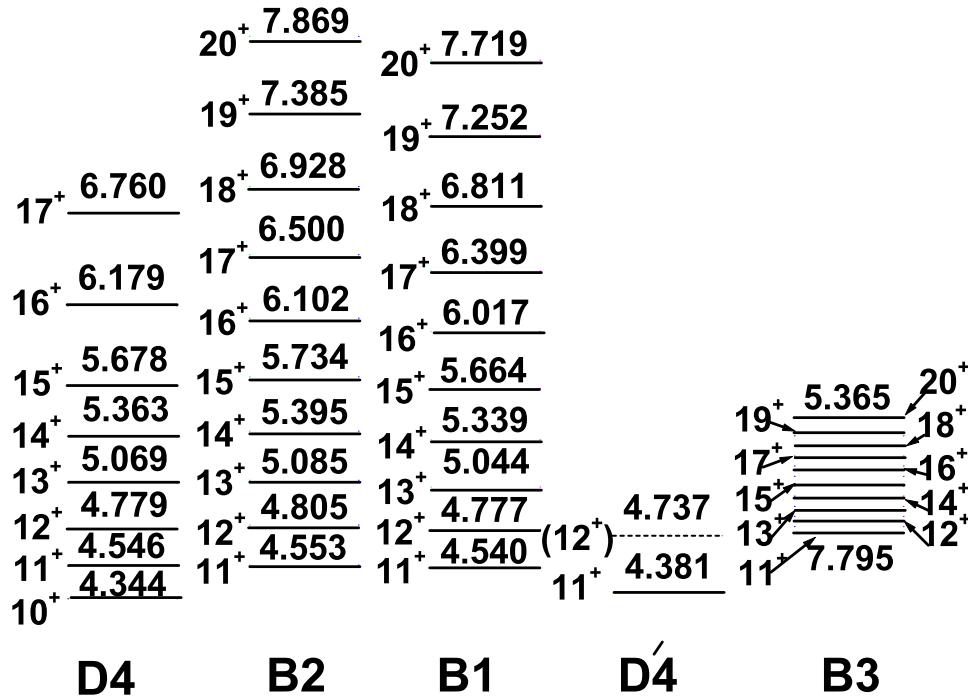


FIG. 1: Energiile de excitatie, exprimate in MeV, din benzile B_1, B_2, B_3 si B_4 . Benzile experimentale chiral-partenere $D4$ and $D'4$ sunt de asemenea prezentate Banda B_2 trebuie comparata cu banda $D4$, in timp ce banda B_1 cu $D'4$.

lui H (7) cu functiile $|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$, respectiv $C_{12}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$, in timp ce B_3 si B_4 prin medierea lui H cu functiile $C_{13}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$ si respectiv $C_{14}|\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}\rangle$. Aceste doua benzi sunt degenerate si prin urmare in Fig.1 am mentionat numai banda B_3

Este remarcabil acordul bun intre B_2 si $D4$. Este interesant de observat ca transformarea C_{13} schimba termenul rotational colectiv \hat{J}_c^2 implicat in H_{GCSM} in $(J_p - J_n)^2$. Acest termen este esential in determinarea benzii B_3 . Pe de alta parte un astfel de termen este folosit de modelul a doi rotori rigizi pentru descrierea starii scissors. In acest context banda B_3 poate fi considerata ca o banda scissors de ordinul doi. Observam ca C_{13} si C_{14} afecteaza si Hamiltonianul H_{GCSM} . In consecinta, fiecare bada colectiva va avea o banda partener chirala obtinuta prin medierea lui H_{GCSM} cu starile transformate cu operatorii mentionati mai sus. Pentru exemplificare in Fig. 2 prezentam starile partener 1⁺ si 1'⁺. Se asteapta ca astfel de stari sa fie colectiv excitate din banda fundamentala. O alta semnatura a benzilor

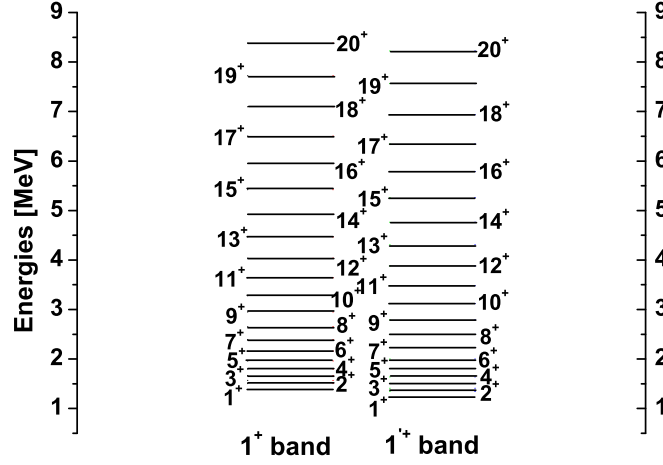


FIG. 2: The excitation energies, given in MeV, for the partner bands 1⁺ and 1'⁺.

chiral partener este functia de clusterizare energetica. Aceasta functie este prezentata in Fig. 3 pentru benzile B_1, B_2 si B_3 . Observam ca functiile de clusterizare asociata benzilor B_1 si B_2 sunt aproape constante si foarte apropiate una de alta ceea ce confirma caracterul chiral al celor doua benzi. Tranzitia magnetica dipolara a fost calculata cu operatorul:

$$\mathcal{M}_{1,m} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (g_p J_{p,m} + g_n J_{n,m} + g_F J_{F,m}). \quad (14)$$

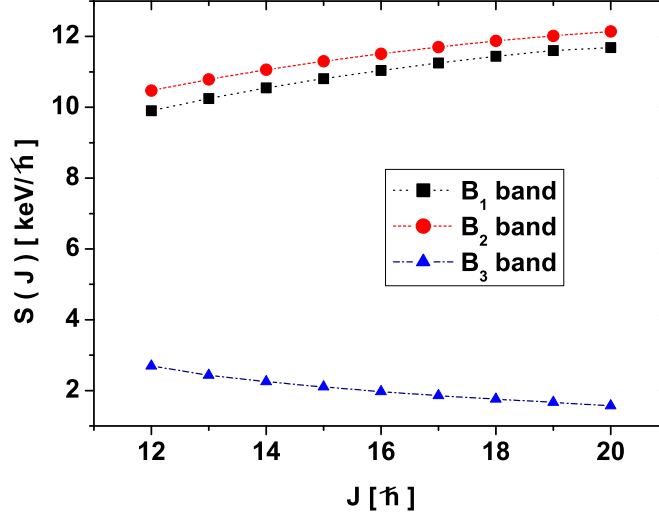


FIG. 3: Functia de clusterizare energetica data in keV/h , este reprezentata ca functie de J pentru benzile partenerie B_1 si B_2 preceum si pentru B_3 .

Factorii giromagnetic colectivi au foat calculati dupa reteta descrisa in Ref. [7]. Pentru completitudine prezentam rezultatul si aici:

$$\begin{pmatrix} g_p \\ g_n \end{pmatrix} = \frac{3ZR_0^2}{8\pi k_p^2} \frac{Mc^2}{(\hbar c)^2} \begin{pmatrix} A_1 + 6A_4 \\ \frac{1}{5}A_3 \end{pmatrix} \quad (15)$$

Aici M este masa protonica, c este viteza luminii iar A_1, A_3, A_4 sunt coeficientii de structura implicati in H_{GCSM} . Factorii giromagnetici depind de parametrul k_p , care leaga coordonata cvadrupolara colectiva de operatorii cvadrupolari bozonici. Acesta a fost exprimat analitic in [8], cu rezultatul:

$$k_p^2 = \frac{3}{16\pi} AR_0^2 \frac{Mc^2}{(\hbar c)^2} \left(A_1 + 6A_4 + \frac{1}{5}A_3 \right). \quad (16)$$

Rezultatele pentru factorii giromagnetici sunt prezentati in Tabelul 1. Factorul giromagnetic fermionic corespunde la doi protoni in patura $h_{11/2}$, folosind un factor de reductie de 0.75. Valorile $B(M1)$ pentru cele patru benzi chirale sunt prezentate in Tabelul II ca functie de momentul cinetic total al starilor implicate in tranzitie.

Efectul transformarii chirale asupra valorilor $B(M1)$ poate fi explicat prin analiza semnelor relative ale amplitudinilor de tranzitie colective si fermionice. Intr-adevar probabilitatea redusa de tranzitie poate fi scrisa astfel:

	B_1 band			B_2 band			B_3 band			B_4 band		
I	B(M1)	$A_{pn}^{(I)}$	$A_F^{(I)}$	B(M1)	$A_{pn}^{(I)}$	$A_F^{(I)}$	B(M1)	$A_{pn}^{(I)}$	$A_F^{(I)}$	B(M1)	$A_{pn}^{(I)}$	$A_F^{(I)}$
11 ⁺	0.662	-1.041	2.705	3.352	-1.041	-2.705	1.931	0.138	2.705	1.574	-0.138	2.705
12 ⁺	1.664	-0.989	3.629	5.093	-0.989	-3.629	3.376	0.131	3.629	2.922	-0.131	3.629
13 ⁺	2.596	-0.933	4.231	6.365	-0.933	-4.231	4.526	0.123	4.231	4.027	-0.123	4.231
14 ⁺	3.409	-0.886	4.665	7.358	-0.886	-4.665	5.460	0.117	4.665	4.938	-0.117	4.665
15 ⁺	4.109	-0.847	4.996	8.151	-0.847	-4.996	6.229	0.112	4.996	5.694	-0.112	4.996
16 ⁺	4.711	-0.813	5.256	8.796	-0.813	-5.256	6.868	0.108	5.256	6.328	-0.108	5.256
17 ⁺	5.231	-0.784	5.465	9.325	-0.784	-5.465	7.405	0.104	5.465	6.863	-0.104	5.465
18 ⁺	5.681	-0.758	5.637	9.762	-0.758	-5.637	7.857	0.100	5.637	7.317	-0.100	5.637
19 ⁺	6.071	-0.734	5.777	10.123	-0.734	-5.777	8.239	0.097	5.777	7.702	-0.097	5.777

TABLE II: Valorile $B(M1)$ precum si amplitudine partiale ale tranzitiei in benzile B_1, B_2, B_3, B_4 .

$$B(M1; I + 1 \rightarrow I) = \frac{3}{4\pi} \left(A_{pn}^{(I)} + A_F^{(I)} \right)^2, \quad (17)$$

unde $A_{pn}^{(I)}$ noteaza termenii elementelor de matrice ale operatorului de tranzitie care sunt combinatii lineare de g_p si g_n , iar $A_F^{(I)}$ este partea proportionala cu g_F . Valorile acestor amplitudini partiale de tranzitie sunt date in Tabelul II.

Observam ca pentru benzile B2 si B3 contributiile colective si fermionice sunt in faza in timp ce pentru celelalte doua sunt in antifaza.

Tranzitiile electrice cvadrupolare au fost calculate cu ajutorul operatorului:

$$\mathcal{M}_{2\mu} = \frac{3ZeR_0^2}{4\pi} \alpha_{p\mu}, \quad (18)$$

unde coordonata colectiva , $\alpha_{p\mu}$, este legata de operatorul bozonic corespunzator prin parametrul de canonicitate k_p :

$$\alpha_{p\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}k_p} (b_{p\mu} + (-)^\mu b_{p,-\mu}). \quad (19)$$

Sunt folosite notatiile standard pentru sarcina nucleara, sarcina electronului si raza nucleara. Deoarece operatorul cvadrupolar este invariant la transformarile chirale, valorile $B(E2)$ pentru tranzitiile intra-band in cele patru benzi chirale sunt aceleasi. Valorile comune sunt date in Tabelul III. De remarcat valorile mici ale $B(E2)$ ceea ce este de fapt specific benzilor chirale.

I	$I \rightarrow (I - 2)$	$I \rightarrow (I - 1)$	$I \rightarrow I$
11			0.3083
12		0.0477	0.1771
13	0.0015	0.1068	0.0994
14	0.0096	0.1380	0.0533
15	0.0232	0.1533	0.0264
16	0.0376	0.1578	0.0112
17	0.0544	0.1579	0.0035
18	0.0587	0.1538	0.0004
19	0.0858	0.1490	0.0002
20	0.0985	0.1421	0.0019

TABLE III: Probabilitatile reduse de tranzitie E2 $I \rightarrow (I - 2)$, $I \rightarrow (I - 1)$ si $I \rightarrow I$, date in $[e^2b^2]$.

Concluzii In aceasta lucrare am propus un model semi-fenomenologic pentru descrierea benzilor chirale in nuclee par-pare. Aplicatia facuta pentru ^{138}Nd arata un acord foarte bun cu experienta si in felul acesta se confirma validitatea ipotezelor facute.

Pentru a compara metoda prezenta cu formalismele existente trebuie sa amintim cateva asecte ale procedeele precedente. Pentru nuclee impar-impare mai multe grupuri au identificat [28–31] benzi chirale gemene in nuclee de masa medie si chiar in nuclee grele [32–34].

Desi eforturile au fost concentrate pe nucleele impar-impare, au fost totusi raportate cateva rezultate pentru nuclee par-impare [40–45] si chiar par-pare [46]. Un alt model bazat pe o descriere bozonica este IBFFM-1 [47–50].

Formalismul propus aici se refera la nuclee par-pare si este bazat pe un concept complet nou, diferit de cel propus de Frauendorf [5, 35] pentru nuclee impar-impare. Deoarece prezentul formalism descrie aspecte complementare celor tratate de TAC se poate afirma ca cele doua modele pot trata arii diferite ale spectrelor nucleare.

[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**, 1496 (1984).

- [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**, 463 (2001).
- [6] D. G. Jenkins et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 500 (1999).
- [7] A. A. Raduta, C. M. Raduta and A. Faessler, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys **41**, 035105 (2014).
- [8] A. A. Raduta and C. M. Raduta J. Phys. G: Nucl. Part. Phys **42**, 065105 (2015).
- [9] A. A. Raduta and R. Budaca, Ann. Phys. (NY) **347** (2014) 141.
- [10] Y. Liang, R. Ma, E. S. Paul, N. Xu, D. B. Fossan, J. Y. Zhang and F. Donau, Phys. Rev. Lett. **64**, (29 (1990)).
- [11] E. S. Paul, D. B. Fossan, Y. Liang, R. Ma, N. Xu, R. Wadsworth, I. Jenkins, P. J. Nolan, Phys. Rev. **C 41**1576 (1990).
- [12] A. A. Raduta, A. Faessler and V. Ceausescu, Phys. Rev. **C 36**, 439 (1987).
- [13] A. A. Raduta *et al.*, Phys. Lett. **B 1211**; Nucl. Phys. **A 381**, 253 (1982).
- [14] R. K. Sheline, Rev. Mod. Phys. **32**, 1, (1960); M. Sakai, Nucl. Phys. **A 104**, 301 (1976).
- [15] A. A. Raduta, I. I. Ursu and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A 475**, 439 (1987).
- [16] A. A. Raduta and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A 491**, 24 (1989).
- [17] N. Lo Iudice, *et al.*, Phys. Lett. **B 300** (1993) 195; Phys. Rev. **C 50**, 127 (1994).
- [18] A. A. Raduta, C. Lima and Amand Faessler, Z. Phys. A - Atoms and Nuclei **313**, 69 (1983).
- [19] N. Lo Iudice, *et al.*, Phys. Lett. **B 300** (1993) 195; Phys. Rev. **C 50**, 127 (1994).
- [20] N. Lo Iudice, A. A. Raduta and D. S. Delion, Phys. Rev. **C50**, 127 (1994).
- [21] V. Maruhn-Rezwani, W. Greiner and J. A. Maruhn, Phys. Lett. **57 B**, 109 (1975).
- [22] A. Novoselski and I. Talmi, Phys. Lett. **60 B**, 13 (1985).
- [23] C. M. Petrache *et al*, Phys. Rev. **C 86**, 044321 (2012).
- [24] H. J. Li *et al*, Phys. Rev. **C 87**, 057303 (2013).
- [25] A. A. Raduta, *Nuclear Structure with Coherent States*, Springer, ISBN 978-3-319-14641-6, Cham Heidelberg New York Dordrecht London.
- [26] E. Grodner, Acta Physica Polonica **B 39**, No. 2, 531 (2008).
- [27] J. Deslauriers, S. C. Gujrathi, S. K. Mark, Z. Phys. **A 303**, 151 (1981).
- [28] C. M. Petrache *et al.*, Nucl. Phys. **A597**, 106 (1996).
- [29] A. J. Simon *et al.*, Jour. Phys. G: Nucl. Part. Phys **31**, 541 (2005).
- [30] C. Vaman, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 032501 (2004).

- [31] C. M. Petrache, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 112502 (2006).
- [32] D. L. Balabanski, *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 044305 (2004).
- [33] S. Frauendorf and J. Meng, Nucl. Phys. **A 617**, 131 (1997).
- [34] V. I. Dimitrov, S. Frauendorf and F. D onau, Phys. Rev. Lett. **84**, 5732 (2000).
- [35] S. Frauendorf, Nuclear Physics **A677**, 115 (2000)
- [36] H. Toki and Amand Faessler, Nucl. Phys. **A 253**, 231 (1975).
- [37] H. Toki and Amand Faessler, Z. Phys.. **A 276**, 35 (1976).
- [38] H. Toki and Amand Faessler, Phys. Lett. **B 63** (1976) 121.
- [39] H. Toki, H. L. Yadav and Amand Faessler, Phys. Lett. **B 66**, 310 (1977).
- [40] S. Zhu *et al.* Phys. Rev. Lett. **91** , 132501 (2003)
- [41] J. A. Alcantara-Nunez *et al.*, Phys. Rev. **C69** 024317 (2004).
- [42] J. Timar *et al.*, Phys. Lett. **B 598**, 178 (2004).
- [43] J. Timar *et al.*, Phys. Rev. **C 73**, 011301 (R) (2006).
- [44] Y. X. Luo, *et al.*, Chin. Phys. Lett. **B 26**, 082301 (2009).
- [45] A. D. Ayangeakaa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 172504 (2013).
- [46] E. Mergel *et al.*, Eur. Phys. J. **A 15**, 417 (2002).
- [47] D. Tonev, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 052501.
- [48] D. Tonev, *et al.*, Phys. Rev. C **76** (2007) 044313.
- [49] S. Brant, D. Tonev, G. de Angelis and A. Ventura, Phys. Rev. C **78** (2008) 0343301.
- [50] S. Brant and C. M. Petrache, Phys. Rev. C **79** (2009) 054326.
- [51] D. Vretenar *et al.*, Phys. Rev. **C 57**, 675 (1998).

II. Un procedeu nou de renormare a aproximatiei fazelor intamplatoare in reprezentarea de cvasiparticule

A. A. Raduta, C. M. Raduta, Int. Jour. Mod. Phys. E 25,3 (2016) 1650017

Unul din meritele modelului picaturii (LDM), propus de Bohr si Mottelson [1], este ca a definit conceptul de benzi rotationale. De asemenea, unele proprietati colective ale nucleelor sferice au fot consistent descrise. Neajunsul principal al LDM este ca ia in considerare numai miscarea sferica si armonica a sistemului picatura, in timp ce anumite date experimentale indica o miscare anarmonica sau forme statice deformate. De-alungul timpului s-au adus mai multe imbunatatiri printre care amintim: a) modelul rotatie-vibratie [2]; b) Modelul

Gneus-Greiner [3]; c) Modelul colectiv generalizat [4]; d) Modelul starilor coerente [5, 6]; e) Aproximatia interactiei bosonice [7]. In paralel, au aparut studii teoretice care au incercat sa construiasca corespondenti ai modelelor fenomenologice si in consecinta sa interpreteze miscarea colectiva in termeni de miscare uni-particula. Astfel, aproximatia fazelor intamplatoare construita pe starea fundamentala Hartree-Fock sau BCS (QRPA)[8] furnizeaza o stare colectiva care corespunde starii uni-fononice descrisa de LDM [9]. Un alt rezultat important este cel obtinut de Kumar si Baranger, acestia calculand microscopic parametrii de inertie si rigiditate [10] suprafata de energie potentiala constanta conducand la interpretari teoretice deosebit de importante. Bazat pe aproximatia RPA s-au propus mai multe proceduri care merg dincolo de RPA considerand corelatii noi. Aceste metode se bazeaza fie pe ecuatiile de miscare [11–14], fie pe tehnica dezvoltarilor bozonice. Aproximatia RPA a fost de asemenea extinsa, folosind un camp mediu deformat [20, 21] precum si o interactie "two body" avand canalele ph (particle-hole), particle-particle (pp) si hole-hole(hh) tratate pe picior de egalitate [22]. De exemplu, o metoda $HFB + QRPA$ complet self-consistentă cu o interactie Gogny D1S a fost folosita in lucrarea [24] pentru a studia rezonantele gigant in izotopii de Mg si Si. O noua metoda pentru rezolvarea problemei Skyrme-HFB-QRPA in nuclee deformate a fost raportata in lucrarea [25]. Efectul deformarii asupra ratei de dezintegrare beta dubla [22] a fost studiata cu un formalism pnQRPA deformat.

O metoda care pastreaza tabloul armonic specific aproximatiei RPA, dar include in expresia operatorului fononic corelatii noi este obtinuta prin renormarea ecuatiilor de miscare [26]. Procedul a fost extins la cazul sistemelor mixte proton-neutronice [27]. Deoarece prin renormare sunt considerati termeni suplimentari in ecuatiile comutatorilor operatorilor de doua cvasiparticula, principiul Pauli este in mare masura restaurat Ref.[28].

In aceasta lucrare am propus o metoda noua de renormare a ecuatiilor RPA. Ca rezultat energia primei stari excitate nu se mai anuleaza ci atinge un minim dupa care creste odata cu cresterea tariei interactiei bi-particula. Ideea noua este ca, campul mediu este redefinit la nivel de cvasiparticule, datorita interactiei QQ [29]. Consecinta imediata este ca rezulta cvasiparticule deformate. La nivel de QRPA apare o componenta repulsiva care devine la un moment dat dominanta, aceasta prevenind anulare emergiei colective. Noile cvasiparticule au moment cinetic bun dar proiectia pe axa OZ nedefinita. In acest scenariu toti termenii Hamiltonianului model devin efectivi la nivel de QRPA. Starile considerate au $K = 0$ si prin urmare prin proiectia momentului cinetic, se poate defini o banda finita cu $K = 0$.

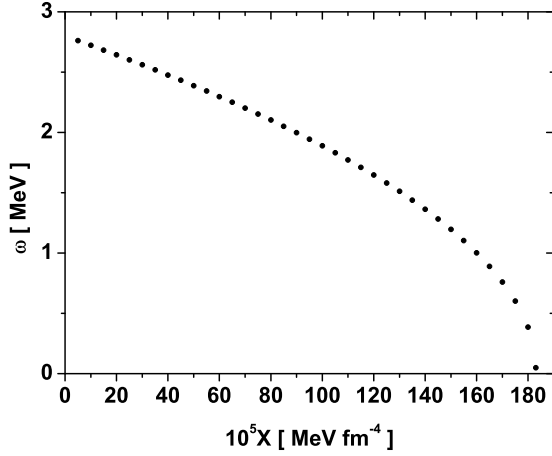


FIG. 4: Energia produsa de RPA sferic ca functie de taria interactiei QQ pentru cazul unui singur nivel, $j = i_{13/2}$.

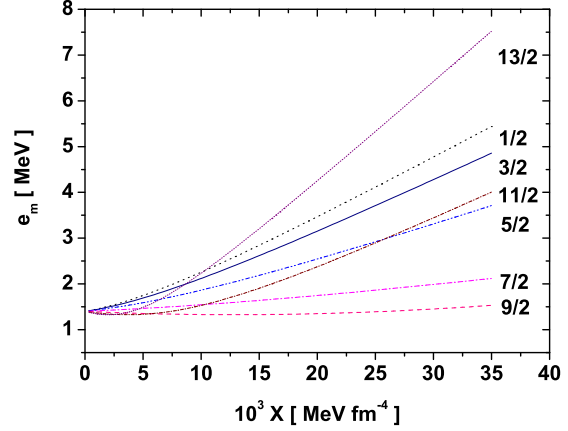


FIG. 5: energiile de cvasiparticule deformate din multipletu cu $j = i_{13/2}$.

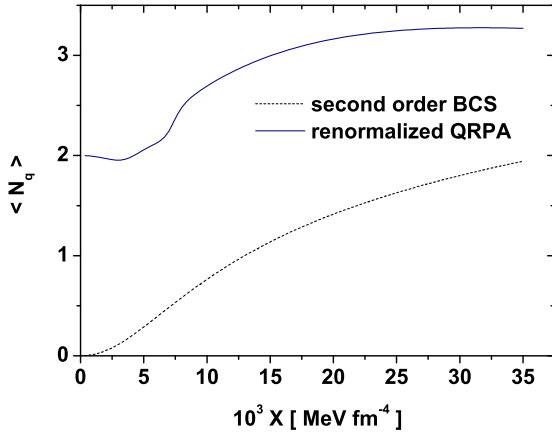


FIG. 6: Media oeratorului numar de cvasiparticule pe starea BCS de ordinul doi, $|\widetilde{BCS}\rangle$.

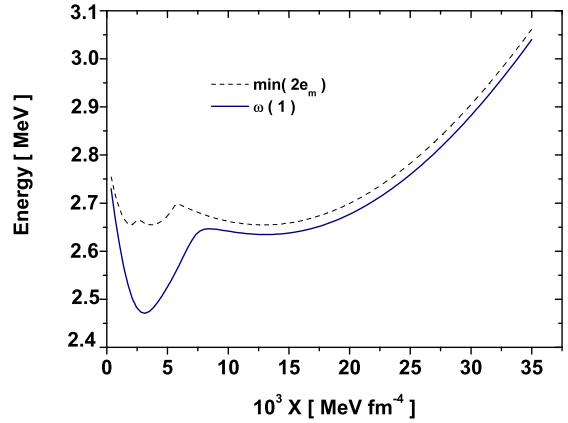


FIG. 7: Prima solutie a ecuatiilor QRPA renormate, este prezentata ca functie de taria interactiei QQ. Sunt mentionate si energiile minime de doua cvasiparticule ca functie de X.

Rezultatele obtinute in aceasta lucrare sunt sumarizate in figurile ce urmeaza:

-
- [1] A. Bohr and B. Mottelson, Mat. Fyz. Medd. Dan. Vidensk. Selsk. **27** (1953) 16.
 - [2] A. Faessler and W. Greiner, Z. Physik **168** (1962) 425; **170** (1962) 105.
 - [3] G. Gneuss, W. Greiner, Nucl. Phys. **A171** (1971) 449.

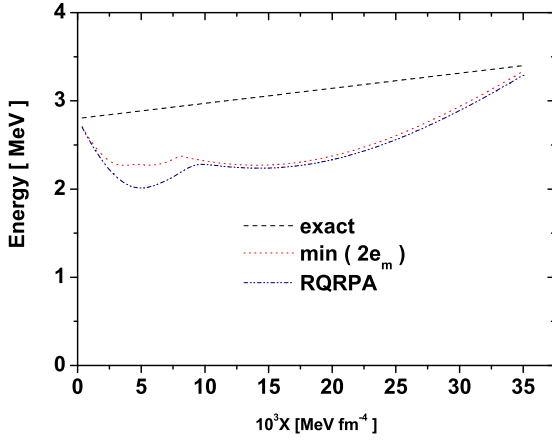


FIG. 8: Energiile primei stari excitate date de QRPA renormat sunt comparate cu energiile starii 2^+ obtinute prin calcul exact pentru cazul a doi nucleoni miscandu-se in patura $j=13/2$. Rezultatele QRPA corespund valorii $q_0 = 56 fm^2$

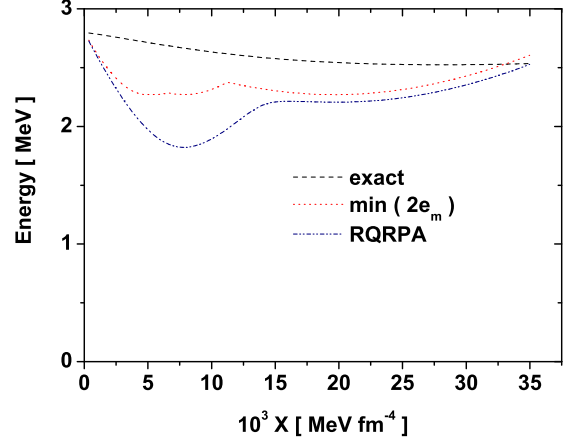


FIG. 9: Energiile primei stari excitate date de QRPA renormat sunt comparate cu energiile starii 2^+ obtinute prin calcul exact pentru cazul a patru nucleoni miscandu-se in patura $j=13/2$. Rezultatele QRPA corespund valorii $q_0 = 56 fm^2$

- [4] P. O. Hess, J. A. Maruhn, W. Greiner, J. Phys. **G 7** (1981) 737.
- [5] A. A. Raduta, V. Ceausescu, A. Gheorghe and R. Dreizler, Nucl. Phys. **A 381** (1981) 253; Phys. Lett. **B 99** (1982) 444.
- [6] A. A. Raduta, Nuclear Structure with coherent states, Springer, 2015 edition, ISBN 978-3-319-14641-6.
- [7] A. Arima, F. Iachello, Ann. Phys. (N.Y.) **91** (1976) 253; Ann.Phys. (N.Y.) **123** (1976) 468.
- [8] W. Greiner and J. A. Maruhn, Nuclear models, ISBN 3-540-59180-X, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York
- [9] L. S. Kisslinger, R. A. Sorensen, Rev. Mod. Phys. **35** (1963) 853.
- [10] K. Kumar and M. Baranger, Nucl Phys. **A 122** (1968) 273; Baranger and K. Kumar, Nucl. Phys. **A 110** (1969) 490.
- [11] A. K. Kerman and C. M. Shakin, Phys. Lett. **7** (1962) 151.
- [12] G. Do Dang and A. Klein, Phys. Rev. **133** (1964) B257.
- [13] A. A. Raduta, A. Sandulescu and P. O. Lipas, Nucl. Phys. **A 149** (1970) 11.
- [14] A. A. Raduta and A. Sandulescu, Nucl. Phys. **A 181** (1972) 153.
- [15] S. T. Belyaev and V. G. Zelevinsky, Nucl. Phys. **39** (1962) 582.
- [16] T. Marumori *at al.* Prog. Theor. Phys. **31** (1964) 1009; **32** (1964) 726.

- [17] B. Sorensen, Nucl. Phys. **A 97** (1967) 1; **A 119** (1968) 65, **A 142** (1970) 392.
- [18] A. A. Raduta, V. Ceausescu, G. Stratan and A. Sandulescu, Phys. Rev. **C 8** (1973) 1525.
- [19] A. Klein, E. R. Marshalek, Rev. Mod. Phys. **63** (1991) 375.
- [20] M. Z. I. Gering and W. D. Heiss, Phys. Rev. **C 29** (1984) 1113.
- [21] P. Moller and J. Randrup, Nucl. Phys. **A 514**, (1990) 49.
- [22] A. A. Raduta, Amand Faessler and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A564** (1993) 185.
- [23] A. A. Raduta, A. Escuderos and E. Moya de Guerra, Phys. Rev **C 65** (2002) 0243121.
- [24] S. Peru and H. Goutte, Phys. Rev. **C 77** (2008) 044313.
- [25] Kenichi Yoshida and Nguen Van Giai, Phys. Rev. **C 78** (2008) 064316.
- [26] K. Hara, Prog. Theor. Phys. **32** (1964) 88.
- [27] J. Toivonen, J. Suhonen, Phys. Rev. Lett **75** (1995) 410.
- [28] R. V. Jolos, W. Rybarska-Nawrocka, Z. Phys. **A 296** (1980) 73.
- [29] K. Takada, Progress of Theoretical Physics, Vol 64, No. 1 (1980) 114.

III Proprietati specifice si simetrii pentru benzi magnetice si chirale in nucleu, **A. A. Raduta, Progress in Particle and Nuclear Physics, 90 (2016) 241-298**

Benzile magnetice au fost identificate pentru prima data in $^{198,199}\text{Pb}$. Exista doua mecanisme de generare a momentului cinetic in benzile magnetice: a) Miscarea de tip *shears* a protonilor si neutronilor; b) Rotatia colectiva a miezului. La inceputul benzii, starile au un caracter dominant *shears*, contributia miezului fiind aproape nula. Crescand frecventa de rotatie, bratele *shears* se apropie din ce in ce mai mult si contributia miezului creste. In consecinta, momentul magnetic transversal generat de *shears* descreste si in final se anuleaza. Benzile magnetice apar ca rezultat al ruperii spontane a simetriei la rotatie a distributiei de curenti. Numele benzilor provine din faptul ca momentul magnetic este parametrul de ordine in tranzitia de faza datorita ruperii spontane de simetrie. Benzile magnetice sunt finite si ne-colective, deoarece numai putini nucleoni contribuie la tranzitia M1.

Primul nucleu suspectat a fi chiral a fost ^{134}Pr , desi mai tarziu s-a demonstrat ca benzile partenere, in ciuda faptului ca sunt apropiate energetic, apartin la forme nucleare diferite si in consecinta sunt caracterizate de proprietati electromagnetice diferite. Domeniul benzilor magnetice si chirale s-a dezvoltat foarte rapid, fenomenul fiind investigat in diferite regiuni ale tabelului Mendeleev $A \sim 60, 80, 100, 130, 190, 200$. Atat experimentatorii cat si teoreti-

cienii au formulat un set de criterii ce trebuiesc indeplinite de o pereche de benzi pentru a putea fi numite chirale. In sistemul intrinsec simetria chirala este violata. Aceasta simetrie este restaurata in sistemul laboratorului, ceea ce conduce la aparitia unui dublet nedegenerat. Degenerarea in sistemul intrinsec este indepartata datorita efectului de tunelare intre stari de diferite *handedness*. Totusi, pentru spin mare bariera de potential intre stari de diferite *handedness* este prea mare pentru ca procesul de tunelare sa aiba loc asa ca benzile devin degenerate. Astfel dubletii chirali au un interval finit de spini.

Formalismele teoretice ca TAC (tilted axis cranking) si PRM (particle-rotor model) au fost folosite pentru nuclee impar-impare unde geometria chirala consta intr-un proton-particula cu j mare, un neutron-gaura cu j de asemenea mare cuplati la un rotor triaxial. Conditia de energie minima este satisfacuta atunci cand momentul cinetic al protonului este orientat de-alungul axei scurte, cel al neutronului de-alungul axei lungi iar miezul se rotește in jurul axei intermediare (este vorba de axele elipsoidului de inertie). O astfel de configuratie minimizeaza de asemenea interactia Coriolis, ceea ce favorizeaza alinierea momentelor cinetice iar functiile de unda ale protonului si neutronului au o acoperire maximala cu elipsoidul distributiei de densitate.

Acest concept a fost extins la un set de protoni-particula si neutroni-gaura cuplati la un miez triaxial. Alte extensii se refera la nuclee par-impare si par-pare. Este unanim acceptat ca dubletii chirali trebuie sa aibe energii apropiate, valori $B(M1)$ pentru transitii in banda mari dar apropiate pentru benzile partenere si valori $B(E2)$ mici. De asemenea, momentele de inertie pentru cele doua benzi sunt apropiate ca valoare. Structura chirala de dubleti este indusa de miscarea aplanara a momentelor cinetice asociate celor trei componente ale sistemului: protoni-particula, neutroni-gaura, miez triaxial.

PRM este un formalism cuantic care trateaza nucleul in sistemul laboratorului si in consecinta membrii dubletului nu sunt degenerati. TAC este un procedeu semi-clasic care determina variational pozitia momentelor cinetice in raport cu elipsoidul de inertie. TAC descrie numai benzile yrast pe cand TRM este capabil sa produca si benzi laterale. Un posibil parametru de ordine pentru chiralitate a fost definit in lucrarea [1]. Contributiile proprii ale autorului acestui articol au fost descrise intr-un capitol separat. Rezultatele obtinute pentru ^{138}Nd sunt in acord cu datele experimentale din Ref.[2].

Acest articol rezuma in mod critic rezultatele a 174 referinte teoretice si experimentale. Sunt mentionate de asemenea mai multe directii de dezvoltate in viitorul apropiat. Pentru

ilustrarea rezultatelor au fost folosite 22 figuri si 8 tabele. Sper ca acest articol sa aibe un impact mare atat pentru teoreticieni cat si pentru experimentatori.

[1] E. Grodner, Acta, Phys. Pol. **B 39** (2008) 531.

[2] C. M. Petrache *et al*, Phys. Rev. **C 86**, 044321 (2012).

28.11.2016

Prof. Dr. Apolodor Raduta