

Descrierea semi-fenomenologica a benzilor chirale in $^{188,190}Os$

Abstract

Un set de particule in interactie este cuplat la un miez fenomenologic descris de modelul GCSM (Generalized Coherent State Model). Printre starile ce caracterizeaza sistemul particula-miez se afla un set finit de stari cu proprietatea ca momentele cinetice asociate bozonilor quadrupolar protonici si respectiv neutronici si sistemului de nucleoni satelit formeaza un triedru ortogonal. Lucrarea studiaza proprietatile magnetice ale unor astfel de stari. Toti termenii din Hamiltonianul model satisfac conditia de invarianta la transformari chirale, exceptand termenul de tip spin-spin. Exista 4 benzi de tipul 2qp stare dipolare a miezului, care prezinta proprietati specifice benzilor chirale. Aplicatia numerica se refera la doi izotopi par-pari ai Os: $^{188,190}Os$.

PACS numbers:

I. INTRODUCERE

Prorietatile fundamentale ale nucleelor sunt puse in evidenta prin intermediul interactiei cu un camp electromagnetic. Cele doua componente ale campului, electrica si magnetica, sunt folosite pentru explorarea proprietatilor de natura electrica si respectiv magnetica. La sfarsitul secolului trecut stările de tip scissors [1–3] sau de tip spin-flip [4] au fost intens studiate de mai multe grupuri din centre internationale importante de Fizica Teoretica. Modul scissors descrie oscilatiile unghiulare ale sistemelor protonice si respectiv neutronice, fiind proportionala cu patratul deformarii nucleare, ceea ce reflecta caracterul colectiv al starii [3, 4].

Datorita acestui fapt s-a crezut mult timp ca proprietatile magnetice colective sunt in general asociate cu deformarea sistemului nuclear. Acest lucru nu este adevarat din cauza benzilor magnetice pentru care raportul intre momentul de inertie si valoarea $B(E2)$ pentru excitarea starii 2^+ din starea fundamentala 0^+ , $\mathcal{I}^{(2)}/B(E2)$, are valori mari de ordinul $100(\text{eb})^{-2} \text{MeV}^{-1}$. Aceasta valoare mare poate fi justificata de existenta unui moment magnetic dipolar transversal (adica perpendicular pe momentul cinetic total), care induce tranziții magnetice dipolare mari dar nu momente cvdrușopolare 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 stările de tip *scissors*, ele fiind mai deosebit 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 menține 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 miezelui, j_n de-alungul axei lungi a miezelui 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 triedul drept intr-unul stang, ce se realizeaza prin schimbarea orientarii uneia dintre componente 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 stang, le corespund energii diferite. Deci o signatura 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.

In aceasta lucrare construim un alt tip de sistem cu proprietati chirale, ce consta intr-un miez fenomenologic cu doua componente, bozoni cvadrupolari protonici si neutronici, si doua cvasiparticule cu moment cinetic orientat de-alungul axei de simetrie a miezului colectiv, datorita interactiei particula-miez. Intr-o lucrare anterioara am demonstrat ca exista stari de momenti cinetic total \mathbf{I} , pentru care cele trei componente mentionate mai sus transporta momente cinetice $\mathbf{J}_p, \mathbf{J}_n, \mathbf{J}$ care sunt reciproc ortogonale. Pe de alta parte o astfel de configuratie este optima pentru a defini un moment magnetic transversal mare care induce tranzitii magnetice dipolare intense.

II. PREZENTARE SUMARA A MODELULUI GCSM

In contrast cu CSM (Coherent state Model), modelul GCSM [7] protonii sunt descrisi de bozoni cvadrupolari protonici, $b_{p\mu}^\dagger$, in timp ce neutronii de bozoni de tip neutronici notati $b_{n\mu}^\dagger$.

Deoarece avem de-aface cu doi bozoni in loc de unu este de asteptat ca GCSM sa fie mai flexibil si solutia care satisface restrictiile specifice CSM sa fie mai simpla. Spatiul starilor colective ete generat de trei benzi majore, fundamentala, beta si gamma, precum si de o banda ce se bazeaza pe starea dipolra isovectoare 1^+ . Conditiiile de ortogonalitate ceruta de model atat pentru starile intrinseci cat si pentru cele proiectate dupa momentul cinetic, sunt satisfacute de urmatoarele 6 functii deformate care generaza prin proiectia momentului cinetic 6 benzi de stari mutual ortogonale:

$$\begin{aligned} |g; JM\rangle &= N_J^{(g)} P_{M0}^J \psi_g, \quad |\beta; JM\rangle = N_J^{(\beta)} P_{M0}^J \Omega_\beta \psi_g, \quad |\gamma; JM\rangle = N_J^{(\gamma)} P_{M2}^J (b_{n2}^\dagger - b_{p2}^\dagger) \psi_g, \\ |\tilde{\gamma}; JM\rangle &= N_J^{(\tilde{\gamma})} P_{M2}^J (\Omega_{\gamma,p,2}^\dagger + \Omega_{\gamma,n,2}^\dagger) \psi_g, \quad |1; JM\rangle = N_J^{(1)} P_{M1}^J (b_n^\dagger b_p^\dagger)_{11} \psi_g, \\ |\tilde{1}; JM\rangle &= N_J^{(\tilde{1})} P_{M1}^J (b_{n1}^\dagger - b_{p1}^\dagger) \Omega_\beta^\dagger \psi_g, \quad \psi_g = \exp[(d_p b_{p0}^\dagger + d_n b_{n0}^\dagger) - (d_p b_{p0} + d_n b_{n0})] |0\rangle. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Au fost folosite urmatoarele notatii:

$$\begin{aligned}\Omega_{\gamma,k,2}^\dagger &= (b_k^\dagger b_k^\dagger)_{22} + d_k \sqrt{\frac{2}{7}} b_{k2}^\dagger, \quad \Omega_k^\dagger = (b_k^\dagger b_k^\dagger)_0 - \sqrt{\frac{1}{5}} d_k^2, \quad k = p, n, \\ \Omega_\beta^\dagger &= \Omega_p^\dagger + \Omega_n^\dagger - 2\Omega_{pn}^\dagger, \quad \Omega_{pn}^\dagger = (b_p^\dagger b_n^\dagger)_0 - \sqrt{\frac{1}{5}} d_p^2, \\ \hat{N}_{pn} &= \sum_m b_{pm}^\dagger b_{nm}, \quad \hat{N}_{np} = (\hat{N}_{pn})^\dagger, \quad \hat{N}_k = \sum_m b_{km}^\dagger b_{km}, \quad k = p, n.\end{aligned}\quad (2.2)$$

De observat a apriori nu putem selecta unul din cele doua seturi de functii $\phi_{JM}^{(\gamma)}$ si $\tilde{\phi}_{JM}^{(\gamma)}$ chiar daca unul este simetric si celalalt asimetric fata de permutarea proton-neutron. Acelasi lucru este valabil si pentru starile izovectoare dipolare. Aceste situatii au fost analizate in detaliu in Ref.[10]. Pentru motivele invocate in lucrarea citata, aici am facut optiunea pentru functiile gamma asimetrice fata de permutarea proton-neutron. Calculele numerice au fost efectuate considerand deformari egale pentru protoni si neutroni. Deformarea pentru sistemul compus este:

$$\rho = \sqrt{2}d_p = \sqrt{2}d_n \equiv \sqrt{2}d. \quad (2.3)$$

Factorii $N_J^{(k)}$ with $k = g, \beta, \gamma, \tilde{\gamma}, 1, \tilde{1}$ sunt factori de normare, exprimati in functie de doua integrale de acoperire.

Mai departe, am cautat un Hamiltonian efectiv care intr-o aproximatie destul de buna admite functiile proiectate (2.1) drept functii proprii in spatiul colectiv restrans. Cel mai simplu Hmiltonian ce indeplineste aceste conditii este;

$$\begin{aligned}H_{GCSM} &= A_1(\hat{N}_p + \hat{N}_n) + A_2(\hat{N}_{pn} + \hat{N}_{np}) + \frac{\sqrt{5}}{2}(A_1 + A_2)(\Omega_{pn}^\dagger + \Omega_{np}^\dagger) \\ &\quad + A_3(\Omega_p^\dagger \Omega_n + \Omega_n^\dagger \Omega_p - 2\Omega_{pn}^\dagger \Omega_{np}) + A_4 \hat{J}^2,\end{aligned}\quad (2.4)$$

unde \hat{J} noteaza momentul cinetic total. Energiile de excitatie pentru starile din cele 6 benzi sunt definite astfel:

$$E_J^{(k)} = \langle \phi_{JM}^{(k)} | H | \phi_{JM}^{(k)} \rangle - \langle \phi_{00}^{(g)} | H | \phi_{00}^{(g)} \rangle, \quad k = g, \beta, \gamma, 1, \tilde{\gamma}, \tilde{1}. \quad (2.5)$$

III. EXTENSIA LA UN SISTEM PARTICULA-MIEZ

Sistemul particula-miez in interactie este descris de Hamiltonianul:

$$\begin{aligned}H &= H_{GCSM} + \sum_\alpha \epsilon_a c_\alpha^\dagger c_\alpha - \frac{G}{4} P^\dagger P \\ &\quad - \sum_{\tau=p,n} X_{pc}^{(\tau)} \sum_m q_{2m} \left(b_{\tau,-m}^\dagger + (-)^m b_{\tau m} \right) (-)^m - X_{sS} \vec{J}_F \cdot \vec{J}_c,\end{aligned}\quad (3.1)$$

unde operatorul de cvadupol uni-particula a fost notat astfel:

$$q_{2m} = \sum_{a,b} Q_{a,b} \left(c_{j_a}^\dagger c_{j_b} \right)_{2m}, \quad Q_{a,b} = \frac{\hat{j}_a}{\hat{2}} \langle j_a || r^2 Y_2 || j_b \rangle. \quad (3.2)$$

Miezul este descris de H_{GCSM} , in timp ce particulele satelit de urmatorii doi termeni, acestia reprezentand campul mediu cu simetrie sferica si interactia de imperechere. Pentru starile de model in paturi sferic este folosita notatia: $|\alpha\rangle = |nljm\rangle = |a,m\rangle$. Ultimii doi termeni descriu interactia particulelor satelit cu miezul, acestia fiind interactia cvadruol-cvadrupole si cea de tip spin-spin. Momentele cinetice ale miezului si particulelor sunt notate cu $\mathbf{J}_c (= \mathbf{J}_p + \mathbf{J}_n)$ si respectiv \mathbf{J}_F .

Campul mediu plus interactia de imperechere ete cvasi-diagonalizata cu ajutorul transformarii Bogoliubov-Valatin. Termenul de cvasiparticule libere este $\sum_\alpha E_\alpha a_\alpha^\dagger a_\alpha$, in timp ce interactia qQ pastreaza forma mentionata mai sus, cu factorul q_{2m} shibat in:

$$\begin{aligned} q_{2m} &= \eta_{ab}^{(-)} \left(a_{j_a}^\dagger a_{j_b} \right)_{2m} + \xi_{ab}^{(+)} \left((a_{j_a}^\dagger a_{j_b}^\dagger)_{2m} - (a_{j_a} a_{j_b})_{2m} \right), \quad \text{where} \\ \eta_{ab}^{(-)} &= \frac{1}{2} Q_{ab} (U_a U_b - V_a V_b), \quad \xi_{ab}^{(+)} = \frac{1}{2} Q_{ab} (U_a V_b + V_a U_b). \end{aligned} \quad (3.3)$$

Notatia a_{jm}^\dagger (a_{jm} este folosita pentru operatorul de creare (anihilare) de cvasiparticule. Sptiul starilor uniparticula este restrans la un singur orbital j in care sunt plasate doua cvasiparticule. In spatiul starilor particula-miez este considerata urmatoarea baza:

$$|BCS\rangle \otimes |1; JM\rangle, \Psi_{JI; M}^{(2qp; J1)} = N_{JI}^{(2qp; J1)} \sum_{J'} C_{J_1 J' J+1}^J \left(N_{J'}^{(1)} \right)^{-1} \left[(a_j^\dagger a_j^\dagger)_J |BCS\rangle \otimes |1; J'\rangle \right]_{IM}, \quad (3.4)$$

unde $|BCS\rangle$ este starea de vacuum iar $N_{JI}^{(2qp; J1)}$ reprezinta inversul normei starii proiectate.

IV. APLICATIE NUMERICA

Formalismul descris mai sus a fost aplicat pentru doi izotopi: $^{188,190}\text{Os}$. Pentru algerea acestora am avut in vedere forma lor triaxiala reflectata de signatura:

$$E_{2_g^+} + E_{2_\gamma^+} = E_{3_\gamma^+}. \quad (4.1)$$

Intr-adevar, aceasta ecuatie este satisfacuta de datele experimentale cu o deviatie de 2 keV pentru ^{188}Os si 11 keV pentru ^{190}Os .

A. Energii

Mai intai am calculat energiile de excitatie pentru starile ce definec benzile descrise de functiile proiectate $|g; JM\rangle \otimes |BCS\rangle$, $|\beta; JM\rangle \otimes |BCS\rangle$, $|\gamma; JM\rangle \otimes |BCS\rangle$, $|1; JM\rangle \otimes |BCS\rangle$, $|\bar{1}; JM\rangle \otimes |BCS\rangle$ si de Hamiltonianul particula-miez H . Parametrii implicati, coeficientii de structura si deformarea nucleara, au fost fixati printr-un procedeu de fitare. Rezultatele sunt listate in Tabelul I

$\rho = d\sqrt{2}$	A_1 [keV]	A_2 [keV]	A_3 [keV]	A_4 [keV]	X'_{pc} [keV]	X_{sS} [keV]	g_p [μ_N]	g_n [μ_N]	g_F [μ_N]	r.m.s.[keV]	
¹⁸⁸ Os	2.2	438.7	-93.8	-70.5	9.1	1.02	3.0	0.828	-0.028	1.289	16.93
¹⁹⁰ Os	2.0	366.1	92.6	24.0	12.2	1.66	2.0	0.7915	0.0086	1.289	18.63

TABLE I: Coeficientii de structura ale Hamiltonianului model au fost determinati prin metoda celor mai mici patrate. In ultima coloana sunt date valorile r.m.s. (root mean square) caracterizand devierile valorilor teoretice de la cele experimentale. Parametrul X'_{pc} este legat de X_{pc} prin: $X'_{pc} = 6.5\eta_{\frac{11}{2}, \frac{11}{2}}^{(-)} X_{pc}$.

Energiile de excitatie calculate cu parametrii fitati sunt comparate cu valorile experimentale corespunzatoare in Figs. 1,2. Remarcam un acord bun intre datele teoretice si cele experimentale.

g band		¹⁸⁸ Os		γ band		g band		¹⁹⁰ Os		γ band	
Exp.	Th.	10 ⁺	3294	Exp.	Th.	Exp.	Th.	10 ⁺	3273	Exp.	Th.
12 ⁺	2856	12 ⁺	2875	8 ⁺	2643	10 ⁺	2566	8 ⁺	2562	10 ⁺	2737
10 ⁺	2170	10 ⁺	2150	6 ⁺	2082	9 ⁺	2258	10 ⁺	2357	10 ⁺	2373
8 ⁺	1515	8 ⁺	1508	4 ⁺	1623	7 ⁺	1686	8 ⁺	1939	6 ⁺	1960
6 ⁺	940	6 ⁺	956	2 ⁺	1305	2 ⁺	1286	6 ⁺	1425	7 ⁺	1671
4 ⁺	478	4 ⁺	505	0 ⁺	1086	0 ⁺	1107	5 ⁺	1181	5 ⁺	1180
2 ⁺	155	2 ⁺	175	3 ⁺	633	3 ⁺	634	4 ⁺	790	4 ⁺	970
0 ⁺	0	0 ⁺	0	2 ⁺		2 ⁺		4 ⁺	548	4 ⁺	563
β band											
								2 ⁺	187	2 ⁺	202
								0 ⁺	0	0 ⁺	0
								β band			

FIG. 1: Energiile de excitatie experimentale (Exp.)

si cele calculate (Th.) pentru starile din benzile fundamentala, β si γ ale izotopului ^{188}Os . Datele experimentale sunt luate din [18].

FIG. 2: Acelasi ca in Fig.1 dar pentru ^{190}Os cu date experimentale din Ref.[19].

Daca in expresia lui H (3.1) se ignora termenul spin-spin, Hamiltonianul rezultat prezinta simetrie chirala. Evident, termenul spin-spin rupe simetria chirala. Intr-adevar, schimband alternativ semnele vectorilor \mathbf{J}_F , \mathbf{J}_p , \mathbf{J}_n se obtin respectiv trei interactii distincte de cea initiala. Asociind la fiecare dintre aceste triedre o banda se obtin 4 benzi numite conventionale.

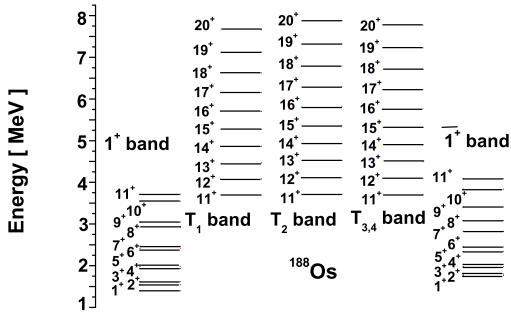


FIG. 3: Energiile de excitatie pentru starile yrast (lower-left) si non-yrast (lower-right),stari bosonice dipolare din ^{188}Os . Benzile gemene T_1 si T_2 sunt de asemenea prezente.

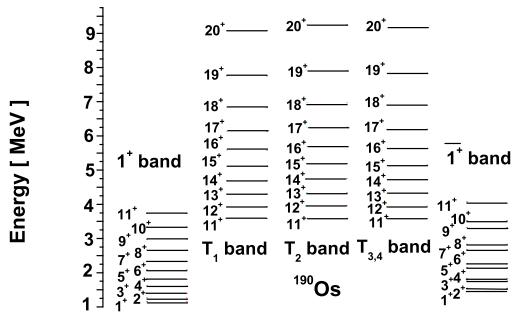


FIG. 4: La fel ca in Fig. 3 dar pentru ^{190}Os . Aici benzile dipolare din coloanele de jos sunt descrise de $|1; JM\rangle$ si $|\bar{1}; JM\rangle$.

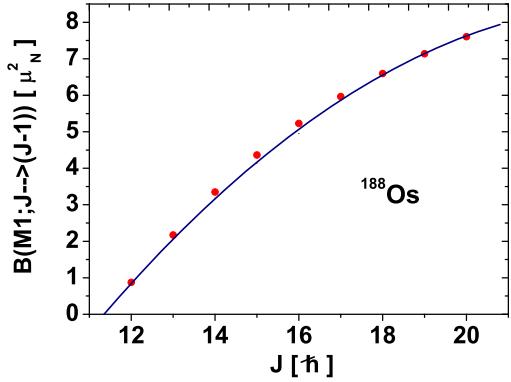


FIG. 5: Valorile BM1 asociate tranzitiei dipolare magnetice intre doua nivele consecutive apartinand benzii T_1 din ^{188}Os . Factorii giromagnetic folositi sunt: $g_p = 0.828\mu_N$, $g_n = -0.028\mu_N$ and $g_F = 1,289\mu_N$.

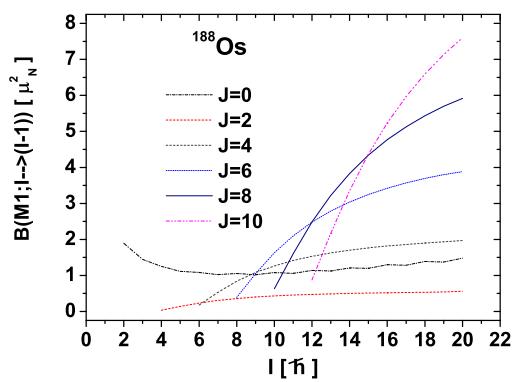


FIG. 6: Valorile BM1 in banda de doua 2qpXmiez corespunzand la momentul cinetic de 2qp egal cu J . Factorii giromagnetic implicați sunt aceeasi ca in Fig. 5.

benzi chirale. In Figs. 3 si 4, benzile T_1 si T_2 sunt asociate la Hamiltonianul initial dat de Ec. (3.1) si respectiv de unul obtinut prin transformarea chirala $\mathbf{J}_F \rightarrow -\mathbf{J}_F$, in timp benzile T_3 si T_4 sunt degenerate si corespund la transformarile $\mathbf{J}_p \rightarrow -\mathbf{J}_p$ si respectiv $\mathbf{J}_n \rightarrow -\mathbf{J}_n$ aplicate triedrului initial notat cu T_1 . Degenerarea este determinata de faptul ca ambele interactii transformate sunt asimetrice in raport cu permutarea pn si prin urmare valorile medii sunt nule. De notat faptul ca largind spatiul starilor 2qpXmiez prin adaugarea starilor $[(2qp)_J \otimes \Phi_{J'}^{(g)}]_{IM}$ aceasta degenerare este ridicata.

^{188}Os			^{190}Os		
T_1	T_2	$T_3=T_4$	T_1	T_2	$T_3=T_4$
3.698	3.716	3.707	3.596	3.581	3.589
4.081	4.117	4.099	3.962	3.931	3.947
4.468	4.523	4.495	4.346	4.298	4.322
4.864	4.941	4.903	4.754	4.689	4.721
5.276	5.373	5.324	5.196	5.112	5.154
5.704	5.823	5.764	5.687	5.586	5.637
6.152	6.295	6.224	6.259	6.139	6.199
6.626	6.793	6.709	6.968	6.829	6.898
7.128	7.320	7.224	7.916	7.757	7.836
7.662	7.880	7.771	9.258	9.078	9.168

TABLE II: energiile de excitatie in benzile chirale $T_1, T_2, T_3 = T_4$ exprimate un unitati de MeV

B. Proprietati magnetice

Operatorul de tranzitie magnetica dipolară are expresia:

$$M_{1,m} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (g_p J_{p,m} + g_n J_{n,m} + g_F J_{F,m}). \quad (4.2)$$

Considerand pentru momentul magnetic al miezului expresia clasica, se obtine o expresie ce implica coordonatele cvadrupolare si derivatele lor temporale de ordinul I, care mai departe sunt evaluate considerand ecuatiile de miscare Heisenberg [7, 10, 11]. In final, scriind rezultatul in termeni de bozoni cvadrupolari se obtine [10]:

$$\begin{pmatrix} g_p \\ g_n \end{pmatrix} = \frac{3ZR_0^2}{8\pi k_p^2 (\hbar c)^2} \frac{Mc^2}{(A_1 + 6A_4)} \begin{pmatrix} A_1 + 6A_4 \\ \frac{1}{5}A_3 \end{pmatrix}, \quad (4.3)$$

unde Z si R_0 noteaza sarcina si respectiv raza nucleara, in timp ce M si c sunt masa protonului ci viteza lumii. k_p este un parametru ce defineste transformarea canonica ce leaga coordonatele de bozonii cvadrupolari, in timp ce A_1, A_3, A_4 sunt coeficientii de structura implicati in H_{GCSM} . Deoarece in cadrul modelului GCSM factorul giromagnetic al miezului este [7]

$$g_c = \frac{1}{2}(g_p + g_n), \quad (4.4)$$

si in plus acesta poate fi identificat cu valoarea prezisa de modelul picatura, Z/A , coeficientul de canonicitate capata expresia:

$$k_p^2 = \frac{3}{16\pi} AR_0^2 \frac{Mc^2}{(\hbar c)^2} \left(A_1 + 6A_4 + \frac{1}{5}A_3 \right). \quad (4.5)$$

Inserand acesta in Ec.(4.3), factorii giromagnetic sunt complet determinati. Valorile lor sunt listate in Tabelul 1. Factorul giromagnetic fermionic corespunde orbitalului protonic $h_{11/2}$ cu termenul de spin diminuat cu fatorul 0.75.

Cu aceasta expresie pentru operatorul de tranzitie am calculat valorile BM1 pentru tranzitiile $1^+ \rightarrow 0_g^+$ si $1^+ \rightarrow 2_g^+$. Rezultatele sunt $0.2772\mu_N^2$, $0.0139\mu_N^2$ pentru ^{188}Os si $0.1752\mu_N^2$, $0.0085\mu_N^2$ pentru ^{190}Os . Aceste rezultate sunt consistente cu faptul ca deformarea nucleara pentru nucleele considerate, este mica. Am demonstrat ca benzile T sunt inzestrute cu toate

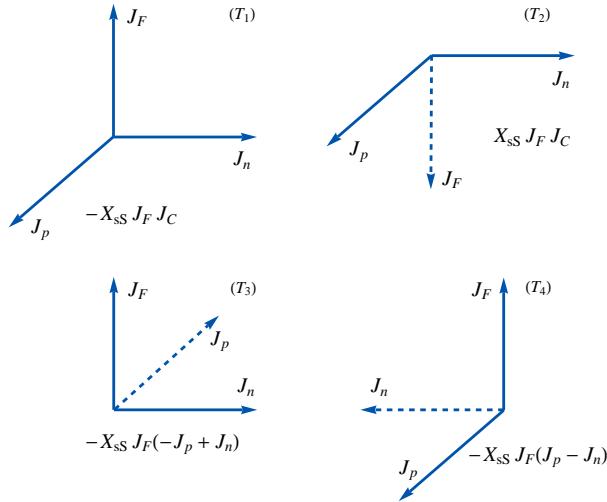


FIG. 7: Cele 4 triedre legate prin transformarea chirala. Este mentionata interactia spin-spin corespunzatoare fiecarui triedru. Acestea genereaza benzile T_i cu $i=1,2,3,4$.

proprietatile specifice benzilor chirale.

V. MAI MULT DESPRE SIMETRII

Modelul prous de noi este complet diferit de cele existente in literatura. Acestea din urma se refera in special la nuclee impar-impare in timp ce noi ne ocupam de nuclee par-pare si folosim un concept total nou. Daca pana acum existau numai doua benzi magnetice in lucrarea de fata am pus in evidență 4 benzi magnetice dintre care doua sunt degenerate.

Intr-adevar, sa consideram triedrele $(\mathbf{J}_p, \mathbf{J}_n, \mathbf{J}_F)$, $(\mathbf{J}_p, \mathbf{J}_n, -\mathbf{J}_F)$, $(-\mathbf{J}_p, \mathbf{J}_n, \mathbf{J}_F)$, $(\mathbf{J}_p, -\mathbf{J}_n, \mathbf{J}_F)$ pe care le vom nota, de aici incolo, cu aceleasi litera ca si benzile corespunzatoare, adica T_1 , T_2 , T_3 asi respectiv T_4 . La cele 4 triedre corespund 4 interactii spin-spin: $(\mathbf{J}_F \cdot \mathbf{J}_c)$; $(-\mathbf{J}_F \cdot \mathbf{J}_c)$; $(\mathbf{J}_F \cdot (-\mathbf{J}_p + \mathbf{J}_n))$; $(\mathbf{J}_F \cdot (\mathbf{J}_p - \mathbf{J}_n))$, fiecare din acestea afectand in mod diferit spectrul degenerat chiral intr-un mod specific. Concret, sa notam prin C_k cu $k = p, n, F$ transformarea chirala ce corespunde axei k si prin

$${}_k\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)} = C_k \Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)}, k = p, n, F. \quad (5.1)$$

functia de unda transformata. Media Hamiltonianului model pe functia transformata este:

$$\langle {}_k\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)} | H | {}_k\Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)} \rangle = \langle \Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)} | (C_k)^+ H C_k | \Psi_{JI;M}^{(2qp;J1)} \rangle. \quad (5.2)$$

Aceasta ecuatie demonstreaza ca intr-adevar benzile definite mai sus sunt de fapt imaginile termenului chiral neinvariant din H prin transformarea C_k .

Evident, cele patru benzi sunt legate prin urmatoarele ecuatii:

$$\begin{aligned} T_2 &= C_F T_1, \\ T_3 &= C_p T_1 = R_\pi^n T_2, \\ T_4 &= C_n T_1 = R_\pi^p T_2 = R_\pi^F T_3. \end{aligned} \quad (5.3)$$

cu R_π^k , $k=p, n, F$ notand rotatia in spatiul momentului cinetic in jurul axei k , cu unghiul π . Prin urmare daca T_1 este un triedru drept atunci triedrele T_2, T_3 si T_4 sunt stangi. Datorita acestui fapt ne-am astepta ca benzile T_k with $k=2,3,4$ sa fie identice, ele avand aceeasi natura chirala. Acest lucru nu este adevarat deoarece transformarile C_p si C_n violeaza nu numai simetria chirala dar si pe cea a permutarilor proton-neutron. Datorita acestui aspect benzile T_3 , T_4 si T_2 sunt diferite. Mai mult, pentruca pentru triedrele T_3 si T_4 temenul sS este asimetric la permutarea pn , benzile corespunzatoare sunt degenerate. Dupa cum am aratat deja aceasta degenerare este ridicata prin largirea satiului $2qpXmiez$

Sa vedem acum cum afecteaza transformarile chirale interactia sS . In acest scop vom nota prin V_k interactia specificata in Fig. 7, care corespunde la triedrul T_k . Evident ca

urmatoarele ecuatii sunt valabile:

$$\begin{aligned}
 V_2 &= C_F V_1, \\
 V_3 &= C_p V_1 = C_n C_F V_1 = R_\pi^n V_2, \\
 V_4 &= C_n V_1 = C_p C_F V_1 = R_\pi^p V_2 = R_\pi^F V_3, \\
 V_4 &= C_n V_1 = C_n C_p V_3 = C_F V_3.
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

De aici rezulta urmatoarele relatii intre transformarile chirale:

$$\begin{aligned}
 C_p &= C_n C_F, \\
 C_n &= C_p C_F, \\
 C_F &= C_n C_p.
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

In consecinta in conditiile date, setul de transformari C_p, C_n, C_F si transformarea unitate I formeaza un grup. Aparent aceste relatii sunt conflictuale deoarece o transformare chirală schimba caracterul chiral in timp ce produsul a doua transformari pastreaza chiralitatea. Amintim totusi ca ecuatiiile de mai sus au fost deduse tinand cont ca interactia V_k este invarianta la transformarea de paritate. Datorita acestei proprietati putem extinde notiunea de parteneri chirali la perechile de benzii (T_2, T_3) , (T_2, T_4) , (T_3, T_4) .

Benzile T_1 si T_2 au chiralitati diferite si prin aceasta corespund la faze nucleare diferite. Daca variem continuu taria interacției X_{ss} de la valori pozitive la valori negative se poate realiza tranzitia intre cele doua faze. Amintim faptul ca degenerarea benzilor T_3 si T_4 corespunde valorii nule a interacției sS . Pe de alta parte se stie ca punctul critic al unei tranzitii de fază corespunde unei simetrii noi [22, 23]. Astfel, putem interpreta degenerarea intre benzile T_3 si T_4 ca definind simetria asociata punctului critic.

Observam ca fixand orientarea momentului cinetic se poate defini un anumit sistem de referinta intrinsec, in timp ce Hamiltonianul este in sistemul de referinta al laboratorului, datorita caracterului sau scalar. Aceasta propozitie nu este adevarata. Intr-adevar, Hamiltonianul este invariant la rotatiile definite de componentele momentului cinetic total dar nu fata de rotatiile definite de componentele momentelor cinetice \mathbf{J}_F , \mathbf{J}_p or \mathbf{J}_n . Termenul pur bozonic din Hamiltonian este discutat in termeni de functii coerente. Intr-adevar pentruca functiile proiectate depind de parametrul de deformare exista structura asimetrica in variabilele intrinseci. Intr-adevar, functiile proiectate sunt combinatii lineare de componente

cu K diferiti, o anumita componenta fiind dominanta. Prin urmare, stările proiectate sunt aproximativ stările orientate K și de aceea Hamiltonianul H este considerat într-un sistem de referință subsidiar atunci când sunt folosite stările proiectate după momentul cinetic.

VI. CONCLUZII

A fost propus un model pentru studiul proprietăților chirale în nucleii par-pare. Sunt puse în evidență 4 benzi magnetice care sunt două câte două chiral partenere. Sunt identificate toate proprietățile care constituie signaturi pentru benzile magnetice. Proprietățile de simetrie ale unor astfel de stările sunt în detaliu studiate. Se constată că transformările chirale restrânse la spațiul interacției sS formează grup. Trecerea de la un sistem cu chirialitate dreapta la unul cu chirialitate stânga se face prin varierea continuă a tariei interacției sS . Când aceasta tarie se anulează se atinge punctul critic al tranzitiei de fază între cele două sisteme chirale. Acestui punct critic îi corespunde o nouă simetrie ce se manifestă prin aceea că benzile T_3 și T_4 sunt degenerate. În perspectivă, este de așteptat să apară rezultate experimentale pentru nucleii medii și grele par-pare ceea ce ar fi un test serios pentru teoria propusă.

Lucrarea descrisă mai sus a apărut în **Semi-phenomenological description of the chiral bands in $^{188,190}\text{Os}$** , A. A. Raduta și C. M. Raduta, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **42** (2015) 065105 (16pp), doi:10.1088/0954-3899/42/6/065105

- [1] N. Lo Iudice și F. Palumbo, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1532 (1978).
- [2] G. De Francheschi, F. Palumbo și N. Lo Iudice, *Phys. Rev. C* **29** (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 și V. Ceausescu, *Phys. Rev. C* **36** (1987) 439.
- [8] A. A. Raduta *et al.*, *Phys. Lett. B* **1211**; *Nucl. Phys. A* **381** (1982) 253.
- [9] R. K. Sheline, *Rev. Mod. Phys.* **32**, 1, (1960); M. Sakai, *Nucl. Phys. A* **104**, 301 (1976).

- [10] A. A. Raduta, I. I. Ursu and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A** **475** (1987) 439.
- [11] A. A. Raduta and D. S. Delion, Nucl. Phys. **A** **491** (1989) 24.
- [12] A. A. Raduta, C. Lima and Amand Faessler, Z. Phys. A - Atoms and Nuclei **313**, (1983), 69.
- [13] N. Lo Iudice, *et al.*, Phys. Lett. **B** **300** (1993) 195; Phys. Rev. **C** **50** (1994) 127.
- [14] N. Lo Iudice, A. A. Raduta and D. S. Delion, Phys. Rev. **C50** (1994) 127.
- [15] V. Maruhn-Rezwani, W. Greiner and J. A. Maruhn, Phys. Lett. **57 B** (1975) 109.
- [16] A. Novoselski and I. Talmi, Phys. Lett. **60 B**, 13 (1985).
- [17] A. A. Raduta, C. M. Raduta and A. Faessler, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys **41** (2014) 035105.
- [18] Balraj Sinh, Nuclear Data Sheets **95** (2002) 387.
- [19] Balraj Sinh, Nuclear Data Sheets **99** (2003) 275.
- [20] S. Mukhopadhyay, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 172501 (2007).
- [21] Y. X. Luo, *et al.*, Phys. Lett. **B** **670**, 307 (2009).
- [22] A. Gheorghe, A. A. Raduta and V. Ceausescu, Nucl. Phys. **A 637** (1998) 201.
- [23] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3580.
- [24] C. M. Petrache *et al.*, Nucl. Phys. **A597** (1996) 106.
- [25] A. J. Simon *et al.*, Jour. Phys. G: Nucl. Part. Phys **31** (2005) 541.
- [26] C. Vaman, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 032501.
- [27] C. M. Petrache, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 112502.
- [28] D. L. Balabanski, *et al.*, Phys. Rev. C **70** (2004) 044305.
- [29] S. Frauendorf and J. Meng, Nucl. Phys. **A 617** (1997) 131.
- [30] H. Toki and Amand Faessler, Nucl. Phys. **A 253** (1975) 231.
- [31] H. Toki and Amand Faessler, Z. Phys.. **A 276** (1976) 35.
- [32] H. Toki and Amand Faessler, Phys. Lett. **B 63** (1976) 121.
- [33] H. Toki, H. L. Yadav and Amand Faessler, Phys. Lett. **B** **66** (1976) 310.