

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATICKI FAKULTET

Природно-математички факултет
Радна заједница заједничких послова
НОВИ САД

Примљено:			
Орг. јед.	Број	Прилог	Вредност
03	10/78		

Sofija Ševo

MULTIPOZNOSTI ZRACENJA ^{188}Os

Diplomski rad

Novi Sad 1990.

Zahvaljujem se svim članovima Laboratorije za Nuklearnu Fiziku PMF-a u Novom Sadu, a posebna Dr. Miraslavu Veskoviću na pruženoj pomoći tokom izrade ovog rada.

S A D R Ž A J

UVOD	1
------------	---

POGLAVLJE 1

1.1. KOLEKTIVNI GEOMETRIJSKI MODEL NUKLEARNE STRUKTURE U SVOJOJ EKSTREMNOJ FORMI	3
1.2. ZNAČAJ IZUČAVANJA JEZGARA U PRELAZNOJ OBLASTI	14
1.3. MODEL DINAMIČKE DEFORMACIJE (DDM)	14

POGLAVLJE 2

2.1. MERENJE UGAONE RASPODELE γ ZRAČENJA	18
2.2. ZNAČAJ MULTIPOLNE SMEŠE δ (E2/M1) U ANALIZI NUKLEARNE STRUKTURE	23
2.3. ODREDIVANJE δ NA OSNOVU UGAONE RASPODELE γ ZRAČENJA	24
2.3.1. Metode za određivanje δ na osnovu poznate funkcije $W(\Theta)$	27

POGLAVLJE 3

3.1. ANALIZA EKSPERIMENTALNIH REZULTATA	31
ZAKLJUČAK	47
LITERATURA	48

U V O D

Atomsko jezgro je nerelativistički višečestični kvantni sistem. Može se sastojati od velikog broja nukleona ($A \sim 100$), pri čemu svaki od njih interaguje sa svim ostalim. Ako bismo želeli egzaktno da opišemo ovakav sistem, bilo bi potrebno da poznajemo njegovu totalnu talasnu funkciju. Međutim, zbog nedovoljnog poznавanja prave prirode sile između pomenutih nukleona i zbog velikog broja stepeni slobode jednog takvog kompleksnog dinamičkog sistema, mi ne možemo dobiti analitičko rešenje te totalne talasne funkcije, tj. onemogućeno nam je egzaktno proučavanje nuklearne strukture. Stoga ovom problemu pristupamo na drugačiji način postulirajući nuklearne modele, koji su zapravo pojednostavljena slika nuklearne strukture pod određenim uslovima.

Usled takve situacije problemu izučavanja jezgra ^{188}Os , koji je razmatran u ovom radu, smo pristupili postupno, izučavajući pojedinačne nivoe i nastojeci da ih klasifikujemo u pojedine trake da bismo dobili saznanja o konkretnom jezgru, njegovim stanjima i osobinama, imajući u vidu generalizaciju svih zaključaka na širu oblast susednih jezgara.

Zadatak rada je bio da se za dato jezgro ^{188}Os prouči karakter što većeg broja nivoa. To je učinjeno analizom eksperimentalnih rezultata merenja intenziteta γ prelaza, pri čemu je nastojano da se tim rezultatima da teorijska interpretacija na osnovu DDM. Eksperimentalni podaci su dobijeni iz rada Dr. M. Veskovica i drugih u Institutu von Laue Langevin Grenoble. Ovaj eksperiment koji se zasniva na merenju direktnih γ spektara pomoću Ge detektora je vrlo složen i komplikovan te su se mogli vršiti proračuni samo sa priloženim eksperimentalnim podacima. Ovim eksperimentom je dobijen spektar dobrih karakteristika uz zadovoljavajuću statistiku tj. identifikovan je velik broj prelaza, određeni su njihovi relativni intenziteti a većina njih je smeštena u shemu raspada. Ovi podaci za energije prelaza, relativne intenzitete kao i energije i spinove odgovarajućih nivoa između kojih se vrši prelaz su korišćeni za računanje faktora grananja.

Uporedujući ove faktore grananja dobijene iz eksperimentalnih podataka sa teorijskim podacima koje predvida dati model ustanovljeno je izvesno neslaganje u pogledu tipa deformacije jezgra koju predvida dati model (DDM) i deformacije koja proizilazi iz eksperimentalnih podataka, što govori o uspehu predviđanja upotrebljenog modela.

POGLAVLJE 1

1.1. KOLEKTIVNI GEOMETRIJSKI MODEL NUKLEARNE STRUKTURE EKSTREMNOJ FORMI

U SVOJOJ

Tokom ranog perioda razvoja nuklearne fizike najviše uspeha je imao jednočestični model slojeva. Ovaj model je dobro objašnjavao magične brojeve i spinove osnovnih stanja. Međutim, nije bio u stanju da objasni velike vrednosti kvadrupolnih momenata koje su eksperimentalno utvrđene, kao ni fizičku jezgara. Osnovna predpostavka ovog modela je da se nukleoni u jezgru kreću nezavisno jedan od drugog u nekom sferno simetričnom polju oblika potencijalne jame [1]. Nukleoni se pri tome kreću po stacionarnim orbitama određenog ugaonog momenta. Ove orbite su grupisane po slojevima, tako da nukleoni unutar popunjениh ljudskih formiraju inertni "core". Bitno je napomenuti da osobine jezgra zavise od preostalih nukleona u nepopunjениh ljudskama. Slojvitija konfiguracija jezgra ima sfernu simetriju. Ako imamo izvestan broj nukleona van zatvorene ljudske narušava se sferna simetrija, odnosno stabilnost jezgra i dolazi do deformacije. Ti nukleoni van popunjениh ljudskih na površini jezgra mogu da izazovu fluktacije sopstvenog potencijala, pa možemo reći da se nukleoni kod deformisanih jezgara kreću u potencijalu koji nije više sferno simetričan. Kod takvih jezgara se stoga mogu razlikovati dva vida kretanja - jednočestično i kolektivno. Jednočestično kretanje se odnosi na kretanje unutar deformisanog potencijala (Nilsonov model) [2].

Kolektivno kretanje koje potiče od nukleona van zatvorenih ljudskih doprinosi, kao što je rečeno deformaciji jezgra, pri čemu jezgro dobija neku sferoidalnu formu. Jezgro se tada može pobuditi na promenu forme što se ogleda u površinskim vibracijama, ili na promeni orijentacije u odnosu na neku zadatu osu, što se manifestuje kao rotacija jezgra [1].

Ova tri vida kretanja (jednočestično, vibraciono i rotaciono) ukoliko su slabo spregnuta mogu se matematički nezavisno posmatrati

kao što su učinili Age Bohr i Ben Mottelson [1]. Po njima se deformisano jezgro sa ova tri vida nezavisnih kretanja može opisati Schrödinger-ovom jednačinom

$$H \Psi = E \Psi \quad (1.1.1.)$$

pri čemu je Hamiltonijan sistema

$$H = H_{\text{jed}} + H_{\text{vib}} + H_{\text{rot}} \quad (1.1.2.)$$

a funkcija kojom se opisuje stanje sistema

$$\Psi = \Psi_{\text{jed}} \cdot \Psi_{\text{vib}} \cdot \Psi_{\text{rot}} \quad (1.1.3.)$$

Uvodenjem kolektivnog modela objasnjen je izuzetno velik staticki električni kvadrupolni moment jezgara koja leže između zatvorenih ljudski. Takođe se može predvideti i fina struktura spektara nivoa jezgra usled energija vezanih za rotaciona i vibraciona kretanja jezgra.

Ovi kolektivni modeli su dobri za opisivanje deformacije jezgra u niskoenergetskoj oblasti pobudnja srednje teških i teških jezgara. Za sferna jezgra model predviđa da su niskoenergetska pobudnja oscilatornog tipa, tj. da su nivoi ekvidistantni $E(4^+)/E(2^+) = 2$. Nasuprot njima jako deformisana jezgra imaju izrazito rotacione spekture, pa je kod njih odnos energija prva dva pobudena nivoa $E(4^+)/E(2^+) = 3,33$.

Kao što je rečeno različite varijante kolektivnog kretanja se baziraju na istoj pretpostavci, a to je da jezgra imaju dobro definisanu površinu, a da su kolektivna stanja definisana kao rotacije i vibracije.

Parametrizacija deformisanog oblika površine jezgra obično se vrši razvojem po sfernim harmonicima [3]

$$R(\Theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} a_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\Theta, \varphi) \right] \quad (1.1.4.)$$

Svaka promena oblika jezgra može biti opisana zavisnošću koeficijenata $a_{\lambda\mu}$ od vremena.

Deformacija tipa a_{00} odgovara promeni zapremine jezgra što se pri razmatranju niskoenergetskih pobudenja zanemaruje.

Koeficijenti tipa $a_{1\mu}$ ($\mu=-1,0,1$) opisuju kretanje centra mase, ali postoje koordinatni sistem vezan za jezgro ovi koeficijenti su takođe 0.

Po Bohr-ovoj predpostavci [3] kvadrupolne oscilacije jezgra nisu spregnute sa oscilacijama višeg reda multipolnosti za koje su potrebne više energije eksitacije, pa se oblik površine jezgra može prikazati u formi

$$R(\Theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum a_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\Theta, \varphi) \right] \quad (1.1.5.)$$

Za ose koordinatnog sistema se biraju glavne ose, tako da se u tom slučaju $a_{21} = a_{2-1} = 0$, a $a_{22} = a_{2-2}$. Pri tome kolektivno kretanje jezgra je opisano sa pet parametara: a_{20} , a_{22} i tri Euler-ova ugla $(\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3)$ koja opisuju prostorni položaj koordinatnog sistema vezanog za jezgro.

Umesto a_{20} i a_{22} pogodnije je koristiti promenljive β i γ , tako da je:

$$\begin{aligned} a_{20} &= \beta \cos \gamma \\ a_{22} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \end{aligned} \quad (1.1.6.)$$

Veličina β je mera totalne deformacije što se vidi iz izraza $\beta^2 = \sum |a_{2\mu}|^2$.

Smisao veličine γ se može videti pomoću izraza za odstupanje od sfernog oblika

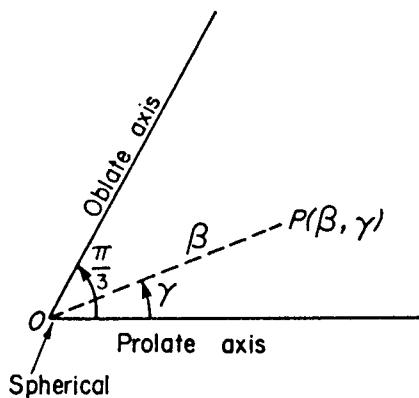
$$\delta R = R(\Theta, \varphi) - R_0 \quad (1.1.7.)$$

duž osa x, y, z, ovde označenih sa 1, 2 i 3.

$$\delta R_k = \sqrt{\frac{5}{4}\pi} \beta R_0 \cos(\gamma - 2\pi k/3) \quad k=1, 2, 3 \quad (1.1.8.)$$

Vrednosti $\gamma=0$, $\gamma=2\pi/3$ i $\gamma=4\pi/3$ odgovaraju elipsoidima oblika *prolate* (oblik cigare) sa osama simetrije 3,1,2, a vrednosti $\gamma=\pi/3$, $\gamma=\pi$, $\gamma=5\pi/3$ odgovaraju elipsoidima oblika *oblate* (oblik palačinke) sa osama 2,3,1. Ostale vrednosti odgovaraju raznim asimetričnim oblicima.

Na osnovu ovakvog razmatranja možemo zaključiti da se svaki kvadrupolni oblik može reprezentovati u polarnoj ravni pri čemu je β intenzitet polarnog vektora, a γ polarni ugao (slika 1.1.1.). Ciklična permutacija osa, što se matematički svodi na zamenu γ sa $\gamma-2\pi/3$, a takođe zamenu γ sa $-\gamma$ ne utiče na promenu oblika, što znači da je u $\beta - \gamma$ ravni za reprezentovanje svih kvadrupolnih oblika dovoljno uzeti isečak sa uglom od $\pi/3$ [3].



slika 1.1.1.

Kolektivni Hamiltonijan izražen preko koordinata β i γ ima oblik [3]

$$H_{col} = V(\beta, \gamma) + \frac{1}{2} B(\beta, \gamma) \left[\dot{\beta}^2 + \beta^2 \cdot \dot{\gamma}^2 \right] + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 g_k \omega_k^2 \quad (1.1.9.)$$

$$H_{col} = B(\beta, \gamma) + T \quad (T \text{ je kinetička energija})$$

B – inercijalni vibracioni parametar

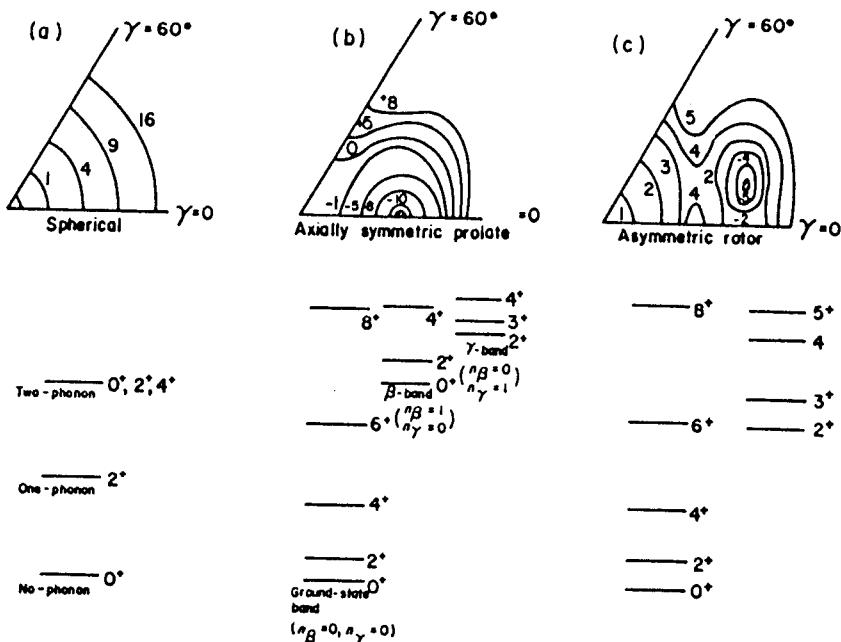
g_k – efektivni moment inercije

ω_k – ugaone brzine glavnih osa

Pri razmatranju sfernih i jako deformisanih jezgara kod kojih potencijalna energija ima dobro definisan minimum za odredene vrednosti parametara deformacije $\beta=\beta_0$ i $\gamma=\gamma_0$, moguća su znatna uprošćenja kolektivnog Hamiltonijana. Potencijalna energija može biti prikazana u obliku

$$B(\beta, \gamma) = V_0 + \frac{1}{2} C_\beta (\beta - \beta_0)^2 + \frac{1}{2} C_\gamma (\gamma - \gamma_0)^2 \quad (1.1.10.)$$

Konstante C_β i C_γ mogu biti odredene na osnovu klasičnih hidrodinamičkih proračuna.



slika 1.1.2

Na slici 1.1.2. je dat shematski prikaz funkcije $V(\beta, \gamma)$ u proizvoljnim jedinicama za a) sferno jezgro, b) osno simetrični oblik prolate, c) asimetričan oblik, kao i odgovarajući niskoenergetski nivoi.

Ako su početni parametri i funkcija potencijalne energije $V(\beta, \gamma)$ poznati (recimo za neke bazične mikroskopske proračune)

energije spektra i talasna funkcija se u principu mogu dobiti rešavajući Schrödinger-ovu jednačinu sa Bohr-ovim Hamiltonijanom [3]

$$H = T_\beta + T_\gamma \sum_{K=1}^3 \frac{L_K^2}{2J_K} + V(\beta, \gamma) \quad (1.1.11.)$$

za sferna jezgra potencijal iznosi $V(\beta) = \frac{1}{2} C \beta^2$ i takav potencijal možemo reprezentovati u $\beta - \gamma$ dijagramu kao što je pokazano na slici 1.1.2. a.

U sfernem slučaju Hamiltonian dobija sledeću formu:

$$H = T_\beta + T_\gamma \sum_{K=1}^3 \frac{L_K^2}{2J_K} + \frac{1}{2} C \beta^2 \quad (1.1.12.)$$

gde T_β i T_γ zajedno čine vibracionu kinetičku energiju, treći član je rotacioni, a L_K je komponenta ugaonog momenta duž k ose. Na slici 1.1.2. b je prikazana funkcija potencijala $V(\beta, \gamma)$ koja ima dobro definisan minimum za $\gamma=0$ i $\beta=\beta_0$.

Mada su efekti kinetičke energije važni možemo kvalitativno dokazati da jezgra u njihovom osnovnom stanju naginju ka obliku $\gamma=0$ i $\beta=\beta_0$, i ta jezgra češće imaju maksimum koji se poklapa sa $V(\beta, \gamma)$. Takav oblik se pridružuje osno simetrično prolatnom elipsoidu sa 3 ose kao njegove ose simetriji.

U osama vezanim za telo moguća su dva načina vibracija \dot{a}_{20} i \dot{a}_{22} . Vibracije su očekivane oko ravnotežnih vrednosti $\beta=\beta_0$ i $\gamma=0$. Za male vibracije za bilo koje trenutno vreme t

$$\beta(t) = \beta_0 + \delta \beta(t) \quad i \quad \gamma(t) = \delta \gamma(t) \quad (1.1.13.)$$

Koristeći

$$a_{20} = \beta \cos \gamma \quad i \quad a_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma$$

za prvi izvod dobijamo

$$\dot{a}_{20} = \delta \dot{\beta} \quad i \quad \dot{a}_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_0 \delta \dot{\gamma} \quad (1.1.14.)$$

To su kao dve trake vibracionih nivoa: β traka sa projekcijom ugaonog momenta 0 ($K=0$) duž simetrijske ose i γ trakom sa projekcijom 2 ($K=2$) duž simetrijske ose.

Ako označimo broj β fonona sa n_β , a broj γ fonona sa n_γ onda je u osnovnom stanju rotacione trake $n_\beta = n_\gamma = 0$. Potom bismo morali očekivati dvostruko više niskoležećih rotacionih traka nadogradenih na stanja $n_\beta = 0$, $n_\gamma = 1$ i $n_\beta = 1$, $n_\gamma = 0$. Ova vrsta spektra za prolate osnu simetriju jezgra je prikazana na slici 1.1.2. b. Označimo da za sferoid oba početna parametra B i konstanta C mogu biti potpuno različiti za β i γ vibracije te je $\hbar\omega_\beta \neq \hbar\omega_\gamma$.

Drugi primer funkcije $V(\beta, \gamma)$ za postojana jezgra je prikazan na slici 1.1.2. c. U tom slučaju je dobro definisan minimum kao rešenje $\neq 0$ za $\beta=\beta_0$ i $\gamma=\gamma_0$.

Prvo je razmatran jednostavan slučaj jezgara sa dobro definisanim deformacijom u $\beta - \gamma$ ravni, a nadalje je ta situacija pojednostavljena uzimajući da sistem poseduje 3 ose simetrije. Talasna funkcija u takvom sistemu je data izrazom koji razdvaja rotacioni i vibracioni deo.

Za vibracioni model važi sledeći izraz za energiju

$$E_n = \hbar\omega \sum_{\mu} \left[\frac{1}{2} + n\mu \right] = \hbar\omega \left[\frac{5}{2} + N \right] \quad (1.1.15.)$$

$$N = \sum n\mu = 0, 1, 2, \dots \quad i \quad \lambda=2.$$

Tako je osnovno stanje bez fonona, prvo pobudeno stanje ima samo jedan fonon pobude i petostruko degeneraciju dok azimutalni kvantni broj može uzimati bilo koje od rešenja: -2, -1, do 2. Slične analize mogu biti dobijene preko bilo kog λ , izuzev fonona sa znatnom nižim energijama pobude. Uopšteno, stanje sa $n_\lambda = 1$ je $(2\lambda+1)$ puta degenerisano.

Primenjujući ove rezultate na niskoenergetska kvadrupolna stanja proizilazi da:

(1) Prelazi sa prvog pobudenog 2^+ stanja na osnovno stanje i sa članova deformisanog tripleta na prvo pobudeno 2^+ stanje moraju biti jaki E2 prelazi.

(2) Ne sme biti ni jedan unakrsan E2 prelaz sa drugog 2^+ stanja na osnovno.

(3) Dok je dijagonalni matrični element $\langle 1 \text{ fonon} | Q_{2\mu} | 1 \text{ fonon} \rangle = 0$, u ovom modelu kvadrupolni moment prvog pobudenog 2^+ stanja mora biti 0.

Osnovno stanje rotacione trake je dato sledecim izrazom [3]

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2J} J(J+1) \quad \begin{matrix} K=0 \\ J=0, 2, 4 \end{matrix} \quad (1.1.16.)$$

Vidimo da ova jednačina važi za $K=0$. Međutim, za pobudena stanja - n_β ili $n_\gamma \neq 0$ moguća su rešenja $\neq 0$ za K . Za rešenja $K, J \neq 0$ uzimamo sva rešenja: $K, K+1, K+2\dots$.

Kod parno-parnih jezgara gde je angуларни moment osnovnog stanja =0, možemo očekivati da je osnovni položaj rotacione trake dat jednačinom (1.1.16.) iz koje proizilazi da je

$$\frac{E_4}{E_2} = 3,33 \quad \frac{E_6}{E_2} = 7 \quad \frac{E_8}{E_2} = 12$$

Međutim, za neke eksperimentalne spekture rotacionog tipa vidimo da su ova rešenja manja nego prethodna [3]. Ovo smanjenje može biti razumljivo na osnovu sprezanja rotacionih i vibracionih oblika. Uopšteno, ovakva sprezanja zavise od J^2 . Iz ovog proizilazi korekcionni član $B[J(J+1)]^2$.

Prva tri ili četiri pobudena stanja mogu biti dobro fitovana pomoću formule

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2J} J(J+1) - BJ^2(J+1)^2 \quad (1.1.17.)$$

Ova situacija je tipična za parno-parna jezgra u području $A = 150 - 190$ i za $A > 220$. Takav perturbacioni pristup za rotaciono-vibraciona sprezanja nije adekvatan za više članove $J > 10$ rotacione trake ili za niskoležeće prelaze parnih jezgara poput Os izotopa gde su γ vibracioni pravci značajno prisutni na nižim energijama, a rotaciono-vibracione interakcije su postojeće.

Faessler i Greineri, Sheline [3] su izolovali termove U_1 i U_2 koji nose sirenje naviše na drugu vrstu, prestavljajući kao hidrodinamičku ekspanziju momenta inercije.

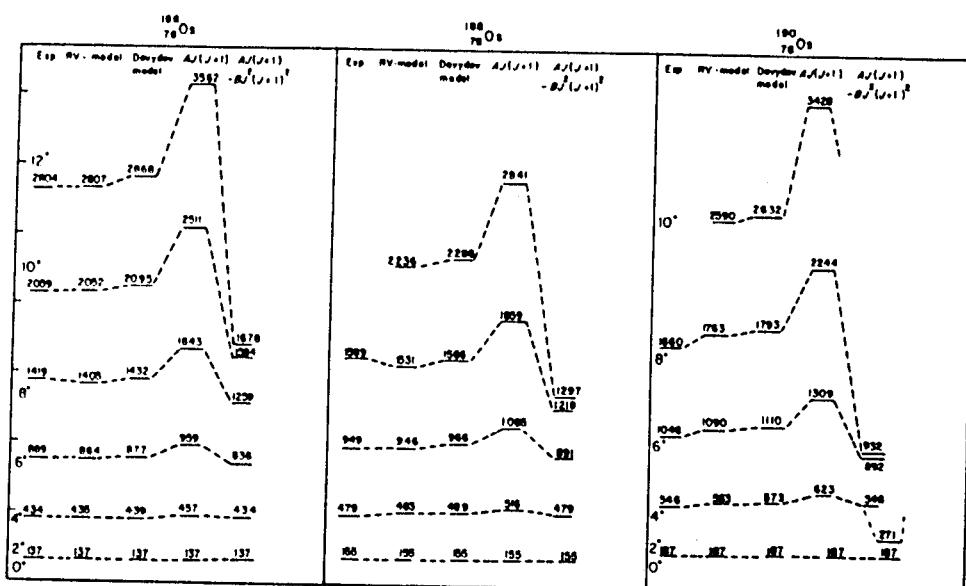
Dijagonalizovali su Hamiltonian koji glasi

$$H = T_\beta + \frac{1}{2} C_\beta (\beta - \beta_0)^2 + T_\gamma + \frac{1}{2} C_\gamma (\gamma - \gamma_0)^2 + \sum_{K=1}^3 \frac{L_K^2}{2\varphi_K(\beta_0 \gamma_0)} + (U_1 + U_2) \quad (1.1.18.)$$

Sa osnovnim stanjima

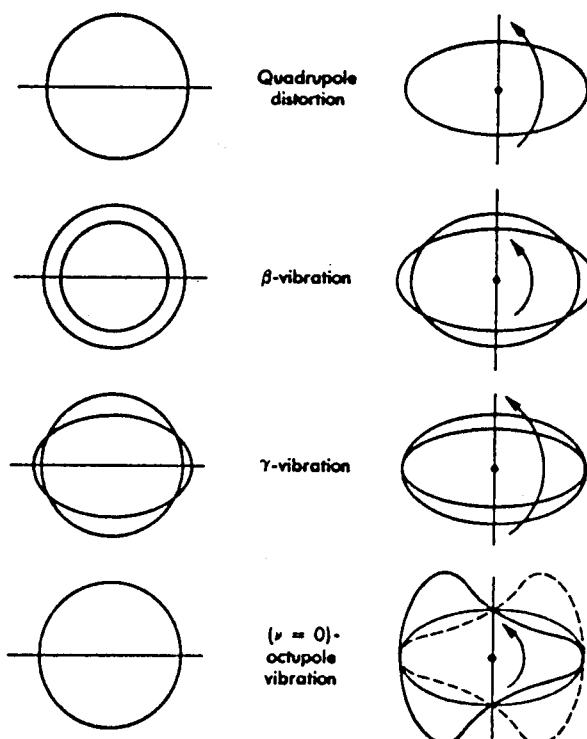
$$\Psi = f_{J\tau\nu}(\beta) \sum_{K=-J}^J g_K^{J\tau}(\gamma) D_{MK}^J(\theta_1, \theta_2, \theta_3) \quad (1.1.19.)$$

da bi dobili koletivna stanja.



interakcija izveden iz hidrodinamičke formule za $\varphi_K = 4B$
 $\beta^2 \sin^2 \left(\gamma - \frac{K \cdot 2\pi}{3} \right)$ koja ne može biti realna.

Različite jednostavne forme oscilatornih oblika bismo grafički mogli prikazati kao na slici 1.1.4..



slika 1.1.4.

Pored rasporeda energetskih nivoa, verovatnoća odnosno intenziteti električnih kvadrupolnih prelaza, predstavljaju jedan od najznačajnijih indikatora stepena kolektivnosti izraženog u određenom jezgru.

Električni kvadrupolni momenti i intenziteti električnih kvadrupolnih prelaza su daleko veći nego što se predviđa na osnovu Wesskopf-ove procene zbog zajedničkog (kolektivnog) kretanja velikog broja nukleona što pojačava kvadrupolni karakter.

Posmatrajmo neke elektromagnetne prelaze svojstvene ovom kolektivnom modelu. Jedna od interesantnih veličina postaje redukovana

verovatnoća prelaza $B(E2)$ definisana preko relacije [3]

$$B(\sigma\lambda, J_i \rightarrow J_f) = (2J_i + 1)^{-1} \sum_{M_i M_f} |\langle J_f M_f | Q_{\lambda\mu} | J_i M_i \rangle|^2 \quad (1.1.20.)$$

Ovu veličinu ćemo računati za osnovno stanje rotacione trake (stanje sa $K=0$).

a) Redukovana verovatnoća prelaza sa osnovnog stanja 0^+ na prvo pobudeno stanje 2^+ u $K=0$ traci (osnovnom g stanju) je

$$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+) = \left[\frac{5}{16\pi} \right] Q_0'^2 = 5B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+) \quad (1.1.21.)$$

Dok je kvadrupolni moment u deformisanim jezgrima velik, prelazi E2 će biti procentualno pojačani.

b) Drugi interesantan slučaj koji se dobija iz jednačine

$$B(E2, J_i 0 \rightarrow J_f 0) = \left[\frac{5}{16\pi} \right] Q_0'^2 (J_i 200 / J_f 0) \text{ je } \frac{B(E2, 4^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)} = \frac{(4200/20)^2}{(2200/00)^2} = \frac{10}{7}$$

Ovi rezultati za $B(E2)$ su dobijeni za $K=0$. Međutim, oni ne mogu biti generalizovani za $K \neq 0$. U tom slučaju talasna funkcija $|JMK\rangle$ mora biti simetrizovana uključujući početno stanje χ .

Morali bismo u principu ukrstiti članove u matričnom elementu $B(E2, J_i 0 \rightarrow J_f 0) = (J_i 200 / J_f 0)^2 |\langle \chi_0 | Q'_{20} | \chi_0 \rangle|^2$ zamenjujući K sa $-K$. Rešenje će biti $\neq 0$ za $\Delta K = |K_f - K_i| \leq \lambda$ dok je $|\nu| \leq \lambda$. To se naziva K selekciono pravilo u elektromagnetskim prelazima i narušeno je kada K nije dobar kvantni broj. Šta više, za prelaze među trakama sa $K \neq 0$, unakrsni članovi povlače za sobom $\Delta K = 2K \leq \lambda$. Za kvadrupolne prelaze unakrsni članovi doprinose samo ako je $K=1/2$ ili 1.

Elektromagnetni prelazi sa rotacione trake na druge trake su slabo poredljivi sa prelazima unutar trake. Na primer za značajno deformisana jezgra $\frac{B(E2, 2_g^+ \rightarrow 0_g^+)}{B(E2, 2_g^+ \rightarrow 0_g^+)} \approx 0.02 - 0.04$, povećava se za oko 0.07 za prelaze Os izotopa.

Drugi interesantan prelaz koji uvek proizilazi iz eksperimenta je

$$\frac{B(E2, 2_{\gamma}^{+} \rightarrow 2_g^{+})}{B(E2, 2_g^{+} \rightarrow 0_g^{+})} \approx 0.10$$

za dobro deformisana jezgra, ali se rapidno povećava za prelazna jezgra dostižući rešenje oko 0.7 za ^{192}Os .

Isključujući na momenat ta prelazna jezgra imamo koncept trake unutar koje su jaki elektromagnetski prelazi između pojedinih stanja te trake, ukuljučujući naravno selekciona pravila ugaonog momenta, parnosti i kvatnog broja K sa jakim prelazima unutar trake.

1.2. ZNAČAJ IZUČAVANJA JEZGARA U PRELAZNOJ OBLASTI

Posebno je značajna oblast parno-parnih jezgara W-Os-Pt-Hg, jer se na njihovim karakteristikama mogu testirati osnovne pretpostavke modela. Ova jezgra čine prelaznu oblast od deformisanih jezgara u oblasti ($Z = 50 - 82$ i $N = 82 - 126$) ka sferičnim jezgrima u blizini dvosturko popunjene ljske $^{208}_{82}\text{Pb}$. Na ova jezgra se ne može primeniti ni rotacioni ni vibracioni model u svojoj jednostavnoj formi. U ovoj oblasti potencijalna energija deformacije $V(\beta, \gamma)$ nema više dobro definisan minimum za $\beta=\beta_0$ i $\gamma=\gamma_0$, već je minimum plitak i rasprostranjen u širokom delu $\beta - \gamma$ prostoru.

Oblik parno-parnih jezgara u oblasti $A \sim 180 - 200$ se značajno menja idući od jednog do drugog izotopa. Ta promena od prolate $^{182-186}\text{W}$, $^{186-188}\text{Os}$ preko asimetrične $^{190-192}\text{Os}$ do oblate $^{192-196}\text{Pt}$ značajno utiče na karakter pobudnih stanja ovih jezgara, njihove kvadrupolne momente, multipolne smeše $\delta(E2/M1)$, te precizno određivanje ovih karakteristika predstavlja značajan test nuklearnih modela.

1.3. MODEL DINAMIČKE DEFORMACIJE (DDM)

Kolektivni model je davao dobre rezultate za jako deformisana jezgra, nešto slabije za sferne, dok se kod prelaznih jezgara pokazao kao potpuno neupotrebljiv. Različiti modeli koji se oslanjaju na geometrijski kolektivni model Bohr i Mottelson pokušavaju

da ove neusklađenosti otklone na različite načine. Jedan mogući pristup je da se deformacija jezgra ne smatra fiskiranom veličinom, već dinamičkom varijablom kao što je to slučaj u Modelu dinamičke deformacije.

Videli smo da kolektivni model podrazumeva da je jezgro jedna deformisana masa koja može da rotira i vibrira. Poznavanje stanja jezgra zahteva rešavanje svojstvenog problema ($H\Psi=E\Psi$) kolektivnog Hamiltonijana [4]

$$H_{\text{col}} = V(\beta, \gamma) + \frac{1}{2} B_{\beta\beta}(\beta, \gamma)\dot{\beta}^2 + \frac{1}{2} B_{\gamma\gamma}(\beta, \gamma)\beta^2 \dot{\gamma}^2 + \\ + B_{\beta\gamma}(\beta, \gamma)\beta \ddot{\beta}_\gamma + \frac{1}{2} \sum_k f_k(\beta, \gamma) \omega_k^2 \quad (1.3.1.)$$

gde su β i γ parametri deformacije.

Problem je odrediti potencijal $V(\beta, \gamma)$, momente inercije f i parametre B . Za to postoji više načina, a jedan od njih je i onaj koji su primenili Raisenberg i Gjajner. Naime, oni su napisali H_{col} za najprezentativnija jezgra i za nekoliko jezgara su "nafitovali" parametre tj. parametri se određuju iz eksperimenta na najkarakterističnijim jezgrima, a potom se nastoji da se model uopsti za sva ostala jezgra. Mikroskopski Hamiltonijan u DDM se bazira na "Shell" model potencijalu. Naime, ukupni Hamiltonijan je suma kinetičke i potencijalne energije i oblika je

$$H = \sum_{i=1}^A T + \sum_{i=1}^A V_{\text{int}} \quad (1.3.2.)$$

Ako se ovoj jednačini doda i oduzme član U , prosečni jednočestični potencijal koji nastaje nukleon-neukleon interakcijama je [6]

$$H = \sum_{i=1}^A (T + U) + \sum_{i=1}^A (V_{\text{int}} - U) = H_{\text{av}} + V_{\text{rez}} \quad (1.3.3.)$$

H_{av} - srednja interakcija

V_{rez} - rezidualna interakcija

Najjednostavnije bi bilo uzeti za H_{av} sferno simetričan potencijal, pošto se jednostavno rešava, a V_{rez} rešavati metodom perturbacije. Ukoliko bi sferni potencijal bio što veći deo nuklearne interakcije, utoliko bi V_{rez} bilo jednostavnije.

Umesto sfernog možemo uzeti Rainwater-Nilsson-ov Hamiltonijan tj. Hamiltonijan "Shell" modelskog tipa. Koristeći ovaj Hamiltonijan kao srednji potencijal H_{av} smatra se da su najznačajniji efekti nukleon-nukleon interakcije već uključeni u H_{av} , pa se može izabrati relativno jednostavan oblik rezidualne interakcije V_{rez} . U slučaju modela dinamičke deformacije rezidualna interakcija dovoljna da opiše niskoenergetska stanja je interakcija sparivanja BCS.

Naime, DDM je proizišao iz PPQ ("pairing-plus-quadrupole") modela Kumara i Barangea [6], kod koga je za V_{rez} uzeta kvadrupolna interakcija plus interakcija sparivanja. DDM uzima Nilsson-ov Hamiltonijan koji uključuje u sebe kvadrupolne interakcije, pa je V_{rez} samo interakcija sparivanja.

Važna predpostavka DDM-a je mogućnost adijabatske aproksimacije, tj. da su frekvencije kolektivnog kretanja male u poređenju sa jednočestičnim frekvencijama.

U slučaju rotacionog kretanja jezgra to znači

$$\hbar\omega_R \ll \hbar\omega_{sp}$$

$$\frac{\hbar^2 I}{J} = \frac{IE_2}{3} \ll \hbar\omega_{sp} \Rightarrow I_{max} = \frac{3\hbar\omega_{sp}}{E_2} \quad (1.3.4.)$$

E_2 je energija prvog pobudenog 2^+ stanja.

Na isti način adijabatska aproksimacija u slučaju β vibracija znači $\hbar\omega_\beta \ll \hbar\omega_{sp}$. Ako se $\hbar\omega_\beta$ identificiše sa energijom prvog pobudenog 0^+ stanja može se definisati

$$n_\beta = \frac{\hbar\omega_{sp}}{\hbar\omega_\beta} = \frac{\hbar\omega_{sp}}{E_0} \quad (1.3.5.)$$

Koristeći relaciju $\hbar\omega_{sp} = 41A^{-1/3}$ (MeV), a na osnovu poznatih vrednosti E_2 i E_0 , može se odrediti I_{max} i n_β za određena jezgra koja su od interesa kao mera ispravnosti adijabatske aproksimacije [6].

	$\hbar\omega_{sp}$	I_{max}	n_β
^{188}Os	7.16	138.6	6.57
^{190}Os	7.13	114.4	7.82

Dakle, i za visoka rotaciona i vibraciona stanja $^{188,190}\text{Os}$ je ovaj uslov ispunjen.

Dometi modela DDM

- Proračuni na osnovu DDM pokazuju da ne postoji potpuno sferno jezgro, već da je svako jezgro deformisano u izvesnoj meri (β i γ nikad nisu =0).
- Iz modela takođe proizilazi da jezgro nema fiksiran oblik, već mu se oblik razlikuje od stanja do stanja.
- Model pokriva sva jezgra.
- Ovaj model retko daje izuzetno dobar fit energija nivoa, ali je mnogo uspešniji u predviđanju verovatnoća prelaza.
- Ono što je najbitnije je da kod DDM-a kvantni broj K nije pretpostavka modela, već iz njega proizilazi tj. ne pretpostavlja se unapred pripadnost stanja određenim trakama, jer se energetski nivoi računaju direktno tj. ne nadograduju se na vakuumskaa stanja.

P O G L A V L J E 2

2.1. MERENJE UGAONE RASPODELE γ ZRAČENJA

Jedan od načina deeksitacije jezgra pri prelazu iz pobudenog na osnovno stanje ili u neko stanje niže energije od pobudenog jeste emisija γ zraka. Kvantno mehanička verovatnoća prelaza $T_{i \rightarrow f}$ na osnovu perturbacione teorije je data Fermijevim pravilom

$$T_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | \hat{H}_{int} | i \rangle|^2 \frac{dN}{dE}$$

gde je \hat{H}_{int} operator interakcije koja unosi perturbaciju, $\langle f | \hat{H}_{int} | i \rangle$ matrični element perturbacije prvog reda, a $\frac{dN}{dE}$ predstavlja broj mogućih konačnih stanja u jediničnom intervalu energije.

Operator interakcije se može izraziti kao [7]

$$\hat{H}_{int} = - \int \vec{j}(r') \vec{A}(r', t) dv' \quad (2.1.1.)$$

gde je $\vec{j}(r')$ operator gustine struje.

Pri ovome moraju biti zadovoljena selekciona pravila totalnog momenta impulsa [1]

$$|I_i - I_f| < L < I_i + I_f \quad (2.1.2.)$$

Takođe i veličina M koja je z komponenta totalnog momenta impulsa i predstavlja totalni magnetni kvantni broj radijacije mora zadovoljavati [1]

$$M = m_i - m_f = \Delta m \quad (2.1.3.)$$

m_i i m_f su magnetni kvantni brojevi početnog i krajnjeg stanja između kojih se prelaz realizuje.

Emitovane radijacije istog multipolnog reda L mogu se razlikovati po parnosti, te se može pokazati da će električni prelazi $2L$ -multipolnosti povezivati nivoe čije se parnosti razlikuju za faktor $(-1)^L$, a magnetni prelazi $2L$ -multipolnosti samo nivoe čija je razlika parnosti $(-1)^{L+1}$.

Ukupna verovatnoća emisije dobijena integracijom po svim mogućim polarizacijama i prostornom ugлу je

$$T(I_i \rightarrow I_f) = \sum_{L\pi} \frac{8\pi\omega^{2L+1}}{[(2L+1)!!]^2} \frac{L+1}{L} B^{E(M)}(L, I_i \rightarrow I_f) \quad (2.1.4.)$$

Veličina B se naziva redukovana verovatnoća prelaza. Ova veličina sadrži sve specifične nuklearne osobine i eksperimentalno se odreduje preko $T(L)$. Redukovani matrični element nosi obeležje nuklearnog modela i procenjuje se za svaki model posebno tj. zadatak modela je da veličinu B odredi u što realističnijej aproksimaciji. Ako bismo veličinu B izrazili na osnovu nuklearnih matričnih elemenata dobili bismo [6]

$$\begin{aligned} B^{E(M)} &= (L, I_i \rightarrow I_f) = \sum_{m_f} |\langle I_f M_f | \hat{Q}^{E(M)}(L, m) | I_i M_i \rangle|^2 = \\ &= (2I_i + 1)^{-1} |\langle I_f | \hat{Q}^{E(M)}(L) | I_i \rangle|^2 \end{aligned} \quad (2.1.5.)$$

$\hat{Q}^{E(M)}(L, m)$ su multipolni operatori koji se mogu izraziti preko parametara konstituenata jezgra.

$$\hat{Q}_{L,m}^E = \sum_{i=1}^A e_i r_i^L Y_L^m(\Theta_i, \varphi_i) \quad (2.1.6.)$$

$$\hat{Q}_{L,m}^M = \frac{e}{2mc} \sum_{i=1}^A \frac{e_i}{e} \left(\frac{2}{L+1} \hat{\vec{L}}_i + \frac{g_{s_i}}{2} \hat{\vec{\sigma}}_i \right) \cdot \left[\hat{\vec{p}}_i^L Y_{Lm}(\Theta_i, \varphi_i) \right]$$

r_i, Θ_i, φ_i su koordinate i-tog nukleona

e_i - naboj

g_i - žiromagnetni odnos

Električni naboј izražen preko operatora T_{31} je

$$e_i = e \left(\frac{1}{2} + T_{31} \right) \quad (2.1.7.)$$

Izospinski operator i-tog jezgra označen sa T_{31} [8] je

$$T_{31} = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{za proton} \\ -\frac{1}{2} & \text{za neutron} \end{cases}$$

$$g_{s_1} = \left[\frac{1}{2} (g_{sp} + g_{sn}) + (g_{sp} - g_{sn}) \right] \cdot T_{31}$$

Jednačine (2.1.6.) su bazične jednačine za nuklearne modele računajući redukovane multipole verovatnoća prelaza $B(\pi, L)$.

Izospinska selekciona pravila mogu biti lako dobijena iz jednačina multipolnih momenata (2.1.6.).

Ideja izospina se odnosila na električnu nezavisnost nuklearnih sila ili na činjenicu da je Hamiltonijan jezgra invarijantan od izdvojenog izospinskog prostora. Ova simetrija je samo aproksimativna, dok prisustvo električnog polja (Coulomb-ovih sila) krši tu simetriju. Kvantni brojevi koji karakterišu tu aproksimativnu invarijantnost su izospinski kvantni broj T i njegova treća komponenta $T_3 = \frac{1}{2}(Z-N)$, gde su Z i N respektivno brojevi protona i neutrona nuklearnog stanja. Operator totalnog izospina $T = \sum_{i=1}^A T_i$ ima istu svrhu u izospinskom prostoru kao operator angularnog momenta \vec{J} u trodimenzionalnom realnom prostoru. Svojstvena vrednost T^2 je $T(T+1)$ i T_3 komponenta može obuhvatiti $2T+1$ rešenja: $-T, -T+1, \dots, T-1, T$.

Koristeći jednačinu (2.1.7.) operator električnog multipola može biti napisan u obliku [8]

$$Q(EL, M) = \sum_{i=1}^A \frac{1}{2} e \gamma_i^L Y_{LM}(\Theta_i, \varphi_i) + \sum_{i=1}^A e T_{31} \gamma_i^L Y_{LM}(\Theta_i, \varphi_i) \quad (2.1.8.)$$

Prvi član ovog izraza je "izoskalar" nepromenjen dok rotira u izospinskom prostoru, a drugi član je treća komponenta izovektora. Analogno održanju ugaonog momenta mogu se izvesti i selekciona pravila izospinskog operatora koja glase: $\Delta T=0$, $T_i = T_f$, T_{3i} komponenta implicira selekciona pravila $\Delta T=0, \pm 1$, $T_f = T_i \pm 1$, T_i i prelazi koji imaju izospinski kvantni broj $\neq 1$ su strogo zabranjeni. Takode i prelazi $T_i = 1 \rightarrow T_f = 1$ su zabranjeni za E1 prelaze. Operator totalnog magnetnog momenta $\vec{\mu}$ možemo takode razdvojiti na izoskalarni i izovektorski deo [8]

$$\begin{aligned} \vec{\mu} &= \sum_{i=1}^A \mu_N = \left[\frac{g_s^{(p)} + g_s^{(n)}}{2} \vec{S}^{(1)} + \frac{1}{2} \vec{\ell}^{(1)} \right] + \sum_{i=1}^A T_{3i} \mu_N \left[\left(g_s^{(p)} - g_s^{(n)} \right) \vec{S}^{(1)} + \vec{\ell}^{(1)} \right] = \\ &= \mu_N \left[\frac{1}{2} \vec{I} + 0,38 \sum_{i=1}^A \vec{S}^{(1)} + \sum_{i=1}^A T_{3i} \left(9,41 \vec{S}^{(1)} + \vec{\ell}^{(1)} \right) \right] \quad (2.1.9.) \end{aligned}$$

Ista izospinska selekciona pravila kao u električnim dipolnim prelazima, pripadaju i aproksimaciji magnetnih dipolnih prelaza.

Magnetni dipolni prelazi između kolektivnih stanja

Cinjenica da su magnetni dipolni prelazi zabranjeni između vibracionih stanja je specijalan slučaj u više uopštenih selekcionih pravila. Magnetni prelazi između bilo koje parnosti kolektivnih stanja su zabranjeni. Ovo možemo dokazati na sledeći način. Kolektivni nuklearni model može biti definisan kao model nekog ansambla nukleona čija je električna struja $\vec{j}_e(\vec{r})$ srazmerna kolicini protekle struje $\vec{j}_m(\vec{r})$ [8]

$$\vec{j}_e(\vec{r}) = g_R \frac{e}{m} \vec{j}_m(\vec{r}) \quad (2.1.10.)$$

m je masa nukleona.

U pojednostavljenoj slici gde je nuklearni "fluid" homogena smeša protona i neutrona očekuje se da je $g_R = \frac{Z}{A} \approx 0.4$.

U osnovi operator kolektivnog magnetnog dipolnog momenta $\vec{\mu}$ je srazmeran kolektivnom angularnom momentu I_{col} tj.

$$\vec{\mu} = g_R \vec{I}_{\text{col}} \mu_N \quad (2.1.11.)$$

Matrični elementi od $\vec{\mu}$ za dva različita kolektivna stanja $|i\rangle$ i $|f\rangle$

$$\langle f | \vec{\mu} | i \rangle = g_R \mu_N \langle f | \vec{I} | i \rangle \quad (2.1.12.)$$

nestaju jer su $|f\rangle$ i $|i\rangle$ ortogonalni.

Pravila zabranjuju prelaze sa $I^{\pi}=2^+$ stanja β i γ vibracione trake na 2^+ stanje g osnovne trake. U načelu rotacionog modela M1 prelazi su uvek zabranjeni u deformisanim jezgrima koja imaju 3 različite ose. Ukoliko su u zbiru kolektivnih stepeni slobode drugi doprinosi magnetnih dipolnih momenata i ugaonih momenata predstavljeni pojedinačnim doprinosom u neparnom A jezgru, prelazi M1 su dozvoljeni. U tim slučajevima su operatori magnetnog i ugaonog momenta dati relacijama

$$\vec{I} = \vec{I}_{\text{col}} + \vec{I}_1$$

$$\vec{\mu} = \mu_N (g_R \vec{I}_{\text{col}} + g_1 \vec{I}_1)$$

I_1 je ugaoni moment koji potiče od drugih kolektivnih stepeni slobode, a g_1 je pridruženi g faktor.

Kombinujući ove dve jednačine dobijamo sledeći izraz

$$\vec{\mu} = \mu_N \left[g_R \vec{I} + (g_1 - g_R) \vec{I}_1 \right]$$

Za magnetne dipolne prelaze izraz $g_R \vec{I}$ će dati zabranjene doprinose za kolektivne stepene slobode. Otuda je verovatnoća magnetnih dipolnih prelaza srazmerna članu $(g_1 - g_R)^2$. Ova veza je korisna za analizu magnetnih dipolnih prelaza u rotaciono deformisanim jezgrima gde I_1 potiče od pojedinačnih prelaza.

2.2. ZNAČAJ MULTIPOLNE SMEŠE $\delta(E2/M1)$ U ANALIZI NUKLEARNE STRUKTURE

U principu elektromagnetni prelazi mogu obuhvatiti bilo koje multipolno zračenje dozvoljeno selekcionim pravilima, ali pošto je talasna dužina nuklearnog γ zračenja sa energijom od nekoliko MeV znatno veća od radijusa jezgra, dozvoljene multipolnosti višeg reda će dati zanemarljiv doprinos verovatnoci prelaza jer intenzitet multipolne komponente opada kao $(\omega R)^{2L}$.

Međutim, zbog uticaja nuklearne strukture magnetni dipolni prelaz M1 je zabranjen između kolektivnih stanja jezgra, što znači da intenzitet ovog prelaza postaje uporediv sa intenzitetom dozvoljenog električnog kvadrupolnog prelaza E2.

U slučaju kada dve multipolne komponente (E2 i M1) daju značajniji doprinos, uvodi se parametar multipolne smeše δ [6]

$$\delta^2(E2/M1, I_i \rightarrow I_f) = \frac{\text{broj E2 prelaza/sec.}}{\text{broj M1 prelaza/sec.}} \quad (2.2.1.)$$

Ukoliko se koriste emisioni matrični elementi u obe komponente (Krane-Steffen-ova definicija) znak multipolne smeše je jednoznačno određen [9]

$$\delta = 0.835 E_\gamma (\text{MeV}) \frac{\langle I_f \|\hat{Q}(E2)\| I_i \rangle}{\langle I_f \|\hat{Q}(M1)\| I_i \rangle} \frac{[e \times b]}{\text{nuklearnih magnetona}} \quad (2.2.2.)$$

Ponekad kada selekciona pravila dozvoljavaju E2 prelazi često dominiraju nad M1 komponentom. Eksperimentalno određivanje mešavine E2/M1 zračenja kod nuklearnih prelaza, posebno kod parno-parnih jezgara, daje više značajnih testova za nuklearne modele.

Dominantnost E2 komponente je objasnjena pomoću kolektivnog modela proučenog od Bohr-a, Mottelson-a i drugih [5]. E2 prelaz je pojačan pošto je kolektivni E2 operator proporcionalan naboju celog jezgra, umesto naboju pojedinih protona.

M_1 prelaz je zabranjen u najjednostavnijem kolektivnom modelu pošto je vodeći član kolektivnog M_1 operatora proporcionalan totalnom angularnom momentu jezgra.

Grechukin [5] je u svojim istraživanjima koristio odnos $E2/M_1$ kao kriterijum provere kolektivnih efekata u strukturi nuklearnih stanja. Među najvažnijim prvim proverama kolektivnih modela za deformisana jezgra spadaju ona, koja pokazuju da je M_1 komponenta u mešanim prelazima sa $2^+(K=2)$ γ vibracioni stanja na $2^+(K=0)$ osnovno g stanje rotacione trake je vrlo mala, tj. zastupljena je manje od 5%. Stoga ti prelazi moraju biti $E2$ prelazi dok je stanje sa $K=2$ opisano sa kvadrupolnim vibracijama jezgra. Tokom daljih istraživanja Hamiltona i drugih merenje $E2/M_1$ smeša je povećano i kvantitativno i kvalitativno. Oni su otkrili da za sferna parno-parna jezgra prelazi $2^+ \rightarrow 2^+$ nisu čisti $E2$ prelazi kao što predviđa vibracioni model, jer se zastupljenost M_1 komponente povećava do 30% smeše.

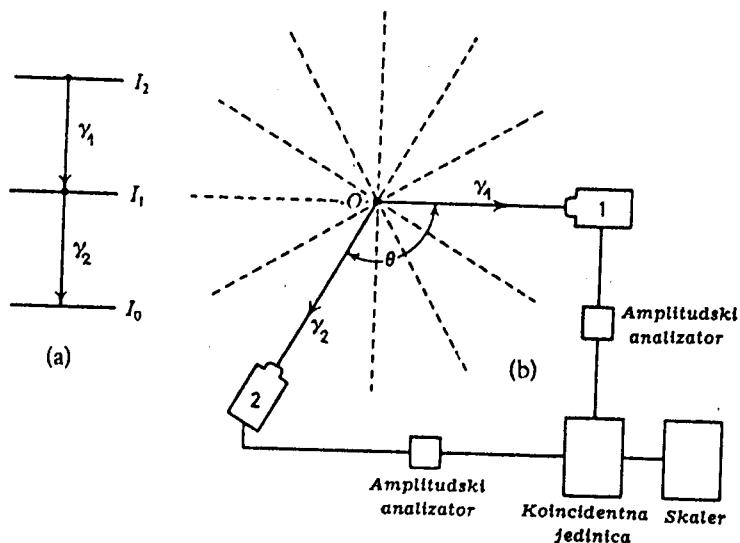
Rotacioni model proučeno od Davidova i Filipova [5] je dao približniji račun za jezgra sa $A \sim 180$ ($E2/M_1 \sim 20/1$). Dobri rezultati za δ se dobijaju proučavanjem oblasti Os- Pt jezgara.

Između mnogih varijacija kolektivnih modela koji su bili istraživani za poslednjih dvadeset godina najuspešniji je mikroskopski PPQ model Kumara i Baranger-a [5].

2.3. ODREDIVANJE δ NA OSNOVU UGAONE RASPODELE γ ZRAČENJA

Veci broj pobudenih jezgara se raspada emisijom kaskade od 2 ili većeg broja γ zraka. To se naročito dešava kada pobudeno stanje I_2 ima spin koji se razlikuje za nekoliko jedinica \hbar od spina osnovnog stanja I_0 . U takvim slučajevima je verovatniji redosled zračenja niske multipolnosti od više energetskog "direktnog" prelaza visoke multipolnosti.

U specijalnom slučaju zračenja γ_2 koje sledi iza γ_1 , merenje zračenja γ_1 pod određenim pravcem se odnosi na niz jezgara u stanjima I_1 sa anizotropnom raspodelom spina (slika 2.3.1.) [10].



slika 2.3.1.

Kako multipolni operatori prelaza $\hat{Q}_{L,m}^E$, $\hat{Q}_{L,m}^M$ zavise od sfernih harmonika proizilazi da verovatnoća emisije multipolnog zračenja nije izotropna. Međutim, za ansambl jezgara sa slučajno orijentisanim spinovima sva moguća m magnetna podstanja su jednakoverojatna te se dobija izotropna raspodela.

Posmatranje ugaone raspodele je moguće jedino pod anizotropnim uslovom, te moramo izabrati grupu jezgara gde m stanja nisu jednakopopunjena. Ovo je moguće na dva načina:

- Nuklearnom orijentacijom, gde je popunjenošć m stanja prouzrokovana jakim magnetnim poljem i niskom temperaturom.
- Direkcionim korelacijama, gde se koristi činjenica da foton koji se kreće u određenom pravcu može nositi samo jednu jedinicu ugaonog momenta u tom pravcu. (Idea je da je emisija kvanta definiše smer ili osu kvantiziranja, tako da se može meriti raspodela drugog zračenja u odnosu na tu osu, tj. pojedine uglovne raspodele se javljaju za svaki dozvoljeni multipol.)

Elektromagnetska interakcija između jezgra i fotona očuvava parnost te je stoga $W(\theta) = W(\theta + \pi)$, pa zbog toga multipolni razvoj sadrži sumu samo po parnim Legender-ovim polinomima. Korelaciona funkcija stoga ima oblik

$$W(\Theta) = \frac{d\Omega_1 d\Omega_2}{16\pi^2} \sum_{\lambda=\text{par}} B_\lambda(\gamma_1) A_\lambda(\gamma_2) P_\lambda(\cos\Theta)$$

Kada je u zračenju prisutna samo jedna multipolna komponenta koeficijenti A_λ i B_λ prelaze u F koeficijente, a kada imamo smešu dve multipolne komponente mogu se izraziti na osnovu F koeficijenta i multipolne smeše δ [11]

$$A_\lambda(\gamma) = \frac{F_\lambda(LLI_1 I_0) + 2\delta F_\lambda(LL'I_1 I_0) + \delta^2 F_\lambda(L'L'I_1 I_0)}{1 + \delta^2} \quad (2.3.1.)$$

$$B_\lambda(\gamma) = \frac{F_\lambda(LLI_1 I_0) + (-1)^{L+L'} 2\delta F_\lambda(LLI_1 I_0) + \delta^2 F_\lambda(L'L'I_1 I_0)}{1 + \delta^2} \quad (2.3.1.)$$

Pošto foton može nositi samo jednu jedinicu ugaonog momenta u pravcu kretanja γ zračenje emitovano u pravcu z ose dovodi do nejednake popunjenoštvi magnetnih podstanja odgovarajućeg nuklearnog nivoa.

Ovaj prelaz iz neorientisanog u orijentisano stanje predstavljen je koeficijentom $B_\lambda(\gamma_1)$. Zračenje γ_2 emitovano u kaskadi sa γ_1 se emituje pri prelazu iz orijentisanog u neorientisani ansambl i prikazano je koeficijentom $A_\lambda(\gamma_2)$.

Rang tenzora λ je ograničen $\lambda \leq \min\{2L_{\max}, 2I_{\min}\}$

L_{\max} - komponenta najveće multipolnosti u prelazu

I_{\min} - najniži spin orijentisanih stanja.

Pošto su najznačajnije komponente dipolna i kvadrupolna iz ovog uslova sledi da su u funkciji ugaone raspodele značajni samo članovi reda ne višeg od četvrtog.

$$\begin{aligned} W(\Theta) &= 1 + B_2(\gamma_1) A_2(\gamma_2) P_2(\cos\Theta) + B_4(\gamma_1) A_2(\gamma_2) P_4(\cos\Theta) = \\ &= 1 + a_2 P_2(\cos\Theta) + a_4 P_4(\cos\Theta) \end{aligned} \quad (2.3.3.)$$

Uobičajeno je da je drugi član kaskade poznat, tj. da je čista E2 komponenta, pa je npr. $A_\lambda(\gamma_2)$ poznato da te je $B_\lambda(\gamma_1)$ parametar koji treba odrediti. Ako se definiše veličina $Q = \frac{\delta^2}{1+\delta^2}$ kao parametar koji govori o prisustvu L+1 multipolne komponente u prelazu, vidi se da koeficijenti A_λ i B_λ određuju dve vrednosti $|\delta|$. Ako je u kaskadi prisutan neki nedetektovan prelaz koeficijenti u razvoju funkcije $W(\Theta)$ se moraju korigovati koeficijentom deorientacije U_λ . Posto je formula za $W(\Theta)$ definisana za tačasti izvor, za realnu situaciju konačnih dimenzija izvora i detektora, funkcija $W(\Theta)$ se koriguje odgovarajućim faktorom Q_λ [8].

Korigovana funkcija $W(\Theta)$ bi glasila

$$W(\Theta) = 1 + a_2 Q_2(\gamma_1) Q_2(\gamma_2) U_2(\gamma_1) P_2(\cos\Theta) + a_4 Q_4(\gamma_1) Q_4(\gamma_2) U_4(\gamma_1) P_4(\cos\Theta)$$

$$a_2 = B_2(\gamma_1) A_2(\gamma_2) \quad a_4 = B_4(\gamma_1) A_4(\gamma_2) \quad (2.3.4.)$$

2.3.1. Metode za određivanje δ na osnovu poznate funkcije $W(\Theta)$

A. Metod Arns-a i Wiedenbeck-a

Kod ove metode grafik teorijskog A_2 i B_2 parametra u funkciji Q je elipsa, dok je A_4 i B_4 u funkciji Q prava linija. Ako se eksperimentalni rezultati predstave grafički dobije se samo jedna vrednost za Q tj. za $|\delta|$ [12]

B. Metod Coleman-a

Za prelaze mešane multipolnosti grafički predstavljena zavisnost teorijskih parametara A_4 i B_4 od A_2 tj. B_2 je elipsa. Svaka tačka na toj elipsi odgovara jednoj vrednosti multipolne smeše δ [13].

C. χ^2 fit korelace funkcije

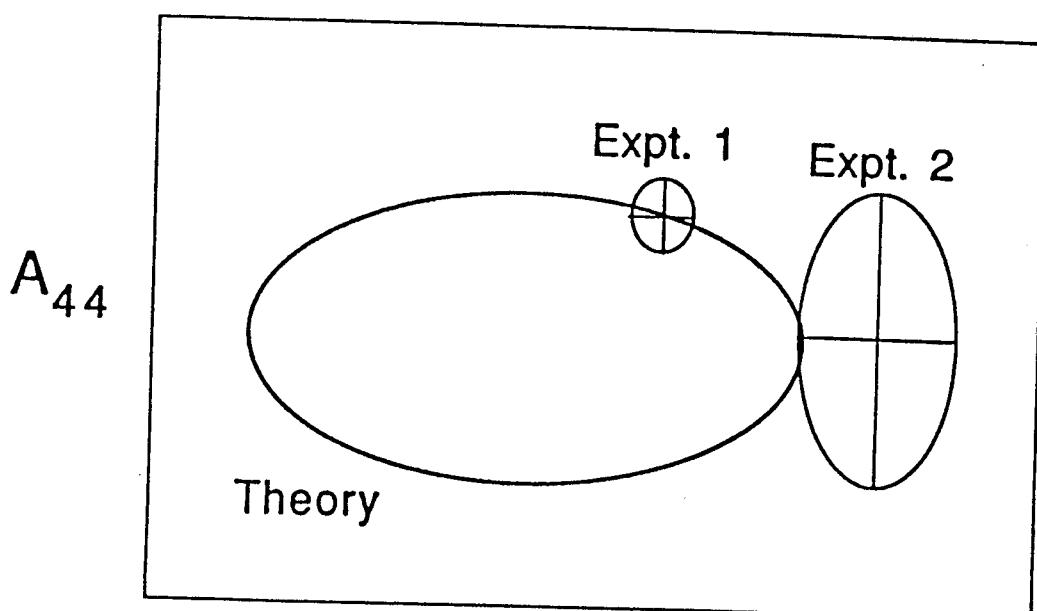
Ovaj metod koji je korišćen u radu podrazumeva izračunavanje vrednosti χ^2/ν za dati skup teorijskih parametara koji su u ovom slučaju I_0, I_1 i δ [14].

$$\chi^2/\nu = \frac{1}{\nu} \sum_1^2 \frac{[Y_i - W(\Theta_i)]}{E_i^2} \quad (2.3.5.)$$

Y_i , E_i i $W(\Theta_i)$ su eksperimentalni rezultati, a ν je broj stepeni slobode. Pošto funkcija $W(\Theta)$ ne zavisi linearno od I_0 i δ , nije moguće dobiti vrednosti u jednostavnoj analitičkoj formi. Stoga se računaju χ^2/ν za odredene vrednosti I_0 i određenim koracima δ . Na ovaj način se dobija niz krivih čiji svaki minimum predstavlja moguće rešenje za δ sa odgovarajućim greškama koja odgovaraju vrednostima $(\chi^2/\nu)+1$, što je ekvivalentno jednoj standardnoj devijaciji. Nivo pouzdanosti je integral χ^2 raspodele od χ_{\min}^2 do ∞ .

Prednosti i mane ovih metoda

Kod metoda A i B postoji opasnost da se od jednog statistički lošeg eksperimenta uzimaju rezultati sa relativno malom greškom. Pogledajmo sliku (2.3.2.)



A_{22}

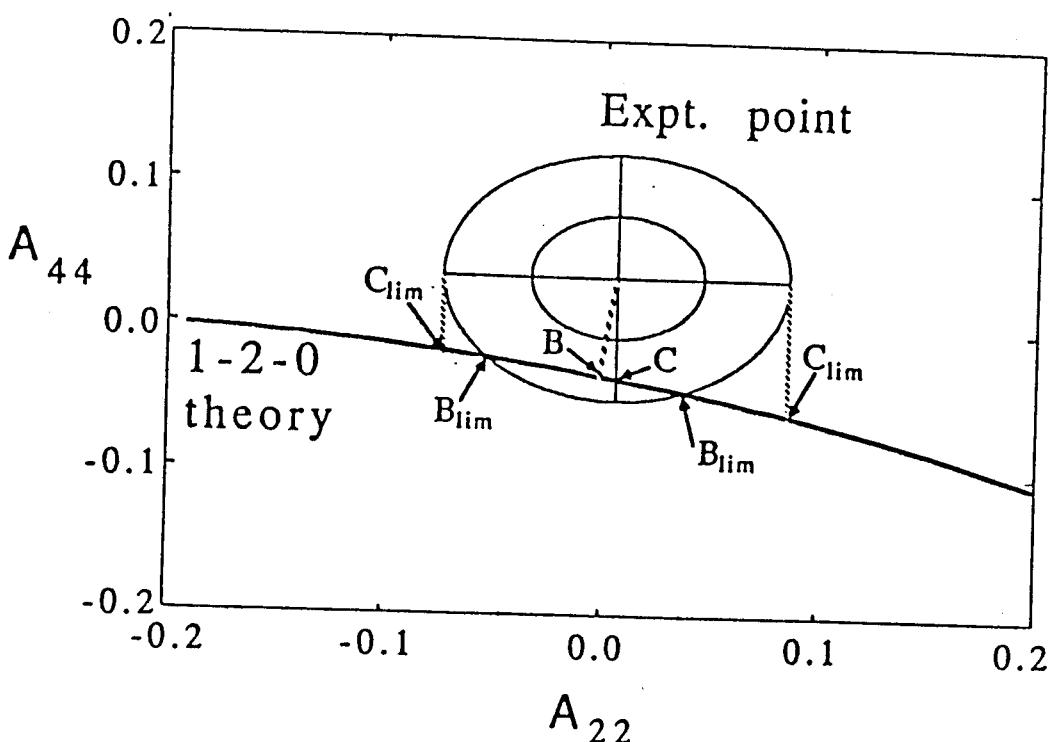
slika 2.3.2.

Na njoj vidimo teorijsku elipsu koja odreduje δ i dve manje elipse dobijene iz eksperimentalnih podataka 1 i 2.

Eksperimentalni podaci 1 imaju bolju statistiku, ali je interval preseka sa elipsom koja odreduje δ (a to znači i interval greške) znatno veći nego interval preseka koji se dobija iz eksperimentalnih podataka 2, koji su sa centralnom vrednošću relativno daleko od same elipse koja odreduje δ i sa relativno velikom greškom.

Naime, i pored lošije statistike eksperimentalnih podataka 2, ako ovako posmatramo zaključujemo da je presek elipse 2, sa elipsom koja odreduje δ , mali, odnosno da je interval greške manji nego u slučaju elipse 1, čime činimo pomenutu grešku.

Ovakve nelogičnosti su otklonjene korišćenjem metoda C, odnosno teorijom min. χ^2 . Ovaj metod daje realan interval greske. Pogledajmo sliku (2.3.3.)



slika 2.3.3.

Vidimo da se kod metode C interval greške dobija na osnovu normale sa krajeva velike poluose elipse dobijene iz eksperimentalnih podataka, na elipsu koja odreduje δ . Ovaj interval je veći ali i

realniji nego interval koji se dobija korišćenjem metode B, koja za granice intervala uzima tačke preseka elipse dobijene iz eksperimentalnih podataka i elipse koja odreduje δ , čime je interval greške manji ali i diskutabilniji.

P O G L A V L J E 3

3.1. ANALIZA EKPERIMENTALNIH REZULTATA

Svi navedeni podaci ukazuju da su jezgra u oblasti oko Os i Pt vrlo povoljna za analizu ispravnosti pretpostavke odgovarajućih modela nuklearne strukture. Jezgra Os imaju 76 protona i odgovarajući broj neutrona. U ovoj oblasti dolazi do promene znaka kvadrupolnog momenta, što znači da jezgra menjaju svoj oblik od oblate - za teža jezgra Pt, do prolate - počevši od ^{192}Os (slika 3.1.1.).

Iz prikazanih vrednosti možemo videti da u oblasti ^{190}Os dolazi do promene.

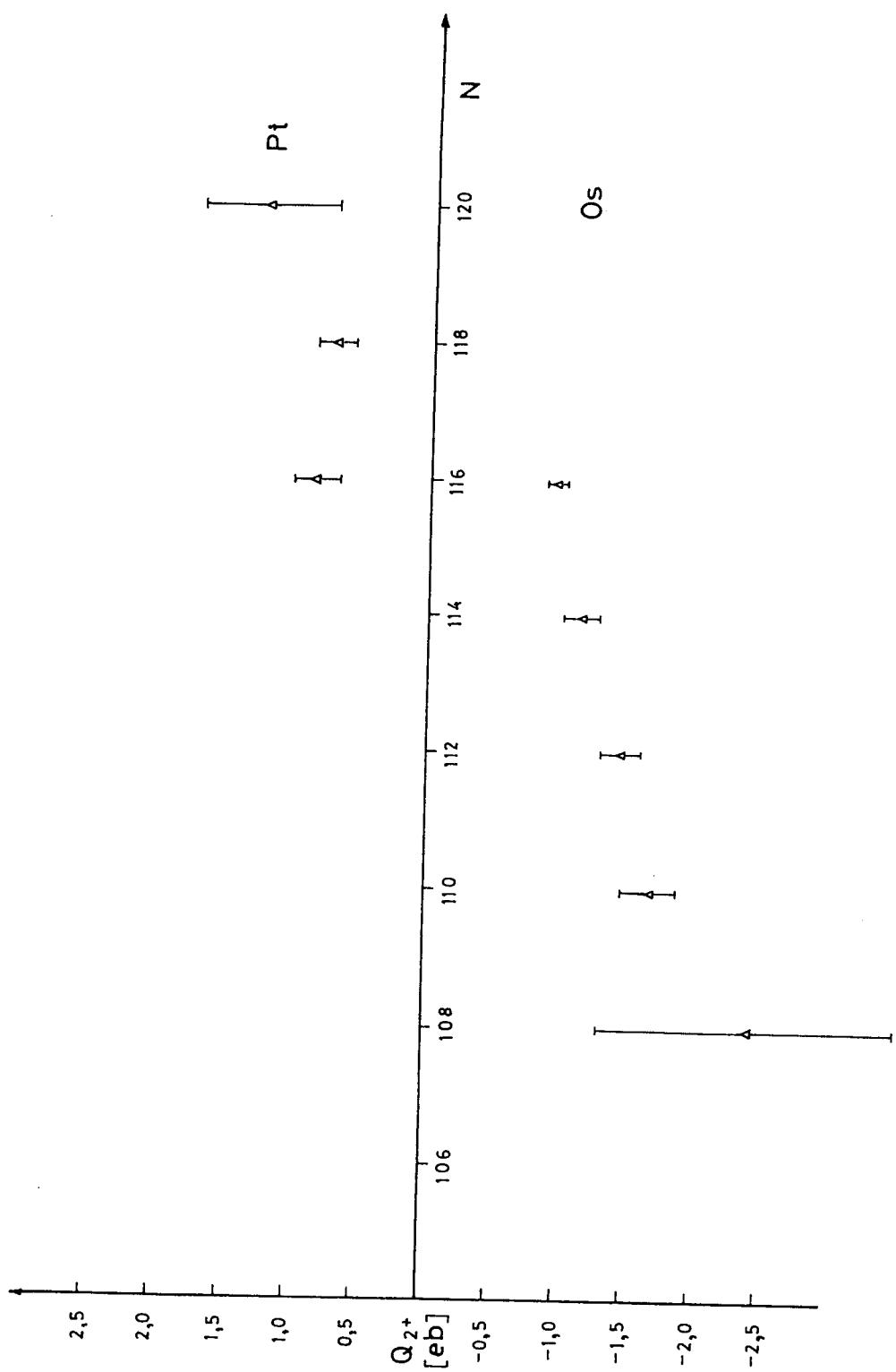
Na osnovu eksperimentalnih intenziteta γ prelaza određivani su faktori grananja $B(E2, I_1 \rightarrow I_2)/B(E2, I_1 \rightarrow I_3)$, kao jedan od najznačajnijih parametara koji govori o tipu spektara jezgra (rotacioni, vibracioni ili neki prelazni), kao i o značaju kolektivnog kretanja nukleona. Ove faktore grananja (odnose matričnih elemenata) ćemo računati samo za prelaze koji polaze sa istog nivoa tj. važno je da su početna stanja ista (slika 3.1.2.).

Za prelaze čiste E2 multipolnosti faktor grananja računamo po formuli (3.1.1.b) dobijene na osnovu izraza za totalnu verovatnoću

$$T(E2) = 1.22 \times 10^9 \quad E_\gamma^5 B(E2) \quad (3.1.1.a)$$

$$\frac{B(E2, E_{\gamma_1})}{B(E2, E_{\gamma_2})} = \left(\frac{E_{\gamma_2}}{E_{\gamma_1}} \right)^5 \quad \frac{I_\gamma(E_{\gamma_1})}{I_\gamma(E_{\gamma_2})} \quad (3.1.1.b)$$

Ako je prelaz mešan (prisutne su i druge komponente osim komponente

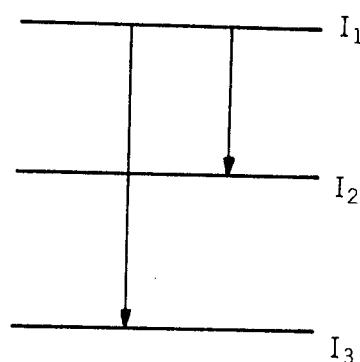


slika 3.1.1.

E2 npr. M1), onda intenzitet $I_{\gamma}^{(E2)}$ računamo po formuli (3.1.2.)

$$I_{\gamma}^{(E2)} = \frac{\delta^2}{\delta^2 + 1} I_{\gamma} \quad (3.1.2.)$$

Za računanje faktora grananja u ovom radu je korišćena "Shema

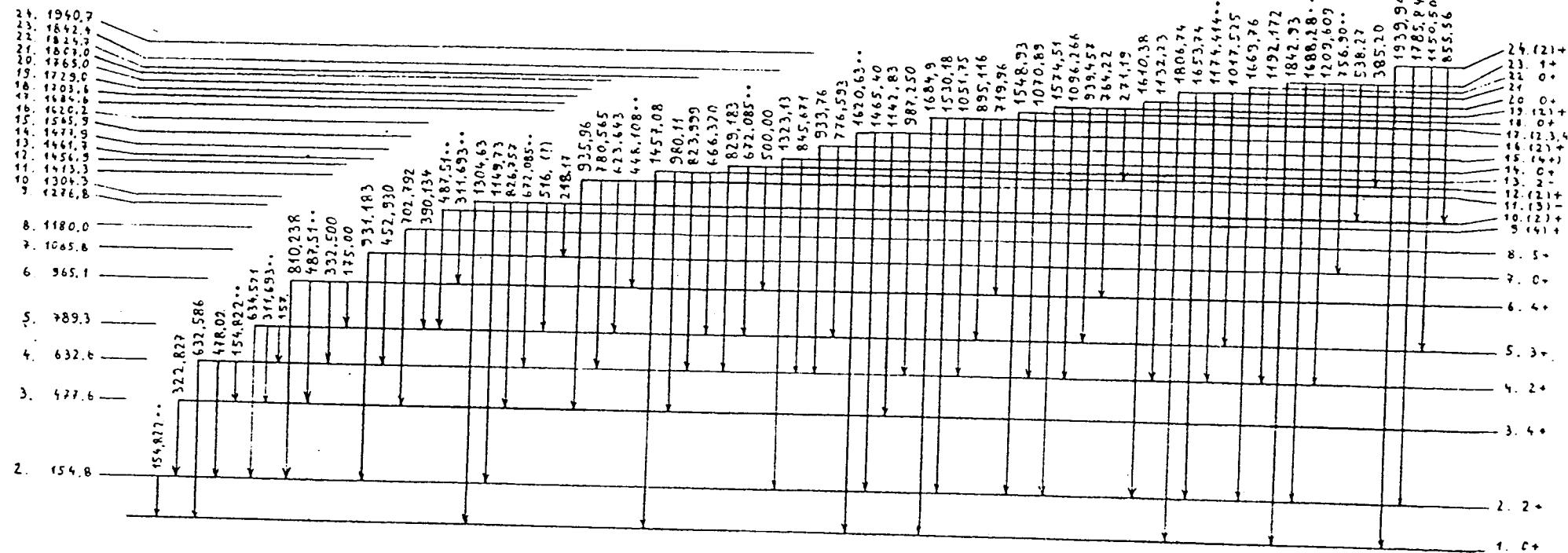


slika 3.1.2.

raspada pobudenih stanja ^{188}Os naseljenih zahvatom termalnih neutrona" (slika 3.1.3.) [15].

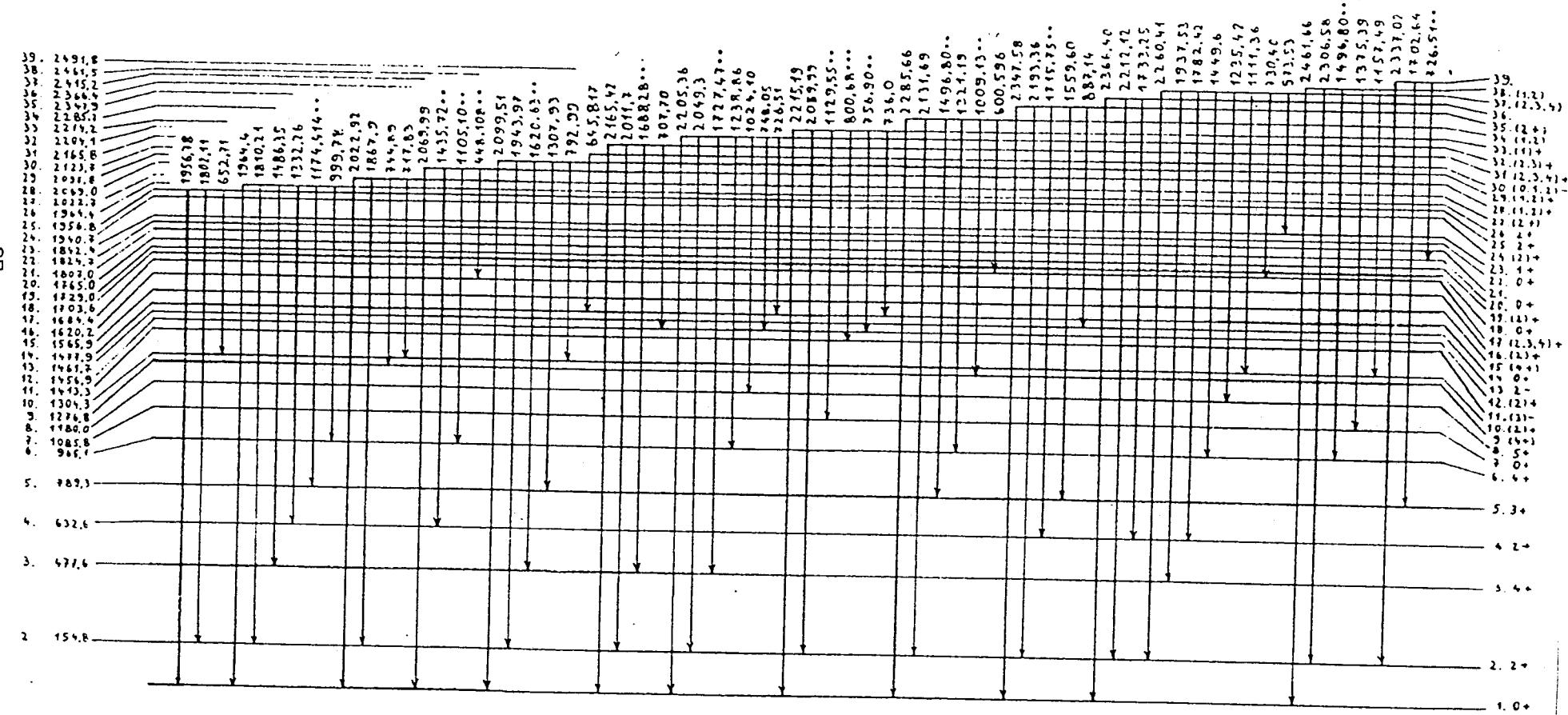
Šema raspada pobuđenih stanja ^{188}Os naseljenih zahvatom termalnih neutrona (1. deo)

34



slika 3.1.3.

Šema raspada pobuđenih stanja ^{188}Os naseljenih zahvatom termalnih neutrona (2. deo)



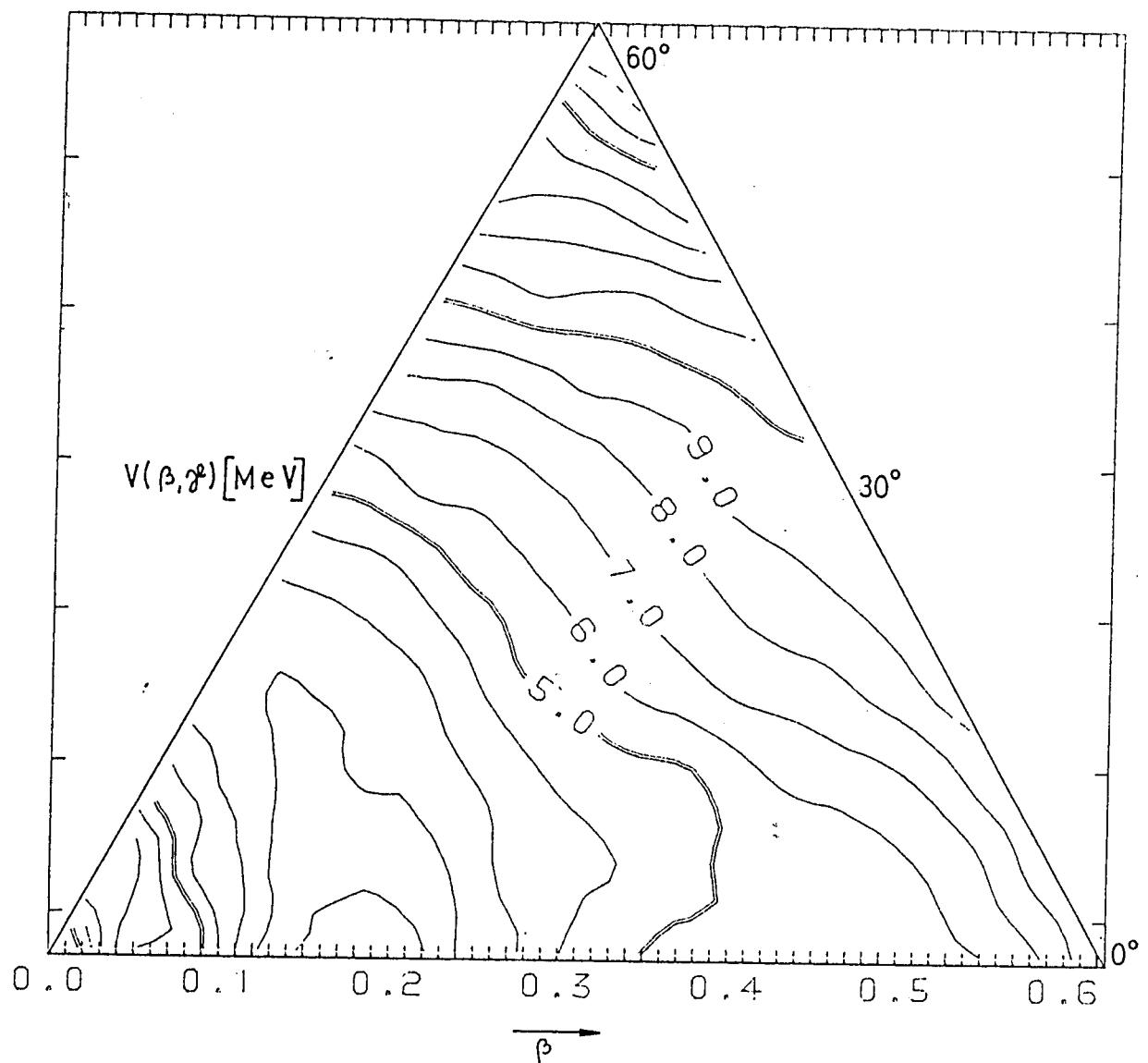
slika 3.1.3. (nastavak)

Rezultati izračunatih faktora grananja korišćenjem eksperimentalnih podataka:

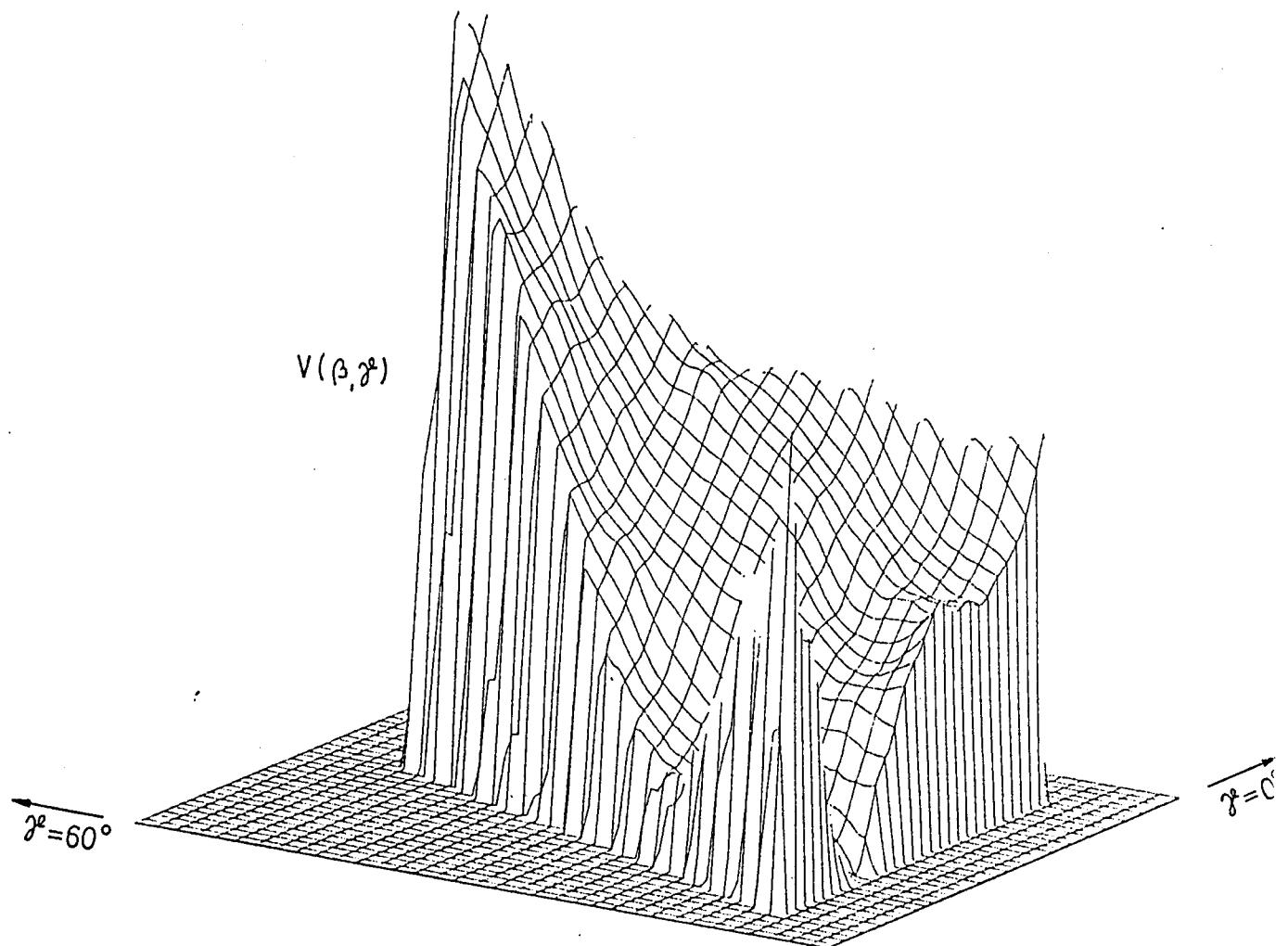
rb.	faktor grananja	rb.	faktor grananja
1	$\frac{B(E2, 2^{+''} \rightarrow 0^{+})}{B(E2, 2^{+''} \rightarrow 2^{+})} = 0.356$	15	$\frac{B(E2, 2^{+''''} \rightarrow 0^{+})}{B(E2, 2^{+''''} \rightarrow 3^{+''})} = 0.163$
2	$\frac{B(E2, 3^{+''} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, 3^{+''} \rightarrow 4^{+})} = 0.0245$	16	$\frac{B(E2, 0^{+''} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, 0^{+''} \rightarrow 2^{+''})} = 0.226$
3	$\frac{B(E2, 4^{+''} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, 4^{+''} \rightarrow 4^{+})} = 0.0793$	17	$\frac{B(E2, 4^{+''''} \rightarrow 2^{+''})}{B(E2, 4^{+''''} \rightarrow 3^{+''})} = 0.715$
4	$\frac{B(E2, 4^{+''} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, 4^{+''} \rightarrow 2^{+''})} = 0.0275$	18	$\frac{B(E2, 2^{+IV} \rightarrow 0^{+})}{B(E2, 2^{+IV} \rightarrow 2^{+})} = 0.0887$
5	$\frac{B(E2, 4^{+''} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, 4^{+''} \rightarrow 3^{+''})} = 0.00206$	19	$\frac{B(E2, 2^{+IV} \rightarrow 0^{+})}{B(E2, 2^{+IV} \rightarrow 4^{+})} = 0.0703$
6	$\frac{B(E2, 0^{+''} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, 0^{+''} \rightarrow 2^{+''})} = 0.167$	20	$\frac{B(E2, 2^{+IV} \rightarrow 0^{+})}{B(E2, 2^{+IV} \rightarrow 2^{+''})} = 0.0145$
7	$\frac{B(E2, 5^{+''} \rightarrow 4^{+})}{B(E2, 5^{+''} \rightarrow 3^{+''})} = 0.0528$	21	$\frac{B(E2, 0^{+''''} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, 0^{+''''} \rightarrow 2^{+''})} = 0.215$
8	$\frac{B(E2, 4^{+''} \rightarrow 3^{+''})}{B(E2, 4^{+''} \rightarrow 4^{+''})} = 0.269$	22	$\frac{B(E2, (2)^{+V} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, (2)^{+V} \rightarrow 2^{+''})} = 0.208$
9	$\frac{B(E2, 2^{+''} \rightarrow 0^{+})}{B(E2, 2^{+''} \rightarrow 2^{+})} = 0.126$	23	$\frac{B(E2, (2)^{+V} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, (2)^{+V} \rightarrow 3^{+''})} = 0.237$
10	$\frac{B(E2, 2^{+''} \rightarrow 0^{+})}{B(E2, 2^{+''} \rightarrow 4^{+})} = 0.0524$	24	$\frac{B(E2, (2)^{+V} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, (2)^{+V} \rightarrow 4^{+''})} = 0.502$
11	$\frac{B(E2, 2^{+''} \rightarrow 0^{+})}{B(E2, 2^{+''} \rightarrow 2^{+})} = 0.0233$	25	$\frac{B(E2, (2)^{+V} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, (2)^{+V} \rightarrow 2^{+'''})} = 0.00263$
12	$\frac{B(E2, 2^{+''} \rightarrow 0^{+})}{B(E2, 2^{+''} \rightarrow 0^{+})} = 0.00205$	26	$\frac{B(E2, 0^{+IV} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, 0^{+IV} \rightarrow 2^{+''})} = 0.211$
13	$\frac{B(E2, 2^{+''''} \rightarrow 0^{+})}{B(E2, 2^{+''''} \rightarrow 4^{+})} = 0.815$	27	$\frac{B(E2, 0^{+V} \rightarrow 2^{+''})}{B(E2, 0^{+V} \rightarrow 2^{+})} = 0.0609$
14	$\frac{B(E2, 2^{+''''} \rightarrow 0^{+})}{B(E2, 2^{+''''} \rightarrow 2^{+''})} = 0.0578$	28	$\frac{B(E2, (2)^{VI} \rightarrow 0^{+})}{B(E2, (2)^{VI} \rightarrow 2^{+})} = 0.490$

rb.	faktor grananja	rb.	faktor grananja
29	$\frac{B(E2, (2)^{+VI} \rightarrow 0^+)}{B(E2, (2)^{+VI} \rightarrow 3^+)} = 0.0648$	35	$\frac{B(E2, 2^{+VIII} \rightarrow 0^+)}{B(E2, 2^{+VIII} \rightarrow 2^+)} = 0.0242$
30	$\frac{B(E2, (2)^{+VI} \rightarrow 0^+)}{B(E2, (2)^{+VI} \rightarrow (2)^{+''})} = 0.0861$	36	$\frac{B(E2, 2^{+VIII} \rightarrow 0^+)}{B(E2, 2^{+VIII} \rightarrow 3^+)} = 0.0171$
31	$\frac{B(E2, 2^{+VII} \rightarrow 0^+)}{B(E2, 2^{+VII} \rightarrow 2^+)} = 0.232$	37	$\frac{B(E2, 2^{+VIII} \rightarrow 0^+)}{B(E2, 2^{+VIII} \rightarrow 4^+)} = 0.0461$
32	$\frac{B(E2, 2^{+VII} \rightarrow 0^+)}{B(E2, 2^{+VII} \rightarrow 2^{+''})} = 0.114$	38	$\frac{B(E2, 2^{+IX} \rightarrow 0^+)}{B(E2, 2^{+IX} \rightarrow 2^+)} = 2.265$
33	$\frac{B(E2, 2^{+VIII} \rightarrow 0^+)}{B(E2, 2^{+VIII} \rightarrow 2^+)} = 0.371$	39	$\frac{B(E2, 2^{+IX} \rightarrow 0^+)}{B(E2, 2^{+IX} \rightarrow 4^{+''})} = 0.0863$
34	$\frac{B(E2, 2^{+VIII} \rightarrow 0^+)}{B(E2, 2^{+VIII} \rightarrow 4^+)} = 0.787$	40	$\frac{B(E2, 2^{+IX} \rightarrow 0^+)}{B(E2, 2^{+IX} \rightarrow 2^{+''})} = 0.160$

Za dato jezgro teorijska analiza nuklearne strukture je izvršena na osnovu DDM na osnovu kojeg su dobijene vrednosti funkcije potencijalne energije, $B(E2)$, parametri smeše, magnetni momenti i kvadrupolni momenti. Proračuni za funkciju potencijalne energije za jezgro ^{188}Os su prikazani u $\beta - \gamma$ prostoru (slike 3.1.4. i 3.1.5.) Na slici (3.1.6.) je prikazana funkcija potencijalne energije za različite vrednosti parametra β , pri $\gamma=0$ ($\beta > 0$) i pri $\gamma=60$ ($\beta < 0$) Grafik pokazuje minimum u oblasti $\gamma \sim 0$ i $\beta=0.19$, što sugerise značajan stepen deformacije jezgra i rotacioni tip spektra.



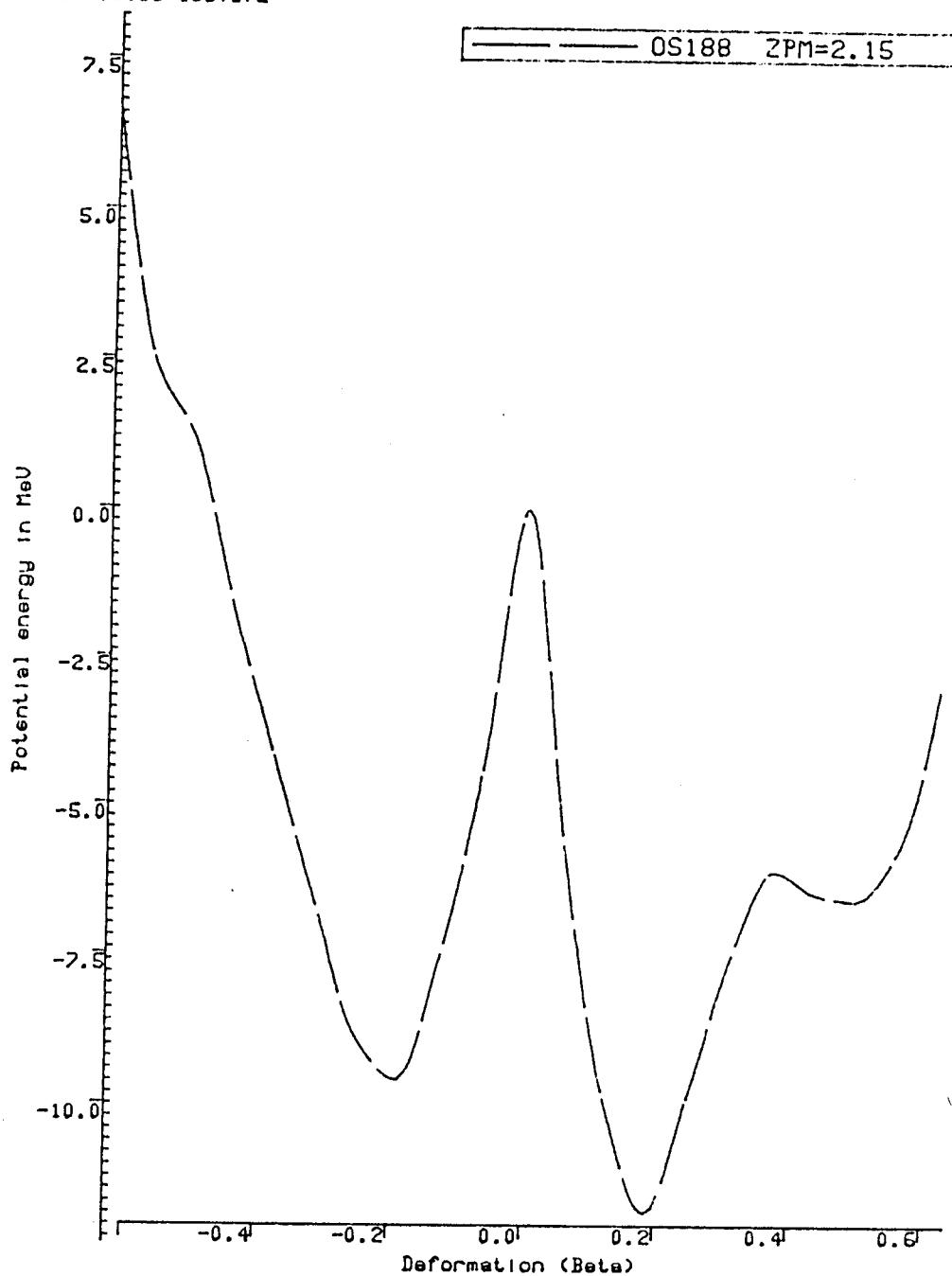
slika 3.1.4.



slika 3.1.5.

POTENTIAL ENERGY vs BETA
FOR OS188 ISOTOPE

OS188 ZPM=2.15



OBLATE

PROLATE

slika 3.1.6.

-Model daje i neke vrednosti magnetnog momenta i kvadrupolnog momenta

	teorijski	eksperimentalni
$\mu(2^+)$	0.61	0.58 ± 0.02
$Q(2^+)$	-1.37	$-1.46 \pm 0.15^*$

* Srednja vrednost dosadašnjih eksperimentalnih rezultata

Na osnovu datog modela su uporedeni teorijski faktori grananja sa eksperimentalnim što je prikazano u sledećoj tabeli:

rb.	faktori grananja	eksperimentalno	teorijski
1	$B(E2, 2^{+'} \rightarrow 0^+)$ $B(E2, 2^{+'} \rightarrow 2^+)$	0.356 ± 0.021	0.25568
2	$B(E2, 3^{+'} \rightarrow 2^+)$ $B(E2, 3^{+'} \rightarrow 4^+)$	0.0245 ± 0.012 $- 0.12$	0.63583
3	$B(E2, 4^{+'} \rightarrow 2^+)$ $B(E2, 4^{+'} \rightarrow 4^+)$	0.0793 ± 2.2	0.002804
4	$B(E2, 0^{+'} \rightarrow 2^+)$ $B(E2, 0^{+'} \rightarrow 2^{+''})$	0.167 ± 0.0039	0.322050
5	$B(E2, 2^{+''} \rightarrow 0^+)$ $B(E2, 2^{+''} \rightarrow 2^+)$	0.126 ± 0.198	3.5
6	$B(E2, 2^{+'''} \rightarrow 0^+)$ $B(E2, 2^{+'''} \rightarrow 4^+)$	0.815 ± 0.023	0.17983
7	$B(E2, 2^{+'''} \rightarrow 0^+)$ $B(E2, 2^{+'''} \rightarrow 2^{+''})$	0.0578 ± 0.0017	0.16097
8	$B(E2, 2^{+'''} \rightarrow 0^+)$ $B(E2, 2^{+'''} \rightarrow 3^{+''})$	0.163 ± 0.0050	5.62899
9	$B(E2, 5^{+'} \rightarrow 4^+)$ $B(E2, 5^{+'} \rightarrow 3^{+''})$	0.0528 ± 0.0017	0.041524
10	$B(E2, 4^{+''} \rightarrow 3^{+''})$ $B(E2, 4^{+''} \rightarrow 4^{+''})$	0.269 ± 0.016	1.14310

Na osnovu dobijenih eksperimentalnih rezultata i teorijskih vrednosti za kvantni broj K pojedinih kvantnih stanja pokušano je da se utvrdi struktura traka, tj. da se za nekoliko niskoležecih pobudjenih stanja utvrdi pripadnost odgovarajućim trakama.

Shematski je ovo predstavljeno na slici 3.1.7..

Koristeci ovu klasifikaciju možemo prokomentarisati relativno neslaganje teorijskih i eksperimentalnih faktora grananja priloženih u prethodnoj tabeli, pridržavajući se selekcionog pravila za kvantni broj K (str. 13).

Posmatrajmo faktor grananja pod rednim brojem 1, tj. odnos $\frac{B(E2, 2^{+} \rightarrow 0^{+})}{B(E2, 2^{+} \rightarrow 2^{+})}$. Vidimo da je teorijska vrednost manja od eksperimentalne, tj. mogli bismo reći da je potcenjena. Matematički gledano to bi značilo da teorijski brojilac u datom izrazu treba da bude malo veći ili imenilac nešto manji. U prvom slučaju bi to značilo da u 2^{+} stanju komponenta K=2 treba da bude malo veća. U drugom slučaju (posmatramo prelaz $2^{+} \rightarrow 2^{+}$) komponenta K=2 u 2^{+} stanju treba da bude zastupljena sa manje od 90% ili u stanju 2^{+} da bude zastupljena više od 0%.

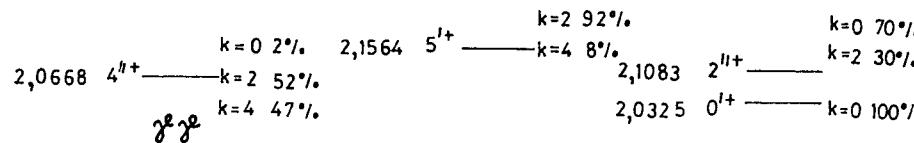
Velika teorijska vrednost faktora grananja pod rednim brojem 2 $\frac{B(E2, 3^{+} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, 3^{+} \rightarrow 4^{+})}$ ukazuje da teorija "precenjuje" brojilac i "potcenjuje" imenilac. Kako su u kolektivnom modelu favorizovani E2 prelazi između stanja sa $\Delta K=2$ to znači da je ΔK između stanja 3^{+} i 2^{+} manji nego što to teorija predviđa, tj. da ta stanja nisu čiste K=2 (3^{+}), odnosno K=0 (2^{+}) komponente, već da postoji mešanje koje teorija ne predviđa (mešanje u smislu zastupljenosti obe komponente).

Na osnovu slične analize sledi da za stanja 4^{+} komponenta K=2 treba da bude manja, odnosno K=0 veća.

Granje pod rednim brojem 3: $\frac{B(E2, 4^{+} \rightarrow 2^{+})}{B(E2, 4^{+} \rightarrow 4^{+})}$

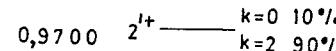
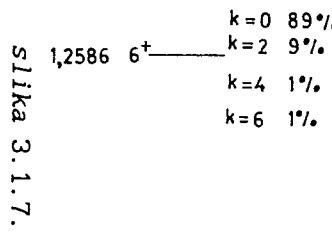
Pošto je teorijska vrednost manja od eksperimentalne mogli bismo to protumačiti kao "potcenjen" brojilac i "precenjen" imenilac. Ako je za stanje 2^{+} komponenta K=0 zastupljena 100%, onda komponenta K=4 u 4^{+} stanju treba da bude manja. Međutim, to bi moglo da znači i sledeće - da za isti procentualni odnos K komponenti u 4^{+} stanju treba da postoji određena vrednost K=2 komponente u 2^{+} stanju. Za prelaz $4^{+} \rightarrow 4^{+}$ odnos je precenjen, što bi značilo da imamo veći udio od 5% K=2 komponente u 4^{+} stanju.

TEORIJSKI



$\gamma\gamma$

β



$\gamma\gamma$

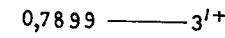
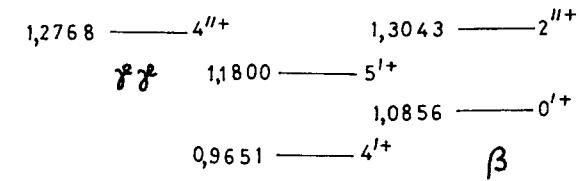


E (keV)

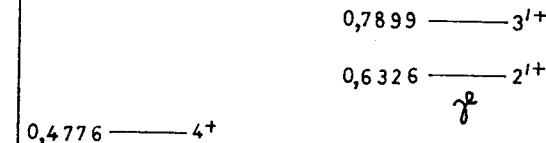


g

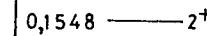
EKSPERIMENTALNO



β



γ



g

Iz preseka ovih analiza možemo izvesti sledeće zaključke:

- Stanje 2^+ u sebi mora sadržati i odredenu primesu $K=2$ komponente.
- Stanje 3^+ treba da ima i komponente $K > 2$ npr. $K=4$
- Komponenta $K=4$ je precenjena u stanju 4^+ .

Iz ovih zaključaka možemo reći da su vrednosti K relativno dobro odredene, ali kao što prvi zaključak ukazuje (da prvo pobudeno stanje 2^+ treba da sadrži određeno $K=2$ komponentu) imamo malo značajnije mešanje g i γ trake tj. eksperiment ukazuje na malo "mekšu" strukturu, dok teorija favorizuje jak rotacioni karakter.

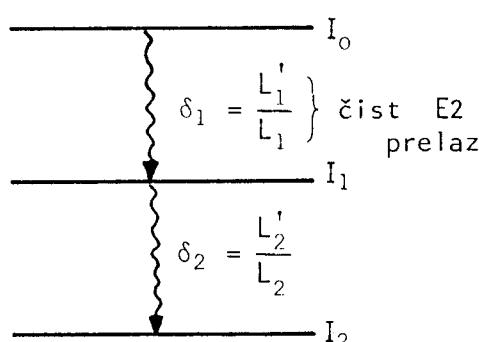
Za nekoliko prelaza na osnovu funkcije $W(\Theta)$ određeni su parametri multipolne smeše δ . Analiza je izvršena metodama B i C radi poređenja, a rezultati su dati u tabeli zajedno sa teorijskim vrednostima na osnovu modela DDM.

$$W(\Theta) = 1 + a_2 Q_2(\gamma_1) Q_2(\gamma_2) U_2 G_2 P_2(\cos\Theta) + a_4 Q_4(\gamma_1) a_4(\gamma_2) U_4 G_4 P_4(\cos\Theta)$$

$$a_K = B_K(\gamma_1) \Delta K(\gamma_2)$$

$$Q_K(\gamma_1) = \frac{J_K(\gamma_1)}{J_K(\gamma_2)}$$

$$Q_K(\gamma_2) = \frac{J_K(\gamma_2)}{J_K(\gamma_1)}$$



Direkciona distribucija koeficijenata čiste multipolnosti

$$B_K = F_K(L_1, L_1, I_0, I_1)$$

$$A_K = F_K(L_2, L_2, I_2, I_1)$$

slika 3.1.8.

Za naš konkretni slučaj koristimo prelaz $2^+ \rightarrow 0^+$ koji je čist E2 prelaz.

$$\begin{aligned} F_2(2, 2, 4, 2) &= -0.1707 \\ F_4(2, 2, 4, 2) &= -0.0085 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_0(2, 2, 0, 2) &= -0.5976 \\ F_4(2, 2, 0, 2) &= -1.069 \end{aligned}$$

$$F_0 = 1 \quad A_0 = 1$$

$$a_2 = 0.1020$$

$$a_4 = 0.0091$$

$$\begin{aligned} a_2 &= A_2 B_2 \\ a_4 &= A_4 B_4 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_2(I_1 \rightarrow I_2) \\ a_4(I_0 \rightarrow I_1) \end{aligned}$$

Određujemo koeficijente B (koristimo metodu za čiste multipolnosti:
 $\delta=0$ i $A=F$.

$$A_2 = F_2, \quad A_4 = F_4$$

a) za 1150 keV: $a_2 = -0.0848 \pm 0.0915$
 $a_4 = 0.3119 \pm 0.1477$

1) $\frac{a_2}{A_2} = B_2 = 0.1419 \pm 0.1531$ $A_2 = F_2 = -0.5976$
 $[0.295; -0.0112]$ $A_4 = F_4 = -1.069$

2) $\frac{a_4}{A_4} = B_4 = -0.2918 \pm 0.1382$
 $[-0.1536; -0.43]$

iz 1) (tj. iz B_2) δ se kreće od 6.7 i raste sve do $+\infty$ i od $-\infty$ do $\delta=-9.1$

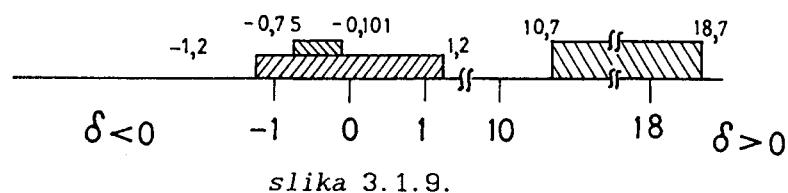
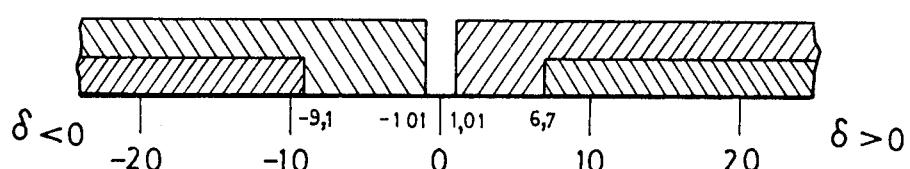
iz 2) (tj. iz B_4) δ se kreće od 1.01 do $+\infty$ i od -1.01 do $-\infty$.

Relacija $Q = \frac{\delta^2}{\delta^2 + 1}$ govori o procentualnoj zastupljenosti E2 komponente.

Iz relacija vidimo da ako δ raste, veličina B opada.

Komentar rezultata a)

Presek ova dva intervala (slika 3.1.9.) je prvi interval - zapravo



slika 3.1.9.

interval $[-\infty, -9.1]$ gde je E2 komponenta zastupljena 99% i od $[6.7, +\infty]$ gde je E2 komponenta zastupljena od 98% za $\delta=6.7$ do 100% za $\delta=\infty$.
 Iz $\chi^2: [-\infty, -10.9] \text{ i } [7.5, +\infty]$
 Oba rezultata su konzistentna sa tvrdnjom da u prelazu imamo više od 98% E2 komponente.

b) za 635 keV

$$a_2 = -0.1462 \pm 0.0158$$

$$a_4 = -0.0240 \pm 0.0253$$

$$1) \frac{a_2}{A_2} = B_2 = 0.2446 \pm 0.0264 \quad \text{za } A_2 = -0.5976$$

[0.2710; 0.2182]

$$2) \frac{a_4}{A_4} = B_4 = 0.0225 \pm 0.0237 \quad \text{za } A_4 = -1.069$$

[0.0462; -0.0012]

Iz 1) δ se kreće od 10.70 i raste do 18.70 i do -0.075 do -0.11

Iz 2) δ se kreće od 1.24 do 0 i od -1.23 do 0

$$[-0.11; -0.075] \quad \text{iz } B_2 \text{ i } B_4$$

$$[-0.10; -0.066] \quad \text{iz } \chi^2$$

Metode nisu apsolutno ekvivalentne, jer se centralne vrednosti za δ i odgovarajući intervali malo razlikuju. Međutim, izabrani primjeri nisu adekvatno mesto za testiranje kvaliteta jedne i druge metode, jer su eksperimentalni rezultati imali dobru statističku težinu zbog čega se smanjuje opasnost da će metoda (pomoću B_2 i B_4) bitno potceniti grešku.

Z A K L J U Č A K

Iz navedenih odnosa E2 matričnih elemenata (faktori grananja), odgovarajućih parametara multipolne smeše δ i poređenjem sa odgovarajućim teorijskim predviđanjima vidimo da teorijska previdanja DDM na zadovoljavajući način opisuju dato jezgro, ali da mu daje malo jači rotacioni karakter nego što ono zapravo jeste. Parametri δ za prelaze $(3^+ \rightarrow 2^+)$ i $(3^+ \rightarrow 4^+)$ pokazuju ne samo relativno, već i apsolutno značajnu M1 komponentu. Naime, ovi prelazi su $\Delta K=2$ prelazi sa relativno jakim intenzitetima što govori da nivo 3^+ ima neku specifičnost u sebi, zbog čega se javlja značajna M1 komponenta pri prelazu na stanja u osnovnoj g traci.

L I T E R A T U R A

1. L. Marinkov, Osnovi nuklearne fizike, Univ. u Novom Sadu (1976)
2. J.P. Elliot, Rep. Prag. Phys. **48** (1985) 171
3. M. A. Preston, R. K. Bhaduri, Structure of the Nucleus, Addison-Wesley Publishing Company, Reading (1975)
4. A. Bohr i B.R. Mottelson, Nuclear Structure ed. W.A. Benjamin. INC New York (1975)
5. J. Lange, K. Kumar i J.H. Hamilton, Rev. Mod. Phys. **54** (1982) 119
6. M. Vesković, Doktorska disertacija: Multipolnosti Elektromagnetičnih Prelaza Atomskih Jezgara A ~ 200, PMF Novi Sad (1989)
7. A. Messiah, Quantum mechanics, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1961)
8. K. Alder i R.M. Steffen u knjizi: Emission of Gamma Radiation and Nuclear Structure, ed. W.D. Hamilton, North-Holland Publishing Company
9. K.S. Krane i R.M. Steffen, Phys. Rew. C2 (1970) 724
10. W.E. Burcham, Nuklearna fizika, Naučna knjiga, Beograd (1974)
11. R.M. Steffen i K. Alder u knjizi: The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, ed. W.D. Hamilton, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1974)
12. R.G. Arns i M.L. Wiedenback Phys. Rew. **111** (1958) 1631
13. C.F. Coleman, Nucl. Phys. **5** (1958) 495
14. A.N. James, P.I. Twin i P.A. Butler, Nucl. Inst. Math. **115** (1974) 105
15. M. Jeftić, Diplomski rad, PMF Novi Sad (1990)