

ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ  
Редни број издавача

3.1 -05- 1989			
Бб	Д	Зврт	Индекс
03	336/1		Фондова

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ

ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Vesković J. Miroslav

MULTIPOZNOSTI ELEKTROMAGNETNIH PRELAZA  
ATOMSKIH JEZGARA A~200

doktorska disertacija

Novi Sad, 1989.

"We dance around in a ring and suppose,  
But the secret sets in the middle and knows."

Carl Sandburg

April 1936.

## SADRZAJ

1.	UVOD .....	1
2.	ELEKTROMAGNETNI PRELAZI JEZGRA	
2.1	MULTIPOLNOSTI ELEKTROMAGNETNIH PRELAZA JEZGRA .....	8
2.2	EMISIJA GAMA ZRAČENJA	
2.2.1	Verovatnoća emisije gama zraka .....	10
2.2.2	Ugaona raspodela neuklearnog gama zračenja .....	13
2.2.3	Primena funkcije ugaone raspodele za merenje direkcionih korelacija .....	16
2.2.4	Analiza direkcionih korelacija .....	18
2.3	UNUTRAŠNJA KONVERZIJA	
2.3.1	Konverzionalni koeficijenti .....	22
2.3.2	Električni monopolni prelazi (EO) .....	25
2.3.3	Unutrašnja konverzija i nuklearna spektroskopija .....	29
3.	NUKLEARNI MODELI .....	31
3.1.1	Model dinamičke deformacije .....	33
3.1.2	Operatori elektromagnetskih prelaza .....	41
3.1.3	Dometi modela .....	42
3.2.1	Model interagujućih bozona - IBM .....	43
3.2.2	SU(5) limit - vibracioni spektri .....	46
3.2.3	SU(3) limit rotacioni spektri jezgara sa aksijalnom simetrijom .....	47
3.2.4	O(6) limit - spektri " $\gamma$ - soft" jezgara .....	48
3.2.5	Operatori prelaza i selekciona pravila .....	50

3.2.6 Fizička interpretacija bozonskih stepeni slobode - IBM-2 .....	52
3.2.7 Slobodni parametri modela .....	56
3.2.8 Operatori elektromagnetskih prelaza .....	57
4. EKSPERIMENTALNA POSTAVKA .....	59
4.1 ZAHVAT TERMALNIH NEUTRONA .....	59
4.2 MERENJE DIREKCIJONIH KORELACIJA .....	61
4.3 IZVORI POZADISKOG $\gamma$ ZRAČENJA I MOGUĆNOSTI NJEGOVE REDUKCIJE .....	65
4.4 KOINCIDENTNA ELEKTRONIKA ZA MERENJE DIREKCIJONIH KORELACIJA .....	67
4.5 ANALIZA PODATAKA .....	69
4.6 PODACI O MERENJU .....	70
4.7 BILL - BETA SPEKTROMETAR ILL .....	72
4.8 POZADINSKO ZRAČENJE .....	76
4.9 USLOVI MERENJA ELEKTRONSKIH SPEKTARA .....	77

## POGLAVLJE 1

### UVOD

Grana "prirodne filozofije" poznata kao nuklearna fizika nastala je 1911. godine kada je Rutherford otkrio masivno, pozitivno nanelektrisano atomsko jezgro - nucleus. Od tada pa do danas, u proteklih sedamdesetak godina, sakupljeno je obilje eksperimentalnih podataka, u nastojanju da nauka o atomskom jezgru ispuni jedan od svojih najvažnijih ciljeva, što potpunije razumevanje strukture jezgra. Jezgro se sastoji od velikog broja ( $A \sim 100$ ) nukleona, pri čemu svaki od njih interaguje sa svim ostalim (silama čija prava priroda nije sasvim poznata), krećući se unutar te kompleksne strukture. Kvantno mehanički opis jezgra zahteva poznavanje njegove totalne talasne funkcije, čije analitičko rešenje je praktično nemoguće dobiti zbog nedovoljnog poznavanja funkcionalne zavisnosti sila koje deluju među nukleonima i zbog velikog broja stepeni slobode dinamičkog sistema takve složenosti.

Alternativni pristup ovom problemu je da se postuliraju nuklearni modeli, pojednostavljeni opis (slika) nuklearne strukture, pod određenim okolnostima. Uspeh modela zavisi ne samo od njegove mogućnosti da objasni fizičke karakteristike jezgra na koje je primenljivo, već pre svega od toga koliko su njegova predviđenja potvrđena eksperimentom, dajući novi uvid u osnovne fizičke pretpostavke na kojima se model zasniva.

Međutim, istovremeno se nastoji da predloženi modeli korektno opisuju što veći broj karakteristika jezgara u što široj oblasti. Različiti pokušaji ujedinjavanja nuklearnih modela mogu se klasifikovati u četiri tipa:

1. Ujedinjena teorija sferoidalnih - prelaznih - deformisanih parno-parnih jezgara
2. Ujedinjena teorija lakih - srednje teških - teških parno-parnih jezgara
3. Ujedinjena teorija parno-parnih - neparnih - neparno-neparnih jezgara
4. Ujedinjena teorija nuklearne strukture i nuklearnih reakcija

Polazna tačka svih aktuelnih nuklearnih modela je jednočestični model slojeva koji pretpostavlja da se nukleoni unutar jezgra, pod dejstvom srednje sile, kreću po stacionarnim orbitama, određenog angularnog momenta. Nukleoni unutar popunjenih ljudski formiraju inertni "core" nultog angularnog momenta, a karakteristike jezgra najvećim delom zavise od preostalih nukleona u nepopunjennim ljudskama.

Međutim još 1936. godine Casimir je sugerisao da se velika vrednost kvadrupulnog momenta jezgra, utvrđena na osnovu hiperfinog cepanja atomskih energetskih nivoa, može razumeti na osnovu deformisanog oblika jezgra. Rainwater je (1950.) razvijajući Casimirovu ideju izložio da ako je jezgro izduženo u jednom pravcu ( $R_z > R_x = R_y$ ) tada i odgovarajuće frekvencije srednjeg polja moraju zadovoljavati relaciju  $\omega_z < \omega_x = \omega_y$ . Ovaj argument mu je omogućio da generalizuje sferni jednočestični model Mayera i Jensa u deformisani jednočestični model.

Nastojeci da objasne niskoenergetske spektre velikog broja srednje teških i teških parno-parnih jezgara, koji imaju relativno jednostavnu strukturu, Bohr i Mottelson su izložili opis kolektivnih kvadrupolnih stanja jezgra na osnovu oblika jezgra i njegove deformacije.

Aage Bohr (1952.) je predložio kolektivni hamiltonian i kolektivnu Schrödingerovu jednačinu za problem petodimenzionalnih harmonijskih kvadrupolnih vibracija jezgra kao celine oko sferične ravnotežne forme,

$$\begin{aligned} H_{\text{coll}} &= \frac{1}{2} C \sum_{\mu} |\beta_{\mu}|^2 + \frac{1}{2} B \sum_{\mu} |\dot{\beta}_{\mu}|^2 \\ &= \frac{1}{2} C \beta^2 + \frac{1}{2} B(\dot{\beta}^2 + \beta^2 \gamma^2) + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 J_k \omega_k^2 \end{aligned}$$

nastojeci da opiše niskoenergetska pobuđena stanja jezgra kolektivnog karaktera. Ravnotežni oblik jezgra menja se u zavisnosti od broja čestica izvan inertnog "core"-a. Model dobro opisuje sferoidalna i jako deformisana jezgra, ali nedovoljno dobro jezgra u prelaznoj oblasti, jer njihov oblik nije potpuno definisan. Pa ipak geometrijski model Bohra i Mottelsona predstavlja značajan korak u pravcu ujedinjavanja nuklearne teorije tipa 1.

Bazirajući na ovom modelu nuklearna teorija se razvijala u dva pravca, dovodeći do danas dva najaktuelnija modela koji nastoje da dobro opišu što širu oblast jezgara (parno-parna, neparno-parna, neparno-neparna, laka, srednja, teška).

U algebarskom pristupu kvadrupolna stanja jezgra su umesto varijablama koje opisuju oblik jezgra ( $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\Theta_1$ ,  $\Theta_2$ ,  $\Theta_3$ )

opisana korišćenjem bozonskih varijabli. Bazično nova ideja u odnosu na model Bohra i Mottelsona je uvođenje šeste varijable, pored pet kvadrupulnih. Ta šesta varijabla, skalar, opisuje efekat monopolnog sparivanja, interakcije koja se tako tretira na istom nivou kao i kvadrupolna interakcija. "Interacting Boson Model" (IBM-1) zbog toga koristi šest bozonskih varijabli grupisanih u skalar  $J=0$  (s-bozon) i kvadrupolni  $J=2$  (d-bozon) bozon. Dalji zamah ovaj model je dobio kada je utvrđeno da se s- i d- bozoni mogu interpretirati kao parovi nukleona izvan popunjениh ljudskih, vezani u stanja sa angularnim momentom  $J=0$  i  $J=2$  (IBM-2). Šest bozonskih varijabli omogućuje tretman nuklearne strukture na bazi grupe  $U(6)$ , tj. pretvaraju problem diferencijalnih u problem algebarskih jednačina. Jednostavna analitička rešenja svojstvenog problema hamiltonijana sistema moguća su u tri granična slučaja koji odgovaraju jezgarima vibracionog tipa, aksijalnog i " $\gamma$ -soft" rotora u modelu Bohra i Mottelsona.

Proširujući ideje ovog modela nastoji se da se on primeni i na neparno-parna i neparno-neparna jezgra, ili na osnovu "Interacting Boson Fermion Model"-a, ili proširujući ideju dinamičke simetrije tako da obuhvati bozonski i fermionski prostor na osnovu opštije supersimetrične grupe  $U^B(n) \cdot U^F(m)$ . Nastojeci da se modelom opisuje što šira oblast jezgara, model se razvija u pravcu da obuhvati i laka jezgra, u kojima neutroni i protoni zauzimaju iste jednočestične nivoje, te postoji mogućnost i takvog međusobnog sparivanja (IBM-3).

Sa druge strane "Dynamic Deformation Model" (DDDM) Krishne Kumara dalje razvija ideje "geometrijskog" modela Bohra i

Mottelsona i "Pairing-Plus-Quadrupole" modela Kumara i Baranger-a, koristeći Nilsson-Strutinski metodu za mikroskopske proračune, ali tretirajući deformaciju jezgra, (tj. varijable  $\beta$  i  $\gamma$ ) kao dinamičku karakteristiku, umesto da unapred predpostavi određenu deformaciju jezgra. Međutim, umesto da se kompletni mikroskopski proračuni ponavljaju za svako jezgro ponaosob, uveden je metod skaliranja, tj. jednočestičnim energijama i jačini sparivanja je data ( $Z, A$ ) zavisnost, pa se jednočestični nivoi i matrični elementi (pomnoženi odgovarajućim faktorom skaliranja) koriste za sva jezgra. Ovo omogućuje proračune u veoma širokom konfiguracionom prostoru bez podele na inertni "core" i valentne nukleone i bez slobodnih parametara (npr. efektivna nanelektrisanja i sl.). Osnovna intencija modela je ne da idealno opiše sve karakteristike pojedinih jezgara, već generalna unifikacija prvog i drugog tipa, tj. adekvatan opis što većeg broja parno-parnih jezgara bez obzira na stepen njihove deformacije i njihovu masu.

Posebno značajna oblast jezgara na čijim karakteristikama se mogu testirati osnovne pretpostavke modela je oblast parno-parnih jezgara W-Os-Pt-Hg. Ova jezgra čine tzv. prelaznu oblast od deformisanih jezgara u sredini  $Z=50-82$  i  $N=82-126$  ljske ka sferičnim jezgrima u blizini dvostruko popunjene ljske ( $^{208}_{82}\text{Pb}$ ). Na ova jezgra se ne može primeniti ni vibracioni ni rotacioni 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  $\beta-\gamma$  prostora. Oblik parno-parnih

jezgara u oblasti  $A \sim 180-200$  se značajno menja idući od jednog izotopa do drugog. 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 pobuđenih stanja ovih jezgara, njihove kvadrupolne momente, znak i intenzitet multipolne smeše  $\delta(E2/M1)$  i  $\epsilon(E0/E2)$ , te precizno određivanje ovih karakteristika predstavlja značajan test nuklearnih modela.

Zbog svega do sada izloženog jasno je da razvoj teorijskih modela nuklearne strukture se mora odigravati uz neprekidan dijalog sa eksperimentom. Naime, u ovoj fazi razvoja nuklearnih modela, postaje veoma značajno da eksperimentalno dobijene činjenice o osobinama pojedinih jezgara budu poznate sa što većom tačnošću (energije nivoa, spinovi, kvadrupolni momenti, vrednost i znak multipolnih smeša i sl.), a sa druge strane da se bude siguran da se znaju svi nivoi u niskoenergijskoj oblasti pobuđenih stanja jezgra  $E \leq 3$  MeV.

Sve ovo postavlja pred eksperimentalnu nuklearnu fiziku zadatke pravilnog izbora metoda merenja i analize dobijenih rezultata, kako bi dijalog sa teorijom bio što uspešniji i korisniji.

Metode  $(n,\gamma)$  i  $(n,e^-)$  reakcija, tj. pobuda jezgara zahvatom termalnih neutrona uz njihovu deekscitaciju emisijom gama zračenja ili konverzionih elektrona, ispunjavaju sve napred navedene zahteve, te su veoma pogodne tehnike za proučavanje niskoenergetskih pobuđenih stanja jezgra. Veliki efikasni presek za zahvat termalnih neutrona, ( $\sigma \geq 1$  barn) i poznavanje spina i parnosti osnovnog stanja jezgra mete, omogućuju da se mereći karakteristike emitovanog gama zračenja ili

odgovarajućih konverzionalnih elektrona, dobije veliki broj informacija o spinovima, parnosti i karakteru pobuđenih stanja jezgra.

## POGLAVLJE 2

### ELEKTROMAGNETNI PRELAZI JEZGRA

#### 2.1 MULTIPOLNOSTI ELEKTROMAGNETNIH PRELAZA JEZGRA

Ovo poglavlje sadrži samo kratak izvod teorije elektromagnetskog zračenja. Kompletan tretman može se naći na primer u referencama [1] i [2].

Raspodela nanelektrisanja, poput one u atomskom jezgru, proizvodi električni potencijal  $V$ . Na velikom rastojanju  $R$  u odnosu na radijus jezgra  $r$  i u pravcu proizvoljne  $z$ -ose ovaj potencijal se može izraziti kao brzo konvergentni red:

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{R} \int \rho dV + \frac{1}{R^2} \int \rho z V + \frac{1}{R^3} \int (3z^2 - r^2) dV \dots \right\} \quad (2.1.1)$$

gde je  $\rho$  gustina nanelektrisanja. Prvi član u ovom izrazu opisuje uticaj ukupnog nanelektrisanja, dok ostali članovi zavise od prostorne raspodele nanelektrisanja. Ti članovi određuju multipolne momente raspodele nanelektrisanja u jezgru. Oscilacije ove raspodele proizvode električno radijaciono polje, dok oscilacije gustine struje daju magnetsko radijaciono polje.

Karakteristike radijacionih polja se mogu odrediti na osnovu vektorskog potencijala  $\vec{A}$  koji zadovoljava talasnu jednačinu:

$$\Delta \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = 0 \quad \dots \quad (2.1.2)$$

Električno i magnetsko polje su tada određeni sledećim jednačinama:

$$\vec{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \vec{H} = \text{rot } \vec{A} \quad (2.1.3)$$

Rešenje jednačine 2.1.2 može se napisati u obliku multi-polnog reda:

$$\begin{aligned} \vec{A}_p(\vec{r}, t) &= \tau\sqrt{2\pi} \sum_{Lm} (2L + 1)^{1/2} i^L D_{m\tau}^L (\vec{e}_z \rightarrow \vec{k}) [\vec{A}_{Lm}^{(MD)}(\vec{r}, t) + \\ &+ i\tau \vec{A}_{Lm}^{(E)}(\vec{r}, t)] \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

$\tau = \pm 1$  - helicitet

$D_{m\tau}^L$  - matrica opisuje rotaciju multipolnih polja izraženih u sfernom koordinatnom sistemu ( $s'$ ,  $\vec{k} = \vec{e}_z$ ) u proizvoljan koordinatni sistem ( $s$ ,  $\vec{k}$ )

$$\vec{A}_{Lm}^{(MD)} = \frac{1}{[L(L+1)]^{1/2}} \hat{\vec{L}} \cdot j_L(\omega r) Y_{Lm}(\theta, \varphi) e^{-i\omega t}$$

$$\vec{A}_{Lm}^{(E)} = \frac{1}{\omega [L(L+1)]^{1/2}} (\hat{\vec{L}} \times \hat{\vec{L}}) \cdot j_L(\omega r) Y_{Lm}(\theta, \varphi) e^{-i\omega t} \quad (2.1.5)$$

$\vec{A}_{Lm}^{(E, MD)}$  su transverzalna električna, odnosno magnetna multipola rešenja, koja se međusobno razlikuju po parnosti

$$\pi(E) = (-1)^L, \quad \pi(MD) = (-1)^{L+1}$$

$j_L(\omega r)$  - sferne Besselove funkcije

$Y_{Lm}(\theta, \varphi)$  - sferni harmonici

$\hat{\vec{L}}$  - operator angularnog momenta

## 2.2 EMISIJA GAMA ZRAČENJA

### 2.2.1 VEROVATNOĆA EMISIJE GAMA ZRAKA

Kvantno mehanička verovatnoća prelaza  $T_{i \rightarrow f}$  je na osnovu perturbacione teorije data Fermijevim zlatnim pravilom:

$$T_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | \hat{H}_{int} | i \rangle|^2 \frac{dN}{dE} \quad (2.2.1)$$

gde je  $\hat{H}_{int}$  operator interakcije koja unosi perturbaciju, a  $\langle f | \hat{H}_{int} | i \rangle$  matrični element perturbacije prvog reda. Veličina  $\frac{dN}{dE}$  predstavlja broj mogućih konačnih stanja u jediničnom intervalu energije. Formula 2.2.1 podrazumeva da je interakcija mala, vremenski zavisna perturbacija, koja neće značajnije uticati na nuklearne talasne funkcije.

Operator interakcije može se izraziti na sledeći način [3]

$$\hat{H}_{int} = - \int j(r') \cdot \vec{A}(r't) dv' \quad (2.2.2)$$

gde je  $j(r')$  operator gustine struje. Ova interakcija može se izraziti preko multipolnih polja, a zatim se matrični element prelaza korišćenjem Wigner Eckart-ove teoreme može napisati u obliku proizvoda redukovanih matričnih elemenata i Wigner-ovih 3j simbola.

Wigner-ovi 3j simboli određuju selekciona pravila ugaonog momenta:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f$$

$$m_f = M + m_i \quad (2.2.3)$$

Sve ovo jasno ukazuje da su samo određeni matrični elementi različiti od nule. Pored toga pošto multipolna polja

imaju određenu parnost, može se pokazati da će električni prelaz  $2L$  - multipolnosti povezivati nivoe čije se parnosti razlikuju za faktor  $(-1)^L$ , a magnetski prelazi  $2L$  - multipolnosti će povezivati samo nivoe čija je razlika parnosti  $(-1)^{L+1}$ .

Ukupna verovatnoća emisije, dobijena integracijom po svim mogućim polarizacijama i prostornom uglu je:

$$T(I_i \rightarrow I_f) = \sum_{L\pi} \frac{8\pi \omega^{2L+1}}{[(2L+1)!!]^2} \frac{L+1}{L} B^{\text{ECMD}}(L, I_i \rightarrow I_f) \quad (2.2.4)$$

Veličina  $B$  naziva se redukovana verovatnoća prelaza i može se izraziti na osnovu nuklearnih matričnih elemenata kao:

$$\begin{aligned} B^{\text{ECMD}}(L, I_i \rightarrow I_f) &= \sum_{m, M_f} |\langle I_f | \hat{Q}^{\text{ECMD}}(L, m) | I_i \rangle|^2 \quad (2.2.5) \\ &= (2I_i + 1)^{-1} |\langle I_f | \hat{Q}^{\text{ECMD}}(L) | I_i \rangle|^2 \end{aligned}$$

a operatori  $\hat{Q}^{\text{ECMD}}(L, m)$  su multipolni operatori koji se mogu izraziti na osnovu parametara konstituenata jezgra:

$$\begin{aligned} \hat{Q}_{L,m}^E &= \sum_{i=1}^A e_i r_i^L Y_L^m(\Theta_i, \varphi_i) \\ \hat{Q}_{L,m}^M &= \frac{e}{2mc} \sum_{i=1}^A \frac{e_i}{e} \left( \frac{2}{L+1} \vec{L}_i + \frac{g_{si}}{2} \vec{\sigma}_i \right) \cdot \left[ \vec{p} r_i^L Y_{Lm}(\Theta_i, \varphi_i) \right] \quad (2.2.6) \end{aligned}$$

Koordinate  $i$ -tog nukleona su  $r_i, \Theta_i, \varphi_i$ , naboj  $e_i$ , a žiromagnetski odnos  $g_i$ :

$$e_i = e\left(\frac{1}{2} + T_{3i}\right)$$

$$g_{si} = \left[ \frac{1}{2} (g_{sp} + g_{sn}) + (g_{sp} - g_{sn}) \cdot T_{3i} \right] \quad (2.2.7)$$

$$T_{3i} = \begin{cases} 1/2 & \text{za } p \\ -1/2 & \text{za } n \end{cases}$$

U ovako napisanom izrazu za verovatnoću emisije gama zračenja (2.2.4) sve informacije o uticaju nuklearne strukture su opisane redukovanim verovatnoćom prelaza, te je zadatak modela nuklearne strukture da je odrede u što realističnijoj aproksimaciji.

U principu elektromagnetski prelazi mogu obuhvatati bilo koje multipolno zračenje dozvoljeno raznim selepcionim pravilima, ali pošto je talasna dužina nuklearnog gama zračenja sa energijom od nekoliko MeV znatno veća od radijusa jezgra, prelazi dozvoljene multipolnosti višeg reda daju zanemarljiv doprinos totalnoj verovatnoći prelaza, jer intenzitet multipolne komponente opada kao  $(\omega R)^{2L}$ .

Međutim, može se pokazati [4] da je zbog uticaja nuklearne strukture magnetni dipolni prelaz, M1, zabranjen između kolektivnih stanja jezgra, što u praksi znači da intenzitet ovog prelaza postaje uporedljiv sa intenzitetom dozvoljenog električnog kvadrupolnog prelaza, E2.

U slučaju kada dve multipolne komponente (E2 i M1) daju značajniji doprinos, uvodi se parametar  $\delta$  (multipolna smeša):

$$\delta^2(E2/M1, I_i \rightarrow I_f) = \frac{\text{Broj E2 prelaza/sec}}{\text{Broj M1 prelaza/sec}} \quad (2.2.8)$$

Ukoliko se usvoji Krane, Steffen-ova definicija multipolne smeše [5], tj. da se koriste emisioni matrični elementi za obe komponente, znak multipolne smeše  $\delta$  je jednoznačno određen.

$$\delta = 0.835 E_{\gamma} [\text{MeV}] \frac{\langle I_f \parallel \hat{Q} (\text{E2}) \parallel I_i \rangle}{\langle I_f \parallel \hat{Q} (\text{M1}) \parallel I_i \rangle} \frac{[e \times b]}{[\text{nm}]} \quad (2.2.9)$$

## 2.2.2 UGAONA RASPODELA NUKLEARNOG GAMA ZRAČENJA

Kako multipolni operatori prelaza dati izrazima 2.2.6 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 jednakomoguća, te suma po svim  $A_{L,m}^{(\pi)}(\vec{r},t)$  daje izotropnu raspodelu [6], [7]. Zato, da bi se posmatrala ugaona raspodela zračenja, potrebno je izabrati grupu jezgara za koju  $m$ -stanja nisu jednakomoguća. Ovo je moguće na dva načina: nuklearnom orijentacijom, gde je relativna popunjenošć  $m$ -stanja prouzrokovana jakim magnetnim poljem i niskom temperaturom; i direkcionim korelacijama gde se koristi činjenica da foton koji se kreće u određenom pravcu može nositi samo jednu jedinicu ugaonog momenta u tom pravcu.

Ovakva merenja međutim, ne daju kompletno poznavanje pojedinih jezgara ili pojedinih kvanata, već samo veličine usrednjene u čitavom ansamblu jezgara. Kvantno mehanički opis takvog mešanog stanja (tj. ansambla čestica ili kvanata) zahteva nekoherentnu superpoziciju čistih kvantnih stanja, te mešano stanje mora biti opisano formalizmom matrice gustine  $\rho_{pq}^{\lambda}$  [8].

Ukoliko se emituju dva gama zraka u kaskadi matrica gustine konačnih stanja posle emisije prvog gama zraka igra ulogu matrice gustine početnih stanja za drugi korak. Procedura se može ponoviti za bilo koji broj kaskadno emitovanih gama zraka.

U tom slučaju najopštija funkcija ugaone raspodele dva gama zraka, kaskadno emitovana iz izvora koji nije bio orjetisan u početnom stanju je:

$$W(\vec{k}_1 \hat{\Omega}_1, \vec{k}_2 \hat{\Omega}_2) = \frac{d\Omega_1 d\Omega_2}{64\pi^2} \sum_{\lambda \mu_1 \mu_2} (-1)^{\lambda + \mu_1} B_{\lambda \mu_1}(\gamma_1) \cdot A_{\lambda \mu_2}(\gamma_2) \cdot D_{-\mu_1 \mu_2}^{(\lambda)*} (\vec{k}_1 \vec{x}_1 \rightarrow \vec{k}_2 \vec{x}_2) \quad (2.2.10)$$

Ako se ne meri polarizacija zračenja ni jednog od emitovanih zraka korelaciona funkcija je nezavisna od dva Euler-ova ugla tako da  $D_{-\mu_1 \mu_2}^{(\lambda)*} \rightarrow D_{00}^{(\lambda)*} \rightarrow P_\lambda(\cos\theta)$ .

Elektromagnetska interakcija između jezgra i fotona očuvava parnost tako da je  $W(\theta) = W(\theta + \pi)$ , pa zbog toga multipolni razvoj sadrži samo sumu po parnim Legender-ovim polinomima, te se korelaciona funkcija se svodi na:

$$W(\theta) = \frac{d\Omega_1 d\Omega_2}{16\pi^2} \sum_{\lambda=\text{par}} B_\lambda(\gamma_1) A_\lambda(\gamma_2) P_\lambda(\cos\theta) \quad (2.2.11)$$

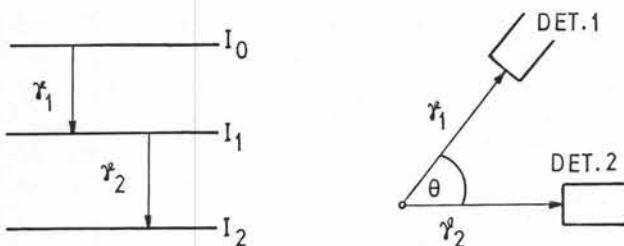
Kada je u zračenju prisutna samo jedna multipolna komponenta koeficijenti  $A_\lambda$  i  $B_\lambda$  prelaze u F koeficijente [7], a u najčešćem slučaju, kada imamo smešu dve multipolne komponente mogu se izraziti na osnovu F koeficijenata i multipolne smeše  $\delta$ :

$$A_\lambda(\gamma) = \frac{F_\lambda(LLL)I_0 + 2\delta F_\lambda(LL'L)I_1 + \delta^2 F_\lambda(L'L'L)I_2}{1 + \delta^2}$$

$$B_\lambda(\gamma) = \frac{F_\lambda(LLL)I_0 + (-1)^{L+L'} 2\delta F_\lambda(LL'L)I_1 + \delta^2 F_\lambda(L'L'L)I_2}{1 + \delta^2}$$

(2.2.12)

U tehnički direkcionih korelacija određuje se ugaona raspodela dva gama zraka emitovana u kaskadi. Jedan od emitovanih fotona se detektuje detektorom koji je postavljen u pravcu z-ose u laboratorijskom sistemu, drugi pod uglom  $\Theta$  relativno uodnosu na prvi.



Slika 2.1. Emisija i detekcija  $\gamma$  zraka u kaskadi

Pošto foton može nositi samo jednu jedinicu ugaonog momenta u pravcu kretanja, gama zračenje emitovano u pravcu z-ose, dovodi do nejednake popunjenoosti magnetnih podstanja odgovarajućeg nuklearnog nivoa. Ovaj prelaz iz neorjentisanog u orjentisano stanje predstavljen je koeficijentom  $B_\lambda(\gamma_1)$ . Odgovarajuće zračenje  $\gamma_2$ , emitovano u kaskadi sa  $\gamma_1$ , se emituje u prelazu iz orjentisanog u neorjentisani ansambl i predstavljeno je koeficijentom  $A_\lambda(\gamma_2)$ .

Zbog vektorskih relacija sadržanih u distribucionim koeficijentima rang tenzora koji doprinose funkciji  $W(\Theta)$  je

ograničen na

$$\lambda \leq \min\{2L_{\max}, 2I_{\min}\} \quad (2.2.13)$$

gde je  $L_{\max}$  komponenta najveće multipolnosti u prelazu, a  $I_{\min}$  je najniži spin orijentisanih stanja koja su uključena u prelazu.

Zato, pošto su najznačajnije multipolne komponente u prelazu obično dipolna i kvadrupolna, iz uslova (2.2.13) sledi da su u funkciji ugaone raspodele značajni samo članovi reda ne višeg od četvrtog.

$$W(\theta) = 1 + B_2(\gamma_1)A_2(\gamma_2)P_2(\cos\theta) + B_4(\gamma_1)A_2(\gamma_2)P_4(\cos\theta) = \\ = 1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta) \quad (2.2.14)$$

### 2.2.3 PRIMENA FUNKCIJE UGAONE RASPODELE ZA MERENJE DIREKCIJONIH KORELACIJA

Funkcija ugaone raspodele data izrazom (2.2.14) određena je na osnovu pretpostavke o tačkastom izvoru i tačkastom detektoru. Atenuacija korelace funkcije zbog konačnih dimenzija izvora analizirana je u radovima [9] i [10], ali za izvor veličine nekoliko milimetara ova korekcija je mnogo manja od korekcije zbog konačnih dimenzija detektora i tipično iznosi deo procenta.

Korekcija funkcije ugaone raspodele zbog konačnih dimenzija detektora opisana je multiplikativnim faktorom  $Q_\lambda$  i izrazu (2.2.14). Ovi koeficijenti zavise od dimenzija i efikasnosti detektor, a definisani su i tabelirani u ref. [11] i [12].

Ako u kaskadi imamo nedetektovan prelaz, koeficijenti u razvoju (2.2.14) se moraju korigovati koeficijentom deorjentacije  $U_\lambda$ . Zračenje koje nije detektovano, predstavljeno je tenzorom nultog ranga, te se generalizovani F koeficijenti redukuju na koeficijente deorjentacije [1].

$$F_0^{\lambda_1 \lambda_0} (LL' I_1 I_0) = (2\lambda_0 + 1)^{1/2} U_\lambda (I_0 I_1 L) \quad (2.2.15)$$

Iz izraza (2.2.15) vidi se da pojedini koeficijenti  $U_\lambda$  opisuju prelaz određene multipolnosti L između nivoa spina  $I_i$  i  $I_f$ . Ako nedetektovani prelaz sadrži dve značajne multipolne komponente, tada je.

$$U_\lambda = \frac{U_\lambda(L) + \delta^2 U_\lambda(L')} {1 + \delta^2} \quad (2.2.16)$$

$\delta$  - multipolna smeša.

Ako u kaskadi postoji više od jedan nedetektovani prelaz totalni koeficijent deorjentacije dat je proizvodom pojedinih koeficijenata  $U_\lambda(\gamma_i)$ :

$$U_{\lambda \text{TOTAL}} = \prod_i U_\lambda(\gamma_i) \quad (2.2.17)$$

Pod navedenim uslovima najopštiji izraz za funkciju ugaone raspodele, koji uključuje opisane korekcije dat je izrazom:

$$\begin{aligned} W(\theta) &= 1 + a_2 Q_2(\gamma_1) Q_2(\gamma_2) U_2(\gamma_i) P_2(\cos\theta) + \\ &+ a_4 Q_4(\gamma_1) Q_4(\gamma_2) U_4(\gamma_i) P_4(\cos\theta) \end{aligned}$$

$$a_2 = B_2(\gamma_1) \cdot A_2(\gamma_2) \quad a_4 = B_4(\gamma_1) \cdot A_4(\gamma_2) \quad (2.2.18)$$

U eksperimentu u kome se mere direkcione korelacije, dva koincidentna gama zraka se detektuju pod relativnim uglom  $\Theta$ . Koincidentni intenziteti se fituju funkcijom  $W(\Theta)$  da bi se odredile vrednosti parametara  $a_2$  i  $a_4$ .

U dvokomponentnoj kaskadi postoji pet nepoznatih veličina  $I_0$ ,  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $\delta(\gamma_1)$ ,  $\delta(\gamma_2)$  koje ne mogu biti određene koristeći samo dva parametra  $a_2$  i  $a_4$ . Međutim, ako jedan od koincidentnih gama prelaza ima poznati karakter (na primer  $2^+ \rightarrow 0^+$  prelaz, čista E2 komponenta), broj nepoznatih veličina se svodi na dve, a one se mogu odrediti na osnovu parametara  $a_2$  i  $a_4$ .

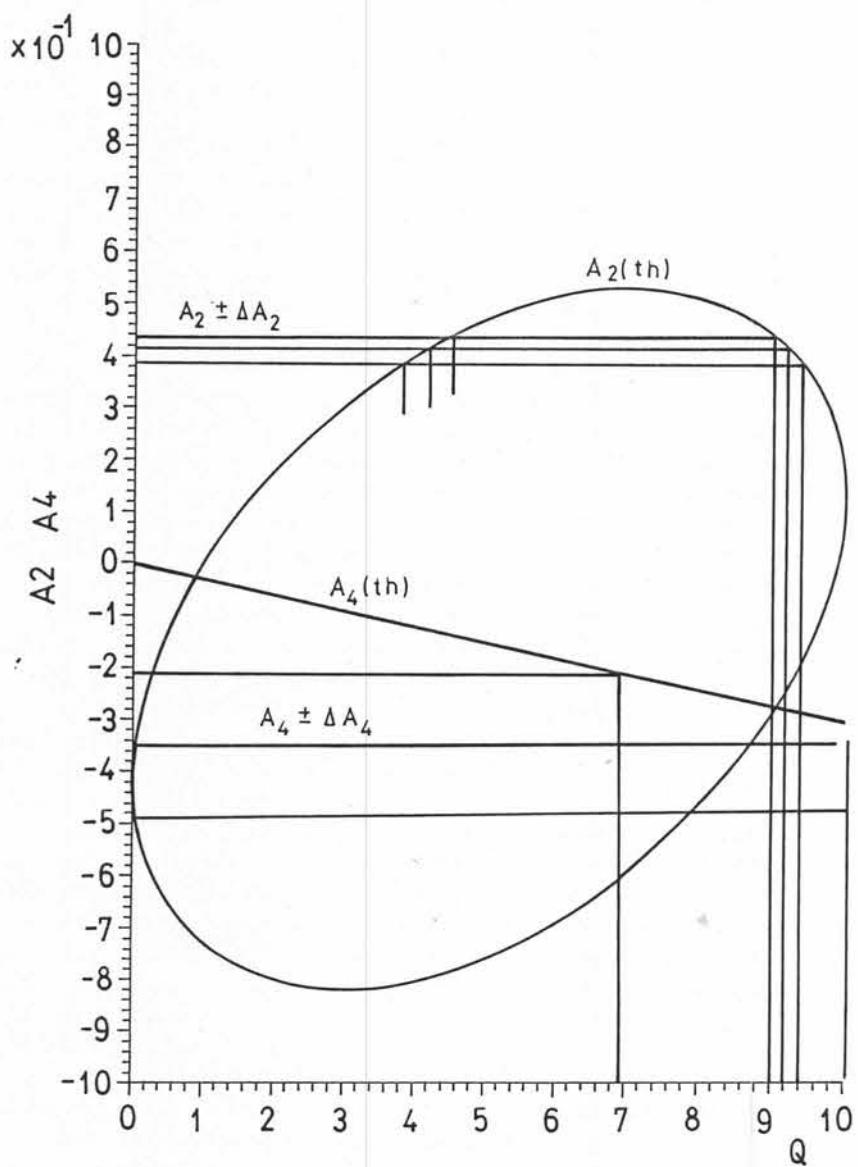
#### 2.2.4 ANALIZA DIREKCIIONIH KORELACIJA

U eksperimentu u kome se mere direkcione korelacije uobičajeno je da je drugi član kaskade dobro poznat (čista E2 komponenta npr.), te je  $A_\lambda(\gamma_2)$  poznato, pa je  $B_\lambda(\gamma_1)$  parametar koji treba odrediti.

Ako se definiše veličina  $Q = \delta^2 / 1 + \delta^2$  kao parametar koji govori o prisustvu  $L+1$  multipolne komponente u prelazu, vidi se da koeficijenti  $A_\lambda$  i  $B_\lambda$  određuju dve vrednosti  $|\delta|$ . Međutim pošto se obično izučava samo dipol/kvadrupolna smeša,  $F_4(1,1, I_0, I_1)$  i  $F_4(1,2, I_0, I_1)$  su uvek 0, te  $A_4$  i  $B_4$  postaju linearne funkcije od  $Q$ , a vrednosti parametara  $A_4$  i  $B_4$  omogućuju da se jedna od vrednosti  $|\delta|$  (dozvoljena parametrima  $A_2$  i  $B_2$ ) eliminiše. U praksi međutim greška eksperimentalnih rezultata često onemogućava ovaku eliminaciju.

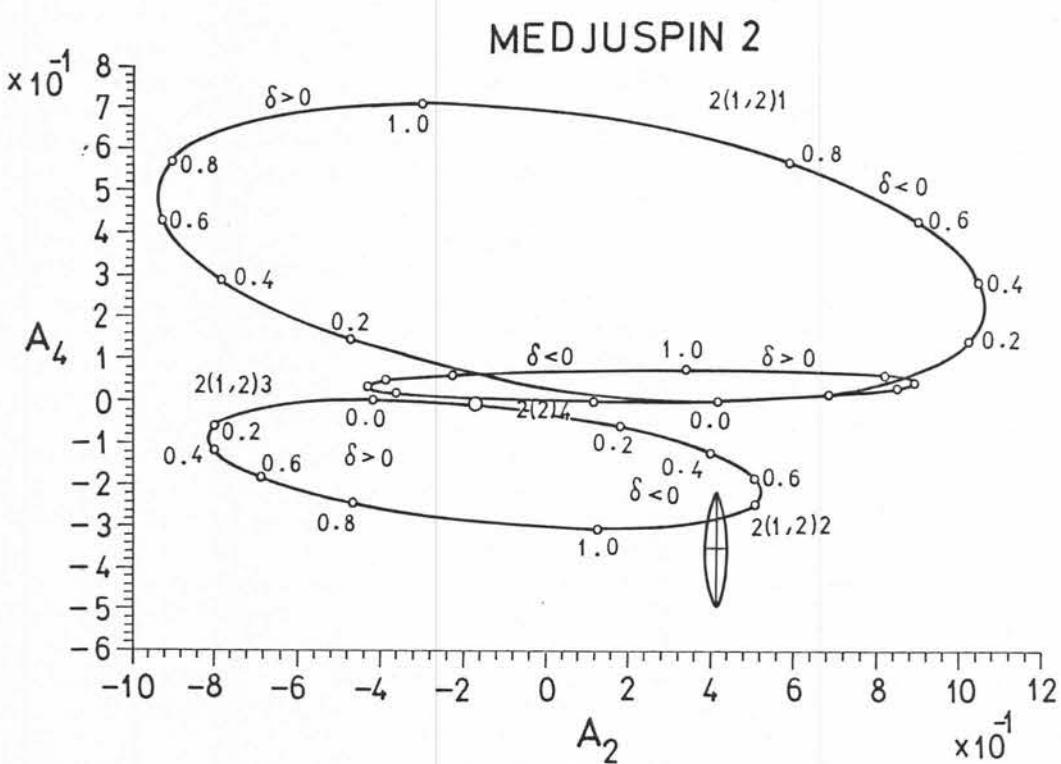
Načini grafičkog predstavljanja rezultata su prikazani na slikama 2.2 - 2.4. Na slici 2.2 prikazana je procedura Arns-a

i Wiedenbeck-a [13]. 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. Kada se eksperimentalni rezultati crtaju na ovakav grafik, oni će dati jednu vrednost za  $Q$  tj. za  $|\delta|$ .

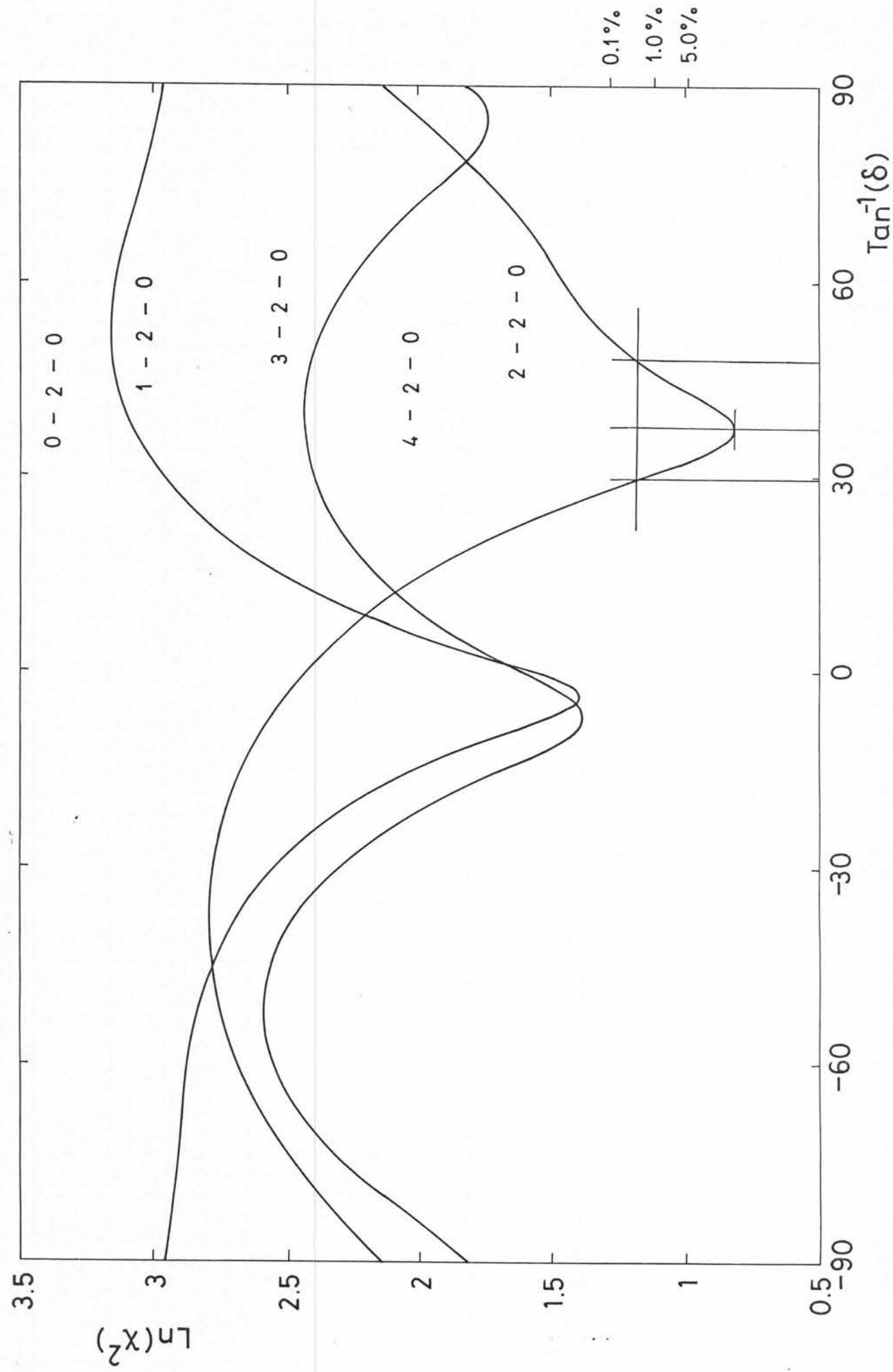


Slika 2.2 Primer Arns-Wiedenbeck-ovog načina predstavljenja vrednosti direkcionih parametara za  $2 \rightarrow 2$  prelaze. Prikazane eksperimentalne vrednosti su  $A_2 = 0.415 \pm 0.014$ ;  $A_4 = -0.35 \pm 0.14$

Ako je spin jednog od nivoa poznat tada je praktičniji način predstavljanja Coleman-a [14] dat na slici 2.3. U toj šembi bilo koji grafik zavisnosti teorijskog  $A_4$  ili  $B_4$  parametra u funkciji  $A_2$  odnosno  $B_2$  je elipsa za prelaze mešane multipolnosti. Svaka tačka na toj elipsi odgovara jednoj vrednosti multipolne smeše  $\delta$ . Eksperimentalni rezultat na takvom grafiku predstavlja eliptičku oblast, čije su granice odredene standardnom devijacijom centralne vrednosti. Ako ova eksperimentalna elipsa leži na samo jednoj teorijskoj elipsi tada je time određen nepoznati spin i interval vrednosti multipolne smeše.



Slika 2.3. Primer Coleman-ovog načina predstavljenja vrednosti direkcionih parametara za spin orijentisanog stanja 2



Slika 2.4  $\chi^2$  fita korelacione funkcije u zavisnosti od  $\delta$

Treći način [15] je da se za dati skup teorijskih parametara, koji u ovom slučaju uključuju  $I_0$ ,  $I_1$  i  $\delta$ , računa  $\chi^2/\nu$  ( $\nu$  je broj stepeni slobode) iz jednačine:

$$\chi^2/\nu = \frac{1}{\nu} \sum_i^2 \frac{[Y_i - W(\Theta_i)]}{E_i^2} \quad (2.2.19)$$

gde su  $Y_i$ ,  $E_i$  i  $W(\Theta_i)$  eksperimentalni rezultati, njihove greške i teorijski izračunata ugaona raspodela zračenja. Pošto ugaona raspodela zračenja  $W(\Theta)$  ne zavisi linearno od  $I_0$  i  $\delta$ , nije moguće odrediti njihove najbolje vrednosti u jednostavnoj analitičkoj formi. Jedan od načina da se prevaziđe ova teškoća je da se računaju vrednosti  $(\chi^2/\nu)$  za određene vrednosti  $I_0$  i u određenim koracima  $\delta$ . Ovaj način daje tip krih prikazanih na slici 2.4, gde svaki minimum predstavlja moguće rešenje za  $\delta$ , sa odgovarajućim greškama koje odgovaraju vrednostima  $(\chi^2/\nu)+1$ , što je ekvivalentno jednoj standardnoj devijaciji. Nivo pouzdanosti za pridruživanje određene spinske sekvence nekoj kaskadi je integral  $\chi^2$  raspodele od minimuma  $\chi^2$  do beskonačnosti. Ovakav metod analize je korišćen u ovom radu.

## 2.3 UNUTRAŠNJA KONVERZIJA

### 2.3.1 KONVERZIONI KOEFICIJENTI

Unutrašnja konverzija, jedan od mogućih načina deekstacije atomskog jezgra, je proces pri kome, promena elektromagnetskog polja jezgra, pri prelazu jezgra iz jednog stanja u drugo, prouzrokuje emisiju atomskog elektrona sa energijom

jednakom energiji nuklearnog prelaza, umanjenoj za vezivnu energiju orbitalnog elektrona. Zbog toga u slučaju elektro-magnetskih prelaza, sem u slučaju  $O \rightarrow O$  prelaza, proces emisije  $\gamma$  zraka i unutrašnja konverzija konkurišu jedno drugom, te je ukupna verovatnoća prelaza (za energiju prelaza manju od 1.02 MeV) jednak:

$$T = T_{\gamma} + T_e \quad (2.3.1)$$

$T_{\gamma}$  - verovatnoća emisije  $\gamma$  zraka u jedinici vremena

$T_e$  - verovatnoća za emisiju konverzionog elektrona u jedinici vremena,

a odnos ovih dveju verovatnoća se naziva konverzioni koeficijent:

$$\alpha = \frac{T_e}{T_{\gamma}} \quad (2.3.2)$$

Pošto se totalna verovatnoća unutrašnja konverzija može izraziti kao zbir verovatnoća za emisiju elektrona sa pojedinih atomskih ljudski, totalni konverzioni koeficijent je jednak zbiru odgovarajućih koeficijenata:

$$\alpha^{\text{total}} = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (2.3.3)$$

Verovatnoća unutrašnje konverzije zavisi od elektromagnetske interakcije multipolnosti  $L$  između jezgra i atomskih elektrona i u slučaju aproksimacije tačkastog jezgra je proporcionalna proizvodu atomskog i nuklearnog matričnog elementa.

Pošto je verovatnoća emisije gama zraka takođe proporcionalna nuklearnom matričnom elementu određenog multipolnog operatora, konverzioni koeficijent je u najvećem broju slučajeva nezavisан od nuklearnih talasnih funkcija. Zbog toga se konverzioni koeficijenti [16], [17] mogu odrediti veoma

precizno na osnovu elektromagnetske teorije, jer u aproksimaciji tačkastog jezgra oblik elektromagnetske interakcije zavisi samo od nanelektrisanja jezgra, energije nuklearnog prelaza i tipa prelaza (električni ili magnetni i odgovarajuće multipolnosti), a atomske talasne funkcije su poznate sa velikom tačnošću. Noviji proračuni [18] ove vrste uzimaju u obzir i elektromagnetske korekcije višeg reda kao što su uticaj atomskih šupljina, efekat izmene, polarizacija vakuma i sl.

Međutim konačne dimenzije jezgra utiču na dva načina na konverzione koeficijente. Statički efekat [19] predstavlja uticaj na elektronske talasne funkcije, naročito na malim rastojanjima od jezgra. Ovaj efekat je najznačajniji na  $\alpha(M1)$  za  $K(1s_{1/2})$  ljušku i  $L_1(2s_{1/2})$  i  $L_2(2p_{1/2})$  podljuške. Druga posledica konačnih dimenzija jezgra je mogućnost prodiranja atomskih elektrona u oblast jezgra gde oni interaguju sa nuklearnim nanelektrisanjima i strujama. Ovaj dinamički efekat se mora uzeti u obzir kao dodatna korekcija teorijskih konverzionih koeficijenata, koja zivisi od strukture atomskog jezgra, te predstavlja modelski zavisnu veličinu. U tom slučaju korigovani konverzionalni koeficijenti se mogu izraziti na sledeći način [20], [21]:

$$\begin{aligned}\alpha_{\text{cor}}^{\text{(EL)}} &= \alpha(\text{EL}) \cdot [1 + A_1 \lambda_1 + A_2 \lambda_1^2 + A_3 \lambda_2 + A_4 \lambda_2^2 + A_5 \lambda_1 \lambda_2] \\ \alpha_{\text{cor}}^{\text{(ML)}} &= \alpha(\text{ML}) \cdot [1 + B_1 \lambda + B_2 \lambda^2]\end{aligned}\quad (2.3.4)$$

$\alpha_{\text{cor}}$ ,  $\alpha$  - korigovani i nekorigovani konverzionalni koeficijenti  
 $A_i$ ,  $B_i$  - elektronski parametri poznati sa zadovoljavajućom tačnošću.

$\lambda_i$  - komplikovane funkcije nuklearnih talasnih funkcija:

$$\lambda_1 = \frac{\langle \psi_f \parallel j_n \cdot \hat{A}_R C_{\bar{R}}^{r-1} \parallel \psi_i \rangle}{\langle \psi_f \parallel j_n \cdot \hat{A}_1 \parallel \psi_i \rangle} \quad (2.3.5)$$

$$\lambda_2 = \frac{-k \langle \psi_f \parallel j_n \cdot \hat{r} C_{\bar{R}}^{r-1+1} Y_1 \parallel \psi_i \rangle}{\langle \psi_f \parallel j_n \cdot \nabla C_{\bar{R}}^{r-1} Y_1 \parallel \psi_i \rangle + ck \langle \psi_f \parallel j_n \cdot \hat{r} C_{\bar{R}}^{r-1+1} Y_1 \parallel \psi_i \rangle}$$

$$\lambda = \frac{\langle \psi_f \parallel j_n \cdot \hat{\nabla} C_{\bar{R}}^{r-1+2} \parallel \psi_i \rangle}{\langle \psi_f \parallel j_n \cdot \nabla C_{\bar{R}}^{r-1} Y_1 \parallel \psi_i \rangle - ck \langle \psi_f \parallel j_n \cdot \hat{r} C_{\bar{R}}^{r-1+1} Y_1 \parallel \psi_i \rangle}$$

$\psi_{f,i}$  - talasna funkcija konačnog i početnog stanja jezgra

$j_n$  - nuklearna struja verovatnoće sumirana po svim nukleonima

$k$  - energija prelaza u jedinicama  $m_e c^2$

$R$  - radijus jezgra

Ove korekcije postaju značajne u slučaju zabranjenih prelaza (npr. M1), tj. samo za veoma usporene prelaze [22], a odgovarajući penetracioni parametri se mogu odrediti na osnovu eksperimentalnih konverzionih koeficijenata i teorijskih vrednosti parametara  $A_i$  i  $B_i$ . [21]. Međutim, neki proračuni konverzionih koeficijenata već u sebi sadrže uračunat uticaj penetracije na osnovu jednostavnih modela nuklearne strukture i raspodele nanelektrisanja u jezgru [23].

### 2.3.2 ELEKTRIČNI MONOPOLNI PRELAZI (EO)

Ovi prelazi se javljaju između stanja istog spina i parnosti i predstavljaju čist penetracioni efekat, jer pri prelazu između stanja  $J_i^\pi = J_f^\pi$  ne dolazi do promene raspodele nanelektrisanja jezgra. U ovom slučaju putem elektromagnetske

interakcije nanelektrisanje jezgra i atomskih elektrona koji prodiru u jezgro, jezgro prenosi elektronu svoju energiju pobudjenja i nultu vrednost angулarnog momenta, te ne postoji odgovarajuće ( $l=0$ )  $\gamma$  zračenje. Pri prelazu između stanja  $J_i^{\pi} = J_f^{\pi} \neq 0$  električnim monopolnim prelazima konkurišu ostali prelazi dozvoljene multipolnosti, dok u slučaju  $0^+ \rightarrow 0^+$  prelaza ne postoji odgovarajuće  $\gamma$  zračenje zbog nulte vrednosti angулarnog momenta. Pri energijama prelaza većim od  $2m_e c^2$   $0^+ \rightarrow 0^+$  prelazi se mogu realizovati i emisijom para elektron-pozitron.

Verovatnoća električnog monopolnog prelaza se može izraziti na sledeći način [24]:

$$T_x^{(EO)} = \Omega_x \rho^2 (EO) \quad (2.3.6)$$

$\Omega_x$  - elektronski faktor, poznata funkcija za odgovarajuće atomske ljudske  $x = K, L, M, \dots$

$$\rho(EO) = \langle J^+ | \sum_j e_j r_j^2 | J^+ \rangle / eR^2$$

R - radijus jezgra ( $1,2 A^{1/3}$  fm)

indeks j znači sumiranje monopolnog matričnog elementa po svim protonima u jezgru.

Operator monopolnog prelaza je najjednostavniji multipolni operator, te je matrični element  $\rho$  osetljiv na najfinije detalje nuklearnih talasnih funkcija i predstavlja veoma značajan parametar u proučavanju nuklearne strukture. Redukovana verovatnoća EO prelaza se može izraziti na osnovu  $\rho^2$  na sledeći način:

$$B(EO, J_i \rightarrow J_f) = e^2 R^4 \rho^2 (EO) \quad J_i = J_f$$

$$= 2.074 \cdot 10^{-4} A^{4/3} \rho^2 [e^2 b^2] \quad (2.3.7)$$

Međutim u većini slučajeva  $\rho(EO)$  se ne može meriti direktno, već je moguće odrediti jedino odnos intenziteta EO prelaza u odnosu na konkurentni E2 prelaz [25]:

$$q^2(EO/E2; J_i = J_f) = \frac{\text{Broj } k \text{ EO konverzionalih elektrona u jed. vremena}}{\alpha_k(E2) \cdot \text{Broj E2 prelaza u jedinici vremena}} \quad (2.3.8)$$

$$J_i + J_f \geq 2 \quad J_i = J_f$$

$$q^2(EO/E2; J_i = J_f) = \frac{T_k(EO, J_i \rightarrow J_f)}{\alpha_k(E2) \cdot T(E2; J_i \rightarrow J_f)} \quad (2.3.9)$$

Verovatnoća E2 prelaza se može izraziti na osnovu redukovane verovatnoće i energije prelaza [26]:

$$T(E2; J_i \rightarrow J_f) = 1.22 \cdot 10^{13} E_\gamma^5 B(E2, J_i \rightarrow J_f)$$

$$= 1.22 \cdot 10^{13} E_\gamma^5 \frac{\langle J_f || Q(E2) || J_i \rangle^2}{2J_i + 1} \quad (2.3.10)$$

Kombinujući ove izraze dobija se [27]:

$$q^2 = 8.197 \cdot 10^{-14} (2J_i + 1) \cdot \frac{\Omega_k(s^{-1})}{\alpha_k(E2) [E_\gamma(\text{MeV})]^5} \cdot \frac{\rho^2(EO, J_i \rightarrow J_f)}{\langle J_f || Q(E2) || J_i \rangle^2} \quad (2.3.11)$$

ili:

$$q^2 = 2.86 \cdot 10^{-7} \left[ \frac{\Omega_k(s^{-1})}{\alpha_k(E2) [E_\gamma(\text{MeV})]^5} \right] \cdot \frac{\epsilon(EO/E2, J_i \rightarrow J_f)}{R^2(\text{barn})} \quad (2.3.12)$$

$$\epsilon_{(EO/E2; J_i \rightarrow J_f)} = (2I_i + 1)^{1/2} \cdot \frac{\rho(EO) eR}{\langle J_f || \hat{Q}(E2) || J_i \rangle} \quad (2.3.13)$$

Pošto je totalni konverzionalni koeficijent dat izrazom:

$$\alpha_{total}^{(EO, M1, E2)} = \frac{T_e}{T_\gamma} = \frac{T_e^{(EO)} + T_e^{(M1)} + T_e^{(E2)}}{T_\gamma^{(M1)} + T_\gamma^{(E2)}} \quad (2.3.14)$$

eksperimentalni konverzionalni koeficijent je povezan sa odnosima mešanja  $q^2_{(EO/E2)}$  i  $\delta^2_{(E2/M1)}$  na sledeći način:

$$\alpha_k^{exp} = (EO, M1, E2) = [\delta^2(1+q^2) \alpha_k^{teor}(E2) + \alpha_k^{(M1)}] / (1+\delta^2) \quad (2.3.15)$$

te može poslužiti za određivanje  $q^2$  kada je  $\delta^2$  poznato:

$$q^2 = \frac{(1 + \delta^2) \alpha_k^{exp} - \alpha_k^{(M1)}}{\alpha_k^{(E2)} \delta^2} - 1 \quad (2.3.16)$$

U slučaju kada se monopolna redukovana verovatnoća prelaza ne može odrediti direktno, kao uobičajena mera intenziteta EO prelaza se koristi eksperimentalni odnos redukovanih verovatnoća konkurentnih EO i E2 prelaza [28].

$$X(EO/E2) = \frac{B(EO, J_i \rightarrow J_f)}{B(E2; J_i \rightarrow J_f)} \quad (2.3.17)$$

$$= 2.54 \cdot 10^9 A^{4/3} \frac{[E_\gamma (MeV)]^5}{\Omega_k (s^{-1})} \alpha_k^{(E2)} \frac{T_e(EO, J_i \rightarrow J_f)}{T_e(E2, J_i \rightarrow J_f)}$$

gde je  $J_f = J_f$ , ako je  $J_i = J_f \neq 0$  i  $J_f = 2^+$  ako je  $J_i = J_f = 0$

$$X(EO/E2) = 2.54 \cdot 10^9 A^{4/3} \frac{E_\gamma^5}{\Omega_k} \alpha_k^{(E2)} q^2 \quad (2.3.18)$$

### 2.3.3 UNUTRAŠNJA KONVERZIJA I NUKLEARNA SPEKTROSKOPIJA

Dobro razumevanje procesa unutrašnje konverzije i mogućnost veoma preciznog određivanja odgovarajućih teorijskih i eksperimentalnih parametara omogućuje da se merenjem intenziteta konverzionih elektrona dobiju značajni podaci o nuklearnoj strukturi, multipolnosti  $\gamma$  zračenja i odnosima mešanja pojedinih multipolnih komponenti. Pri tome se koriste sledeće karakteristike procesa unutrašnje konverzije:

1. Koeficijent unutrašnje konverzije  $\alpha$  opada sa porastom energije prelaza.
2. Za istu energiju prelaza konverzionalni koeficijent raste sa porastom multipolnosti prelaza. Na nižim energijama prelaza konverzija magnetskih prelaza je veća od konverzije električnih prelaza, ali su na višim energijama prelaza M1 i E2 konverzionalni koeficijenti relativno blizu, te velike eksperimentalne greške mogu dovesti do nemogućnosti jednoznačnog određivanja odnosa mešanja.
3. Proces unutrašnje konverzije zavisi od parnosti prelaza i za istu multipolnost zavisi od tipa prelaza (električni ili magnetski), te se može koristiti za određivanje relativne parnosti nuklearnih nivoa.
4. Konverzionalni koeficijent raste sa  $Z^3$ , te je unutrašnja konverzija značajnija u slučaju težih jezgara.
5. Konverzionalni koeficijent zavisi najvećim delom od talasne funkcije vezanog elektrona (grubo proporcionalno  $|\psi_x(0)|^2$ ), te je  $\alpha$  veće za  $s_{1/2}$  stanje (K - ljuška) nego  $p_{1/2}$  stanje ( $L_{II}$ -ljuška) i sl.

6. U slučaju zanemarljive EO komponente eksperimentalni konverzionalni koeficijenti se mogu koristiti za određivanje E2:M1 odnosa:

$$\delta^2 = \frac{I_{\gamma}^{(E2)}}{I_{\gamma}^{(M1)}} = \frac{\alpha^{(M1)} - \alpha^{\exp}}{\alpha^{\exp} - \alpha^{(E2)}} \quad (2.3.19)$$

7. Oblik talasnih funkcija atomskih elektrona (s ili p tip) omogućuje da se iz odnosa K/L ili  $L_I/L_{II}$  ili  $L_I/L_{III}$  odredi odnos mešanja E2:M1 i EO:E2

$$\delta^2 = \frac{\alpha_{L_I}^{(M1)} - R \alpha_{L_{III}}^{(M1)}}{R \alpha_{L_{III}}^{(M1)} - \alpha_{L_I}^{(E2)}} \quad R \equiv \frac{I_e^{(L_I)}}{I_e^{(L_{III})}} \quad (2.3.20)$$

$$q^2 = \frac{K/L [\alpha_{L_{III}}^{(M1)} + \delta^2 \alpha_{L_{III}}^{(E2)} - \alpha_K^{(M1)}]}{\delta^2 \alpha_K^{(E2)}} \quad K/L \equiv \frac{I_e^{(K)}}{I_e^{(L)}} \quad$$

## POGLAVLJE 3.

### NUKLEARNI MODELI

Iako se danas gotovo sa sigurnošću može reći da se nukleoni (neutroni i protoni) sastoje od tri kvarka, većina nuklearnih modela, koji nastoje da opiši strukturu jezgra u osnovnom i pobuđenim stanjima sa energijom pobuđenja manjom od energije veze pa nukleonu ( $E \approx 8$  MeV), tretiraju nukleone kao elementarne čestice. Pošto su brzine nukleona u jezgru oko  $0.1 c$ , jezgro predstavlja nerelativistički-mnogočestični kvantomehanički sistem A nukleona. U principu, ako bismo znali egzaktan oblik nukleon-nukleonske interakcije, korišćenjem dovoljno moćnog računara, moglo bi se odrediti karakteristike jezgra numeričkim rešavanjem odgovarajuće Schrödingerove jednačine. Međutim nemogućnost da se međunukleonska sila (na osnovu dosadašnjeg znanja) napiše u jednostavnoj analitičkoj formi, kao i prevelik broj stepeni slobode onemogućuje ovakav pristup proračunu nuklearne strukture (Na osnovu modela kvarkovske strukture nukleona veruje se da je nukleon-nukleon interakcija analogna interakciji između molekula, te će dalja istraživanja u ovom pravcu možda omogućiti bolje poznavanje nuklearne sile). Zbog toga se u nuklearnu fiziku uvode modeli, relativno jednostavne fizičke slike, pozajmljene iz bolje poznatih fizičkih sistema, svaki sa svojim karakterističnim skupom parametara koji se odabiraju tako da dobro opisuju poznate eksperimentalne činjenice.

Najjednostavniji i moglo bi se reći bazični nuklearni model je jednočestični model slojeva ("Shell"-model), u kome se pretpostavlja da se nukleoni kreću nezavisno u srednjem potencijalu sfernog oblika. Ova predstava je slična aproksimaciji centralnog polja u teoriji atomske strukture, osim što centralno polje "Shell"-modelu potiče od interakcije svakog nukleona sa svim ostalim, dok je u atomskoj strukturi atomsko jezgro taj objekat koji stvara centralno polje. Konačni skup stanja koja se mogu formirati na osnovu konfiguracija sa popunjениm najnižim jednočestičnim (Shell-model) orbitama predstavlja bazis u kome se može numerički dijagonalizovati izabrani hamiltonijan.

Iako je osnovna pretpostavka "Shell"-modela da se nukleoni kreću nezavisno u srednjem polju, već samo postojanje tog centralnog polja sugerije značaj kolektivnih efekata u jezgru. Ti kolektivni efekti mogu dovesti do značajnih, prvenstveno kvadrupolnih deformacija oblika jezgra kao celine, što je i potvrđeno postojanjem rotacionog tipa spektra kod takvih jezgara. Srednje polje u kome se kreću nukleoni u ovakvim jezgrima je takođe deformisano, ali se obično uzima da je ta deformacija fiksna. Međutim, ako je minimum funkcije potencijalne energije plitak u odnosu na promenu parametara deformacije, tada se javlja novi oblik kolektivnog kretanja pri čemu parametri deformacije postaju dinamičke varijable, a jezgro može da vibrira oko ravnotežnog položaja. Ako je ravnotežna deformacija različita od nule vibracije i rotacije koegzistiraju zajedno, slično situaciji kod molekula.

### 3.1.1 MODEL DINAMIČKE DEFORMACIJE (DDM)

Baranger i Kumar [29] su 1968. počeli ambiciozan program da opišu kolektivno kretanje na mikroskopski način. Rad na ovoj problematici je ostao aktuelan i do danas, a odgovarajući model se naziva Model dinamičke deformacije.

Poznavanje stanja jezgra zahteva rešavanje svojstvenog problema kolektivnog hamiltonijana

$$H_{\text{col}} = V(\beta, \gamma) + \frac{1}{2} B_{\beta\beta}(\beta, \gamma) \dot{\beta}^2 + \frac{1}{2} B_{\gamma\gamma}(\beta, \gamma) \dot{\gamma}^2 + B_{\beta\gamma}(\beta, \gamma) \beta \dot{\gamma}$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_k J_k(\beta, \gamma) \omega_k^2 \quad (3.1.1)$$

gde su  $\beta$  i  $\gamma$  parametri deformacije [30].

U prvom koraku (mikroskopski deo modela) uzimaju se u obzir svi A nukleona koji se kreću u deformisanom polju jezgra uz dodatak interakcije sparivanja i "cranking" metodom [31] se računaju momenti inercije  $J_k$  i vibracione inercione konstante B.

Mikroskopski hamiltonian u DDM-u bazira se na "Shell" model potencijalu. Naime, totalni hamiltonian je suma kinetičke i potencijalne energije oblika:

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i=1}^A V_{int} \quad (3.1.2)$$

Ako se ovoj jednačini doda i oduzme član U, prosečni jednočestični potencijal koji nastaje nukleon-nukleon

interakcijama:

$$H = \sum_{i=1}^A (T+U) + \sum_{i=1}^A (V_{int} - U) = H_{av} + V_{res} \quad (3.1.3)$$

U DDM-u  $H_{av}$  je Rainwater-Nilsson-ov hamiltonijan, [32] tj. hamiltonijan "Shell" modelskog tipa, ali polje odstupa od sferne simetrije.

$$H_{av} = \frac{\vec{p}^2}{2M} + \frac{1}{2}MC\omega_1^2x_1^2 + \omega_2^2x_2^2 + \omega_3^2x_3^2 + \hbar\omega [v_{ll}(\vec{I}^2 - \langle \vec{I}^2 \rangle_N) + v_{ls}\vec{I} \cdot \vec{s}] \quad (3.1.4)$$

$$\langle \vec{I}^2 \rangle_N = \frac{1}{2}NC(N+3)$$

$N$  - glavni oscilatorni kvantni broj

$M$  - masa nukleona

$x_k$  - koordinate

$\hbar\omega_0$  - prosečna oscilatorna frekvencija,  $\omega_1 \cdot \omega_2 \cdot \omega_3 = \omega_0^3$

$v_{ll}, v_{ls}$  - jačina  $\vec{I} \cdot \vec{I}$  i  $\vec{I} \cdot \vec{s}$  sprege.

Hamiltonijan (3.1.4) zavisi od pet parametra  $\omega_1, \omega_2, \omega_3, v_{ll}, v_{ls}$  koje treba izraziti na osnovu najopštijih karakteristika jezgra, broja protona i neutrona.

Oscilatorna frekvencija je obrnuto proporcionalna odgovarajućem radijusu jezgra

$$\omega_k = \frac{\omega_0 R_0}{R_k} \quad k=1, 2, 3 \quad R_1 \cdot R_2 \cdot R_3 = R_0^3$$

$$R_k = R_0 \exp\left\{-\beta\sqrt{\frac{5}{4\pi}} (\gamma - \frac{2}{3}\pi k)\right\}$$

$$\omega_k = \omega_0 \exp\left\{\beta\sqrt{\frac{5}{4\pi}} (\gamma - \frac{2}{3}\pi k)\right\} \dots \quad (3.1.5)$$

Srednja frekvencija  $\omega_0$  je povezana sa nuklearnim radijusom (tj. radijusom sfere koja ima istu zapreminu kao i dato jezgro), na osnovu standardne oscilatorne relacije:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R_0^2 = \sum_{i=1}^A (N_i + \frac{3}{2}) \cdot \frac{\hbar}{M\omega_0} \quad (3.1.5a)$$

Kombinujući eksperimentalne činjenice  $R_0 \sim 1.2 A^{1/3}$  (fm) i  $\langle r^2 \rangle_p \approx \langle r^2 \rangle_n$  dobija se

$$\begin{bmatrix} \hbar\omega_{op} \\ \hbar\omega_{on} \end{bmatrix} = \frac{41 \text{ (MeV)}}{A^{1/3}} \begin{bmatrix} 1 - \frac{A-Z}{3A} \\ 1 + \frac{N-Z}{3A} \end{bmatrix} \quad (3.1.6)$$

Svojstvene vrednosti i svojstvene funkcije jednočestičnog hamiltonijana  $E$  i  $\phi$  se mogu odrediti razvijajući  $\phi$  u sfernom bazisu, tako da totalna talasna funkcija zavisi od  $Z$  i  $A$  samo preko "scaling" faktora (tj. izraza za  $\hbar\omega$ ).

Ovo omogućuje da se proračuni izvrše u velikom konfiguracionom prostoru ( $N = 0-8$  ljuški u koji se može smestiti 660 neutrona i protona) tako da se svi nukleoni mogu tretirati kao aktivni, a vrednosti za svako pojedino jezgro se određuje na osnovu "scaling" faktora.

Preostala dva parametra Rainwater-Nilsson-ovog hamiltonijana,  $v_{ls}$  i  $v_{ll}$  su određena na sledeći način. Polazeći od najvišeg magičnog broja za konfiguracioni prostor  $N = 0-8$ , ljuške i krećući se ka nižim magičnim brojevima računate su Strutinski "Shell" korekcije [33] kao funkcije od  $v_{ls}$  i  $v_{ll}$ . One vrednosti koje minimalizuju "Shell" korekciju za određeni magični broj su pridružene čitavoj gornjoj ljuški. Ovakvim

izborom je kompletan bazis Rainwater-Nilsson-ovog hamiltonijana postao zavisan od  $Z$  i  $A$  samo preko "scaling" faktora.

Metod Strutinskog daje korekcije potencijalne energije u zavisnosti od deformacije:

$$V_s = V_{DM} + \delta U + \delta V_p \quad (3.1.7)$$

$V_s$  - potencijalna energija kao funkcija deformacije

$V_{DM}$  - potencijalna energija izračunata na osnovu "droplet" modela [34] u kome se energija može izraziti u zavisnosti od  $A^{-1/3}$  i  $I^2 = (\frac{N-Z}{A})^2$ .

$\delta V_p$  - korekcija zbog efekta sparivanja

$\delta U$  - korekcija zbog neuniformne raspodele energetskih nivoa Rainwater-Nillsson-ovog hamiltonijana.

Koristeći Rainwater-Nillsson- ov 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  $V_{res}$ . U slučaju Modela dinamičke deformacije rezidualna interakcija, dovoljna da opiše niskoenergetska stanja, je interakcija sparivanja tipa BCS [35].

U deformisanom bazisu interakcija sparivanja između bilo koja dva para nukleona vezana u  $J=0$  se može izraziti na osnovu matričnog elementa:

$$V_{pqrs} = - G S_p S_r \delta_{qp} - \delta_{sr} \quad (3.1.8)$$

pri čemu  $p,q,r,s$  predstavlja različita rešenja  $H_{av}$ .

Parametar jačine interakcije sparivanja, tj. extra energije veze dve čestice (šupljine) u blizini dvostruko magičnog jezgra je [36]

$$G_{p(n)} = G_0 [1 \pm G_1 \frac{N-Z}{A}] \quad (3.1.9)$$

$$G_0 = 17 \text{ MeV/A} \quad G_1 = 0.5 \text{ MeV}$$

Na ovaj način su svi parametri mikroskopskog hamiltonijana Modela dinamičke deformacije određeni globalnim proučavanjem najopštijih karakteristika radijusa jezgra ("scaling" faktor,  $\hbar\omega_0$ ), sfernih jednočestičnih nivoa i vezivnih energija (jačina  $\hbar\omega_0$ ), interakcije sparivanja i parametri "droplet" modela), tj. svim parametrima je data  $Z-A$  zavisnost, te model ne koristi slobodne parametre tipa efektivnog nanelektrisanja ili efektivnog žiromagnetskog odnosa, čijim variranjem se dobija najbolji "fit" eksperimentalnih spektara.

Važna pretpostavka DDM je mogućnost adijabatske aproksimacije, tj. da su frekvencije kolektivnog kretanja male u poređenju sa jednočestičnim frekvencijama. U slučaju rotacionog kretanja jezgra to znači:

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

$$\frac{\hbar^2 I}{J} = \frac{IE_2}{3} \ll \hbar\omega_{sp} \Rightarrow I_{max} = \frac{3\hbar\omega_{sp}}{E_2} \quad (3.1.10)$$

$E_2$  - energija prvog pobuđenog  $2^+$  stanja

Na isti način adijabatska aproksimacija u slučaju  $\beta$  vibracije znači  $\hbar\omega_\beta \ll \hbar\omega_{sp}$ . Ako se  $\hbar\omega_\beta$  identificuje sa energijom prvog pobuđenog  $0^+$  stanja može se definisati:

$$n_\beta = \frac{\hbar\omega_{sp}}{\hbar\omega_\beta} = \frac{\hbar\omega_{sp}}{E_0} \quad (3.1.11)$$

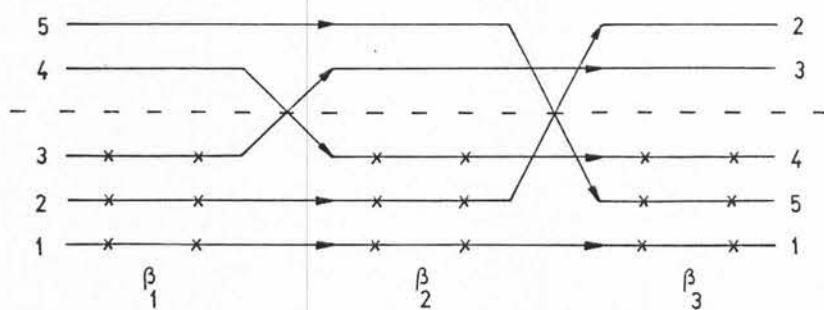
Koristeći relaciju  $\hbar\omega_{sp} = 41 A^{-1/3}$  (MeV), a na osnovu poznatih vrednosti  $E_2$  i  $E_0$ , može se odrediti  $I_{max}$  i  $n_\beta$  za jezgra od interesa, kao mera ispravnosti adijabatske aproksimacije.

Tabela 3.1 Parametri koji određuju ispravnost adijabatske aproksimacije

	$\hbar\omega_{sp}$	$I_{max}$	$n_\beta$
188 Os	7.16	138.6	6.57
190 Os	7.13	114.4	7.82
196 Pt	7.06	59.5	6.22

Na ovaj način mikroskopski deo modela daje potencijalnu energiju i inercione konstante, neophodne veličine za rešavanje svojstvenog problema kolektivnog hamiltonijana kao funkcije parametara deformacije  $\beta$  i  $\gamma$ .

Talasne funkcije kolektivnog hamiltonijana koje su rešenja svojstvenog problema u modelu dinamičke deformacije mogu se predstaviti kao linearne kombinacije mikroskopskih talasnih funkcija koje odgovaraju različitim jednočestičnim konfiguracijama.



$$|\psi\rangle = C_0 |OP - OH\rangle + \sum_{PH} C_{PH} |2P - 2H\rangle + \sum_{PH, PH' H'} C_{PH, PH' H'} |4P - 4H\rangle + \dots$$

Slika 3.1 Shematski prikaz ekvivalentnosti talasne funkcije u modelu dinamičke deformacije i superpozicije više čestica-više šupljina talasnih funkcija

U zavisnosti od deformacije (tj. od parametra  $\beta$ ) jednočestični energetski nivoi se pomeraju na više ili na niže, (slika 3.1) tako da dinamičko tretiranje deformacije znači da se za svaku deformaciju može izabrati najjednostavnija raspodela nukleona po jednočestičnim nivoima (npr. OP-OH za parno-parna jezgra), pa ipak će ukupna talasna funkcija predstavljati linearну kombinaciju složenih raspodela nukleona. Međutim nepotrebno bi bilo uključivati sva moguća stanja. Kriterijum pri izboru odgovarajućih stanja su fundamentalne simetrije: parnost i rotaciona invariantnost, koje vode do dobrih kvantnih brojeva  $\pi$ , I, M.

Bohr-ov kolektivni hamiltonijan (jednačina 3.1.1) sadrži sedam veličina koje su funkcije deformacije:  $V$ ,  $B_{\beta\beta}$ ,  $B_{\beta\gamma}$ ,  $B_{\gamma\gamma}$ ,  $J_1$ ,  $J_2$ ,  $J_3$ . Ove funkcije su dovoljne da opišu idealna vibraciona (sferna) jezgra, rotaciona (deformisana) jezgra, kao i realna jezgra sa različitim stepenom anharmoniciteta i rotaciono - vibracionog vezivanja.

Pošto je hamiltonijan skalar, mora biti izražen preko osnovnih skalara formiranih od kvadrupolnih tensora  $\beta_a$ ,  $\dot{\beta}_a$ , a to su  $\alpha_2 \cdot \alpha_2 = \beta^2$  i  $(\alpha_2 \cdot \alpha_2) \cdot \alpha_2 \propto \beta^3 \cos 3\gamma$ . Odavde se vidi da potencijalna energija nema linearni član po  $\beta$ , tj.

$$V = V(\beta^2, \beta^2 \cos 3\gamma) \text{ pa je}$$

$$\frac{\partial V}{\partial \beta} = 0 \quad \text{za } \beta=0 \quad (3.1.12)$$

te funkcija potencijalne energije mora imati ekstremnu vrednost (minimum ili maksimum) za  $\beta=0$ .

Funkcionalna zavisnost parametara  $V$ ,  $B$ ,  $J$ , od  $\beta$  i  $\gamma$  omogućuje da se utvrde simetrije kolektivnog hamiltonijana u

odnosu na ove dve veličine, i na taj način odredi oblast numeričkih proračuna.

$$\begin{aligned}
 H_{\text{coll}}(\beta, \gamma) &= H_{\text{coll}}(\beta, \gamma - 120^\circ) = H_{\text{coll}}(\beta, \gamma + 120^\circ) \\
 &= H_{\text{coll}}(\beta - \gamma) = H_{\text{coll}}(\beta, 60 - \gamma) \\
 H_{\text{coll}}(\beta, 60 + \gamma) &= H_{\text{coll}}(\beta, 60 - \gamma)
 \end{aligned} \tag{3.1.13}$$

Ovo omogućava da se svi numerički proračuni izvedu u isečku  $\beta = 0.0 - 0.8$ ,  $\gamma = 0^\circ - 60^\circ$ . Oblast parametra  $\gamma$  određena je relacijama simetrije, a gornja granica parametra  $\beta$  je određena na osnovu eksperimentalnih BCE2 vrednosti dobro deformisanih jezgara i iz uslova za  $\beta_{\max}$  potrebnih za konvergenciju kolektivnog rešenja [37].

Rešenje kolektivne Schrödinger-ove jednačine se određuje numeričkom integracijom unutar oblasti  $\beta - \beta_{\max}$ ,  $\gamma - \gamma_{\max}$  izdeljenoj na manje trougaone oblasti (slika 3.2):

$$\int \beta d\beta \int dy f(\beta, \gamma) = \frac{s^2}{\sqrt{3}} \sum_i w_i f_i$$

$f(\beta, \gamma)$  - bilo koja funkcija od  $\beta, \gamma$

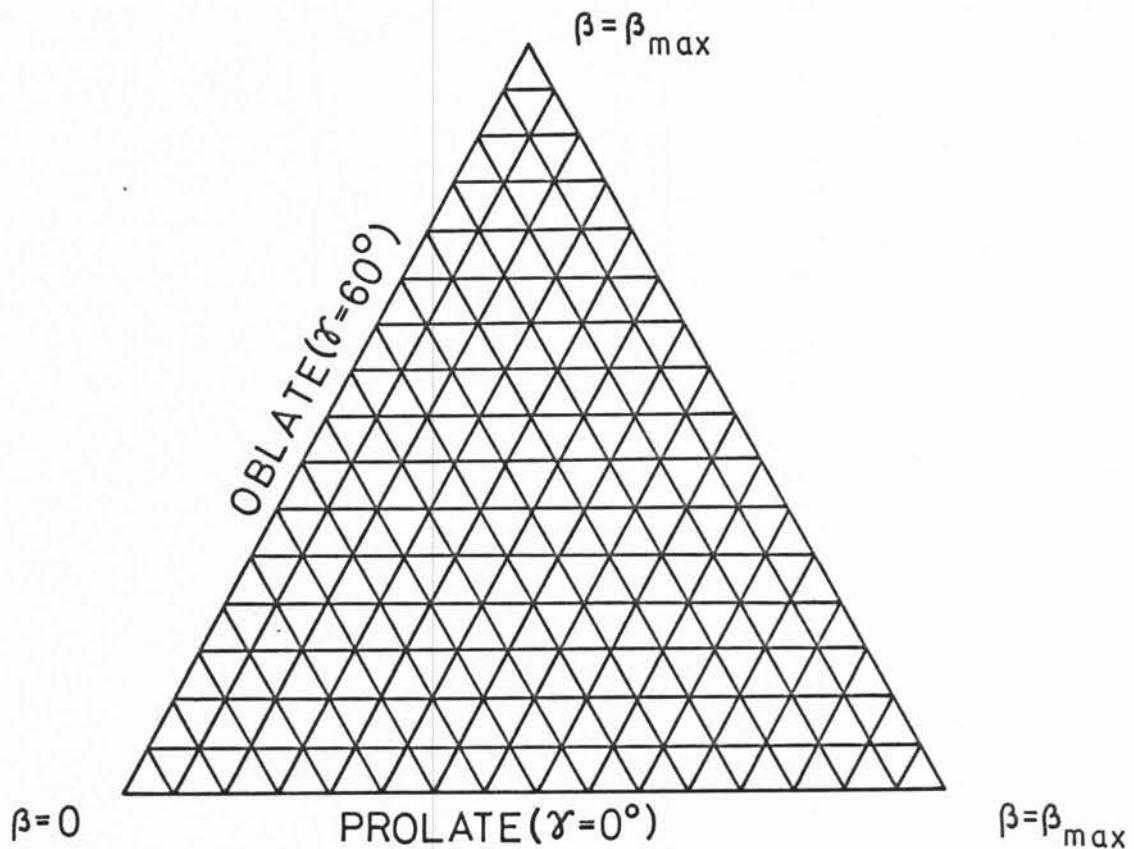
$s$  - parametar mreže

$f_i$  - numerička vrednost funkcije u tački  $i$

$w_i$  - težinski faktor

Parametar  $\beta$  je mera totalne deformacije jezgra u odnosu na sferu

$$\beta^2 = \sum_v a_{2v}^2 = \sum_v |\alpha_{2v}|^2$$



Slika 3.2  $\beta$ - $\gamma$  mreža koja se koristi za integraciju po  $\beta$  i  $\gamma$

Smisao parametra  $\gamma$  (ugao asimetrije) se može videti iz izraza za promenu radijusa jezgra duž osa fiksiranih za jezgro

$$\delta R_k = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta R_0 \cos(\gamma - \frac{k \cdot 2\pi}{3}) \quad k = 1, 2, 3 \quad (3.1.16)$$

Vrednost  $\gamma=0$  odgovara jezgru oblika prolate (oblik cigare), elipsoida sa osom 3 kao osom simetrije, a  $\gamma = \frac{\pi}{3}$  jezgru oblika oblate (palačinka), elipsoida sa osom 2 kao osom simetrije.

### 3.1.2 OPERATORI ELEKTROMAGNETNIH PRELAZA

Operatori elektromagnetskih prelaza u okviru DDM se nekoliko razlikuju od onih koji se uobičajeno koriste u

kolektivnim modelima, koji baziraju na pretpostavkama o ravnomernoj raspodeli nanelektrisanja i malim deformacijama. Korišćenje kompletног mikroskopskog konfiguracionog prostora omogućuje da se izbegne upotreba slobodnih parametara tipa efektivnog nanelektrisanja, a очekivane vrednosti elektromagnetičnih operatora se određuju za svaku tačku  $\beta$ -γ prostora, uključujući na taj način kompletну  $\beta$ -γ zavisnost.

$$\hat{T}(E2, \mu) = \sum_{i=1}^Z r_i^2 Y_{2\mu}(\Theta_i, \varphi_i)$$

$$\hat{T}(M1, \mu) = \sum_{i=1}^Z l_{i\mu} + \sum_p g_{sp} \sum_{i=1}^A s_{i\mu} \quad (3.1.17)$$

$$\hat{T}(EO) = \sum_{i=1}^Z (r_i^2/R^2)$$

$r_i, \Theta_i, \varphi_i$  - koordinate i-tog nukleona

$l_{i\mu}(s_{i\mu})$  -  $\mu$ -ta komponenta orbitalnog (spinskog) momenta

$p$  - indeks koji razlikuje proton i neutron

$g$  - protonski odnosno neutronski žiromagnetski odnos

### 3.1.3 DOMETI MODELA

Proračuni na osnovu DDM-a pokazuju da ne postoji potpuno sferično jezgro, već je svako jezgro deformisano u izvesnoj meri ( $\beta_{rms}$  i  $\gamma_{rms}$  nikad nisu jednaki nuli). Druga činjenica koja proizilazi iz modela je da jezgro nema fiksiran oblik, već mu se oblik razlikuje od stanja do stanja. Ove razlike su zanemarljive za dobro deformisana jezgra, ali mogu, u slučaju "mekih" jezgara biti veoma značajne, pa čak i pretstavljati i koegzistenciju oblika.

Ovaj model retko daje izuzetno dobar fit energija nivoa, ali je mnogo uspešniji u predviđanju verovatnoća prelaza, a osnovni kvaliteti su mu:

- energetski nivoi se računaju direktno, ne nadgradujući ih na vakuumска stanja i ne pretpostavljajući unapred bilo kakvo grupisanje u vrpce;
- ne postoje lokalni parametri, već su svi parametri fiksirani za sva parno-parna jezgra, ali se zato i ne mogu očekivati perfektni rezultati, već više predviđanje nuklearnih trendova.

### 3.2.1 MODEL INTERAGUJUĆIH BOZONA – IBM

Osnovna karakteristika pristupa problemu nuklearne strukture u Modelu interagujućih bozona (IBM) je naglasak na aspektima simetrije kolektivnog kretanja, pre nego na njihovim geometrijskim karakteristikama.

Polazna ideja IBM [38] je da se niskoenergetska, kolektivna pobuđenja (kolektivne vibracije i rotacije) mogu opisati koristeći sistem N interagujućih bozona angулarnog momenta L=0 (s-bozoni) i L=2 (d-bozoni), što nije bazično nova ideja.

Pretpostavljajući da je dominantni tip interakcije među bozonima dvočestičnog tipa, odgovarajući hamiltonijan sadrži samo jedno i dvočestične članove.

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^N \epsilon_i + \sum_{i < j}^N V_{ij} = \epsilon_s \hat{s}^+ \cdot \hat{s} + \epsilon_d \sum_{\mu} \hat{d}_{\mu}^+ \cdot \hat{d}_{\mu}^- + V \quad (3.2.1)$$

$\hat{s}^+, \hat{d}^+ (\hat{s}, \hat{d})$  - operatori stvaranja (poništavanja) bozona

$\hat{V}$  - bozon-bozon interakcija

U najopštijem slučaju svojstvene vrednosti i svojstvena stanja se mogu odrediti dijagonalizacijom hamiltonijana u odgovarajućem bazisu. Međutim, kako pet komponenata ( $\mu=0; \pm 1; \pm 2$ ) d bozona i jedna komponenta s bozona razapinju šestodimenzionalni prostor, hamiltonian se može izraziti na osnovu generatora grupe  $U(6)$  (odnosno  $SU(6)$ ) ako se  $N$  smatra fiksiranim formiranim od operatora stvaranja i poništavanja s odnosno d bozona.

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \epsilon_s \hat{s}^+ \cdot \hat{s} + \epsilon_d \sum_{\mu} \hat{d}_{\mu}^+ \cdot \hat{d} + \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} (2L+1)^{1/2} C_L [(\hat{d}^+ \times \hat{d}^+)^{(L)} \\ & (\hat{d} \times \hat{d})^{(L)}]^{(0)} + \frac{1}{2^{1/2}} \tilde{V}_2 [(\hat{d}^+ \times \hat{d}^+)^{(2)} (\hat{d} \times \hat{s})^{(0)} + (\hat{s}^+ \times \hat{d}^+)^{(2)} (\hat{d} \times \hat{d})^{(0)} \\ & + \frac{1}{2^{1/2}} \tilde{V}_0 [(\hat{d}^+ \times \hat{d}^+)^{(0)} (\hat{s} \times \hat{s})^{(0)} + (\hat{s}^+ \times \hat{s}^+)^{(0)} (\tilde{d} \times \tilde{d})^{(0)}]^{(0)} \\ & + \frac{1}{2^{1/2}} U_2 [(\hat{d}^+ \times \hat{s}^+)^{(2)} (\hat{d} \times \hat{s})^{(2)}] + \frac{1}{2} U_0 [(\hat{s}^+ \times \hat{s}^+)^{(0)} (\hat{s} \times \hat{s})^{(0)}]^{(0)} \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

Zagrade označavaju angуларни moment odgovarajuće kombinacije bozona, a parametri  $C_L = 0; 2; 4$ ,  $V_L = 0; 2$  i  $U_L = 0; 2$  su dvočestični matrični elementi:

$$\begin{aligned} C_L &= \langle d^2 L | V | d^2 L \rangle \\ \tilde{V}_2 &= \langle d s 2 | V | d s 2 \rangle \cdot \sqrt{5/2} \\ \tilde{V}_0 &= \langle d^2 0 | V | s^2 0 \rangle \cdot \sqrt{1/2} \\ U_2 &= \langle d s 2 | V | d s 2 \rangle \cdot \sqrt{5} \\ U_0 &= \langle s^2 0 | V | s^2 0 \rangle \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

U najopštijem slučaju, dakle,  $\hat{H}$  se može napisati na osnovu 36 generatora grupe  $SU(6)$ :  $(\hat{s}^+ \hat{x}s)^{(0)}$ ,  $(\hat{d}^+ \hat{x}d)^{(0)}$ ,  $(\hat{d}^+ \hat{x}d)^{(1)}_\mu$ ,  $(\hat{d}^+ \hat{x}d)^{(2)}_\mu$ ,  $(\hat{d}^+ \hat{x}d)^{(3)}_\mu$ ,  $(\hat{d}^+ \hat{x}d)^{(4)}_\mu$ ,  $(\hat{d}^+ \hat{x}d)^{(2)}_\mu$ ,  $(\hat{s}^+ \hat{x}d)^{(2)}_\mu$ .

Za fenomenološku analizu spektara zgodnije je izraziti hamiltonijana na sledeći način [39]:

$$\hat{H} = \varepsilon_s \hat{n}_s + \varepsilon_d \hat{n}_d + a_0 \hat{P} \cdot \hat{P} + a_1 \hat{L} \cdot \hat{L} + a_2 \hat{Q} \cdot \hat{Q} + a_3 \hat{T}_3 \cdot \hat{T}_3 + a_4 \hat{T}_4 \cdot \hat{T}_4 \quad (3.2.4)$$

Operatori  $\hat{P}$ ,  $\hat{L}$ ,  $\hat{Q}$  su operatori monopolnog sparivanja, angularnog momenta i kvadrupolnog momenta, a  $\hat{T}_3$  i  $\hat{T}_4$  bozonski oktopolni i hexadekapolni operatori. Parametri  $\varepsilon_s$ ,  $\varepsilon_d$ ,  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  i  $a_4$  su linearne kombinacije parametra  $C_L$ ,  $V_L \dots$

$$\hat{n}_s = \hat{s}^+ \cdot \hat{s} \qquad \hat{n}_d = \hat{d}^+ \cdot \hat{d}$$

$$\hat{P} = \frac{1}{2} (\hat{d} \cdot \hat{d}) - \frac{1}{2} (\hat{s} \cdot \hat{s}) \quad L = \sqrt{10} [\hat{d}^+ \hat{x}d]^{(1)}$$

$$\hat{Q} = [\hat{d}^+ \hat{x}s + \hat{s}^+ \hat{x}d]^{(2)} - \frac{1}{2} \sqrt{7} [\hat{d}^+ \hat{x}d]^{(2)} \quad (3.2.5)$$

$$\hat{T}_3 = [\hat{d}^+ \hat{x}d]^{(3)} \qquad \hat{T}_4 = [\hat{d}^+ \hat{x}d]^{(4)}$$

Međutim, pošto IBM hamiltonijan ima dobro definisanu simetriju, jednostavna analitička rešenja se mogu odrediti kada god se totalni hamiltonijan može napisati na osnovu generatora kompletног lanca podgrupa grupe  $SU(6)$ . Zahtev da svaki od lanaca sadrži grupu  $O(3)$  (što obezbeđuje da je  $L$  dobar kvantni broj) sužava problem na tri moguća lanca koji se obično označavaju prvim članom u nizu, a odgovaraju specijalnim vrednostima parametara  $\varepsilon_s$ ,  $\varepsilon_d$ ,  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$ ,  $a_4$ , tj slučajevima kada iščezavaju određeni stepeni slobode.

I	$a_0 = 0$	$a_2 = 0$	$SU(6) \supset SU(5) \supset O(5) \supset O(3)$	
II	$\epsilon = 0$	$a_0 = 0$	$SU(6) \supset SU(3) \supset O(3)$	(3.2.6)
	$a_3 = 0$	$a_4 = 0$		
III	$\epsilon = 0$	$a_2 = 0$	$a_4 = 0$	$SU(6) \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3)$

U ostalim slučajevima, za jezgra koja su na prelazu između dve egzaktne simetrije svojstvena rešenja hamiltonijana moraju se odrediti numerički dijagonalizacijom punog hamiltonijana.

### 3.2.2 $SU(5)$ LIMIT - VIBRACIONI SPEKTRI

U slučaju  $SU(5)$  limita  $\epsilon = \epsilon_d - \epsilon_s$  je veliko u poređenju sa ostalim parametrima, pa se nuklearna stanja mogu klasifikovati samo na osnovu broja d bozona.

$$\hat{H} = \epsilon \cdot \sum_{\mu} \hat{d}_{\mu}^+ \hat{x} \hat{d}_{\mu} \quad (3.2.7)$$

$$E = \epsilon \cdot \hat{n}_d$$

Ovakvi izrazi opisuju spektar harmonijskog oscilatora.

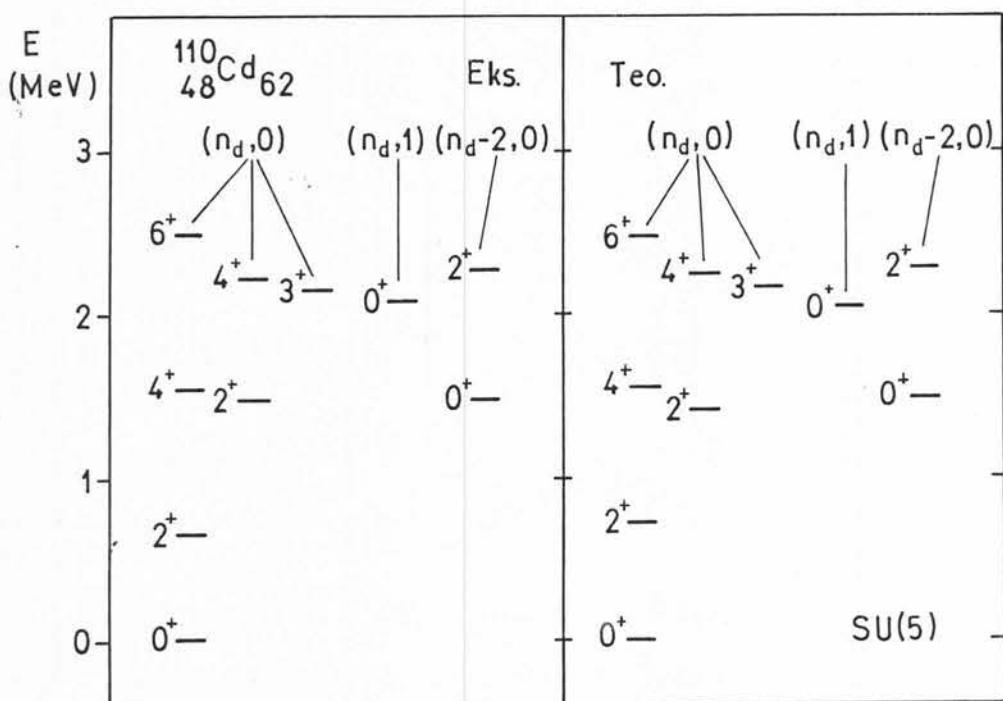
Mnogi nuklearni spektri su veoma slični vibracionom limitu, ali uz cepanje degenerisanih multipleta. Zbog toga je potrebno u vibracionom limitu koristiti hamiltonian oblika:

$$\hat{H} = \epsilon \sum_{\mu} \hat{d}_{\mu}^+ \hat{d}_{\mu} + \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2}(2L+1)^{1/2} C_L [(\hat{d}^+ \hat{x} \hat{d})^{(L)} (\hat{d} \hat{x} \hat{d})^{(L)}]^{(0)} \quad (3.2.8)$$

koji se može rešiti analitički dajući svojstvene vrednosti izražene na osnovu kvantnih brojeva:  $n_d$  (broj d bozona

$n_d = 1 \dots N_D$ ,  $\nu$ -senioriti (broj d-bozona vezanih u  $L \neq 0$ ),  $n_\Delta$  (broj bozonskih tripleteta vezanih u  $L=0$ ),  $L$  i  $M$  (angularni moment i projekcija na z osu).

$$E = \epsilon n_d + \alpha \frac{1}{2} n_d (n_d - 1) + \beta (n_d - \nu) (n_d + \nu + 3) + \gamma [L(L+1) - 6 n_d] \quad (3.2.9)$$



Slika 3.3 Primer spektra sa  $SU(5)$  simetrijom  $^{110}_{48}Cd_{62}$  ( $N=7$ ). Teorijske vrednosti energija su računate na osnovu sledećih parametara  $\epsilon=722$  keV,  $\alpha=18$  keV,  $\beta=10.3$  keV,  $\gamma=10$  keV

3.2.3 SU(3) LIMIT - ROTACIONI SPEKTRI JEZGARA SA AKSI JALNOM  
SI METRI JOM

Ova simetrija je izražena kada je  $\varepsilon_d$  i  $\varepsilon_s$  malo, a dominantna dvočestična interakcija je kvadrupolnog tipa. Simetrija

ovog tipa je uvedena još 1958. godine pri proučavanju kolektivnih spektara lakih jezgara [40], a odgovarajući hamiltonijan je oblika:

$$\hat{H} = -k \cdot \hat{Q} \cdot \hat{Q} - k' \cdot \hat{L} \cdot \hat{L} \quad (3.2.10)$$

sa svojstvenim vrednostima:

$$E = -\frac{1}{2} k C(\lambda, \mu) + \frac{3}{8} (k - k') L (L + 1) \quad (3.2.11)$$

$C(\lambda, \mu)$  – kvadratni Casimir-ov operator grupe  $SU(3)$

$$C(\lambda, \mu) = \lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3(\lambda + \mu) \quad (3.2.12)$$

U ovom slučaju energetski nivoi su prirodno grupisani u "vrpcu" sa izraženom  $L(L+1)$  zavisnošću. Matrični elementi  $E_2$  prelaza unutar vrpce su veliki, a njihov odnos u slučaju  $N \rightarrow \infty$ , prelazi u Alaga pravilo. Navedene karakteristike odgovaraju spektrima aksijalnog rotora u geometrijskoj slici Bohr-a i Mottelson-a.

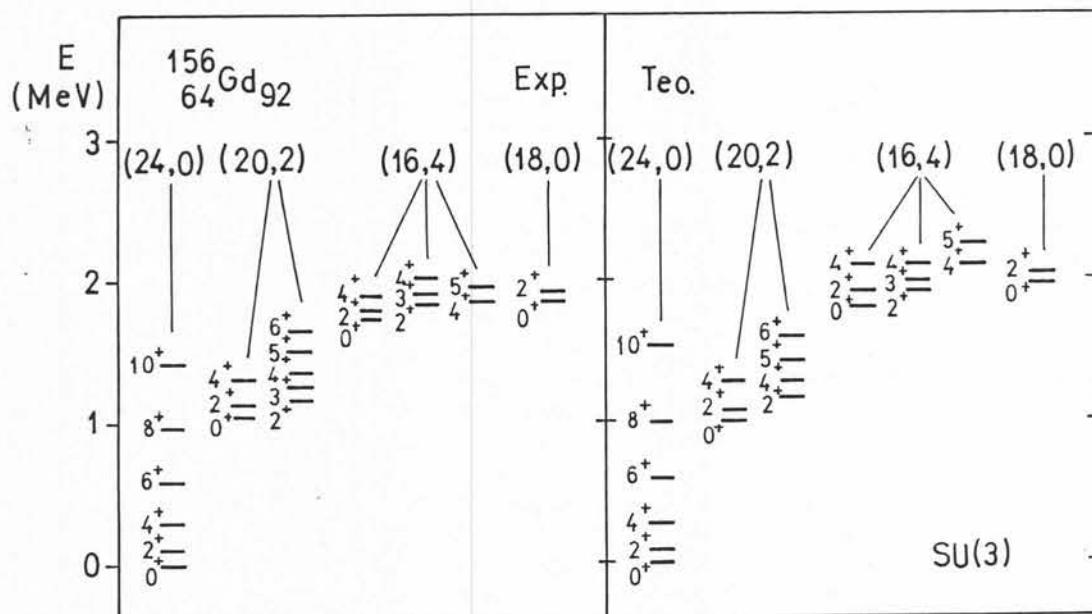
### 3.2.4 $O(6)$ LIMIT – SPEKTRI " $\gamma$ -SOFT" JEZGARA

Treći slučaj za koji postoji analitičko rešenje hamiltonijana (3.2.4) odgovara dinamičkoj simetriji grupe  $O(6)$ , a ispunjen je kada je kvadrupolna interakcija zanemarljiva u odnosu na ostale, te je hamiltonijan oblika:

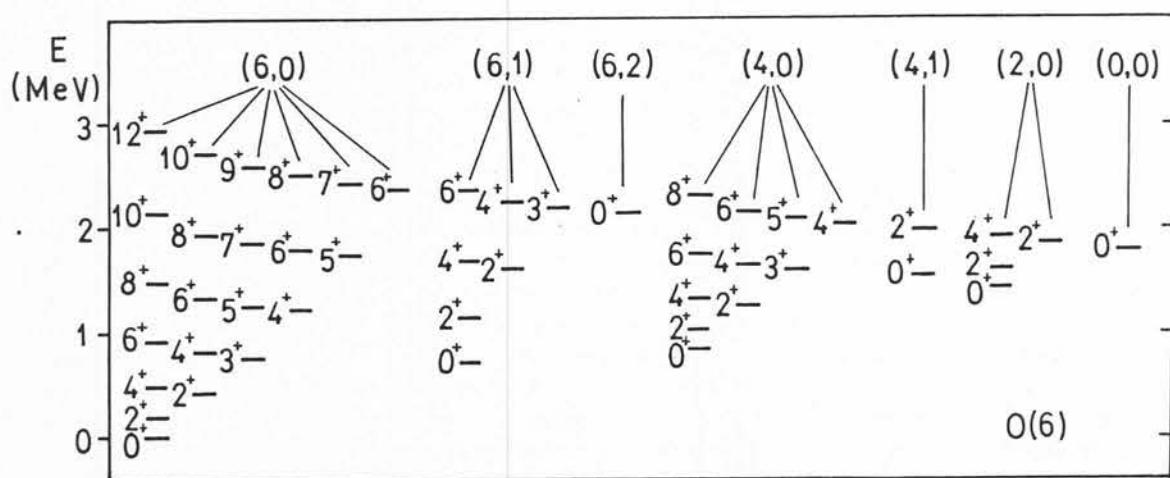
$$\hat{H} = \epsilon \sum_{\mu} \hat{d}_{\mu}^+ \cdot \hat{d}_{\mu} + k' \cdot \hat{P} \cdot \hat{P} - k' \cdot \hat{L} \cdot \hat{L} \quad (3.2.13)$$

sa svojstvenom vrednošću:

$$E = \frac{1}{4} A (N-\sigma) (N+\sigma+4) + B \tau (\tau+3) + C L (L+1) \quad (3.2.14)$$



Slika 3.4 Primer spektra sa  $SU(3)$  simetrijom  $^{156}_{64}\text{Gd}_{92}$  ( $N=12$ ). Teorijske vrednosti energija su računate na osnovu vrednosti parametara  $k=7.25$  keV,  $k'=8.56$  keV.



Slika 3.5 Tipičan spektar sa  $O(6)$  simetrijom ( $N=6$ ). Vrednosti u zagradama su kvantni brojevi  $\sigma$  i  $\nu_{\Delta}$ .

A, B, C su konstante, a nivoi su okarakterisani kvantnim brojevima N, σ, τ, ν<sub>Δ</sub>, L.

N - broj bozona

σ = N, N-2, N-4... 0 ili 1

τ - broj fonona τ=0,1... σ za svaku vrednost σ

λ = τ - 3ν<sub>Δ</sub> ν<sub>Δ</sub> je broj tripleta bozona vezanih u angularni moment O i može imati vrednosti ν<sub>Δ</sub>=0,1... $\frac{1}{3}\tau$

L = 2λ, 2λ-2, 2λ-3,... λ+1, λ

Ponovo su energetski nivoi prirodno grupisani u familije ("vrpcce"), a svaki nivo je jednoznačno određen kvantnim brojevima L<sup>π</sup>(σ, τ, ν<sub>Δ</sub>).

Na osnovu izraza (3.2.14) mogu se odrediti osnovne karakteristike spektra. Pre svega za grupu najnižih energetskih nivoa σ=N, te je prvi član jednak 0. Član proporcionalan parametru C uklanja degeneraciju τ multimleta, a unutar σ-grupe za C=0 energetski razmaci su određeni članom proporcionalnim parametru B, što odgovara spektru jezgra čija potencijalna energija je nezavisna od parametra deformacije γ, "γ-soft" rotor [41], koji predstavlja geometrijski ekvivalent OC6) limita.

### 3.2.5 OPERATORI PRELAZA I SELEKCIJONA PRAVILA

Operator prelaza među kolektivnim stanjima pozitivne parnosti

$$\hat{T}^l = \alpha_2 \delta_{l2} (\hat{d}^+ \times \hat{s} + \hat{s}^+ \times \hat{d})^{(2)} + \beta_l (\hat{d}^+ \times \hat{d})^{(l)} + \gamma_0 \delta_{l0} (\hat{s}^+ \times \hat{s})^{(0)}$$

(3.2.15)

u slučaju E2 prelaza postaje

$$\hat{T}(E2) = \alpha_2 (\hat{d}^+ \times \hat{s} + \hat{s}^+ \times \hat{d})^{(2)} + \beta_2 (\hat{d}^+ \times \hat{d})^{(2)} \quad (3.2.16)$$

gde su  $\alpha_2$  i  $\beta_2$  su parametri čijim izborom se postiže slaganje sa odgovarajućim eksperimentalnim vrednostima, a imaju fizički smisao efektivnog nanelektrisanja.

Za E2 prelaze osnovno selekciono pravilo je  $\Delta n_d = 0, \pm 1$ , čiji se uticaj reflektuje u vrednostima parametara  $\alpha_2$  i  $\beta_2$ .

Selekciona pravila :	SU(5)	$\Delta n_d = \pm 1$
	SU(3)	$\Delta(\lambda, \mu) = 0$
	OC(6)	$\Delta\sigma = 0 \quad \tau = \pm 1$

U prvom stepenu  $\hat{T}(M1)$  operator nema nedijagonalnih matričnih elemenata, te je M1 prelaz zabranjen. Uključujući sledeći član operator postaje [42]:

$$\hat{T}(M1) = (g_B + \alpha'_1 N) \hat{L}^{(1)} + \gamma'_1 n_d \hat{L}^{(1)} + \beta [\hat{T}(E2) \times \hat{L}] \quad (3.2.17)$$

Operator monopolnog prelaza je dat izrazom:

$$\hat{T}(EO) = \beta_0 (\hat{d}^+ \times \hat{d})^{(0)} + \gamma_0 (\hat{s}^+ \times \hat{s})^{(0)} \quad (3.2.18)$$

što se može napisati na sledeći način:

$$\hat{T}(EO) = \gamma_0 (\hat{N} - \hat{n}_d) + \beta_0 \hat{n}_d = \gamma_0 \hat{N} + \beta_0 \hat{n}_d \quad (3.2.19)$$

Prvi član izraza (3.2.19) je jednak nuli, pošto je  $\hat{N}$  (ukupni broj bozona) očuvan, te ne može indukovati prelaz između ortogonalnih stanja. Prema tome, EO prelaz je proporcionalan matričnom elementu operatora broja d bozona i tako na najdirektniji način govori o strukturi talasne funkcije.

Selekciona pravila [43]:	SU(5)	nema EO prelaza
	SU(3)	$\Delta k \neq 0$
	OC(6)	$\Delta\sigma = 2 \quad \Delta\tau = 0$

### 3.2.6 FIZIČKA INTERPRETACIJA BOZONSKIH STEPENI SLOBODE - IBM-2

Veliki zamah u razvoju modela je nastao kada je ukazano na to da se s i d bozoni mogu interpretirati kao parovi nukleona izvan zatvorene ljske sa odgovarajućim angularnim momentom, te je ukupni broj bozona  $N$  u pojedinim jezgrima konstantan i sastoji se od  $N_{\pi}$  protonskih i  $N_{\nu}$  neutronskih bozona [44]. U prvoj aproksimaciji ovi parovi se mogu povezati sa jakom monopolnom i nešto slabijom kvadrupolnom interakcijom sparivanja među nukleonima (fermionima) istog tipa, a kolektivni karakter parova je značajno pojačan n-p kvadrupol-kvadrupol interakcijom. Bozoni većeg angularnog momenta se mogu uvesti samo kao popravka modelskih predviđanja [45], [46]. (Tako na primer L=3, f-bozoni, su potrebni za opisivanje stanja negativne parnosti, a L=4, g-bozoni, postaju značajni tek pri visokim energijama pobuđenja. Uzimajući u obzir interakciju sparivanja i kvadrupolnu interakciju među fermionima koji se nalaze u višim ljkuskama (50-82) nalazi se da se "Cooper-ovi" parovi sastoje 90% od s i d parova, a uključivanje g (L=4) para daje više od 96% totalne verovatnoće. Međutim, značajniji je uticaj konačnog broja bozona na očekivane vrednosti fizičkih veličina. Tako na primer računati unutrašnji (sopstveni) kvadrupolni moment pokazuje da s+d (+g) parovi daju približno 80% (95%) njegove tačne vrednosti, ali izgleda da uključivanje samo s+d parova prenaglašava superfluidni karakter, utičući tako na vrednost momenta inercije koja iznosi oko 50% vrednosti dobijene kompletним proračunima.)

Identifikacija bozona kao parova nukleona znači da se bozoni ne mogu više smatrati identičnim, već se moraju razlikovati bozoni nastali sparivanjem protona odnosno neutrona. Broj protonskih bozona  $N_\pi$  odnosno neutronskih  $N_\nu$  se računa na osnovu broja sparenih valentnih nukleona, ili odgovarajućih šupljina, ukoliko je ljudska popunjena više od polovine.

U ovom slučaju totalni IBM-2 hamiltonijan sadrži pored protonskog i neutronskog dela i član koji opisuje interakciju protonskih i neutronskih bozona:

$$\hat{H} = \epsilon_\nu \hat{n}_{d\nu} + \epsilon_\pi \hat{n}_{d\pi} + \hat{Q}_\nu^{(2)} \cdot \hat{Q}_\pi^{(2)} + \hat{V}_{pp} + \hat{M}_{\nu\pi} \quad (3.2.20)$$

Prva dva člana opisuju energiju pojedinih bozona:  $\epsilon_{\nu(\pi)}$  je energetska razlika između  $d_{\nu(\pi)}$  bozona,  $\hat{n}_{d(\pi)}$  je broj neutronskih odnosno protonskih bozona. Treći član predstavlja najznačajniji deo međubozonske interakcije, kvadrupol - kvadrupol interakciju, pri čemu je kvadrupolni operator definisan sledećim izrazom:

$$\hat{Q}_p^{(2)} = (\hat{s}_p^+ \times \hat{d}_p^- + \hat{d}_p^+ \times \hat{s}_p^-)^{(2)} + x_p (\hat{d}_p^+ \times \hat{d}_p^-)^{(2)} \quad (3.2.21)$$

$$p=\pi, \nu$$

Član  $V_{pp}$   $p=\pi, \nu$  sadrži preostalu (rezidualnu) proton-proton i neutron-neutron interakciju (uz očuvanje broja d bozona):

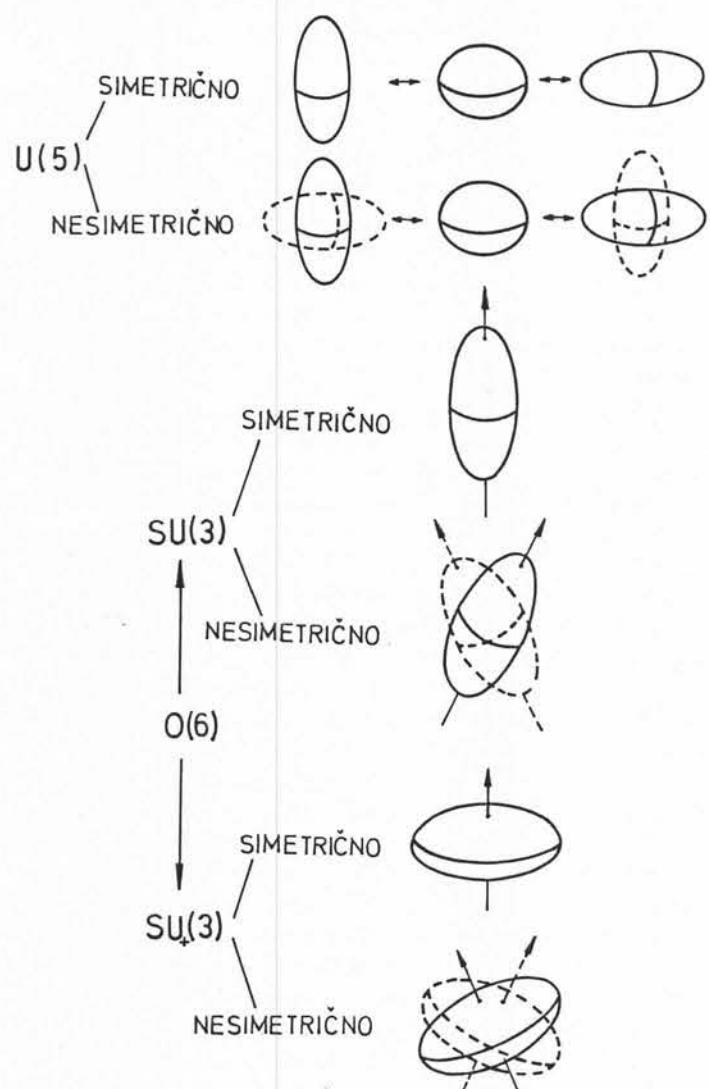
$$\begin{aligned} \hat{V}_{pp} = & \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} \sqrt{2L+1} C_L^p [(\hat{d}_p^+ \times \hat{d}_p^-)^{(L)} (\hat{d}_p^+ \times \hat{d}_p^-)^{(L)}] + \\ & + \frac{1}{2} V_0^p \left\{ [(\hat{d}_p^+ \times \hat{d}_p^-)^{(0)} (\hat{s}_p^+ \times \hat{s}_p^-)^{(0)}]^{(0)} + hc \right\} + \sqrt{\frac{5}{2}} V_2^p \left\{ [(\hat{d}_p^+ \times \hat{d}_p^-)^{(2)} \cdot \right. \\ & \cdot \left. (\hat{d}_p^+ \times \hat{s}_p^-)^{(2)} + hc \right\} + k_{pp} \hat{Q}_p^{(2)} \cdot \hat{Q}_p^{(2)} \quad (3.2.22) \end{aligned}$$

Član  $\hat{M}_{\nu\pi}$  ima sledeći oblik:

$$\hat{M}_{\nu\pi} = \sum_{k=1,3} 2\xi_k (\hat{d}_\nu^+ \times \hat{d}_\pi^+)^{(k)} (\hat{d}_\nu \times \hat{d}_\pi)^k + \xi_2 (\hat{d}_\nu^+ \times \hat{s}_\pi^+ - \hat{s}_\nu^+ \times \hat{d}_\pi^+)^{(2)} \\ \cdot (\hat{d}_\nu \times \hat{s}_\pi^+ - \hat{s}_\nu \times \hat{d}_\pi^+)^{(2)} \quad (3.2.21)$$

a naziva se Majorana član. Naime, IBM-2 uvodi novi, dvodimenzionalni stepen slobode, F-spin [44], [47], koji razlikuje protonске odnosno neutronske bozone. Projekcija F-spina je  $1/2$  odnosno  $-1/2$  za protonске odnosno neutronske bozone. Na osnovu ovoga može se zaključiti da je osnovna simetrijska grupa IBM-2:  $U_\nu(6) \cdot U_\pi(6)$ .

Svaki IBM-2 hamiltonijan koji je simetričan u odnosu na F spin ima odgovarajući IBM-1 hamiltonijan, takav da energije svih stanja u IBM-1 prostoru odgovaraju energijama stanja koja pripadaju potpuno simetričnoj ireducibilnoj reprezentaciji  $[N]$  grupe  $U_\nu(6) \cdot U_\pi(6)$ . To znači da IBM-2 stanja sa maksimalnim F-spinom imaju analogna IBM-1 stanja, tj vektorski prostor IBM-1 se može smatrati potprostorom IBM-2 vektorskog prostora, te postoji jedinstven način projektovanja odgovarajućih operatora iz jednog prostora u drugi. Međutim IBM-2 stanja koja nisu invarijantna na izmenu neutron, proton, nemaju analognih stanja u IBM-1 prostoru, nazivaju se "mixed symmetry states" i predstavljaju novu klasu kolektivnih stanja kod kojih je kvadrupolni stepen slobode neutrona pobuđen na različit način od protonskog [48]. (Specijalan primer ovog tipa je stanje  $1^+$  sa jakim  $M_1$  prelazom na osnovno stanje, ali IBM-2 predviđa i stanja  $2^+$  sa sličnim karakteristikama [49].)



Slika 3.6. Shematska ilustracija geometrijskih oblika pri druženim simetričnim i nesimetričnim stanjima u odnosu na  $F$ -spin

Može se pokazati da je bozon-bozon interakcija takvog tipa da niskoenergetska sopstvena stanja hamiltonijana prvenstveno pripadaju simetričnoj reprezentaciji, pa Majarana član ima zadatku da opiše energije pobuđenja stanja sa nižim stepenom simetrije.

Kao i u slučaju IBM-1, hamiltonijan IBM-2 se može analitički rešiti u tri slučaja i energije izraziti na osnovu kvantnih brojeva lanca podgrupa osnovne grupe simetrije:

UC(5) limit

$$U_{\pi}(6) \cdot U_{\nu}(6) \supseteq U_{\pi+\nu}(6) \supseteq U_{\pi+\nu}(5) \supseteq O_{\pi+\nu}(5) \supseteq O_{\pi+\nu}(3) \supseteq O_{\pi+\nu}(2)$$

SU(3) limit

$$U_{\pi}(6) \cdot U_{\nu}(6) \supseteq U_{\pi+\nu}(6) \supseteq SU_{\pi+\nu}(3) \supseteq O_{\pi+\nu}(3) \supseteq O_{\pi+\nu}(2) \quad (3.2.24)$$

O(6) limit

$$U_{\pi}(6) \cdot U_{\nu}(6) \supseteq U_{\pi+\nu}(6) \supseteq O_{\pi+\nu}(6) \supseteq O_{\pi+\nu}(5) \supseteq O_{\pi+\nu}(3) \supseteq O_{\pi+\nu}(2)$$

### 3.2.7 SLOBODNI PARAMETRI MODELA

Svojstveni funkcije i svojstvena stanja hamiltonijana (3.2.20) mogu se odrediti koristeći program NPBOS [50]. U najopštijem slučaju IBM-2 hamiltonijan sadrži veliki broj slobodnih parametra, ali dominantni uticaj pri opisu nisko energetskih kolektivnih nivoa imaju parametri:  $\epsilon$ ,  $k$ ,  $\chi_{\nu}$  i  $\chi_{\pi}$ . Kombinacijom odgovarajućih fenomenoloških i mikroskopskih proračuna utvrđeno je da  $\epsilon$  i  $k$  glatko variraju sa promenom broja protonskih  $N_{\pi}$  i neutronskih  $N_{\nu}$  bozona [51].

Veoma pojednostavljena razmatranja na osnovu "Shell" modela ukazuju na to da je  $\chi_{\rho}$  negativan i blizu vrednosti  $\sqrt{7}/2$  na početku ljske (bozoni su formirani sparivanjem čestica), približava se nuli i menja znak približno na sredini ljske, a zatim raste do vrednosti  $+\sqrt{7}/2$  u blizini popunjene ljske (bozoni su formirani sparivanjem šupljina).

Međutim u velikom broju slučajeva fenomenološka analiza daje različite rezultate što može ukazivati na efekte

podljuski, mogućnosti pobuđenja dve čestice u višu ljudsku i slično. Strogo govoreći u slučaju O(6) limita u hamiltonijanu (3.2.20) nestaje član sa izmenom jednog d bozona, što zahteva  $\chi_\nu = \chi_\pi = 0$ . Nešto blaži kriterijum  $\chi_\nu = -\chi_\pi$  može poboljšati slaganje sa eksperimentom (posebno vrednost i znak kvadrupolnog momenta, koji iščezava u slučaju  $\chi_\nu = \chi_\pi = 0$ ), a pri tome još uvek zadržati mnoge karakteristike O(6) limita.

### 3.2.8 OPERATORI ELEKTROMAGNETSKIH PRELAZA

Verovatnoće elektromagnetskih prelaza u okviru IBM-2 (program NPBEMD) određuju se na osnovu operatora prelaza  $\hat{T}$  koji u slučaju električnog kvadrupolnog prelaza ima sledeći oblik

$$\begin{aligned} \hat{T}(E2) &= e_\pi \hat{Q}_\pi + e_\nu \hat{Q}_\nu = e_\pi [(\hat{s}_\pi^+ \times \hat{d}_\pi^- + \hat{d}_\pi^+ \times \hat{s}_\pi^-)^{(2)} + \chi_\pi (\hat{d}_\pi^+ \times \hat{d}_\pi^-)^{(2)} + \\ &+ e_\nu [(\hat{s}_\nu^+ \times \hat{d}_\nu^- + \hat{d}_\nu^+ \times \hat{s}_\nu^-)^{(2)} + \chi_\nu (\hat{d}_\nu^+ \times \hat{d}_\nu^-)^{(2)}]] \end{aligned} \quad (3.2.25)$$

gde su  $\hat{Q}_\pi$  i  $\hat{Q}_\nu$  kvadrupolni operatori, a  $e_{\pi,\nu}$  efektivna nadelektrovanja protonskih odnosno neutronskih bozona. U slučaju eksaktnih dinamičkih simetrija (O(6), SU(3), U(5) limit), njihove vrednosti se mogu odrediti na osnovu eksperimentalnih verovatnoća prelaza  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ , posmatrajući čitavu oblast izotopa [47]. Tako na primer u slučaju O(6) i SU(3) simetrije: SU(3)

$$\begin{aligned} B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) &= (e_\nu N_\nu + e_\pi N_\pi)^2 \frac{2N+3}{5N} \Rightarrow \\ \Rightarrow e_\pi + e_\nu \frac{N_\nu}{N_\pi} &= \frac{1}{N_\pi} \sqrt{\frac{5N}{2N+3} B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} \end{aligned} \quad (3.2.26)$$

OC6)

$$BCE2, Z_1^+ \rightarrow O_1^+ = (e_\nu N_\nu + e_\pi N_\pi)^2 \frac{N+4}{5N} \rightarrow$$

$$\Rightarrow e_\pi + e_\nu \frac{N_\nu}{N_\pi} = \frac{1}{N_\pi} \sqrt{\frac{5N}{N+4} BCE2, Z^+ \rightarrow O} \quad (3.2.27)$$

Na osnovu izraza (3.2.26 i 3.2.27), predstavljajući grafički desne strane jednačina kao funkcije od  $\frac{N_\nu}{N_\pi}$  za čitavu oblast izotopa  $e_\pi$  i  $e_\nu$  predstavljaju odsečake na y osi i nagibe odgovarajućih pravih.

Prelazni operatori ostalih multipolnosti mogu se predstaviti u opštem slučaju:

$$\hat{T}(\lambda) = e_\nu^{(\lambda)} x_\nu^{(\lambda)} (\hat{d}_\nu^+ \times \hat{d}_\nu)^{(\lambda)} + e_\pi^{(\lambda)} x_\pi^{(\lambda)} (\hat{d}_\pi^+ \times \hat{d}_\pi)^{(\lambda)} \quad (3.2.28)$$

$$\lambda=0,1,3,4$$

Na osnovu ovog izraza mogu se napisati električni monopolni i magnetni dipolni operator na sledeći način:

$$\hat{T}(EO) = \beta_\nu \hat{n}_{dv} + \beta_\pi \hat{n}_{d\pi}$$

$$\hat{T}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (g_\nu \hat{L}_\nu + g_\pi \hat{L}_\pi) \quad (3.2.29)$$

$$L_\rho = \sqrt{10} (\hat{d}_\rho^+ \times \hat{d}_\rho)^{(1)} \quad \rho = \pi, \nu$$

Veličine  $\beta_{\nu,\pi}$  i  $g_{\nu,\pi}$  imaju smisao efektivnog nanelektrisanja odnosno bozonskog g faktora, a operator  $\hat{L}_\rho$  je operator angularnog momenta za protonske odnosno neutronske bozone.

## POGLAVLJE 4

### EKSPERIMENTALNA POSTAVKA

U ovom poglavlju razmatrana je eksperimentalna postavka za merenje  $\gamma$ - $\gamma$  direkcionih korelacija i beta spektrometar (BILL) u Institutu von Laue Langevin Grenoble. Opisan je takođe način pobude jezgra zahvatom termalnih neutrona, mogućnosti kolimacije neutronskog snopa, kao i način nastanka i mogućnosti redukcije pozadinskog  $\gamma$ - i  $\beta$ - zračenja, kao i metode "on-line" i "off-line" analize  $\gamma$ - $\gamma$  koincidentnih i elektronkih spektara.

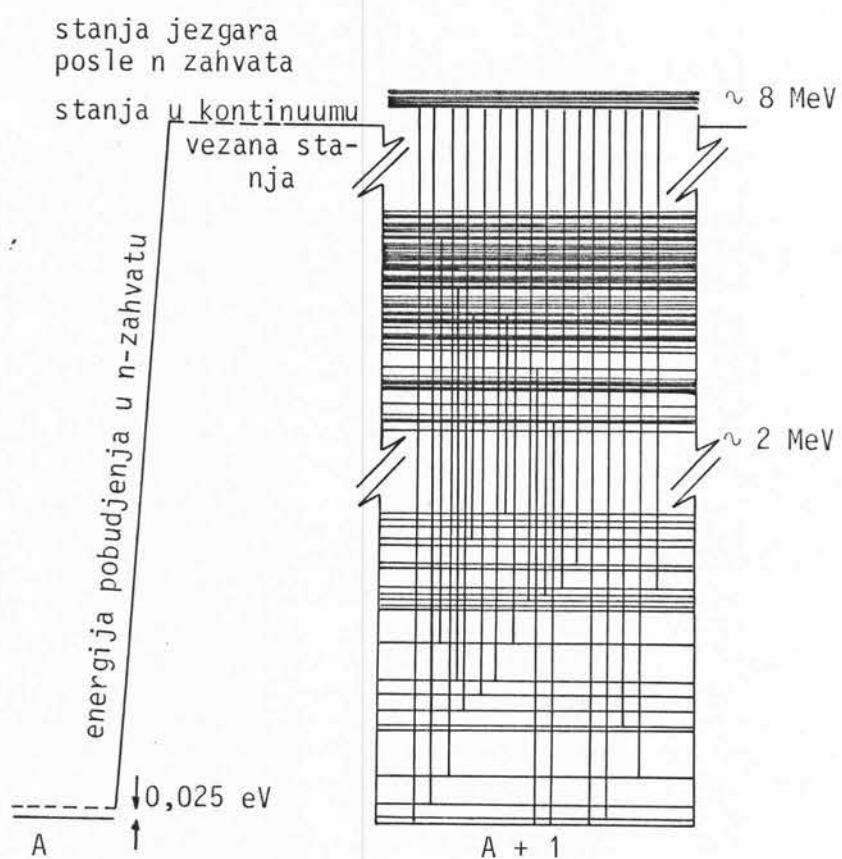
#### 4.1 ZAHVAT TERMALNIH NEUTRONA

Jedan od osnovnih i relativno jednostavnih načina pobude jezgra je zahvatom termalnih neutrona. Pri tome jezgro masenog broja A, spina i parnosti osnovnog stanja  $I^{\pi}$ , apsorbuje neutron veoma male kinetičke energije (reda veličine meV, s-talasni zahvat). Ovim zahvatom novonastalo jezgro  $A+1$  biva pobuđeno za energiju veze zahvaćenog neutrona, sa vrednošću spina pobuđenog stanja  $I' = (I \pm 1/2)$   $\Delta\pi=0$ .

Za većinu izotopa energija pobuđenja zahvatom termalnog neutrona Q je približno 8 MeV, a ta vrednost odgovara sumi energija prelaza u kaskadi sve do osnovnog stanja jezgra  $A+1$ .

$$Q = \sum \left\{ E_i + \frac{E_i^2}{2M_c^2} \right\} \quad (4.1.1.)$$

$E_i$  je energija  $\gamma$  zraka, a drugi član predstavlja energiju uzmaka jezgra koja postaje značajna pri višim energijama prelaza. Razmatranje Porter-a i Thomas-a [52] su pokazala da intenzitet prelaza sa pobuđenog stanja novonastalog jezgra ima  $\chi^2$  raspodelu sa jednim stepenom slobode. Gama prelazi sa ovog stanja (primarno  $\gamma$  zračenje) su pretežno dipolnog karaktera. Energetski nivoi nastali primarnim  $\gamma$  raspadima, raspadaju se i dalje i kada se gustina stanja postane dovoljno mala priroda stanja počinje da utiče na verovatnoću prelaza, te sekundarno  $\gamma$  zračenje može nositi informaciju o nuklearnoj strukturi.



Slika 4.1 Shematski prikaz zahvata termalnog neutrona i deeks-citacije novonastalog jezgra

Korišćenjem visokofluksnog reaktora termalni neutronski zahvat se može koristiti za proučavanje nuklearne strukture na više načina. Jedna mogućnost je postavljanjem mete veoma blizu jezgra reaktora i mereći konverzije elektrone pomoću magnetnog spektrometra. Drugi način je da se snop termalnih neutrona odvede dovoljno daleko od reaktora ( $\approx 100$  m) i tamo pobudi jezgra mete. Ovakva postavka otklanja uticaj neželjnog  $\gamma$  zračenja iz jezgra reaktora, a detektori mogu biti postavljeni veoma blizu mete što značajno povećava efikasnost  $\gamma\text{-}\gamma$  korelacionih merenja.

Visokofluksni reaktor na Institutu von Laue-Langerin radi na termalnoj snazi od 57 MW, dajući pri tome maksimalni fluks termalnih neutrona u reflektoru od  $1.2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , a za eksperimentalne potrebe se sistemom neutronskih "vodiča" obezbeđuje odgovarajući fluks neutrona različitih energija.

#### 4.2 MERENJE DIREKCIIONIH KORELACIJA

Sistem za merenje  $\gamma\text{-}\gamma$  direkcionih korelacija nalazi se na kraju vodiča termalnih neutrona, na rastojanju od 120 m od jezgra reaktora. Vodič termalnih neutrona se sastoji od duge zakrivljene staklene cevi, radijusa krivine 27000 m. Staklo je presvučeno slojem nikla koji ima manji indeks prelamanja od stakla. Zbog velikog radijusa krivine vodiča, termalni neutroni se kreću duž cevi, odbijajući se od zidova pri uglovima manjim od kritičnog ugla. Međutim, visokoenergetski (epitermalni) neutroni imaju mnogo manju talasnu dužinu i zbog toga manji kritični ugao, te su za njih uglovi rasejanja preveliki za

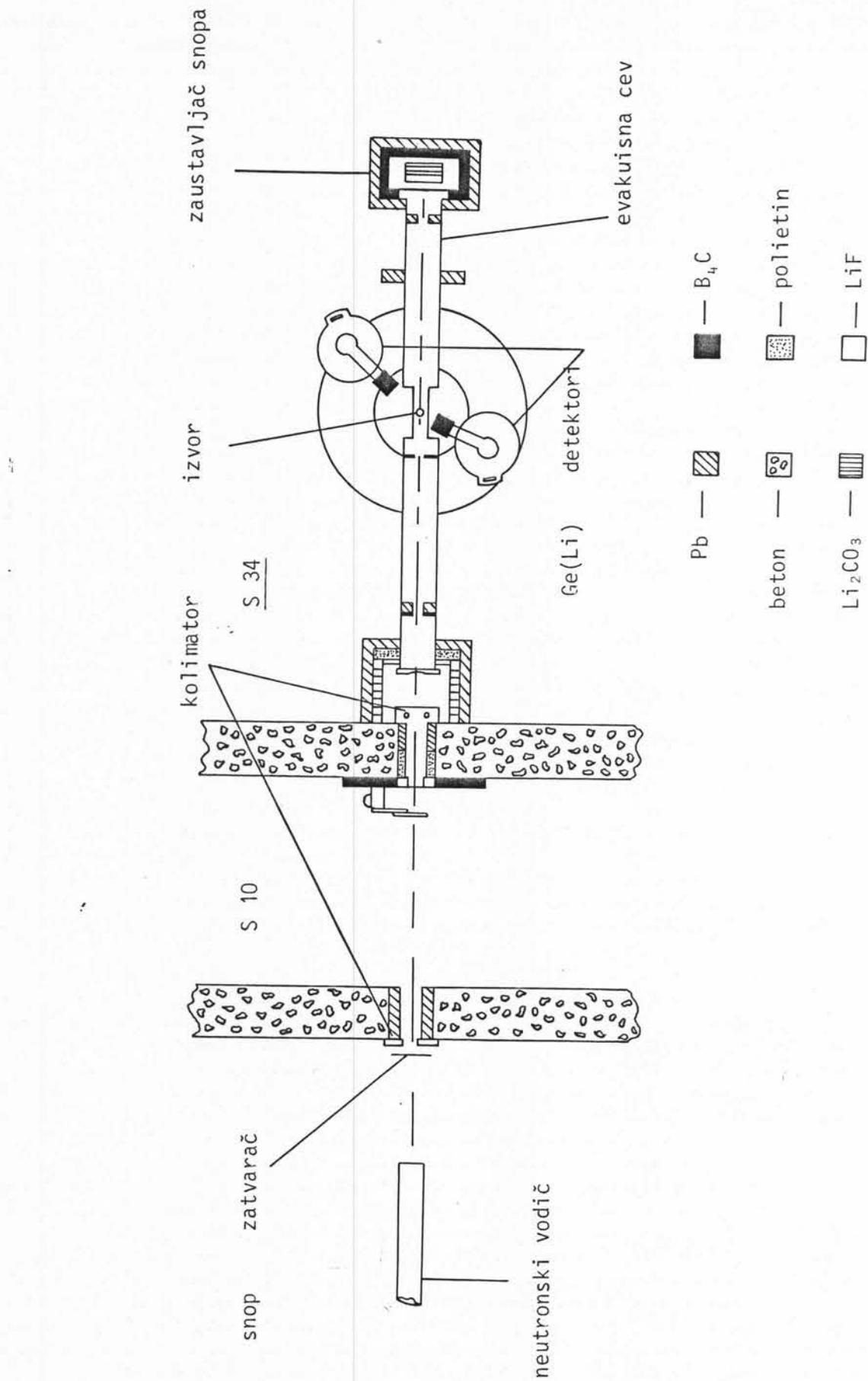
totalnu refleksiju i bivaju apsorbovani ili rasejani izvan vodiča. Na ovaj način neutronski vodič ujedno služi i kao energetski filter. Druga velika prednost zakrivljenog neutronskog vodiča je ta da eksperiment nije direktno otvoren prema jezgru reaktora, te se detektori mogu efikasno štititi od  $\gamma$  zračenja emitovanog iz jezgra reaktora.

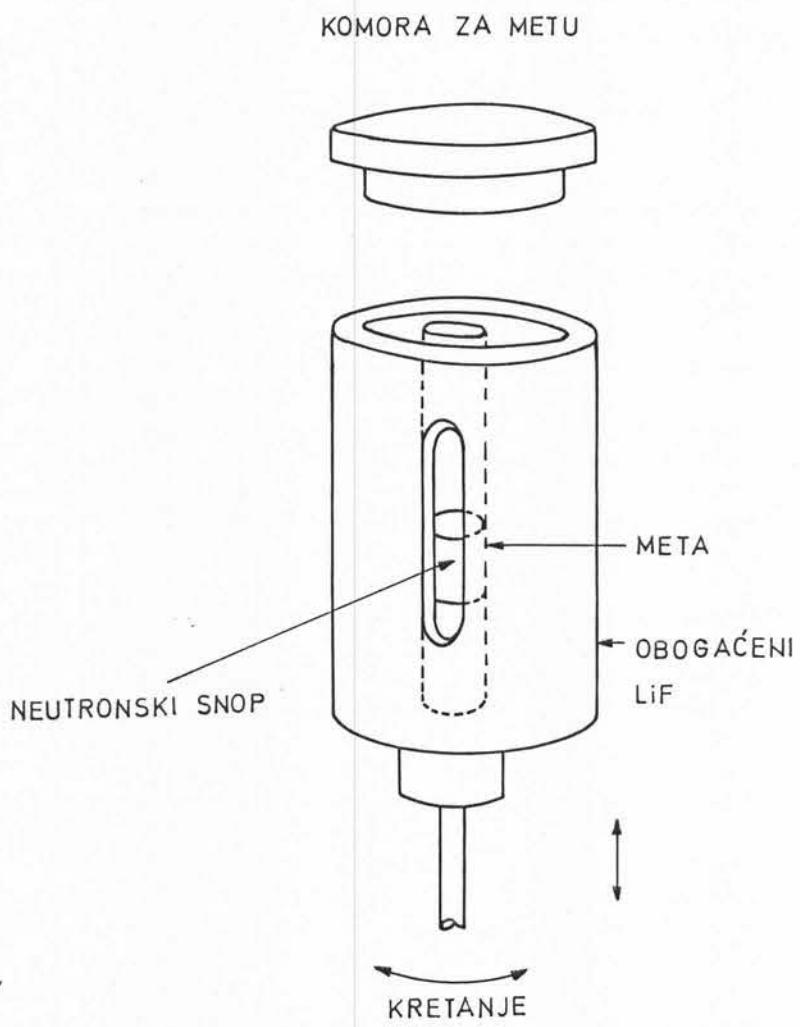
Ovako velika dužina neutronskog vodiča, uz veliki intenzitet neutronskog fluksa na njenom kraju ( $\Phi_{ter} = 7.8 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) omogućuje da se dobije veliki broj jezgara mete u pobuđenim stanjima, a da se merenja vrše u uslovima relativno niskog pozadinskog zračenja.

Sistem za merenje direkcionih korelacija sastoji se od dva Ge detektora, efikasnosti 20 % i rezolucije 2.1 keV na 1.33 MeV, postavljena na korelacioni sto.

Korelacioni sto se sastoji od dva koaksijalna aluminijumska prstena spoljašnjeg prečnika 1.9 m i unutrašnjeg 0.3 m, postavljenih na osnovu čija se visina može podešavati. Prstenovi su pričvršćeni za osnovu pomoću dva perpendikularna mikrometrska uređaja, koji omogućuju pomeranje u horizontalnoj ravni radi centriranja sistema. Za prstenove su pričvršćene aluminijumske platforme za detektore, od kojih ona pričvršćena za pokretni prsten može da se pomera i vertikalno radi centriranja sistema u vertikalnoj ravni. Plan eksperimentalnog aranžmana je prikazana na slici 4.2.

Komora mete (slika 4.3) je konstruisana tako da omogući što veći prostorni ugao pri merenju i da omogući izmenu mete bez uticaja na vakuumski sistem neutronskog vodiča i komore mete. Komora je konstruisana od aluminijuma i durala (legure





Slika 4.3 Komora mete

koja se sastoji od aluminijuma i mangana), tako da se u spektru vide prelazi u  $^{28}\text{Al}$  i  $^{56}\text{Mn}$  posle neutronskog zahvata u  $^{27}\text{Al}$  i  $^{55}\text{Mn}$  i ove linije se mogu koristiti za nezavisnu energetsku kalibraciju.

Tipična visina meta koje se koriste pri  $\gamma$ - $\gamma$  korelacionim merenjima je od nekoliko milimetara do 2 cm u zavisnosti od izotopa koji se proučava (efikasni presek, prinos  $\gamma$  zraka, koncentracija, i slično), pa je neophodno dobro kolimisati

neutronski snop, jer njegova loša definisanost može značajno povećati pozadinsko zračenje ili dovesti do nedovoljnog intenziteta  $\gamma$  zračenja mete.

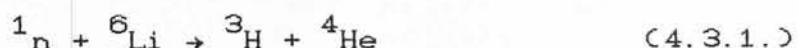
Kolimacioni sistem se sastoji od 4 nezavisno pokretljive ploče, koje omogućuju bilo koju veličinu snopa od 0 do 1.5 cm (visina)  $\times$  1 cm (širina). Da bi se precizno odredio put neutronskog snopa kada napusti "vodič" i meta postavila u liniju sa snopom iza mete na mestu zaustavljenja neutrona, postavljena je neutronska polaroid kamera i kadmijumske žice koje presecaju put snopa.

#### 4.3 IZVORI POZADINSKOG $\gamma$ ZRAČENJA I MOGUĆNOSTI NJEGOVE REDUKCIJE

Pozadinsko  $\gamma$  zračenje je pri koincidentnim, koreACIONIM merenjima manji problem, nego pri drugim tipovima merenja, jer vremenski i energetski uslovi u analizi eliminisu većinu linija pozadinskog zračenja, pa ipak, još uvek je od velikog značaja mogućnost njegove redukcije na minimum, zbog uticaja na energetsku rezoluciju.

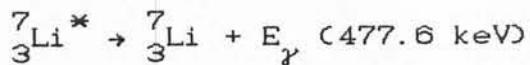
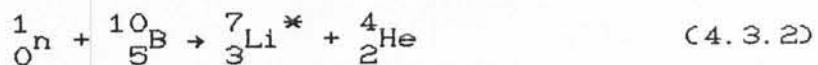
Pozadinsko  $\gamma$  zračenje potiče od neutronskog zahvata u materijalu koji okružuje metu. Zbog toga se pozadinsko zračenje može svesti na minimum korišćenjem efektivne zaštite koja će apsorbovati neutrone uz što manji prinos  $\gamma$  zračenja. Materijal koji se koristi dakle, mora imati veliki efikasni presek za neradiacioni zahvat termalnih neutrona. U tu svrhu se koriste: LiF(litijum fluorid),  $B_4C$ (bor karbid),  $Li_2CO_3$ (litijum karbonat).

Najpogodniji materijal svakako predstavlja LiF obogaćen izotopom  $^{6}\text{Li}$  pošto se ovaj izotop javlja samo oko 7.5% u prirodnom litijumu, ali cena obogaćenog LiF ograničava njegovu primenu samo na najznačajnija mesta za apsorpciju neutrona. Zahvatom termalnog neutrona (efikasni presek  $\sigma=940 \text{ b}$ )  $^{6}\text{Li}$  se raspada dajući  $^{3}\text{H}$  i  $^{4}\text{He}$  bez emisije  $\gamma$  zraka.



Zbog navedenih karakteristika obogaćeni LiF se koristi na mestima kolimacije neutronskog snopa, i na mestu zaustavljanja snopa iza mete.

Bor karbid ( $\text{B}_4\text{C}$ ) je zbog svoje plastičnosti i mogućnosti sečenja u odgovarajuće oblike, pogodan kao materijal za zaštitu, ali pri zahvatu termalnih neutrona emituje Doppler-ovski proširenu  $\gamma$  liniju od 477.6 keV, koja maskira ostale linije u toj energetskoj oblasti.



Da bi se smanjio intenzitet navedenog  $\gamma$  zračenja koriste se olovne kocke.

Na mestu zaustavljanja neutronskog snopa nalaze se dve ploče  $^{6}\text{LiF}$  debljine 2 mm, zatim  $\text{Li}_2\text{CO}_3$  puder u čvrstom, plastičnom kontejneru. Kraj cevi je obložen  $\text{B}_4\text{C}$  i sve to je zatvoreno unutar olovne zaštite. Po sličnom principu konstruisan je i kolimacioni deo uz dodatak polietenskih kocki za rasejanje (zaustavljanje i apsorpcije) empitermalnih neutrona koji se mogu javiti u snopu i prouzrokovati oštećenje detektora uz značajno pogoršanje rezolucije iznad 1 MeV.

Zaštita oba detektora je bila identična. Čeone površine detektora su bile zaštićene 2 mm debelim pločama LiF (obogaćenog  $^{6}Li$ ). Ove ploče apsorbuju sve rasejane neutrone, a atenuiraju samo niskoenergetsko  $\gamma$  zračenje. Pored toga na oba detektora bili su navučeni bakarni i olovni cilindri debljine 1 mm, obloženi  $B_4C$ .

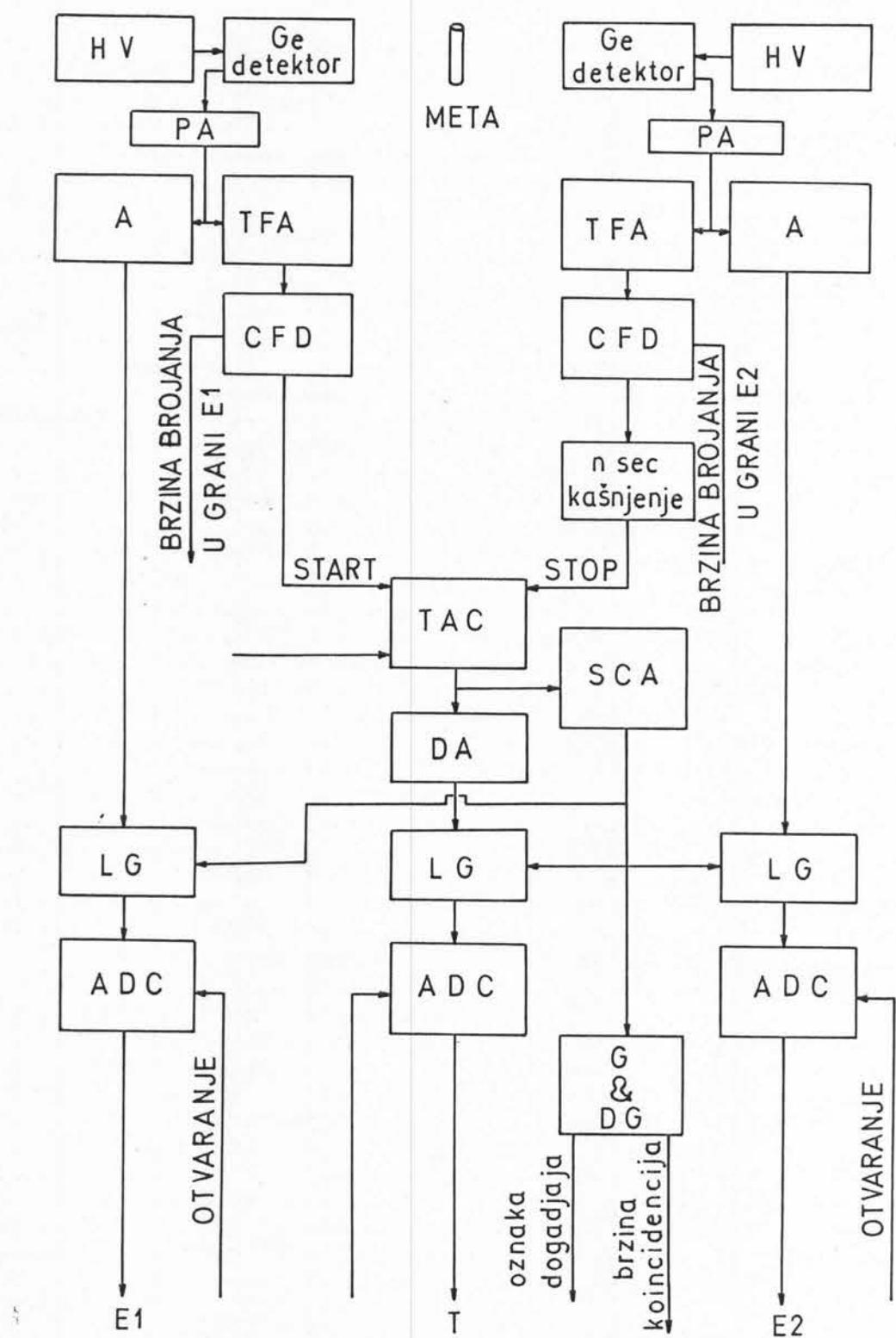
#### 4.4 KOINCIDENTNA ELEKTRONIKA ZA MERENJE DIREKCIJONIH KORELACIJA

Koincidentna elektronika je standardni brzo-spori sistem prilagođen za detekciju događaj po događaj i "off line" analazu (slika 4.4).

Signali iz Ge detektora vode se u prepojačavač (PA), a izlazni signal iz predpojačavača se deli na dve grane, jednu energetsku i drugu vremensku.

Energetski signal se oblikuje i zakašnjava  $2 \mu s$  u pojačivaču (A) pre dolaska do linearских vrata (LG). Ova vrata su zatvorena sve dok logički signal (iz jednokanalnog analizatora-SCA) ne označi koincidentni događaj. Dok su vrata otvorena signali koji nose informaciju o energijama fotona detektovanim u jednom i drugom detektoru se vode u analogno digitalne konvertore (ADC).

Vremenski signali se najpre oblikuju u pojačavaču vremenskih signala (TFA), a zatim ulaze u diskriminatore konstantnog odnosa (CFD), koji daju standardne okidne signale na izlazu u trenutku kada signal na ulazu dostigne određeni deo svoje amplitude.



Slika 4.4 Koincidentna elektronika za detekciju  $\gamma$ -zračenja i "off - line" analizu

Negativni izlazni signal iz jednog CFD se koristi kao start signal vremensko amplitudnog pretvarača (TAC), a signal iz drugog CFD se zakašnjava 200 ns, a zatim koristi kao stop signal TAC. Ovakvo kašnjenje je dovoljno da koincidentni vrh u vremenskom spektru bude centralno postavljen, sa vremenskom rezolucijom od  $\sim 15$  ns.

Izlazni signal iz TAC se deli na dva dela. Jedan od njih se zakašnjava (DA), a zatim dolazi do linearnih vrata. Ovo kašnjenje je neophodno da bi energetski signali i vremenski signal stigli istovremeno u odgovarajuće ADC. Drugi signal iz TAC se vodi u SCA koji na osnovu njega logičkim signalom otvara LG da bi ADC prihvatali koincidentni događaj. Signali iz ADC se zatim preko odgovarajućeg interfejsa i kompjutera prenose na magnetnu traku.

#### 4.5 ANALIZA PODATAKA

Osnovna prednost sakupljanja podataka na ovaj način je da se ne mora unapred odrediti koje kaskade će se posmatrati, već se ta odluka donosi na kraju merenja, a analiza se u principu može ponavljati koliko god puta je to potrebno, tj. koliko postoji kaskada od interesa. Skup svih događaja detektovanih u jednom ili drugom detektoru predstavlja tzv. direktnе spektre, koji se koriste za energetsku kalibraciju i za određivanje relativnih intenziteta prelaza.

Na osnovu analize vremenskog spektra svih registrovanih događaja utvrđuje se položaj pravih i slučajnih koincidencija iste širine. Na osnovu položaja vrha u vremenskom spektru

dobijaju se tzv. totalni koincidentni spektri za oba detektora nezavisno. Ovi totalni koincidentni spektri se koriste za utvrđivanje položaja vrha i fona za energetske prelaze od interesa. Sve ovo sada omogućuje da se odrede pravi koincidentni spektri, kao informacije o ugaonoj raspodeli koincidentnih događaja. (Informacije o uglu između detektora takođe su zapisane na magnetnoj traci uz svaki događaj, na osnovu izvora signala konstantne visine i četvrtog ADC koji nisu prikazani na slici). Intenziteti vrhova u ugaono zavisnim spektrima korigovani zbog centriranosti izvora, vremena brojanja na svakom uglu, konačnih dimenzija izvora i detektora predstavljaju ulazne podatke za određivanje funkcije ugaone raspodele, parametara  $B_\lambda$ , odnosno odgovarajućih multipolnih smeša  $\delta$ .

#### 4.6 PODACI O MERENJU

Folija Pt prirodnog izotopskog sastava  $m \sim 400$  mg, savijena u cilindar prečnika osnove 3 mm i visine 6mm, postavljena je na rastojanje 8.4 cm od pokretnog i 7.6 cm od fiksiranog detektora. Aktivnost izvora ovakvog izotopskog sastava tokom ozračivanja termalnim neutronima potiče 89.84 % od izotopa  $^{196}\text{Pt}$ , dok ostali izotopi učestvuju sa 3.85 do 0.77 %. Na osnovu poznatih rastojanja izvor-detektor određeni su korekcioni faktori funkcije ugaone raspodele zbog konačnih dimenzija detektora.

$$Q_2(\gamma_1) Q_2(\gamma_2) = 0.914 \dots \quad (4.6.1)$$

$$Q_4(\gamma_1) Q_4(\gamma_2) = 0.736$$

Korekcije zbog konačnih dimenzija izvora je manja od 0.5% i nije uzimana u obzir.

Merenje ugaone raspodele koincidentno emotivanog  $\gamma$  zračenja vršeno je na 6 uglova od 90 do 180°. Pre početka merenja, pomoću mikrometarskih sistema na korelacionom stolu, izvršeno je centriranje sistema izvor detektor, sve dok se intenziteti najintenzivnijeg vrha u direktnom spektru nisu razlikovali za manje od 3 %.

Merenja su vršena u periodu od 20 dana uz stalno praćenje eventualnih oscilacija neutronskog fluksa, a nakon toga su podaci "off line" analizirani.

Energetska kolibracija izvršena je pomoću izvora  $^{56}\text{Co}$  i  $^{152}\text{Eu}$ , kao i na osnovu dobro poznatih vrhova u spektru pozadinskog zračenja. Da bi se na adekvatan način uzele u obzir moguće nelinearnosti sistema, energija je određivana kao polinom trećeg stepena broja kanala.

$$E = a + b \cdot CH + C \cdot (CH)^2 + d \cdot (CH)^3 \quad (4.6.2.)$$

Relativni efikasnosti detektora 1 i 2 kao funkcija energije određena su pomoću izvora  $^{56}\text{Co}$  i  $^{152}\text{Eu}$  na osnovu poznavanja njihovih apsolutnih intenziteta prelaza [53].

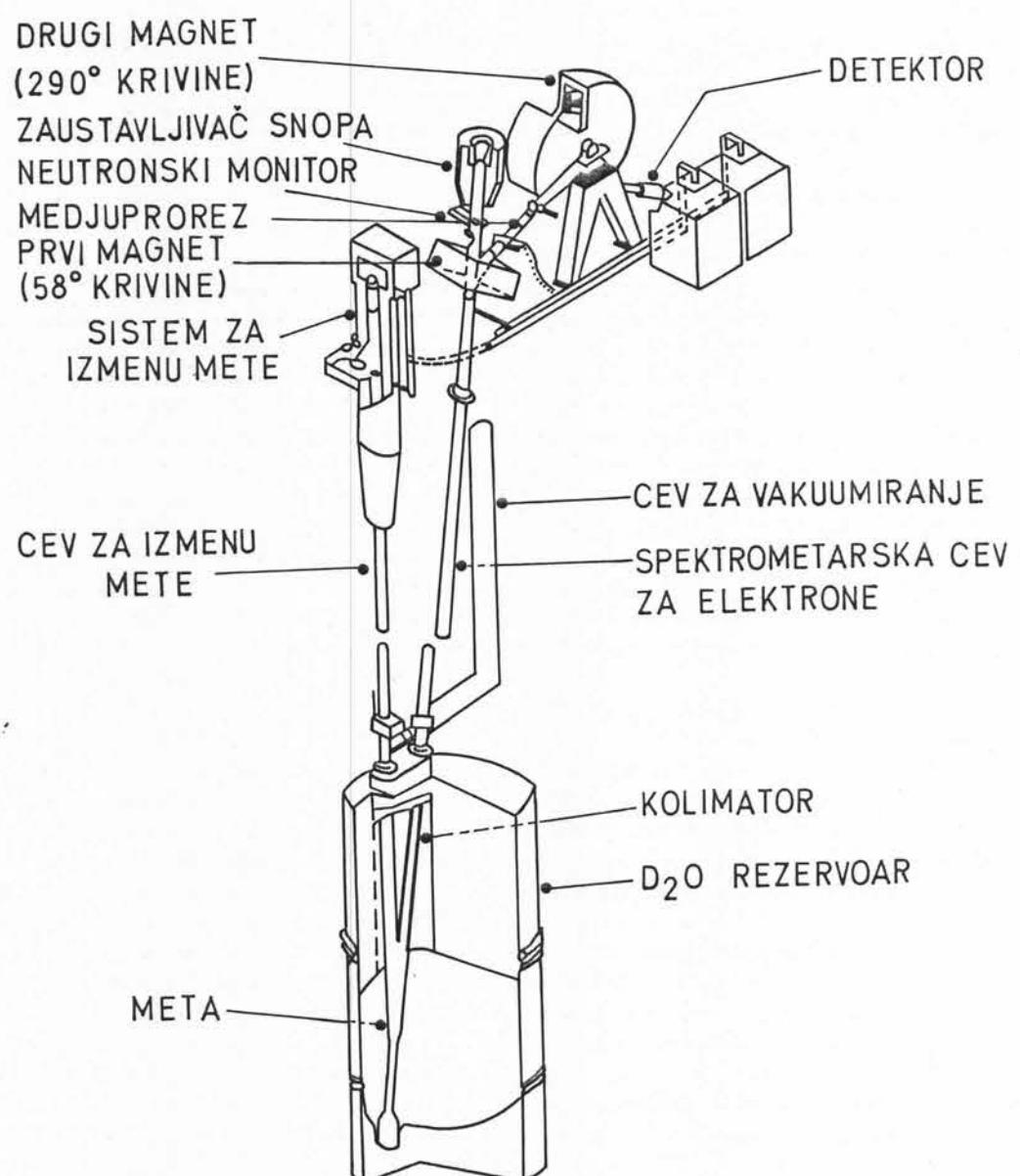
Širini vrhova u spektru je data energetska zavisnost, fitujući vrhove izvora  $^{56}\text{Co}$  i  $^{152}\text{Eu}$  i uzimajući one širine koje minimizirajući  $\chi^2$  za svaki pojedini vrh. Na osnovu ovako određene energetske zavisnosti širine vrhova, određivane su širine vrhova u spektru  $^{196}\text{Pt}$ , što je omogućilo računsko razlaganje velikog broja bliskih linija.

#### 4.7 BILL-BETA SPEKTROMETAR ILL

Sve opisane karakteristike procesa unutrašnje konverzije daju poseban značaj merenju intenziteta konverzionih elektrona, te je u tu svrhu razvijen čitav niz magnetnih spektrometara, čija izuzetna rezolucija nadoknađuje malu efikasnost ovakvih uređaja [54].

Elektronski spektrometar na Institutu von Laue-Longenin, BILL, [55], (slika 4.5) je magnetni spektrometar sa gvozdenim jezgrom specijalno konstruisan za merenje konverzionih elektrona posle neutronskog zahvata. Uredaj se sastoji od dva nezavisna dvostruko fokusirajuća magneta postavljena tako da prvi od njih stvara lik udaljene mete, koji je istovremeno objekat drugog magneta. Da bi se postigla što bolja osetljivost i rezolucija meta se nalazi unutar teškovodnog kontenjera reaktora, na mestu gde neutronski fluks iznosi  $\sim 3 \cdot 10^{14} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  i temperatura oko  $300^\circ\text{C}$ . Meta se obično priprema sedimentacijom ili evaporacijom željene substance na tanku aluminijsku foliju aktivne površine  $\sim 30 \text{ cm}^2$ , fiksirane u grafitnom ramu.

Od komore za metu ka magnetima i detekcionim sistemima vodi cev ukupne dužine 17 m. Spoljašnji deo cevi koji je u kontaktu sa  $\text{D}_2\text{O}$  je napravljen od zircalloy II zbog malog preseka za zahvat termalnih neutrona ( $\sigma_{nc} = 0.2 \text{ b}$ ) i maksimalne energije u  $\beta$  spektra svega 1.1 MeV. Unutrašnji deo cevi je prekriven tankim slojem (3 mm) grafita, da bi se sprečilo rasejanje zircalloy  $\beta$  zraka i njihov doprinos pozadinskom zračenju. Gornji deo cevi, koji nije izložen jakom neutronskom



*Slika 4.5 Opšti pogled na spektrometar BILL i vertikalnu cev za transport elektrona*

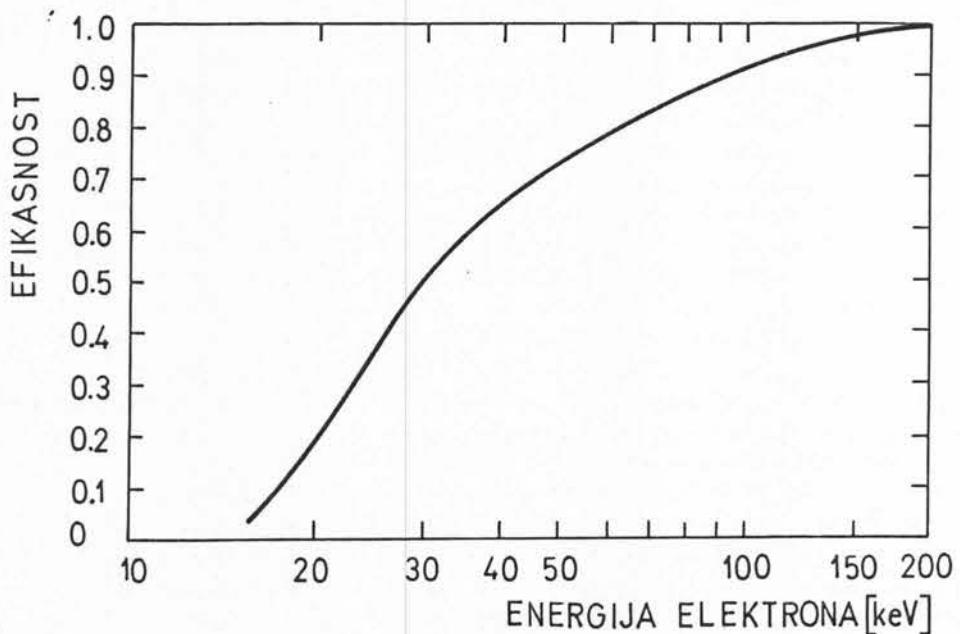
fluksu, je napravljen od Al, a čitavom unutrašnjom dužinom cevi je postavljena cev od mu-metala, kao zaštita od spoljašnjih magnetnih polja.

Prvi magnet spekrometra je dvostruko fokusirajući dvosektorski magnet sa totalnim uglom skretanja  $58^\circ$ , a predstavlja kombinaciju uređaja koji daju  $29^\circ$   $1/r$  polja i  $29^\circ$  homogenog polja. Drugi magnet je simetrični trosektorski uređaj koji stvara  $37^\circ$  homogeno polje u dva spoljašnja sektora i  $216^\circ$   $1/r$  polje u unutrašnjem sektoru. Da bi se smanjio uticaj pozadinskog zračenja drugi magnet "gleda" lik mete dobijen posle prvog magneta kroz uzani prorez, čime se obezbeđuje da elektroni koji ne dolaze iz prostornog ugla mete ne dopiru do detektora. Na ovaj način postiže se najbolja rezolucija od oko  $\Delta p/p \sim 4 \cdot 10^{-4}$  sa 1 cm širokom metom.

Preciznost dobijenih rezultata zavisi od stabilnosti magnetnog polja te je spektrometar snabdeven kompjuterskim kontrolisanim uređajem za stabilizaciju magnetnog polja. Osim toga magneti su hlađeni vodom uz kontrolu temperature, a stabilnost uređaja za napajanje je bolja od  $1 \text{ u } 10^5$ . Zbog gvozdenog jezgra reproducibilnost rezultata zavisi od kvaliteta demagnetizacije, a permanentno polje od  $0.0 \pm 0.1$  G se postiže izlažući gvozdeno jezgro velikom broju histerizijskih petlji sa opadajućom amplitudom u periodu od oko 2 h.

Uredaj za detekciju elektrona je višežični proporcionalni brojač napunjen mešavinom 90 % argona i 10 % metana na atmosferskom pritisku. Ovakav tip detektora je izabran zbog njegove niske efikasnosti za detekciju  $\gamma$  zraka, a efikasnost za detekciju elektrona je prikazana na slici 4.6. Anode su 32

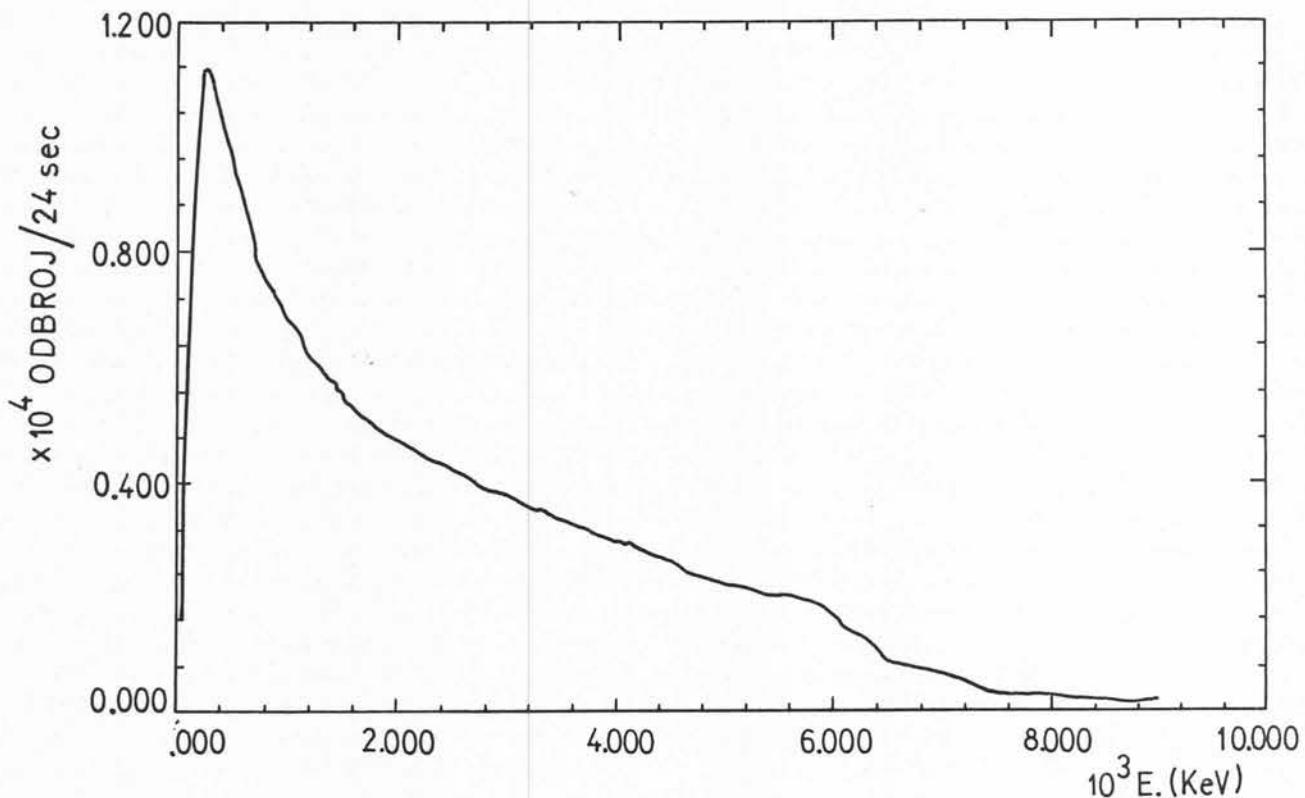
paralelne žice volframa razmaknute 1.5 mm, a katode 2 paralelne aluminijumske folije na radnom potencijalu od oko 2100 V. Žice su povezane sa pojačavačem osetljivim na nanelektrisanje anti-koincidentno međusobno, da bi se odbacili signali koji potiču od detekcije elektrona na više od jednoj žici. Na ovaj način, kako se elektronski snop (lik) posle drugog magneta pomera duž detektora, svaka tačka je detektovana onoliko puta koliko je žica u detektoru. Spektri mereni svakom žicom pojedinačno se mogu sumirati, čime se u stvari povećava efektivno vreme u odnosu na realno vreme merenja. Međutim veće dimenzije višežičnog detektora i veći ulazni otvor, daju i nešto više pozadinskog zračenja.



Slika 4.6 Kriva efikasnosti višežičnog, proporcionalnog brojača za detekciju elektrona (normirana na jedinicu za  $E_e > 150$  keV)

#### 4.8 POZADINSKO ZRAČENJE

Pozadinsko zračenje spektrometra samo sa aluminijumskom folijom na mestu mete je prikazano na slici 4.7.



Slika 4.7 Pozadinsko zračenje BILL spektrometra

U ovom spektru je jasno izražen maksimum na oko 300 keV koji nastaje sumacijom elektrona različitog porekla. Na niskim energijama gama zraci iz reaktora padaju na spektrometarsku cev normalno i generišu elektrone sa značajnom verovatnoćom da budu emitovani normalno na pravac upadnog gama zračenja, tj. duž cevi spektrometra. Na višim energijama ugaona distribucija elektrona je takva da se više elektrona emituje u pravcu upadnog fotona, te ih manje ulazi u spektrometar, što prouzrokuje opadanje intenziteta pozadinskog zračenja iznad 300 keV.

#### 4.9 USLOVI MERENJA ELEKTRONSKIH SPEKTARA

Meta platine za merenje elektronskih spektara načinjena je evaporacijom platine na pritisku  $133.322 \mu\text{Pa}$  i taloženjem na aluminijumsku foliju površine  $30 \text{ cm}^2$ , površinske gustine  $1 \text{ mg cm}^{-2}$ . Na foliju je naneto oko  $12 \text{ mg}$  platine, površinske gustine  $400 \mu\text{g cm}^{-2}$ , a zatim zaštitni sloj aluminijuma debeline  $0.1 \mu\text{m}$  i površinske gustine  $30 \mu\text{g cm}^{-2}$ .

Spektar konverzionalnih elektrona je meren kontinualno od  $150 \text{ keV}$  do  $1 \text{ MeV}$  u koracima  $\Delta B_p/B_p = 1.37 \cdot 10^{-4}$  sa vremenom merenja  $20 \text{ s}$  za svaku tačku. Na osnovu ovog spektra određene su oblasti od interesa koje su dodatno skanirane sa vremenom snimanja od  $20$  do  $75 \text{ s}$ .

#### 4.10 ANALIZA KONVERZIONIH SPEKTARA

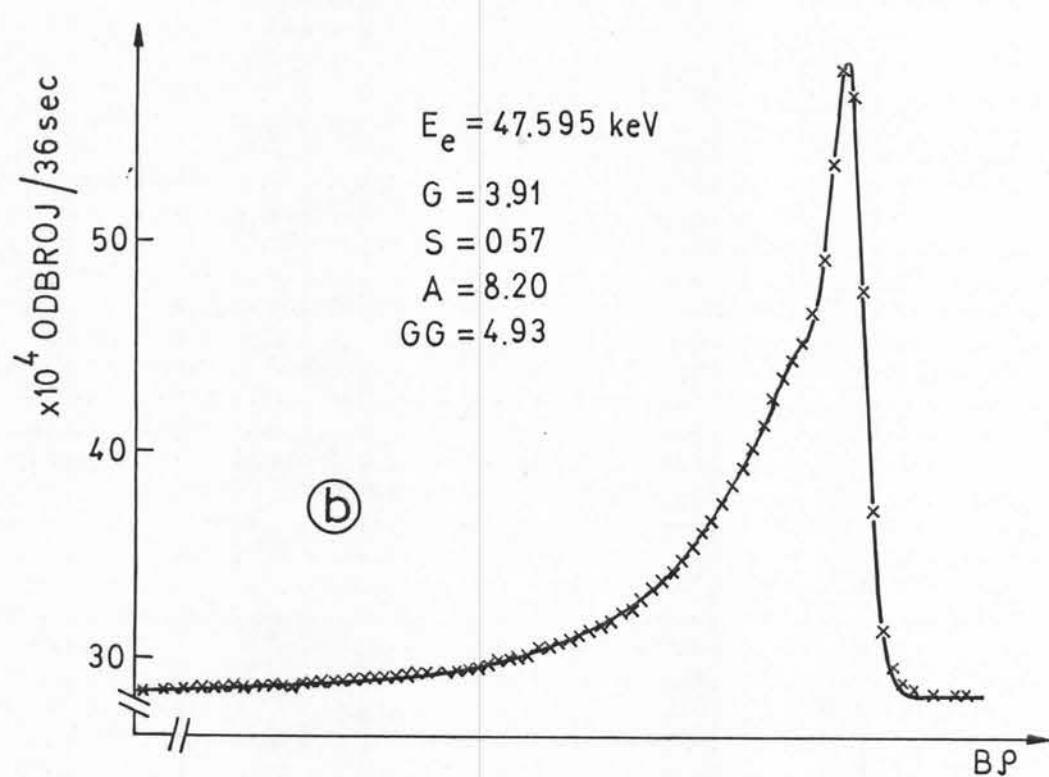
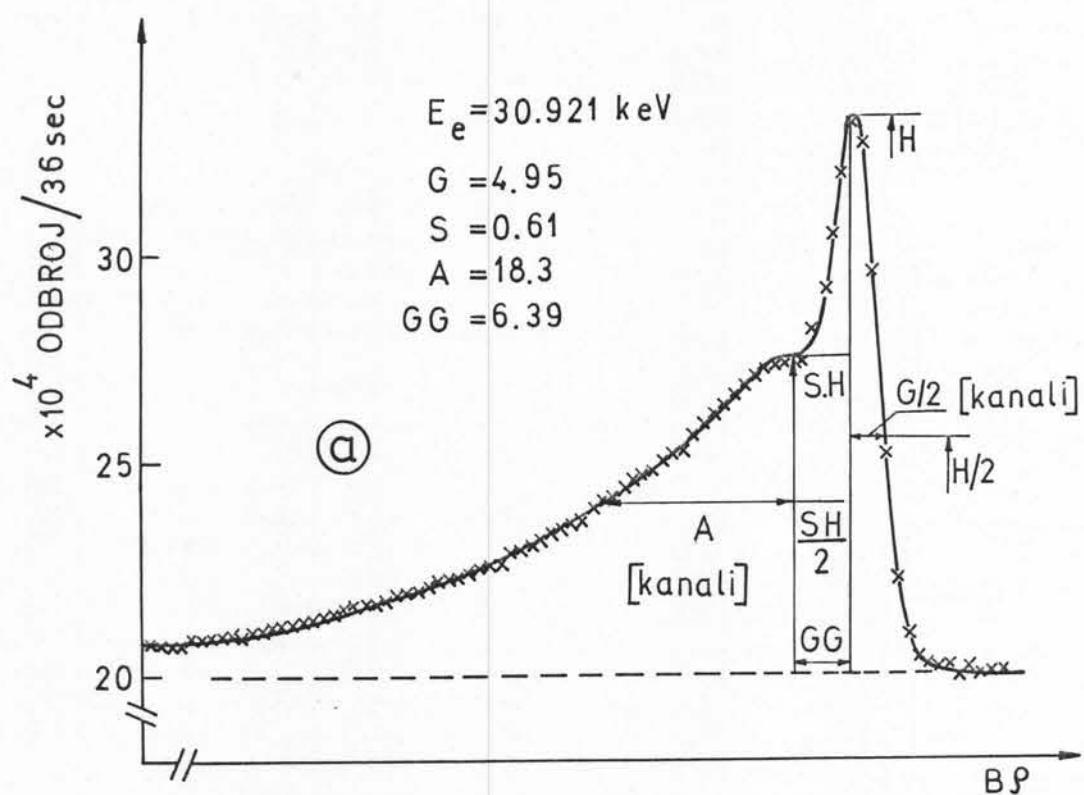
Intenziteti vrhova od interesa u konverzionom spektru određeni su fitovanjem pomoću funkcije standardnog oblika, Gauss-ova raspodela sa eksponencijalnim repom na niskoenergetskoj strani.

$$y = H \exp[-(x - x_0)^2 4 \ln 2/G^2] + U \quad \text{za } x \geq x_0$$

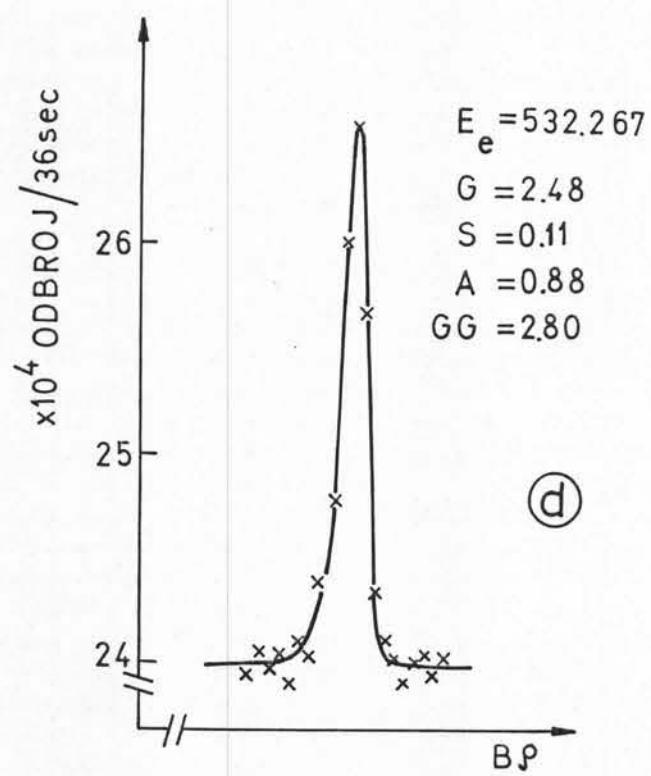
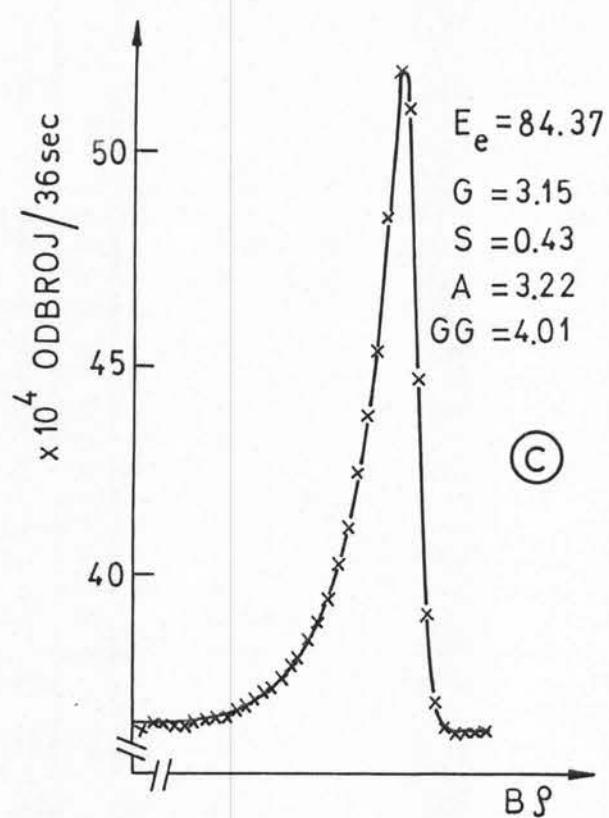
$$y = H \exp[-(x - x_0)^2 4 \ln 2/G^2] + U + HS \exp[(x - x_0 + GG) \cdot \ln 2/A] \cdot \{1 - \exp[-(x - x_0)^2 4 \ln 2/G^2]\} \quad \text{za } x < x_0$$

(4.10.1)

gde su parametri  $G, A, S, GG$ , definisani kao na slici 4.8.



Slika 4.8 Prikaz kvaliteta fita vrhova različitih oblika koji odgovaraju različitim energijama elektrona



Slika 4.8 Prikaz kvaliteta fita vrhova različitih oblika koji odgovaraju različitim energijama elektrona

Naravno realni oblik linija zavisi od eksperimentalnih uslova kao što su fokusirajuće karakteristike spektrometra, širina i debljina mete, detektorski prorez i slično. Zato je energetska zavisnost parametara G,A,S,GG određena za konkretnu metu fitovanjem dobro definisanih, izolovanih vrhova u različitim energetskim oblastima. Na osnovu poznate energetske zavisnosti, određeni su parametri fita za svaki vrh (energiju) ponaosob, a na osnovu njih intenziteti svih vrhova u spektru.

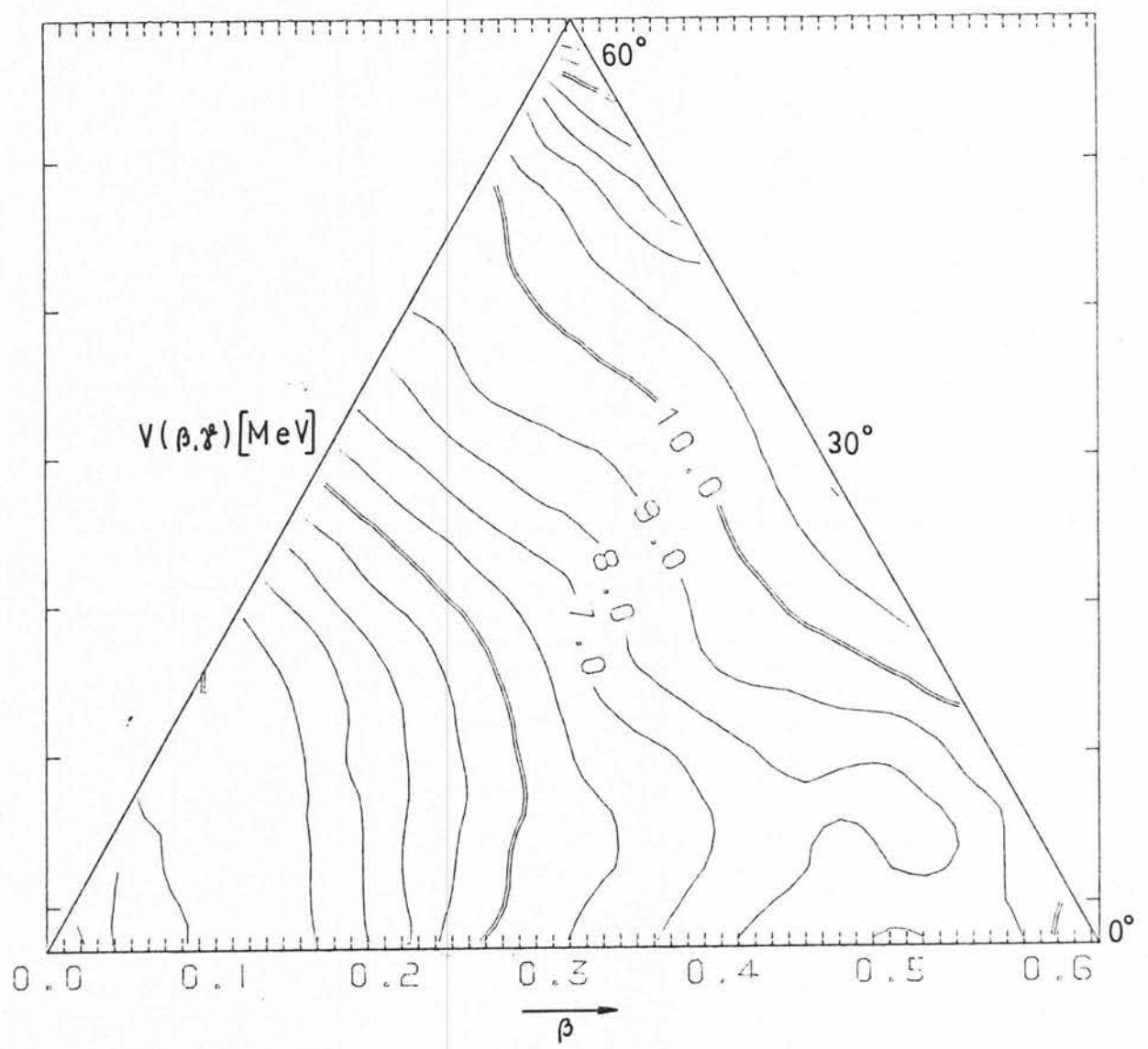
## POGLAVLJE 5

### ANALIZA REZULTATA

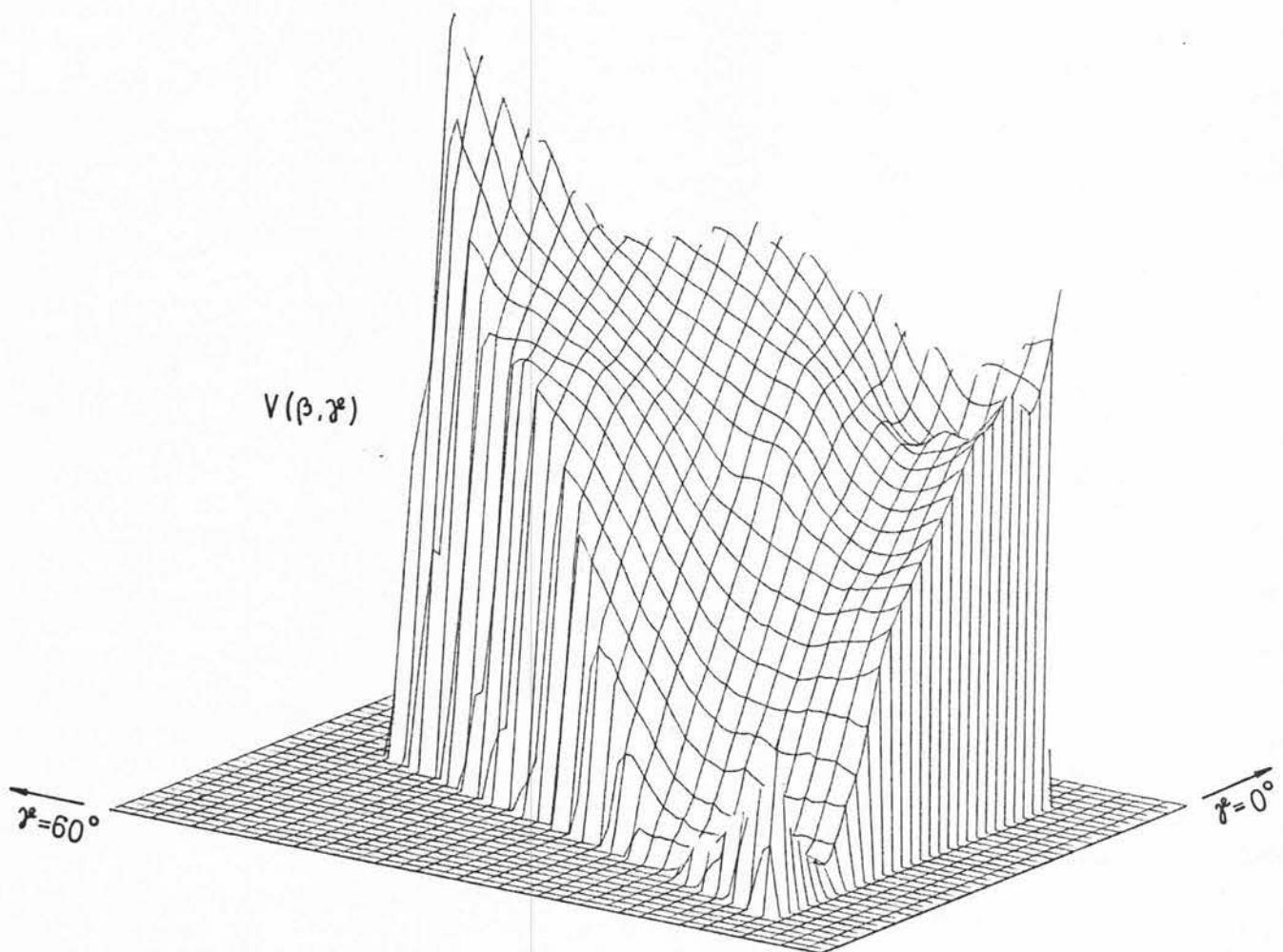
Prema broju nukleona u svom sastavu  $^{196}\text{Pt}$  spada u veoma interesantnu grupu jezgara koja se nalaze na prelazu od sferičnih ka deformisanim jezgrima. Upravo ovakav broj nukleona određuje i specifične osobine ovog izotopa koje su u mnogim dosadašnjim istraživanjima interpretirane uvođenjem velikog broja stepeni slobode koji istovremeno utiču na osobine jezgara u ovoj oblasti.

Analizirajući statičke kvadrupolne momente  $Q$  prvog pobudnog  $2^+$  stanja [56] izotopa Os i Pt vidi se da dok izotopi Os imaju oblik prolate, izotopi Pt imaju oblik oblate. Pored toga upoređujući eksperimentalne rezultate odnosa verovatnoća prelaza  $BCE2,4^+ \rightarrow 2^+)$ / $BCE2,2^+ \rightarrow 0^+$ ) za izotope W, Os i Pt [57], vidi se da i ovaj odnos u slučaju  $^{196}\text{Pt}$  odstupa i od rotacionog limita  $10/7$  i od vibracionog  $2$ .

Sve ovo kao i brojna prethodna teorijska istraživanja navela su nas da na bazi mikroskopskih modela pokušamo da odredimo globalne karakteristike jezgara u ovoj oblasti, kao i njihov trend, te da na osnovu poznavanja jednočestičnih talasnih funkcija pojedinih nukleona odredimo ukupnu talasnu funkciju jezgra, kao i druge parametre koji mogu sugerisati kakve se osobine mogu očekivati kod ovih jezgara. U tu svrhu je korišćen Model dinamičke deformacije i određen oblik funkcije potencijalne energije i njen minimum koji određuje tip i stepen deformacije jezgra u osnovnom i nekoliko pobuđenih stanja.



Slika 5.1a Površina funkcije potencijalne energije u  $\beta$ -γ mreži  
 $^{196}\text{Pt}$  u osnovnom stanju

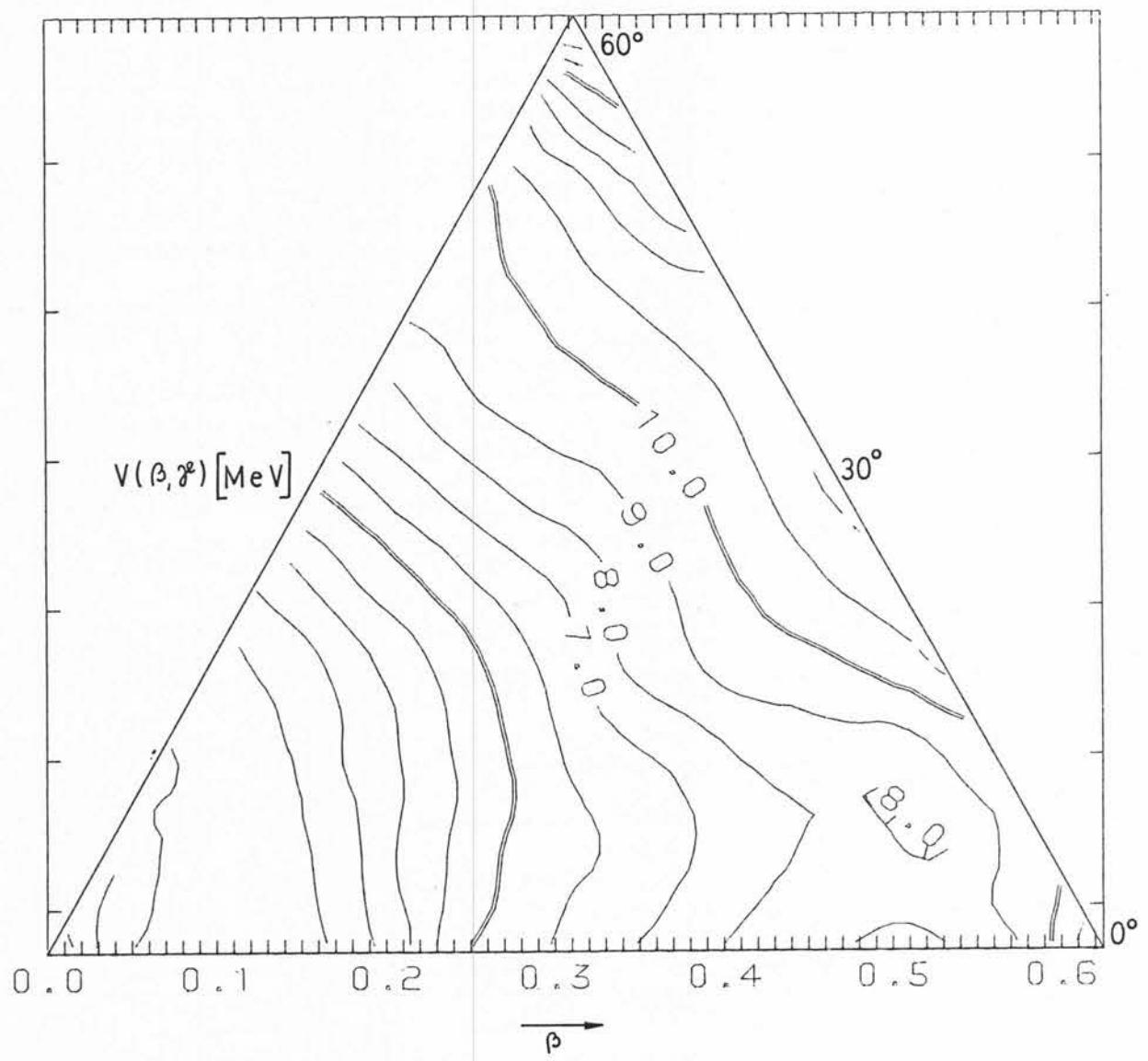


Slika 5.1b Izometrički prikaz funkcije potencijalne energije  
 $^{196}\text{Pt}$  u osnovnom stanju

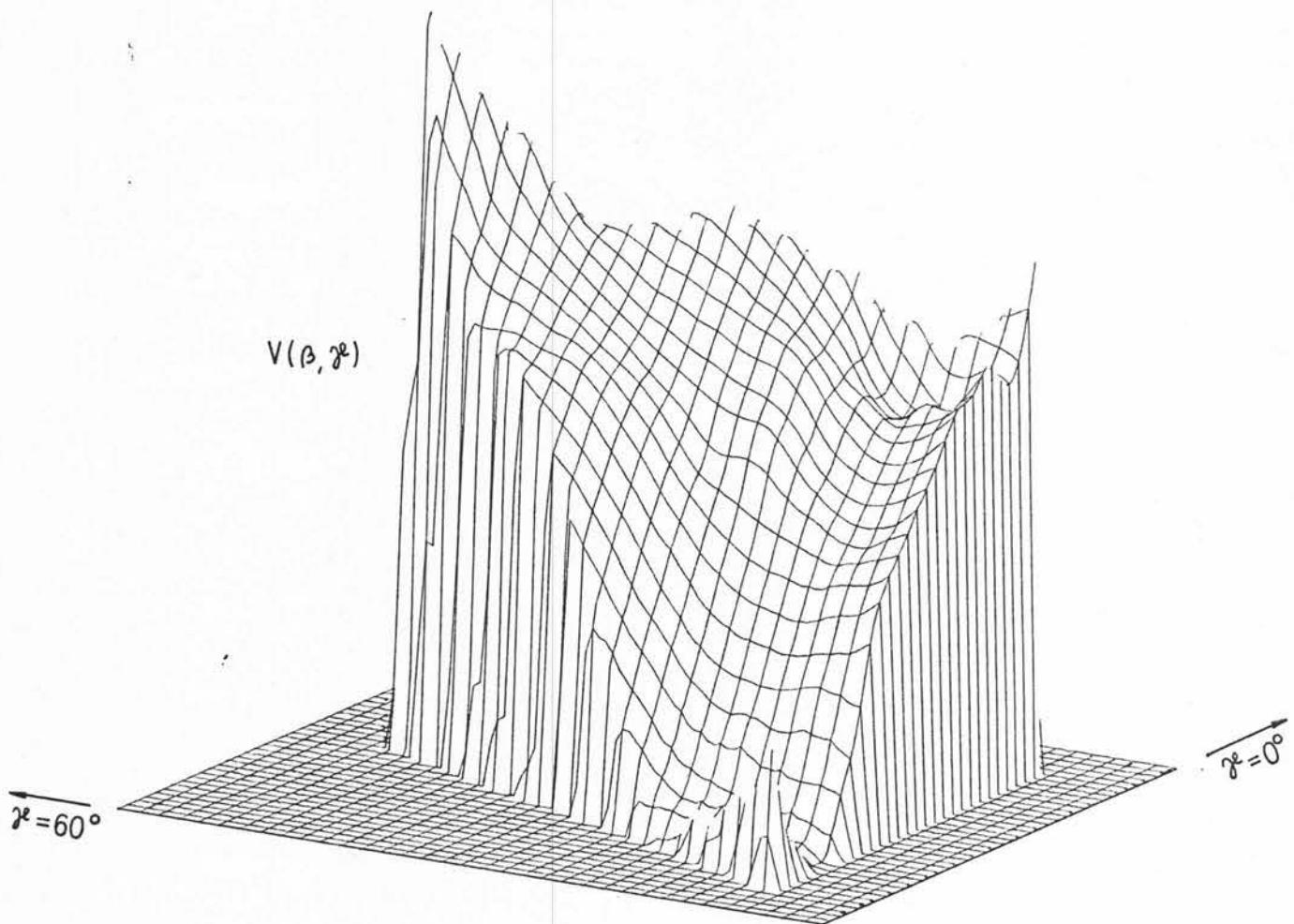
Dobijeni rezultati prikazani na slikama 5.1a i 5.1b pokazuju da model predviđa za ovo jezgro veoma plitak minimum potencijalne energije koji se proteže od deformacije prolate do oblate, te jezgro ne mora imati fiksiran oblik deformacije, tj. može oscilovati između ova dva oblika, bez značajne promene potencijalne energije. Analize izvršene za pobuđena stanja (slike 5.2) pokazuju da je totalna energija (potencijalna + kinetička) pobuđenih stanja veoma slična funkcija parametara  $\beta$  i  $\gamma$ .

Slični proračuni za veliki broj izotopa platine, kao i susednih parno-parnih jezgara (osmijum i živa) (slike 5.3) pokazuju da se ova karakteristika proteže čitavim lancem izotopa platine, blago pojačavajući rotacioni karakter kod neutron deficijentnih izotopa ( $^{176-180}\text{Pt}$ ) i vibracioni karakter kod teških izotopa  $^{198-200}\text{Pt}$ . Posmatrajući lance izotopa osmijuma i žive uočava se međutim da su te promene mnogo drastičnije. Tako na primer izotopi Os mnogo brže pokazuju rotacioni karakter, a izotopi Hg vibracioni.

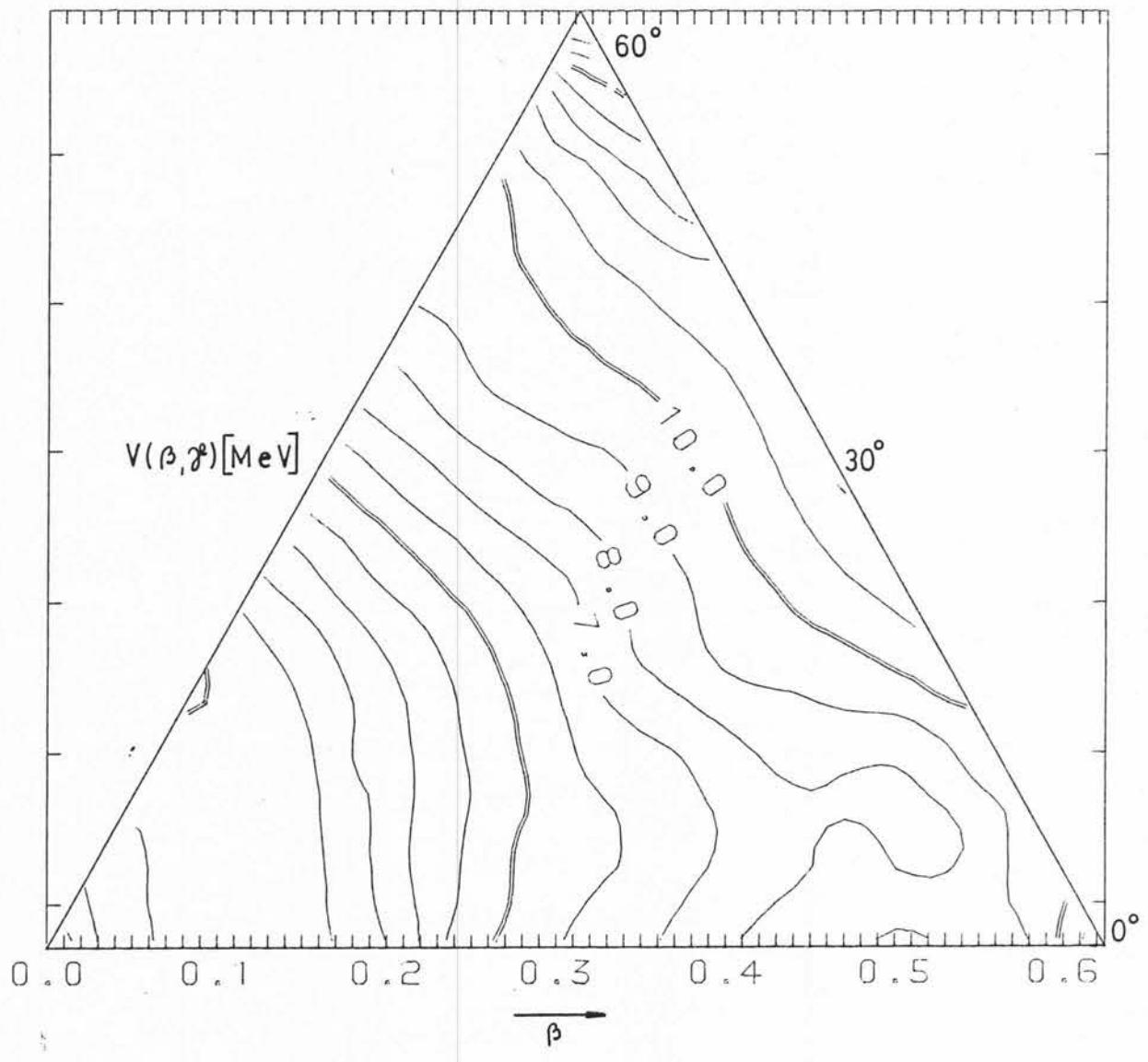
Zbog svega navedenog smatrali smo da eksperimentalni podaci o multipolnosti zračenja koje emituje izotop  $^{196}\text{Pt}$  pri prelazima iz pobuđenih stanja ka osnovnom stanju, kao i odgovarajući relativni intenziteti prelaza mogu pružiti bolji uvid u karakter pobuđenih stanja, a time i nuklearne strukture ovog izotopa.



Slika 5.2.1a Površina funkcije potencijalne energije u  $\beta$ - $\gamma$  mreži  
 $^{196}\text{Pt} - 2_1^+$  stanje

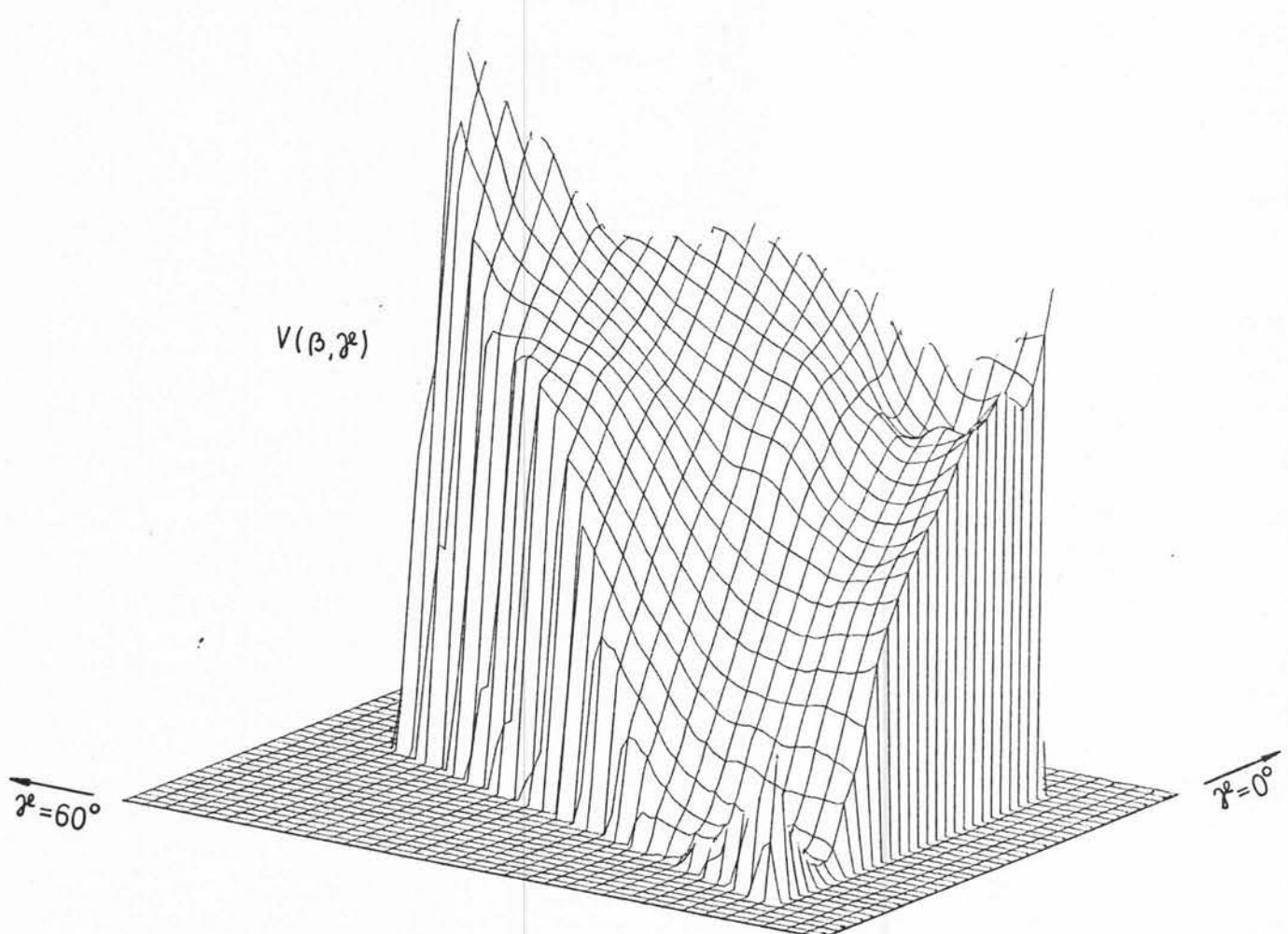


Slika 5.2.1b Izometrički prikaz funkcije potencijalne energije  
 $^{196}\text{Pt} - 2^+_1$  stanje



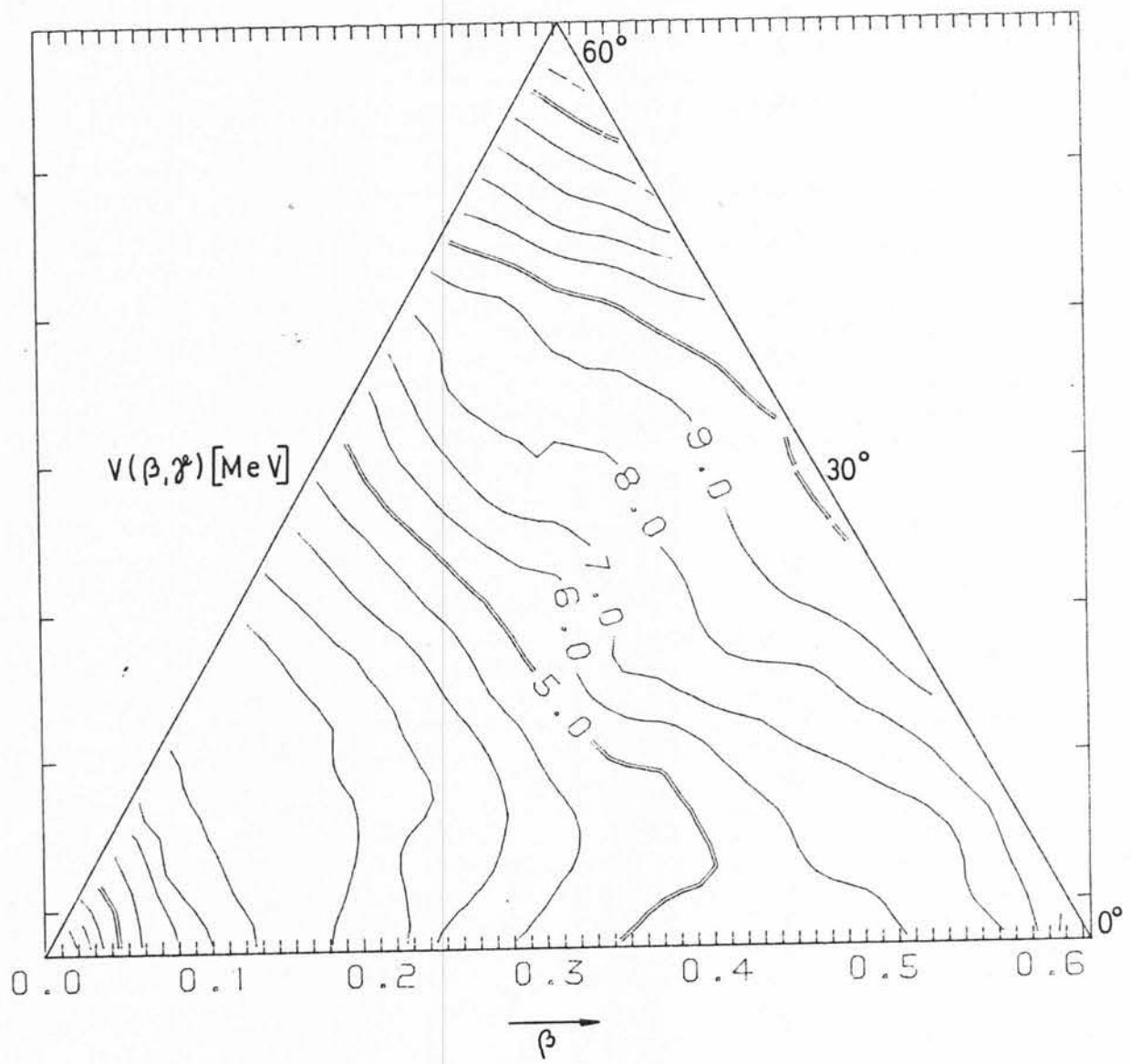
Slika 5.2.2a Površina funkcije potencijalne energije u  $\beta$ - $\gamma$  mreži

$^{196}_{\text{Pt}}$  -  $2^+_3$  stanje

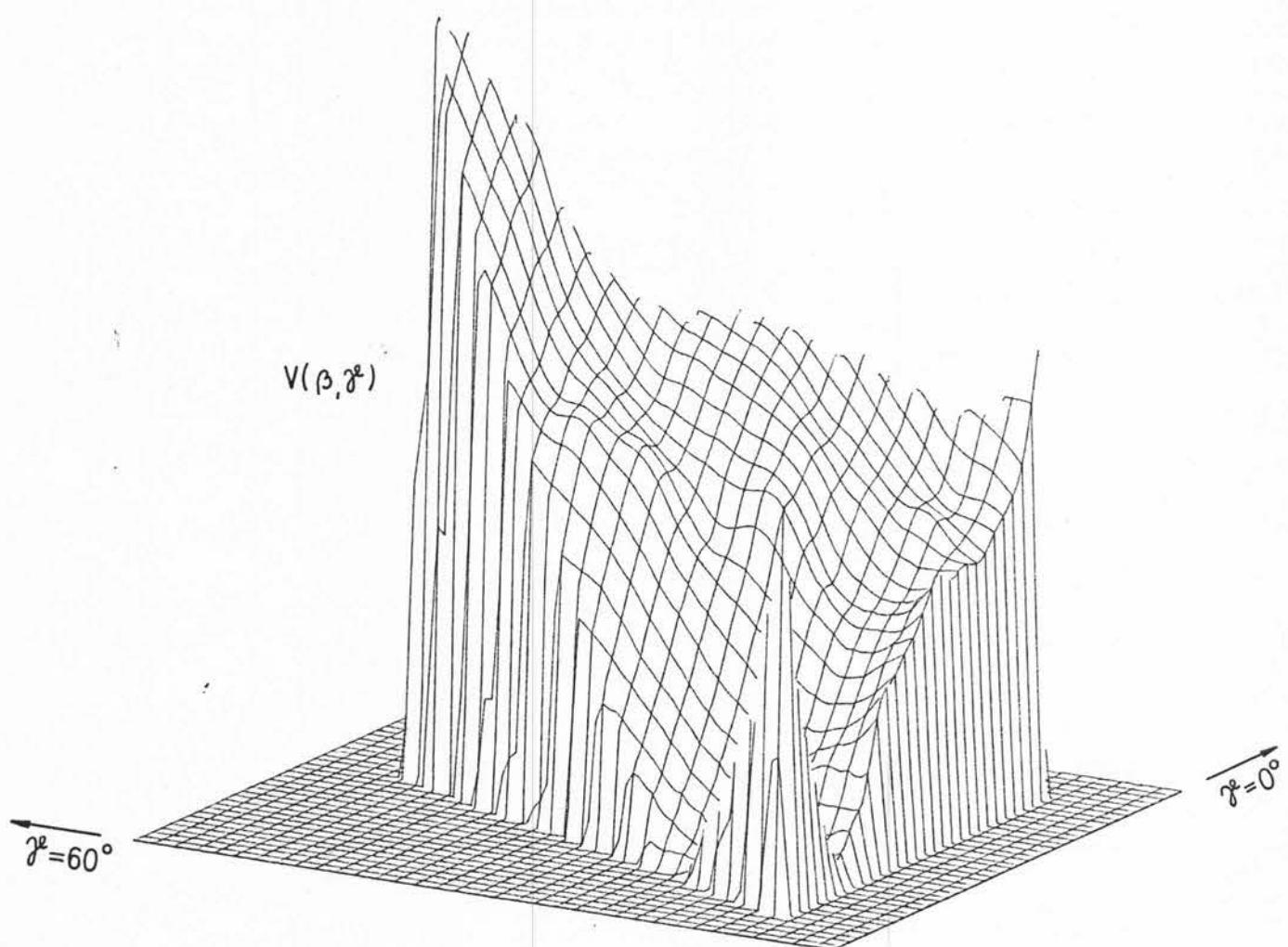


Slika 5.2.2b Izometrički prikaz funkcije potencijalne energije

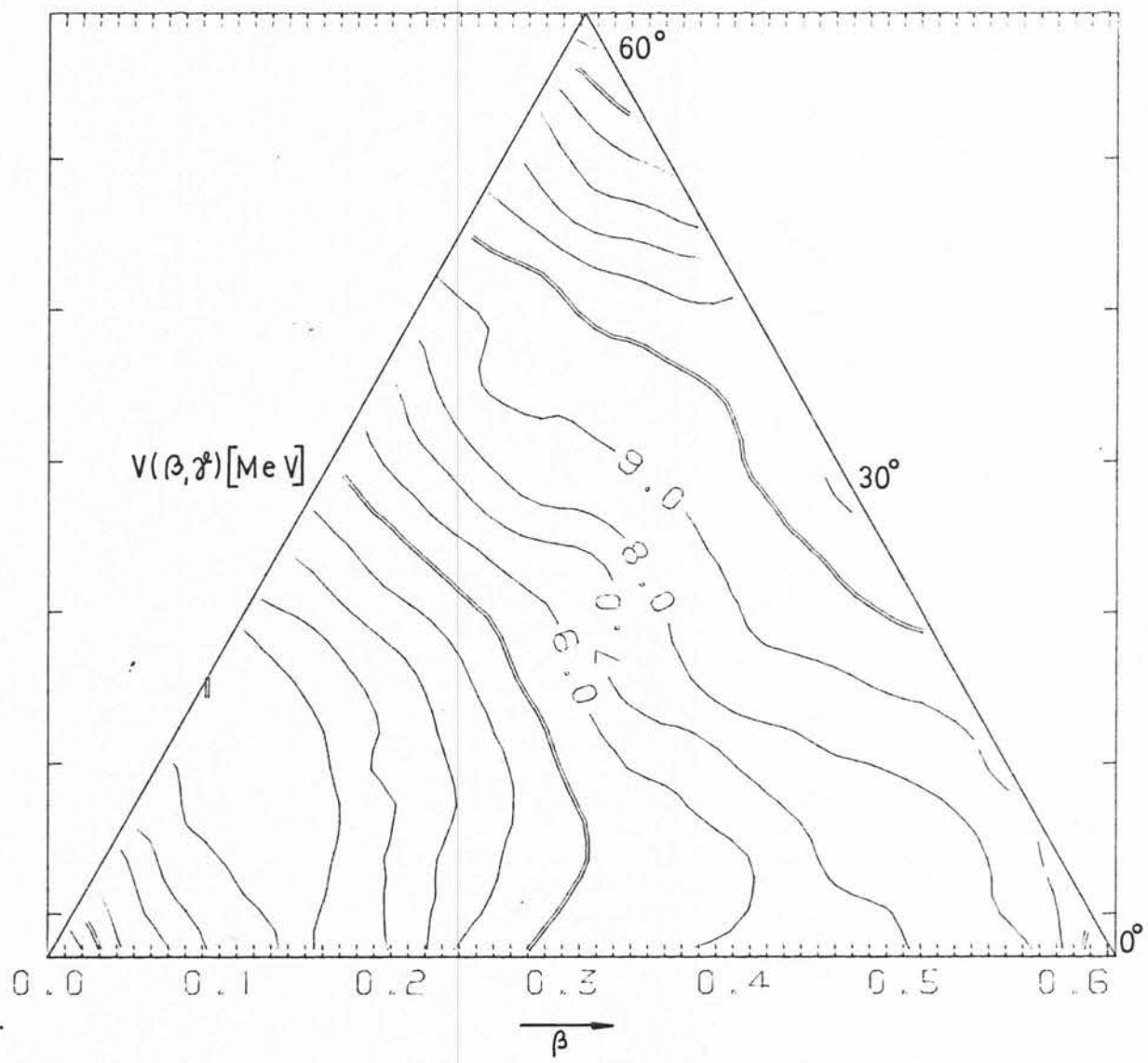
$^{196}\text{Pt} - 2^+_3$  stanje



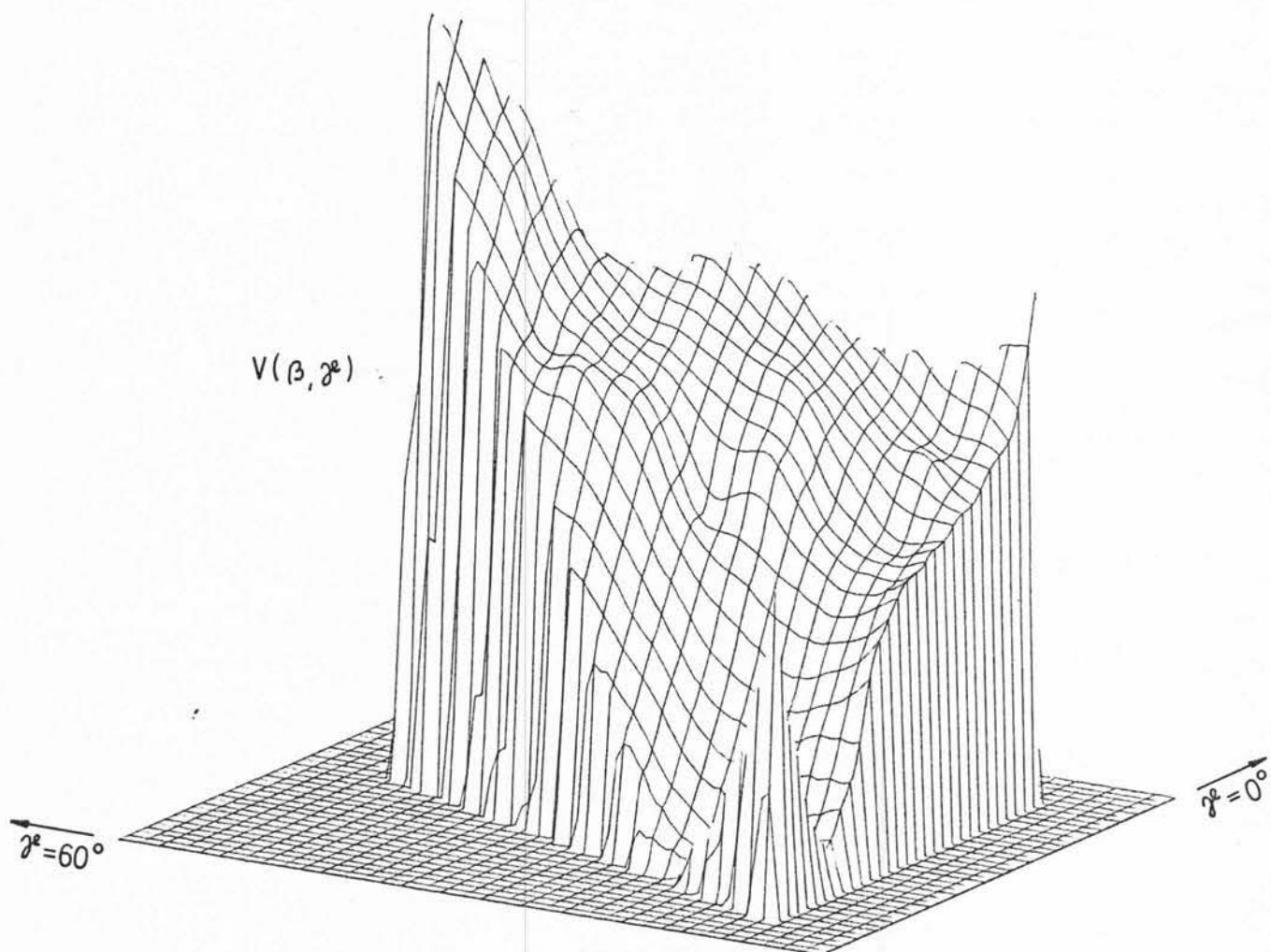
Slika 5.3.1a Površina funkcije potencijalne energije u  $\beta$ - $\gamma$  mreži  
 $^{192}\text{Pt}$  u osnovnom stanju



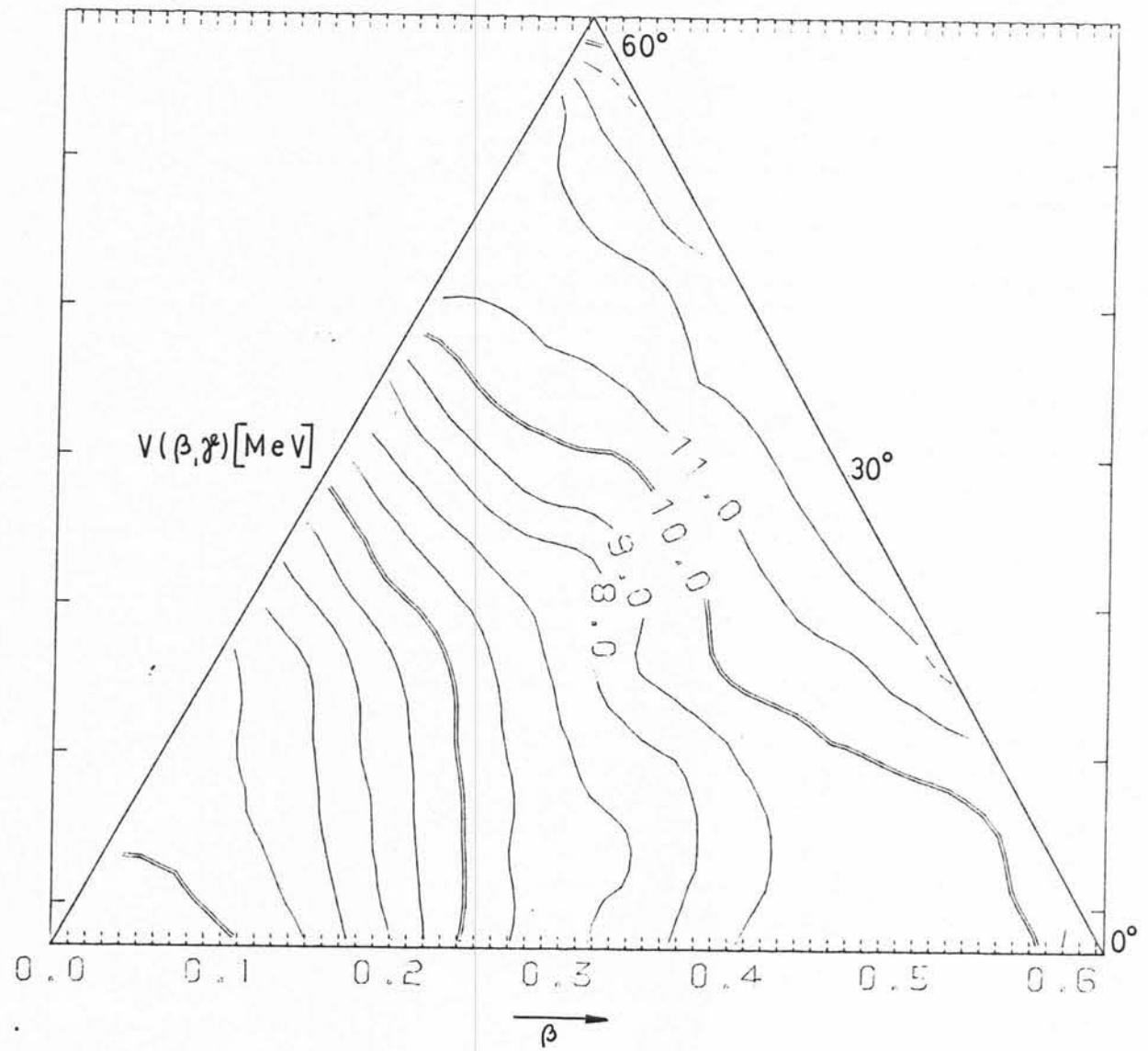
Slika 5.3.1b Izometrički prikaz funkcije potencijalne energije  
 $^{192}\text{Pt}$  u osnovnom stanju



Slika 5.3.2a Površina funkcije potencijalne energije u  $\beta$ - $\gamma$  mreži  
 $^{194}\text{Pt}$  u osnovnom stanju

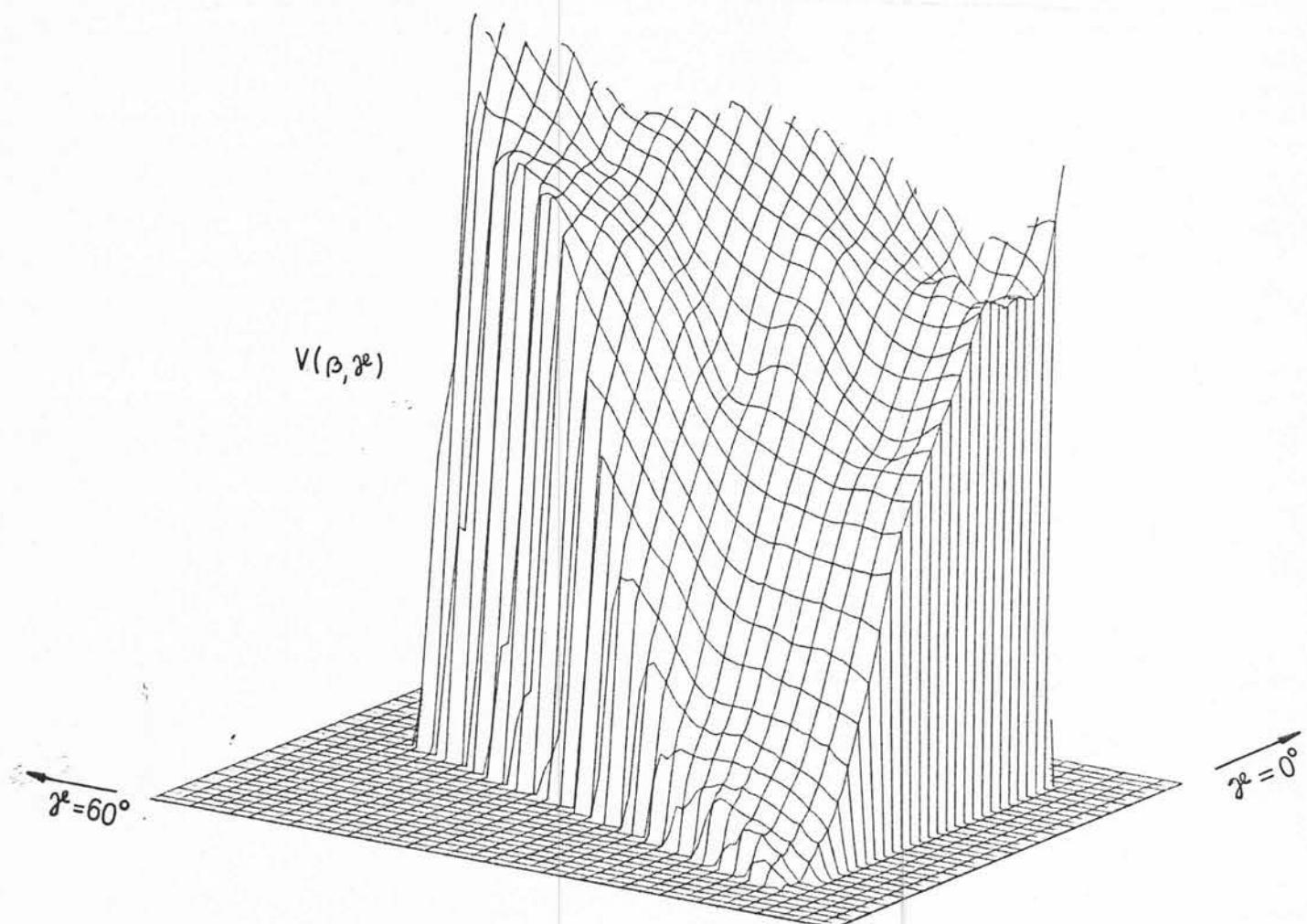


Slika 5.3.2b Izometrički prikaz funkcije potencijalne energije  
 $^{194}\text{Pt}$  u osnovnom stanju



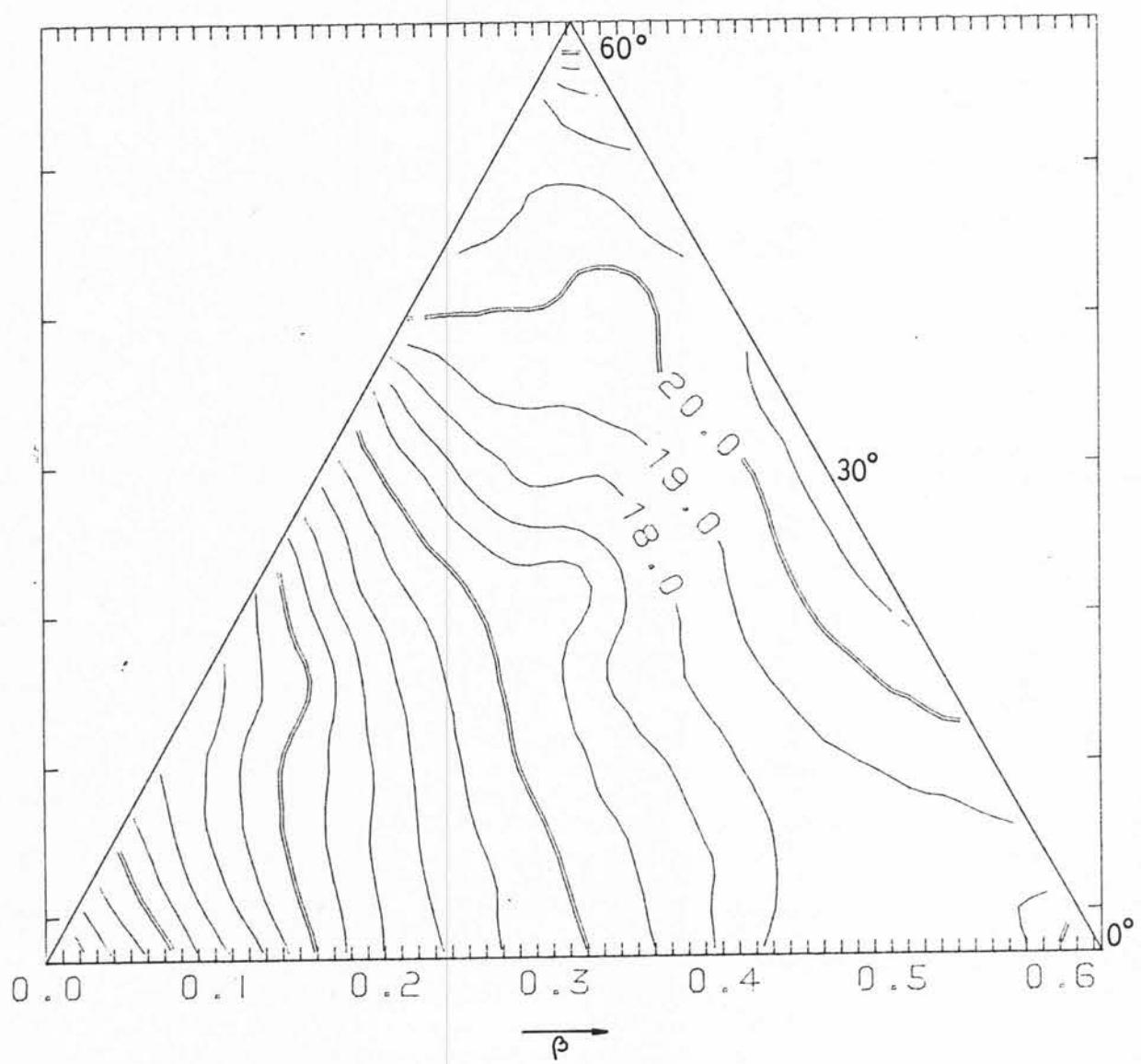
Slika 5.3.3a Površina funkcije potencijalne energije u  $\beta$ - $\gamma$  mreži

$^{198}\text{Pt}$  u osnovnom stanju

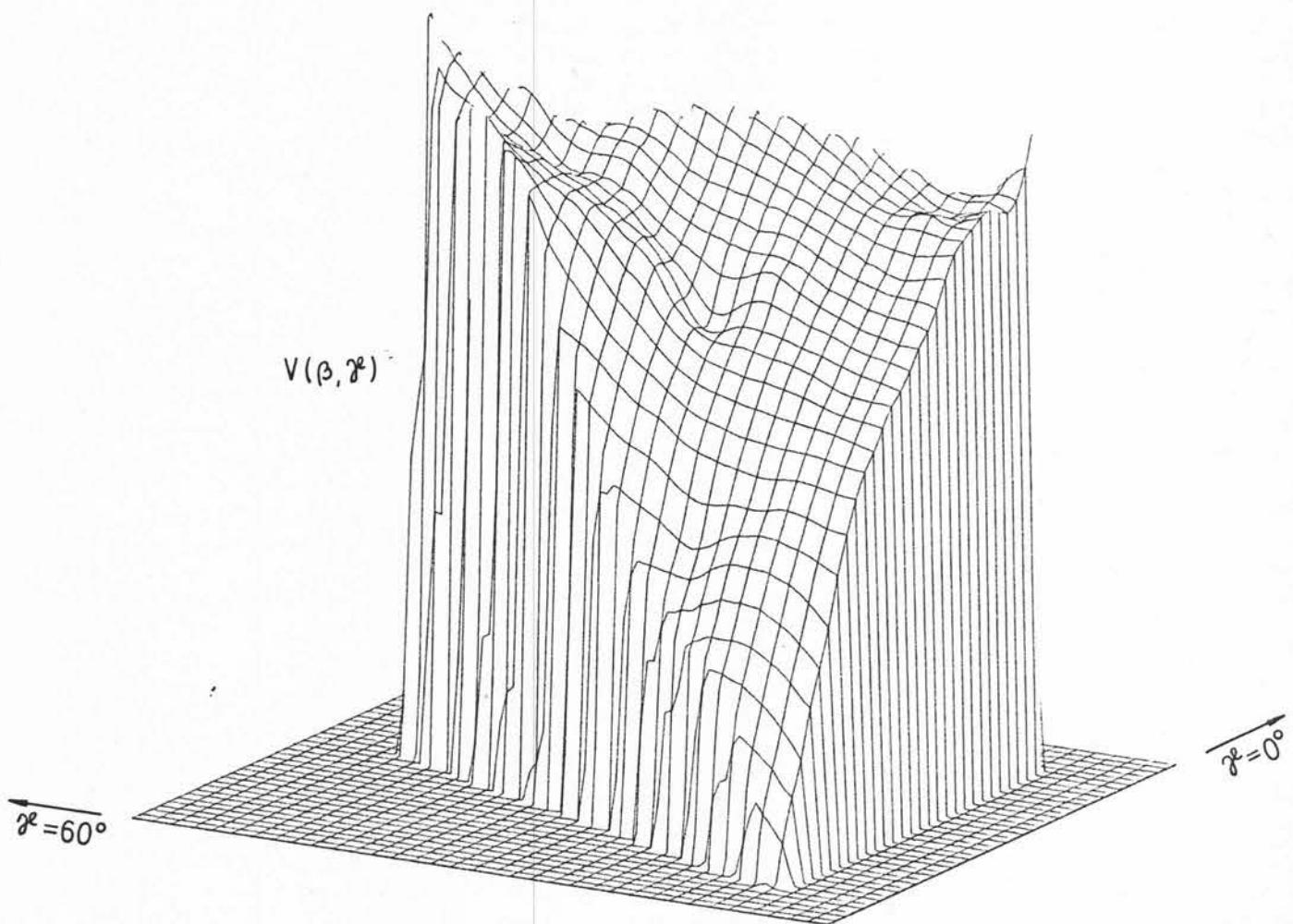


Slika 5.3.3b Izometrički prikaz funkcije potencijalne energije

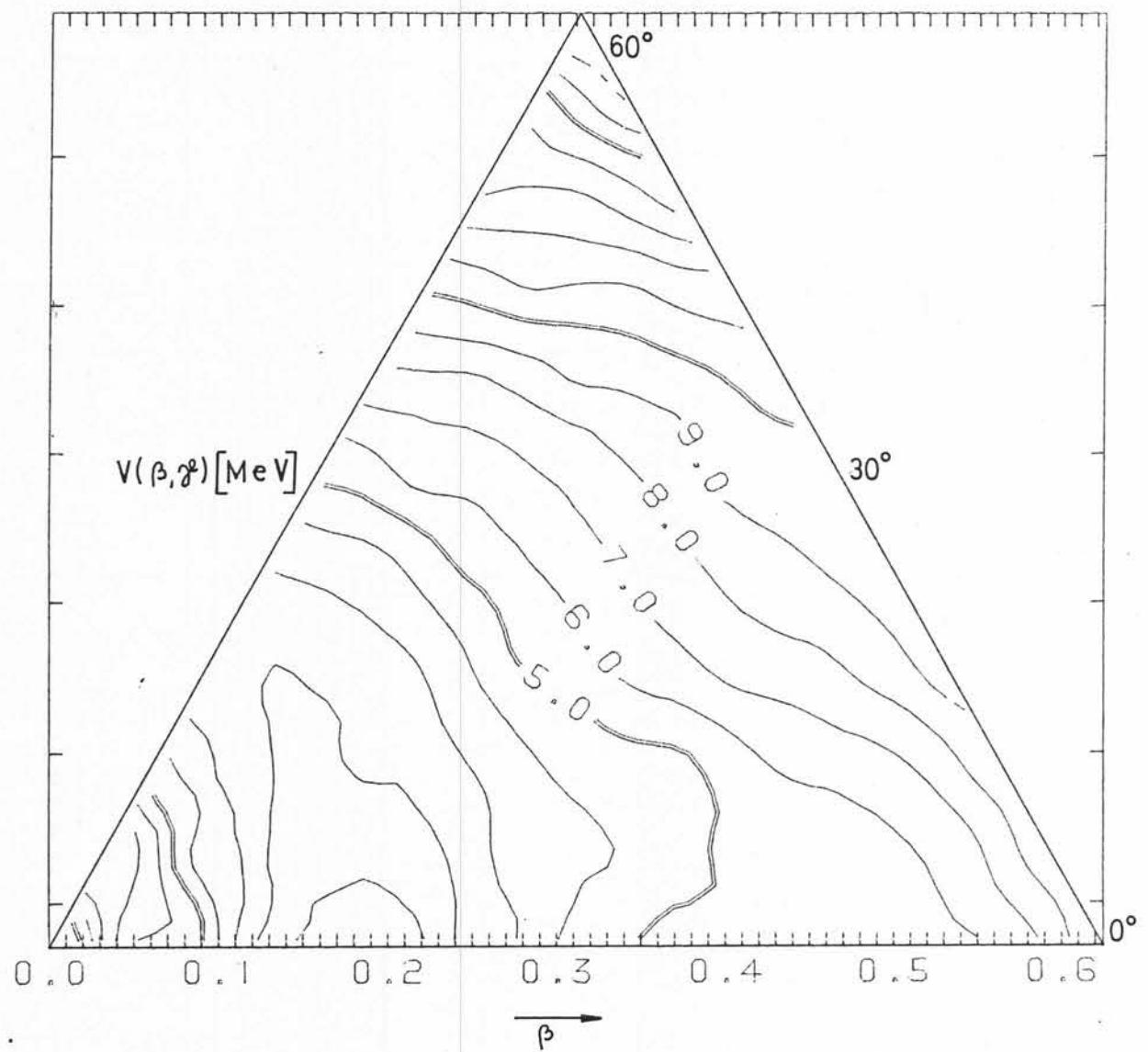
$^{198}\text{Pt}$  u osnovnom stanju



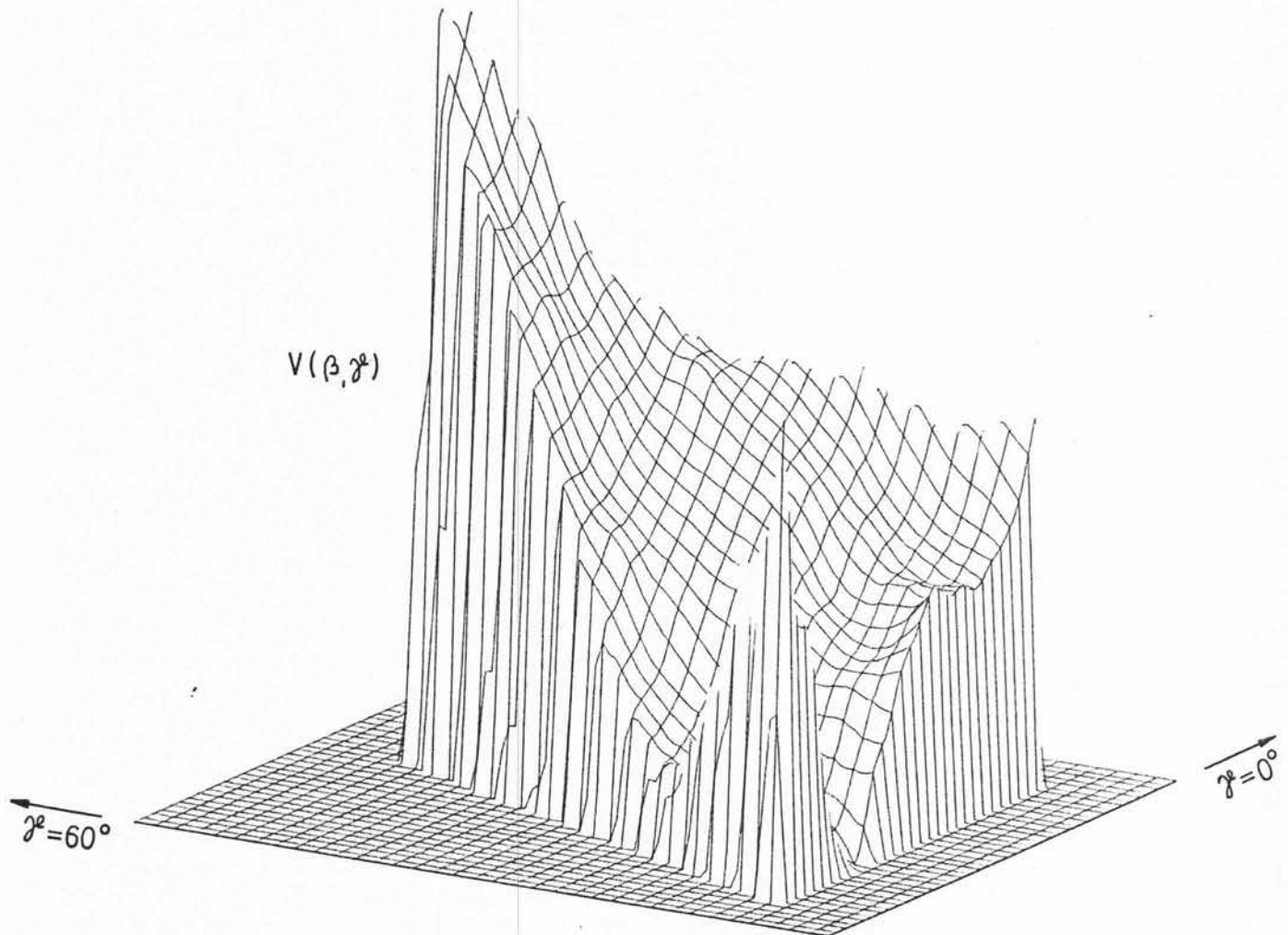
Slika 5.3.4a Površina funkcije potencijalne energije u  $\beta$ - $\gamma$  mreži  
200 Pt u osnovnom stanju



Slika 5.3.4b Izometrički prikaz funkcije potencijalne energije  
 $200_{\text{Pt}}$  u osnovnom stanju

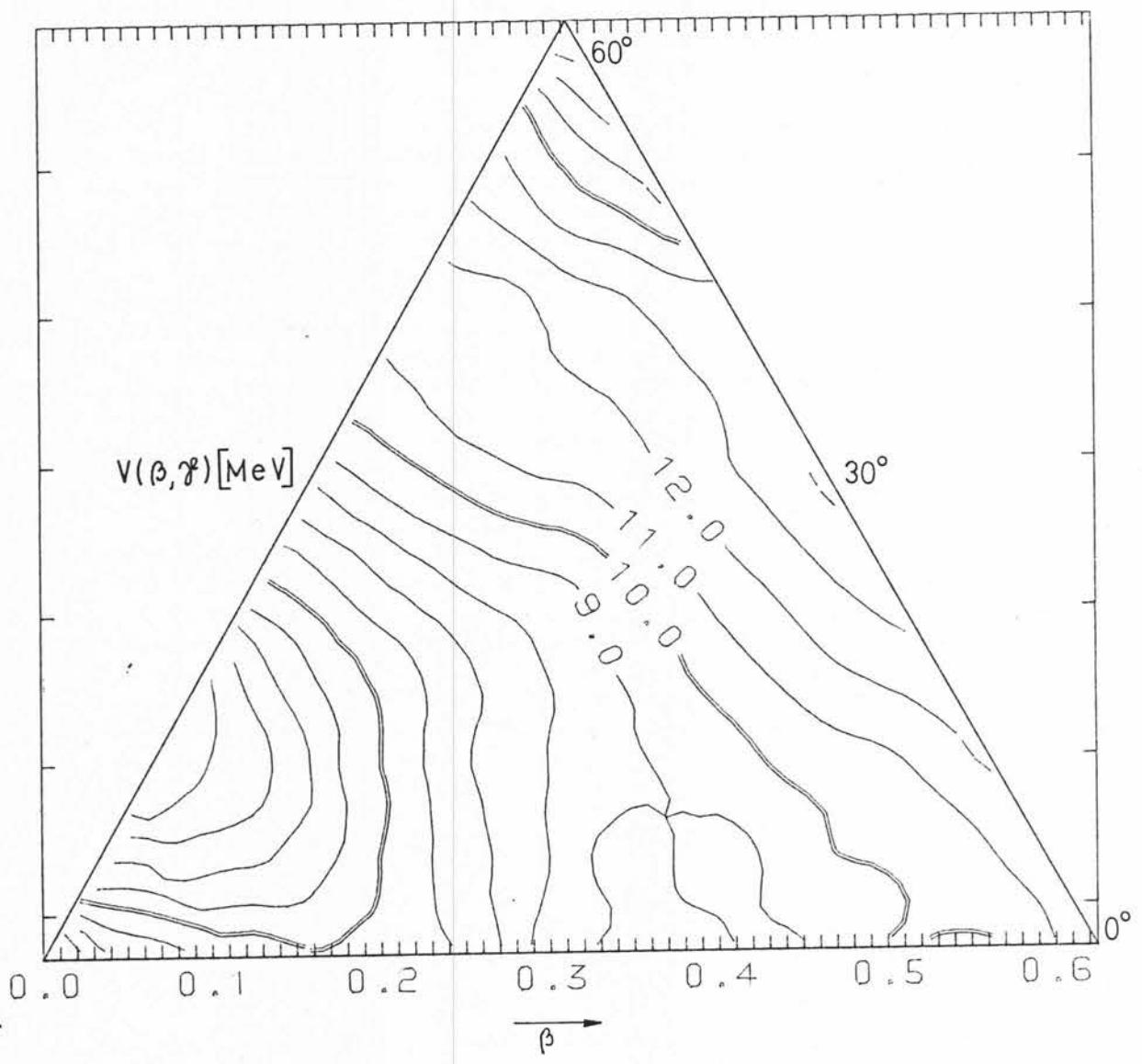


Slika 5.3.5a Površina funkcije potencijalne energije u  $\beta$ - $\gamma$  mreži  
 $^{188}\text{Os}$  u osnovnom stanju

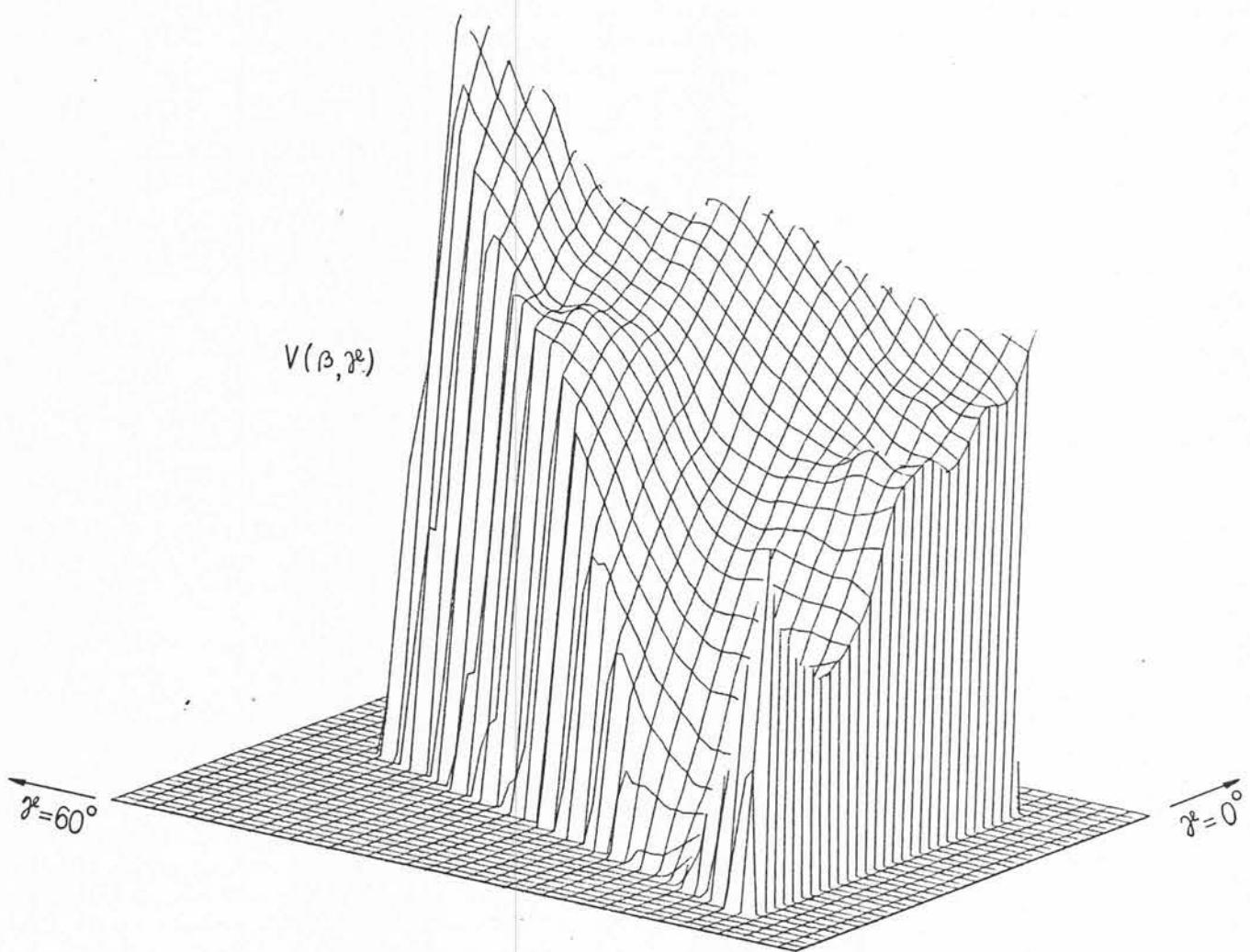


Slika 5.3.5b Izometrički prikaz funkcije potencijalne energije

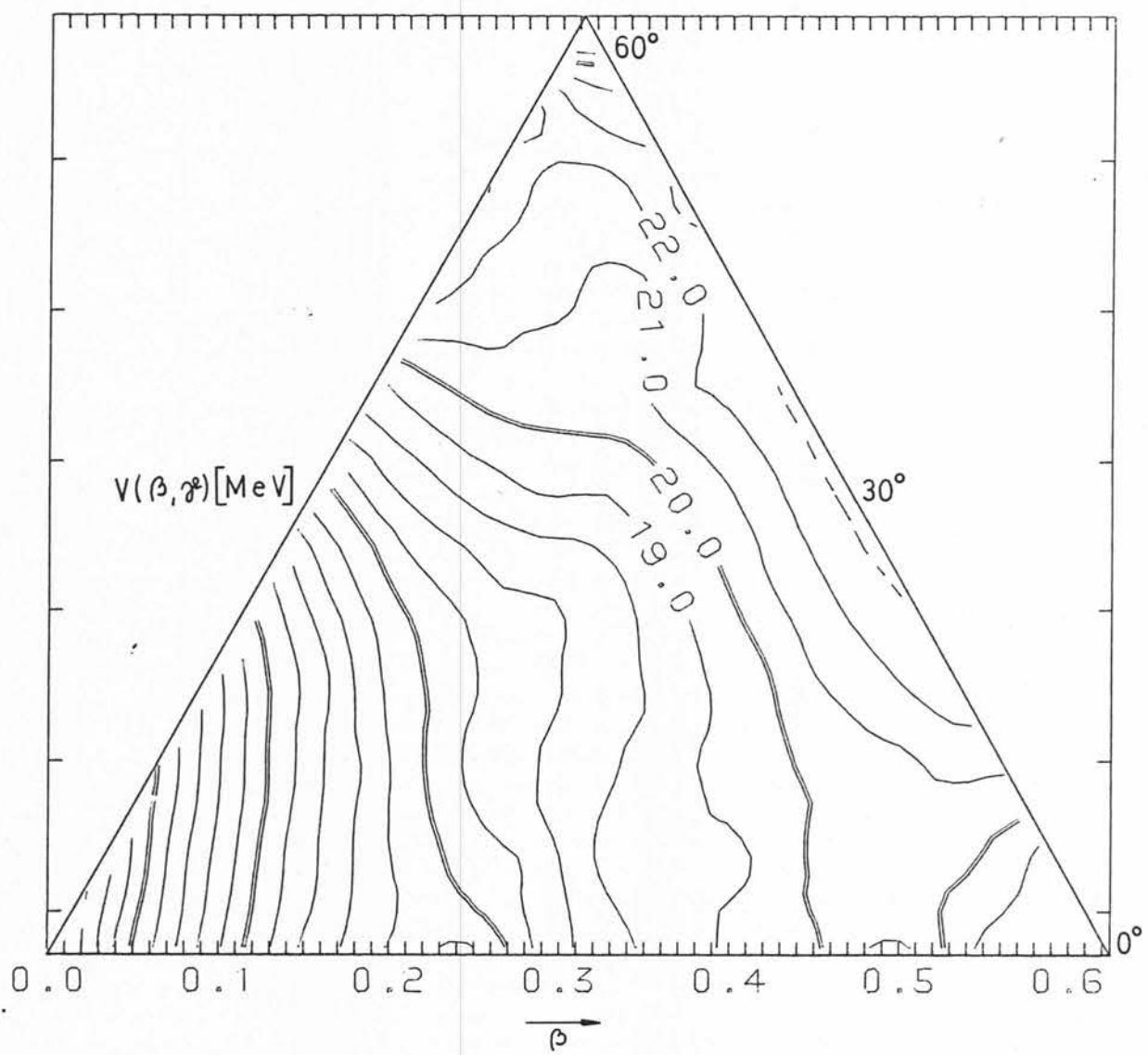
<sup>188</sup>Os u osnovnom stanju



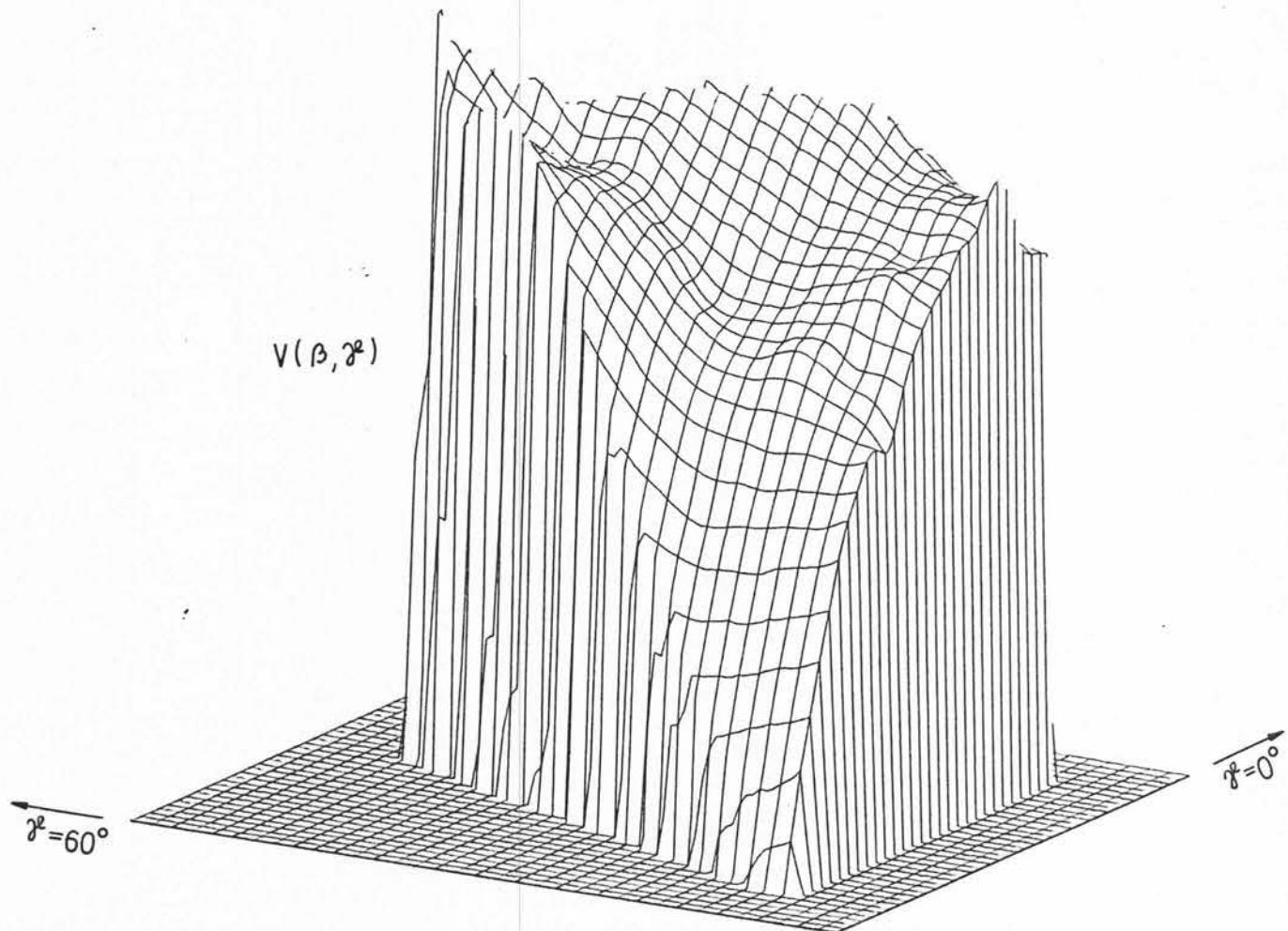
Slika 5.3.6a Površina funkcije potencijalne energije u  $\beta$ - $\gamma$  mreži  
 $^{196}\text{Hg}$  u osnovnom stanju



Slika 5.3.6b Izometrički prikaz funkcije potencijalne energije  
 $^{196}\text{Hg}$  u osnovnom stanju



Slika 5.3.7a Površina funkcije potencijalne energije u  $\beta$ -γ mreži  
 $^{202}\text{Hg}$  u osnovnom stanju



Slika 5.3.7b Izometrički prikaz funkcije potencijalne energije  
 $^{202}\text{Hg}$  u osnovnom stanju

### 5.1 DIREKTNI $\gamma$ SPEKTRI - RELATIVNI INTENZITETI PRELAZA

Merenje direktnih  $\gamma$  spektara pomoću Ge detektora u uslovima pobude neutronima opisane u poglavlju 4, omogućilo je dobijanje spektara dobrih karakteristika uz zadovoljavajuću statistiku zbog velike efikasnosti detektora. Slična merenja [58] izvršena su 1979. godine pomoću kristalnog spektrometra bolje rezolucije, ali znatno niže efikasnosti, naročito u oblasti iznad 1 MeV, pa se kombinacijom rezultata ova dva merenja može dobiti veliki broj relativnih intenziteta prelaza u širokoj oblasti energije.

Energetska kalibracija i određivanje relativne efikasnosti Ge detektora izvršeno je pomoću kalibracionih izvora  $^{56}\text{Co}$  i  $^{152}\text{Eu}$ , postavljenih u položaj mete, što je obezbeđivalo korektну geometrijsku reproducibilnost. U uslovima dobre statistike, greška krive efikasnosti zavisila je prvenstveno od tačnosti poznavanja relativnih intenziteta prelaza Eu i Co i iznosila je tipično 3%.

Na ovaj način identifikovan je veliki broj prelaza, za određeni njihovi relativni intenziteti, a većina od njih je smeštena u šemu raspada. Očigledna superiornost ovih merenja na energijama iznad 1 MeV u odnosu na prethodna, omogućila je identifikaciju većeg broja prelaza do sada neidentifikovanih, čije postojanje je veoma značajno sa stanovišta problematike nuklearne strukture.

Energije prelaza, relativni intenziteti, kao i energije i spinovi odgovarajućih nivoa između kojih se vrše prelazi nevedeni su u tabeli 5.1.

Tabela 5.1 Relativni intenziteti  $\gamma$ -prelaza

$E_\gamma (\Delta E_\gamma)$ keV	$I_\gamma (\Delta I_\gamma)$	POČETNI I KRAJNJI NIVOI PRELAZA ENERGIJE	SPINOVI
326.30 (10)	81.1 (34)	1015 → 688	$3^+ \rightarrow 2^+$
332.94 (10)	423 (18)	688 → 355	$2^+ \rightarrow 2^+$
345.80 (12)	4.33 (24)	dublet	
355.65 (10)	1000	355 → 0	$2^+ \rightarrow 0^+$
378.62 (11)	2.48 (16)	1825 → 1447	$1^- \rightarrow 3^-$
393.31 (10)	10.30 (45)	1270 → 876	$5^- (3^-) \rightarrow 4^+$
415.89 (21)	1.02 (27)	1293 → 876	$4^+ \rightarrow 4^+$
417.9 (12)	1.6 (19)		
419.1 (11)	2.8 (20)	2403 → 1984	$2^+ \rightarrow 1^+ (2^+)$
422.27 (21)	1.23 (16)	*	
432.02 (11)	4.58 (23)	(1447 → 1015)*	$3^- \rightarrow 3^+$
440.21 (13)	1.90 (19)	1802 → 1361	$1^+ (2^+) \rightarrow 2^+$
446.62 (10)	17.32 (74)	1135 → 688	$0^+ \rightarrow 2^+$
521.24 (10)	67.3 (28)	876 → 355	$4^+ \rightarrow 2^+$
522.44 (10)			
540.83 (13)	5.06 (32)		
542.40 (10)	6.66 (42)	dublet	
559.89 (18)	2.03 (15)	1853 → 1293	$2^+ \rightarrow 4^+$
566.28 (19)	4.55 (22)	1968 → 1402 (dublet)	
568.40 (22)	0.34 (14)	2422 → 1853	$0^+ (2^+) \rightarrow 2^+$
570.12 (16)	1.39 (15)	1447 → 876	$3^- \rightarrow 4^+$
587.40 (25)	0.29 (12)		

$E_{\gamma} (\Delta E_{\gamma})$ keV	$I_{\gamma} (\Delta I_{\gamma})$	POČETNI I KRAJNJI NIVOI PRELAZA ENERGIJE	SPINOVI
589.75 (14)	1.08 (12)	1604 → 1015	$2^+ \rightarrow 3^+$
604.64 (10)	10.59 (46)	1293 → 688	$4^+ \rightarrow 2^+$
623.27 (23)	0.71 (12)	1984 → 1361	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
626.43 (16)	1.31 (13)	1988 → 1361	$1^-(3^-, 4^+) \rightarrow 2^+$
640.73 (14)	1.51 (13)	(2245 → 1604)*	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
645.64 (12)	2.47 (16)	(2093 → 1447)	$0^+(1^+, 2^+) \rightarrow 3^-$
649.07 (13)	3.41 (18)	2444 → 1795	$2^+ \rightarrow 2^+(1^-)$
659.57 (12)	3.58 (19)	1015 → 355	$3^+ \rightarrow 2^+$
662.90 (11)	2.16 (15)	multiplet	
672.92 (11)	37.5 (16)	1361 → 688	$2^+ \rightarrow 2^+$
676.55 (17)	1.59 (13)	2124 → 1447	$3^-(4^+) \rightarrow 3^-$
688.90 (24)	1.31 (28)	689 → 0	$2^+ \rightarrow 0$
		ili zbir 689→355	
		i 355→ 0	
690.73 (16)	3.83 (20)	1825 → 1135	$1^- \rightarrow 0^+$
698.12 (20)	1.78 (14)	2667 → 1968	$2^+ \rightarrow 1^+(2^+)$
705.15 (21)	1.03 (14)	1999 → 1293	$2^+(1^-) \rightarrow 4^+$
715.14 (15)	1.50 (13)	2162 → 1447	$2^+(0^+) \rightarrow 3^-$
725.88 (32)	1.19 (32)	2087 → 1301	$3^-(4^+) \rightarrow 2^+$
727.32 (16)	10.19 (59)	1604 → 876	$2^+ \rightarrow 4^+$
749.11 (15)	1.94 (14)	dublet	
752.61 (12)	2.08 (21)	1888 → 1135	$1^+(2^+) \rightarrow 0^+$
758.17 (11)	9.37 (50)	1447 → 688	$3^- \rightarrow 2^+$
761.40 (13)	3.01 (18)	2365 → 1604	$2^+ \rightarrow 2^+$
779.57 (11)	49.6 (21)	1135 → 355	$0^+ \rightarrow 2^+$

$E_{\gamma} (\Delta E_{\gamma})$ keV	$I_{\gamma} (\Delta I_{\gamma})$	POČETNI I KRAJNJI NIVOI PRELAZA ENERGIJE	SPINOVI
787.09 (19)	1.36 (13)	1802 → 1015	$1^+ (2^+) \rightarrow 3^+$
790.35 (22)	0.81 (12)	moguć nivo 2192.5 2192 → 1403	
800.30 (20)	1.04 (15)	1677 → 876	$2^+ \rightarrow 4^+$
813.42 (60)	1.64 (22)		
817.09 (13)	4.49 (24)	2087 → 1270	$3^- (4^+) \rightarrow 5^- (3^-)$
831.27 (17)	1.68 (17)	2124 → 1293 +bgd (2830 → 1999)	$3^- (4^+) \rightarrow 4^+$ $? \rightarrow 2^+$
833.68 (12)	6.11 (30)	1968 → 1135	$1^+ (2^+) \rightarrow 0^+$
850.60 (69)	0.91 (13)	1984 → 1135	$1^- (2^+) \rightarrow 0^+$
853.96 (14)	2.47 (17)	2124 → 1270	$3^- (4^+) \rightarrow 5^- (3^-)$
864.78 (24)	1.74 (15)	2667 → 1802	$2^+ \rightarrow 1^+ (2^+)$
877.80 (14)	2.45 (16)	1754 → 876	$3^- (4^+) \rightarrow 4^+$
883.43 (32)	0.69 (12)	(2245 → 1361)	$1^+ (2^+) \rightarrow 2^+$
902.73 (31)	1.16 (13)		
915.78 (12)	8.87 (40)	1604 → 688	$2^+ \rightarrow 2^+$
918.77 (16)	3.08 (20)	2365 → 1447	$2^+ \rightarrow 3^-$
937.84 (20)	1.51 (20)	1293 → 355	$4^+ \rightarrow 2^+$
947.32 (19)	1.14 (18)	2309 → 1361	$1^+ (2^+) \rightarrow 2^+$
956.32 (19)	1.81 (19)	2403 → 1447 *	$2^+ \rightarrow 3^-$
962.10 (30)	0.89 (13)		
969.29 (17)	1.15 (20)	1984 → 1015	$1^+ (2^+) \rightarrow 3^+$
972.25 (30)	1.30 (16)		
976.16 (16)	2.22 (16)	(2830 → 1854) ...	$? \rightarrow 2^+$
988.64 (14)	4.22 (22)	1677 → 688	$2^+ \rightarrow 2^+$

$E_{\gamma} (\Delta E_{\gamma})$ keV	$I_{\gamma} (\Delta I_{\gamma})$	POČETNI I KRAJNJI NIVOI PRELAZA ENERGIJE	SPINOVI
992.39 (33)	0.73 (13)		
1005.77 (12)	31.0 (13)	1361 → 355	$2^+ \rightarrow 2^+$
1021.76 (14)	3.89 (21)	(2383 → 1361)	$0^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1031.83 (16)	3.29 (19)	2046 → 1015	$1^+(2^+) \rightarrow 3^+$
1046.88 (13)	39.9 (17)	1402 → 355	$0^+ \rightarrow 2^+$
1048.30 (13) }			
1055.73 (25)	0.97 (13)		
1062.20 (35)	3.36 (19)	2667 → 1604	$2^+ \rightarrow 2^+$
1066.61 (28)	2.37 (17)		
1069.80 (15)	1.84 (18)	2204 → 1135	$2^+ \rightarrow 0^+$
1080.91 (25)	1.35 (14)	2527 → 1447	$2^+ \rightarrow 3^-$
1091.29 (13)	40.6 (17)	1447 → 355	$3^- \rightarrow 2^+$
		(2384 → 1293)	
1095.69 (17)	2.33 (16)		
1106.51 (14)	6.44 (31)	1795 → 688	$2^+ \rightarrow 2^+$
1113.66 (14)	8.78 (40)	1802 → 688 *	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1121.84 (30)	1.26 (15)		
1125.49 (55)	1.45 (20)		
1127.8	0.84 (20)		
1136.90 (14)	8.26 (38)	1825 → 688 *	$1^- \rightarrow 2^+$
		2013 → 876	$(2^+) \rightarrow 4^+$
1143.20 (16)	3.09 (19)	2505 → 1361	$2^+(1^-) \rightarrow 2^+$
1150.87 (20)	1.10 (16)	2443 → 1293	$2^+ \rightarrow 4^+$
1158.47 (20)	1.75 (25)	1847 → 688 ..	$2^+ \rightarrow 2^+$
1160.90 (21)	2.08 (24)		

$E_{\gamma} (\Delta E_{\gamma})$ keV	$I_{\gamma} (\Delta I_{\gamma})$	POČETNI I KRAJNJI NIVOI PRELAZA ENERGIJE	SPINOVI
1176.12 (28)	1.99 (17)		
1180.34 (28)	1.46 (15)		
1189.17 (18)	2.56 (18)	2324 → 1135	$1^+(2^+) \rightarrow 0^+$
1199.31 (15)	12.48 (71)	1888 → 688	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1209.95 (25)	2.76 (19)	2087 → 876	$3^-(4^+, 3^+) \rightarrow 4^+$
1222.81 (32)	1.42 (15)		
1229.47 (19)	3.27 (20)	1918 → 688	$0^+(1^+) \rightarrow 2^+$
1237.60 (31)	1.37 (15)		
1243.61 (16)	6.42 (31)		
1248.61 (15)	22.94 (97)	1604 → 355	$2^+ \rightarrow 2^+$
1254.90 (22)	1.75 (16)		
1264.52 (16)	4.14 (23)	2667 → 1402	$2^+ \rightarrow 0^+$
1280.31 (25)	1.47 (18)	(1969 → 688)	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1289.73 (16)	4.25 (23)		
1296.36 (16)	9.37 (42)	1985 → 688	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1305.36 (16)	10.19 (66)	2667 → 1361	$2^+ \rightarrow 2^+$
1310.70 (30)	1.55 (16)		
1314.20 (31)	1.40 (17)		
1321.59 (16)	18.75 (81)	(1677 → 355) *	$2^+ \rightarrow 2^+$
1328.12 (38)	1.72 (21)		
1331.11 (35)	2.20 (39)		
1341.06 (32)	2.07 (18)		
1346.85 (57)	1.19 (16)		
1353.10 (25)	2.78 (19)	2229 → 870	$2^+(0^+, 1^+) \rightarrow 4^+$
		2488 → 1135	$1^+(2^+) \rightarrow 0^+$

$E_{\gamma} (\Delta E_{\gamma})$ keV	$I_{\gamma} (\Delta I_{\gamma})$	POČETNI I KRAJNJI NIVOI PRELAZA ENERGIJE	SPINOVI
1358.41 (17)	17.50 (79)	2046 → 688	$1^+ (2^+) \rightarrow 2^+$
1361.01 (35)	7.98 (42)	1361 → 0	$2^+ \rightarrow 0^+$
1368.31 (34)	1.25 (29)		
1370.71 (32)	2.61 (30)		
1379.65	1.37 (23)		
1386.89 (32)	2.23 (18)		
1393.14 (260)	2.19 (18)		
1397.62 (23)	2.16 (18)	(2087 → 688)	$3^- (4^+, 3^+) \rightarrow 2^+$
1404.25 (18)	4.48 (34)	(2093 → 688)	$0^+ (1^+, 2^+) \rightarrow 2^+$
1408.20 (20)	3.49 (22)		
1417.56 (33)	1.77 (18)		
1422.45 (23)	2.91 (20)		
1428.49 (28)	1.98 (18)	2443 → 1015	$2^+ \rightarrow 3^+$
1439.26 (18)	16.38 (71)	1795 → 355	$2^+ (1^-) \rightarrow 2^+$
1446.66 (19)	10.92 (51)	(1447 → 0) +bgd	$3^+ \rightarrow 0^+$
		(1802 → 355)	$1^+ (2^+) \rightarrow 2^+$
1449.76 (26)	1.86 (22)		
1467.47 (19)	11.81 (53)	1823 → 355	$0^+ \rightarrow 2^+$
1473.51 (19)	11.71 (52)	2162 → 688	$2^+ (0^+) \rightarrow 2^+$
1485.41 (20)	5.15 (27)	2174 → 688	$0^+ (2^+) \rightarrow 2^+$
1491.45 (19)	31.1 (13)	1847 → 355	$2^+ \rightarrow 2^+$
1497.72 (19)	18.26 (79)	1853 → 355	$2^+ \rightarrow 2^+$
1510.69 (20)	19.40 (84)	2199 → 688	$0^+ (2^+) \rightarrow 2^+$
1515.36 (22)	3.74 (23)	2204 → 688	$2^+ \rightarrow 2^+$
1526.98 (21)	2.85 (26)	2403 → 876	$2^+ \rightarrow 4^+$

$E_{\gamma} (\Delta E_{\gamma})$ keV	$I_{\gamma} (\Delta I_{\gamma})$	POČETNI I KRAJNJI NIVOI PRELAZA ENERGIJE	SPINOVI
1532.18 (20)	28.54 (122)	(1888 → 355) +bgd	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
		(2667 → 1135)	$2^+ \rightarrow 0^+$
1538.15 (26)	1.21 (17)	(bgd)	
1546.31 (49)	1.78 (18)		
1557.15 (29)	2.28 (19)	(2245 → 688)	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1562.70 (20)	21.41 (93)	1918 → 355	$0^+(1^+) \rightarrow 2^+$
1573.62 (23)	2.78 (26)	2262 → 688	$2^+ \rightarrow 2^+$
1576.70 (21)	12.80 (60)	1932 → 355	$0^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1582.24 (21)	3.35 (35)		
1604.23 (23)	4.83 (27)	1604 → 0	$2^+ \rightarrow 0^+$
1613.01 (24)	3.41 (22)	1968 → 355	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1621.43 (22)	10.53 (48)	2309 → 688 +bgd	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1628.81 (24)	5.31 (30)	(1985 → 355)	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1632.70 (220)	9.35 (71)	1988 → 355	$1^-(3^-, 4^+) \rightarrow 2^+$
1635.52 (32)	6.48 (41)	2324 → 688	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1643.81 (24)	9.67 (48)	1999 → 355	$2^+(1^-) \rightarrow 2^+$
1646.80 (65)	3.36 (28)		
1656.63 (24)	4.70 (27)	2345 → 688	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1662.00 (31)	2.22 (19)		
1672.59 (27)	3.74 (23)		
1677.47 (23)	23.90 (103)	1677 → 0	$2^+ \rightarrow 0^+$
1686.63 (24)	5.35 (29)	2375 → 688	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1691.41 (29)	4.67 (56)	(2046 → 355)	$1^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1693.85 (27)	5.57 (58)	2383 → 688	$0^+(2^+) \rightarrow 2^+$
1713.72 (24)	27.7 (12)	2069 → 355	$0^+(2^+) \rightarrow 2^+$

$E_{\gamma} (\Delta E_{\gamma})$ keV	$I_{\gamma} (\Delta I_{\gamma})$	POČETNI I KRAJNJI NIVOI PRELAZA ENERGIJE	SPINOVI
1726.08 (24)	7.18 (35)		
1731.56 (25)	6.55 (33)	2087 → 355	$3^- (4^+) \rightarrow 2^+$
1737.01 (24)	22.26 (96)	2093 → 355	$0^+ (1^+, 2^+) \rightarrow 2^+$
1742.92 (32)	2.27 (20)		
1771.47 (25)	11.32 (51)	2126 → 355	$0^+ (2^+) \rightarrow 2^+$
1795.34 (27)	3.67 (23)	1795 → 0	$2^+ (1^-) \rightarrow 0^+$
1802.31 (26)	37.9 (16)	1802 → 0	$1^+ (2^+) \rightarrow 0^+$
1807.12 (26)	12.68 (57)	2162 → 355	$2^+ (0^+) \rightarrow 2^+$
1818.62 (27)	4.36 (26)	2174 → 355	$0^+ (2^+) \rightarrow 2^+$
1826.05 (27)	21.52 (93)	1825 → 0	$1^- \rightarrow 0^+$
1830.21 (39)	1.14 (19)		
1839.86 (28)	6.38 (35)	2527 → 688	$(2^+) \rightarrow 2^+$
1848.53 (29)	3.11 (22)	2204 → 355	$2^+ \rightarrow 2^+$
1853.60 (29)	3.36 (23)	1853 → 0	$2^+ \rightarrow 0^+$
1869.12 (44)	1.09 (18)		
1873.91 (28)	9.70 (45)	2229 → 355	$2^+ (0^+, 1^+) \rightarrow 2^+$
1888.47 (28)	22.15 (96)	1888 → 0	$1^+ (2^+) \rightarrow 0^+$
1900.79 (33)	3.24 (22)		
1905.76 (40)	2.25 (20)		
1910.87 (31)	3.98 (25)		
1915.42 (39)	2.16 (21)	(bgd)	
1919.48 (60)	1.12 (19)	(1918 → 0)	$(1^+) \rightarrow 0^+$
1926.79 (30)	5.33 (29)		
1931.68 (34)	1.64 (19)	(1932 → 0)	$(2^+, 1^+) \rightarrow 0^+$
1938.23 (32)	1.76 (19)	(bgd)	

$E_{\gamma} (\Delta E_{\gamma})$ keV	$I_{\gamma} (\Delta I_{\gamma})$	POČETNI I KRAJNJI NIVOI PRELAZA ENERGIJE	SPINOVI
1942.93 (34)	1.65 (19)		
1954.66 (31)	7.31 (37)		
1969.20 (30)	24.1 (10)	1969 → 0	$1^+ (2^+) \rightarrow 0^+$
1973.46 (32)	2.51 (22)		
1978.72 (30)	40.7 (17)	2667 → 688	$2^+ \rightarrow 2^+$
1985.11 (32)	3.39 (23)	1985 → 0	$1^+ (2^+) \rightarrow 0^+$
1989.91 (34)	2.39 (21)		
1999.62 (34)	4.15 (30)	1999 → 0	$2^+ (1^-) \rightarrow 0^+$
2012.36 (58)	4.39 (26)	(2013 → 0)	$(2^+) \rightarrow 0^+$
2017.41 (48)	3.12 (22)		
2038.18 (39)	2.79 (21)		
2045.81 (40)	3.18 (23)		
2050.28 (96)	2.18 (20)	(2050 → 355)	? <sup>+</sup> → 2 <sup>+</sup>
2064.40 (49)	2.82 (35)		
2067.75 (33)	15.89 (76)	2422 → 355 *	$0^+ (2^+) \rightarrow 2^+$
2104.54 (35)	7.35 (36)	2460 → 355	$0^+ \rightarrow 2^+$
2109.54 (37)	2.62 (22)		
2114.40 (35)	6.89 (35)	2469 → 355	$2^+ (1^+) \rightarrow 2^+$
2126.01 (45)	1.75 (19)		
2132.31 (40)	2.82 (28)		
2135.79 (69)	4.92 (33)		
2140.89 (44)	2.42 (21)		
2146.77 (48)	2.19 (26)		
2150.21 (47)	2.79 (27)	2505 → 355	$2^+ (1^-) \rightarrow 2^+$
2155.68 (38)	3.60 (24)		

$E_{\gamma} (\Delta E_{\gamma})$ keV	$I_{\gamma} (\Delta I_{\gamma})$	POČETNI I KRAJNJI NIVOI PRELAZA ENERGIJE	SPINNOVI
2163.23 (49)	1.34 (19)		
2173.43 (37)	9.73 (45)	2529 → 355	$2^+ \rightarrow 2^+$
2183.70 (37)	14.03 (63)	2183 → 0	$1^+, 2^+ \rightarrow 0^+$
2187.72 (41)	2.04 (22)		
2206.31 (48)	1.37 (19)		
2215.56 (42)	1.64 (19)	(2571 → 355)	? → $2^+$
2229.38 (45)	1.70 (20)	2229 → 0	$2^+(1^+) \rightarrow 0^+$
2245.96 (39)	10.56 (49)	2245 → 0	$1^+(2^+) \rightarrow 0^+$
2252.88 (41)	3.13 (23)		
2275.28 (42)	3.00 (25)		
2290.71 (49)	1.53 (19)		
2299.91 (63)	1.06 (19)		
2305.83 (43)	3.36 (23)		
2311.53 (41)	31.6 (14)	2667 → 355	$2^+ \rightarrow 2^+$
2316.21 (45)	2.87 (23)		
2321.90 (42)	6.37 (33)	(2676 → 355)	? → $2^+$
2333.98 (43)	4.77 (32)	3021 → 688	$1^+, 2^+ \rightarrow 2^+$
2341.51 (64)	0.92 (20)		
2345.81 (54)	1.47 (21)		
2351.20 (45)	2.94 (22)	3038 → 688	? → $2^+$
2375.51 (44)	9.32 (44)	2375 → 0	$1^+(2^+) \rightarrow 0^+$
2381.54 (49)	2.11 (34)		
2384.56 (50)	2.13 (35)		
2392.91 (44)	17.89 (78)	2747 → 355	$2^+ \rightarrow 2^+$
2400.61 (47)	1.28 (20)		

$E_{\gamma} (\Delta E_{\gamma})$ keV	$I_{\gamma} (\Delta I_{\gamma})$	POČETNI I KRAJNJI NIVOI PRELAZA ENERGIJE		SPINOVI
2406.11 (46)	2.08 (21)			
2463.23 (63)	2.78 (22)			
2470.20 (47)	21.48 (93)	2470 → 0		$2^+ (1^+) \rightarrow 0^+$
2475.11 (60)	1.33 (20)	2830 → 355		? → $2^+$
2484.43 (52)	2.52 (23)			
2488.40 (50)	4.85 (29)	2488 → 0		$1^+ (2^+) \rightarrow 2^+$
2493.34 (60)	1.97 (22)			
2506.28 (95)	6.51 (34)	(2505 → 0)		$2^+ (1^-) \rightarrow 0^+$
2524.82 (49)	9.52 (46)			
2529.2	8.45 (43)	2529 → 0		$(2^+) \rightarrow 0^+$
2533.21 (57)	1.83 (24)			
2541.62 (51)	3.20 (23)			
2553.92 (54)	2.63 (22)	(2553 → 0)		? → $0^+$
2559.57 (61)	1.57 (24)			
2563.51 (62)	1.96 (24)			
2567.93 (63)	1.71 (24)			
2591.73 (54)	4.45 (28)			
2595.91 (49)	2.07 (27)			
2599.58 (51)	1.91 (28)			
2615.91 (53)	7.65 (38)	2615 → 0		$(1^+) \rightarrow 0^+$
2623.02 (54)	4.25 (26)			
2630.45 (61)	1.47 (20)			
2667.56 (59)	1.81 (20)	2667 → 0		$2^+ \rightarrow 0^+$
2678.41 (59)	2.12 (22)			
2685.19 (61)	2.60 (22)			

$E_{\gamma} (\Delta E_{\gamma})$ keV	$I_{\gamma} (\Delta I_{\gamma})$	POČETNI I KRAJNJI NIVOI PRELAZA ENERGIJE		SPINOVII
2715.41 (61)	1.53 (23)			
2719.40 (66)	1.54 (23)			
2725.93 (63)	1.95 (20)			
2736.90 (58)	16.06 (71)	2736 →	0	$1^+ \rightarrow 0^+$
2742.79 (63)	1.80 (20)			
2748.22 (58)	14.29 (64)	2748 →	0	? → $0^+$
2755.11 (60)	2.67 (22)			
2768.65 (62)	2.82 (22)			
2776.80 (63)	2.64 (22)			
2783.13 (70)	2.06 (21)			
2787.64 (71)	2.01 (21)			
2813.49 (66)	1.97 (20)			
2824.76 (62)	9.63 (47)			
2832.43 (67)	3.81 (34)			
2861.66 (65)	4.01 (25)	2861 →	0	
2868.67 (77)	1.75 (19)			
2875.16 (64)	8.86 (42)	2875 →	0	$1^+(2^+) \rightarrow 0^+$
2904.51 (78)	2.69 (21)			

Napomene: \* - linija je verovatno dublet (multiplet)

( ) - nivoi prelaza navedeni u zagradama predstavljaju moguće energije (spinove)

bgd - intenzitetu linije doprinosi i linija pozadinskog (background) zračenja

## 5.2 KOINCIDENTNI SPEKTRI

Nakon merenja izvršena je "off-line" analiza koincidentnih događaja. Na osnovu ranije poznatih energija prelaza i spinova stanja između kojih se ti prelazi odigravaju, odabrano je dvanaest prelaza za koje su analizirani koincidentni spektri. Ovi prelazi izabrani su prema intenzitetu, ali i tako da pokrivaju različita početna i konačna stanja, kako po spinovima i parnosti, tako i po pripadnosti pojedinim grupama (vрpcama) stanja. Ovi, kao i direktni spektri omogućili su da se veliki broj gama zraka smesti u šemu raspada, kao i da se identifikuju određeni nivoi. Rezultati su dati u tabeli 5.2.

## 5.3 REZULTATI MERENJA DIREKCIJONIH KORELACIJA

Nakon korekcija intenziteta pojedinih vrhova u  $\gamma$  spektru zbog konačnih dimenzija detektora i centriranosti meta - detektori, analizirana je kaskada  $0^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0^+$  ( $1135 \rightarrow 355 \rightarrow 0$ ) čiste E2 multipolnosti prelaza  $0^+ \rightarrow 2_1^+$  od  $E_\gamma = 779.6$  keV, te je  $\delta^2 = 0$ , tj.  $a_2^{\text{teo}} = 0.357$ ,  $a_4^{\text{teo}} = 1.143$ . Dobijene vrednosti parametra  $a_2^{\text{exp}} = 0.403 \pm 0.045$  i  $a_4^{\text{exp}} = 1.133 \pm 0.091$  se veoma dobro slažu sa teorijskim i pokazuju da su eventualne varijacije neutronskog fluksa, kao i razlike u vremenu merenja na pojedinim uglovima, manje od statističke greške merenja, te da ih ne treba naknadno uračunavati.

Kvalitet (statistika) korelacionih merenja omogućio je da se, pored već spomenute kaskade, dobiju podaci, sa zadovoljavajućom tačnošću, za još devet kaskada. Posebna pažnja pri

Tabela 5.2 Pregled  $\gamma$ - $\gamma$  koincidentnih merenja

"GATE" $E_{\gamma}$ keV	DETETKOVANI $\gamma$ -ZRACI $E_{\gamma}$ keV
326	333, 346, 355, 433, 662, 1032, 1673, (1790), 1911
333	326, 355, 446, 604, (668), 673, 715, 758, 833, 916 947, 1096, 1106, 1113, 1137, 1199, 1210, 1305, 1358 1404, 1474, 1485, 1510, 1547, 1582, 1621, 1635, 1673 1656, 1687, 1694, 1839, 1911, 1978, 2017, (2064)
355	326, 333, 378, 393, 446, 485, 521, 566, 604, 640 668, 673, 706, 752, 758, 779, 834, 916, 988, 1000 1047, 1091, 1106, 1114, 1199, 1204, 1229, 1243, 1248 1296, 1305, 1321, 1332, 1347, 1358, 1387, 1404, 1439 1446, 1467, 1474, 1485, 1492, 1498, 1511, 1532, 1563 1577, 1582, 1629, 1633, 1635, 1644, 1691, 1713 1737, 1743, 1807, 1819, 1839, 1848, 1874, (1973), 1978 2067, 2104, 2136, 2173, (2216), 2311, 2322, 2393 2475, 2596, 2768
521 (522)	355, 393, 423, 570, 727, 800, 854, 878, 1091, 1137 1210, 1527, 1582
673	333, 355, 541, 1143, 1305, 1310, (1360), 2045
779	355, 690, 752, 834, 1070, 1189, 1532
1006	355, 623, 626, 726, 947, 1022, 1143, 1305
1047 (1048)	355, 522, 566
1091	355, 378, (541), 605, 646, 1243
1199	333, 355, (2067)
1305	326, 333, 346, 355, 673, 1006
1979	333, 355, (1492)

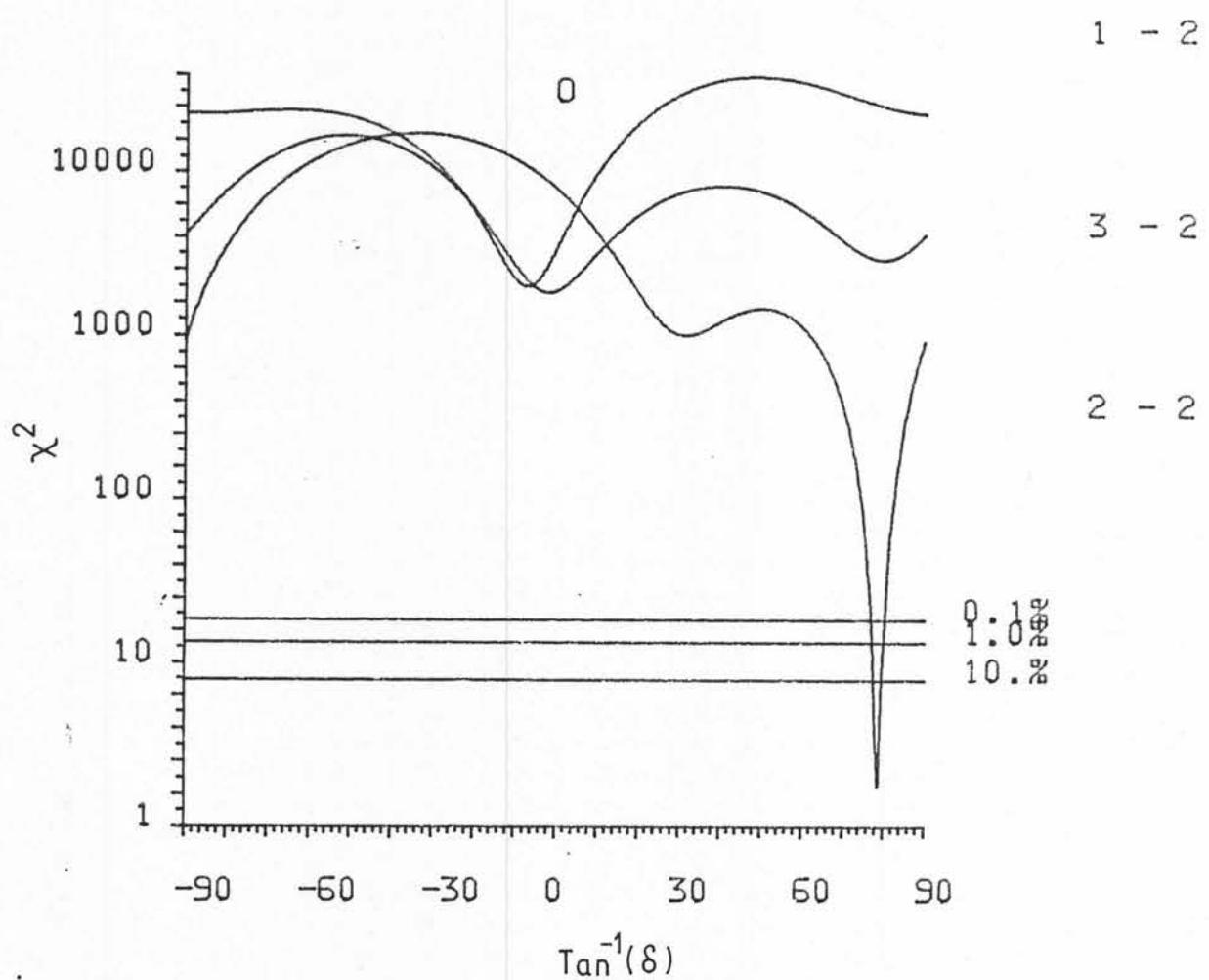
analizi posvećena je  $2^+ \rightarrow 2^+$  prelazima, kako zbog velikog broja  $2^+$  nivoa među pobuđenim stanjima  $^{196}\text{Pt}$ , tako i zbog njihovog značaja za interpretaciju nuklearne strukture ovog izotopa.

Koincidentni intenziteti fitovani su korelacionom funkcijom, ali tako da se  $\delta$  varira u intervalu od  $-\infty$  do  $+\infty$  (tj.  $\arctan \delta$  od  $-90$  do  $+90$ ), a kvalitet fita okarakterisan je

veličinom  $\chi^2$ , koja je crtana u funkciji  $\delta$  za svaku moguću spinsku sekvencu. Na ovaj način dobijene su krive prikazane na slikama 5.4.1-5.4.9 gde svaki lokalni minimum određuje moguće rešenje za  $\delta$  sa odgovarajućom greškom, koja se očitava sa krive za vrednost  $\chi^2$  (u minimumu) +1, što odgovara jednoj standardnoj devijaciji. Nivo pouzdanosti za pridruživanje odgovarajuće spinske sekvence je tada integral  $\chi^2$  raspodele od minimalne vrednosti  $\chi^2$  do beskonačnosti.

(Zbog mogućnosti poređenja sa drugim načinima analize u tabeli 5.3 date su i odgovarajuće vrednosti parametara  $a_2$  i  $a_4$ )

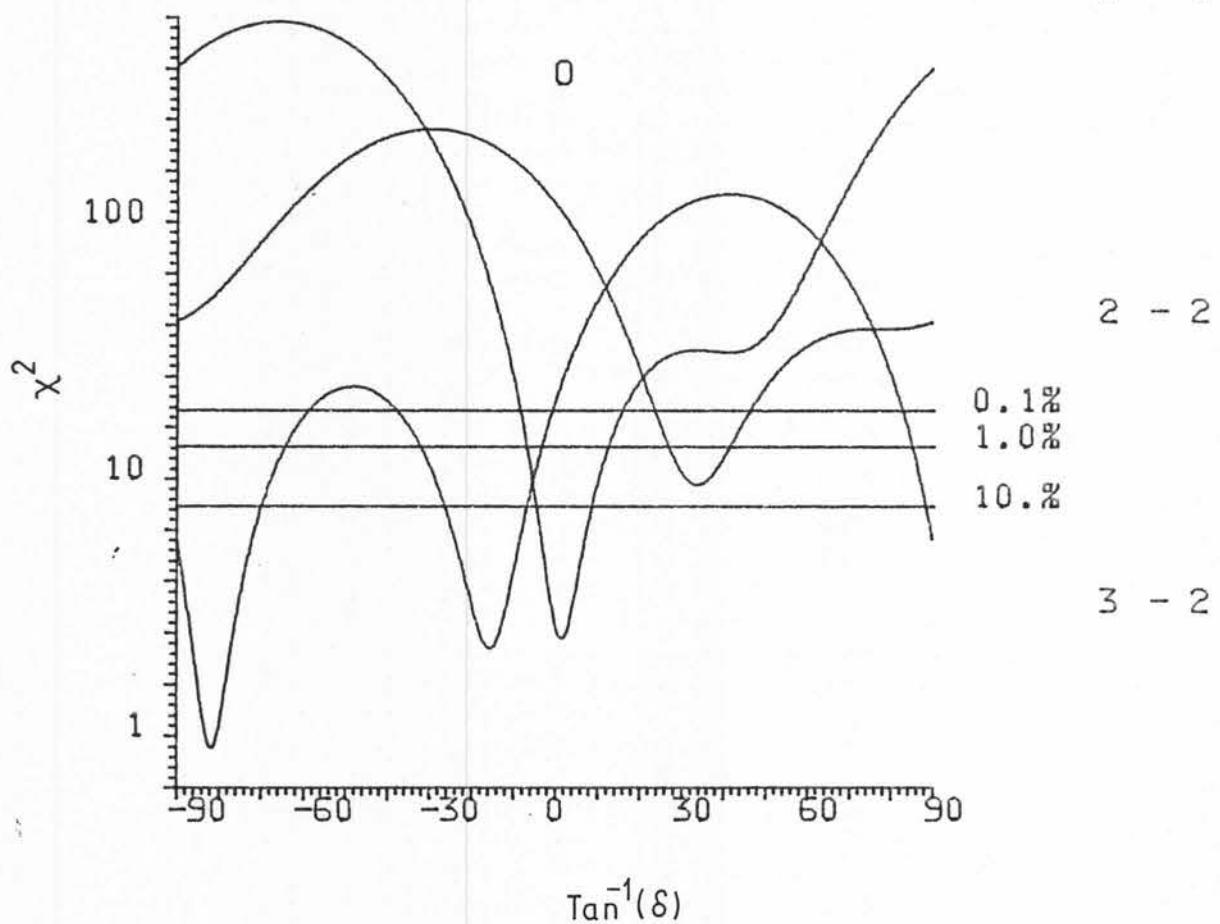
333-355 keV cascade



Slike 5.4.1 - 5.4.9  $\chi^2$  fita korelace funkcije u zavisnosti od  $\delta$  za odgovarajuće kaskade

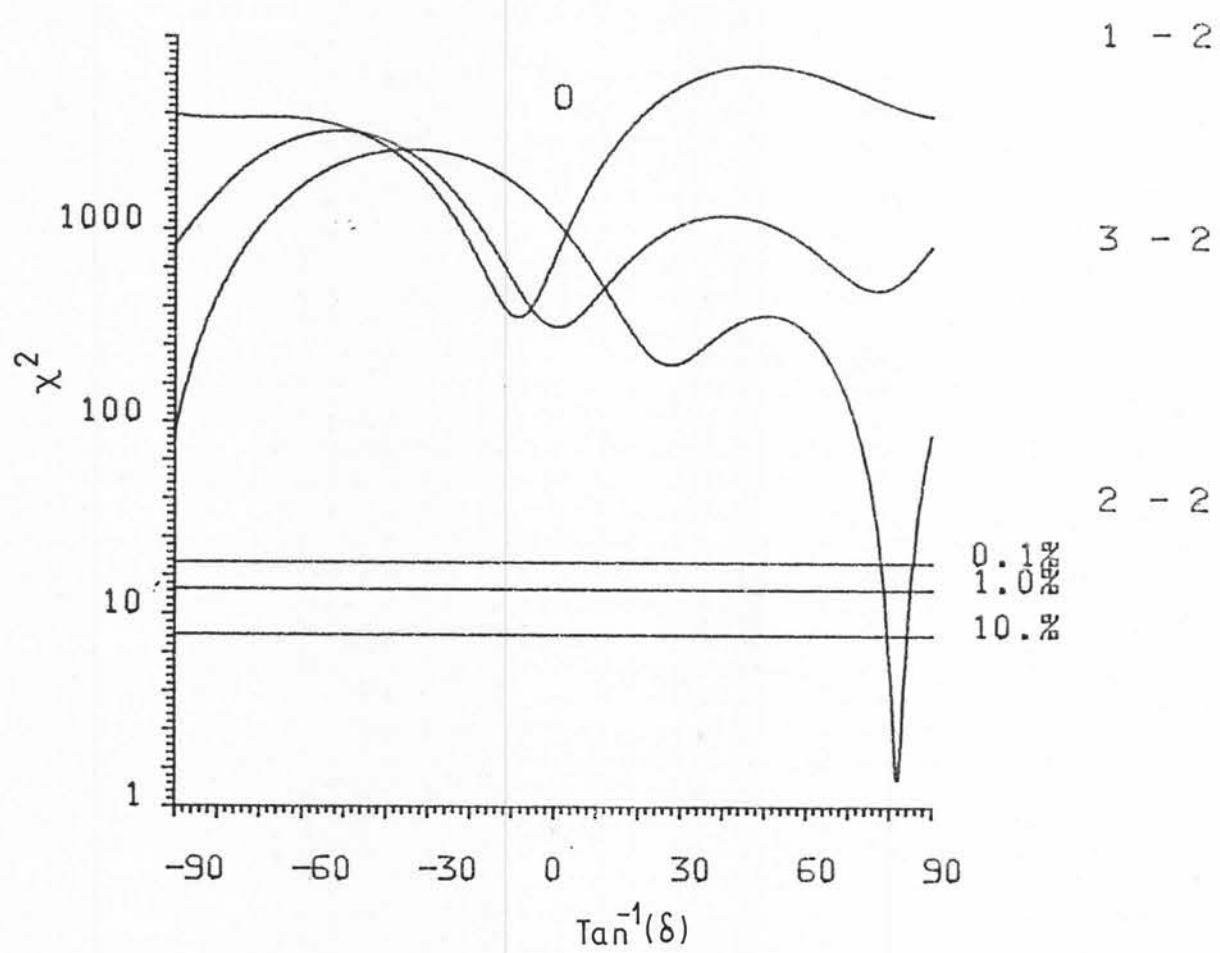
326-355 keV cascade

1 - 2



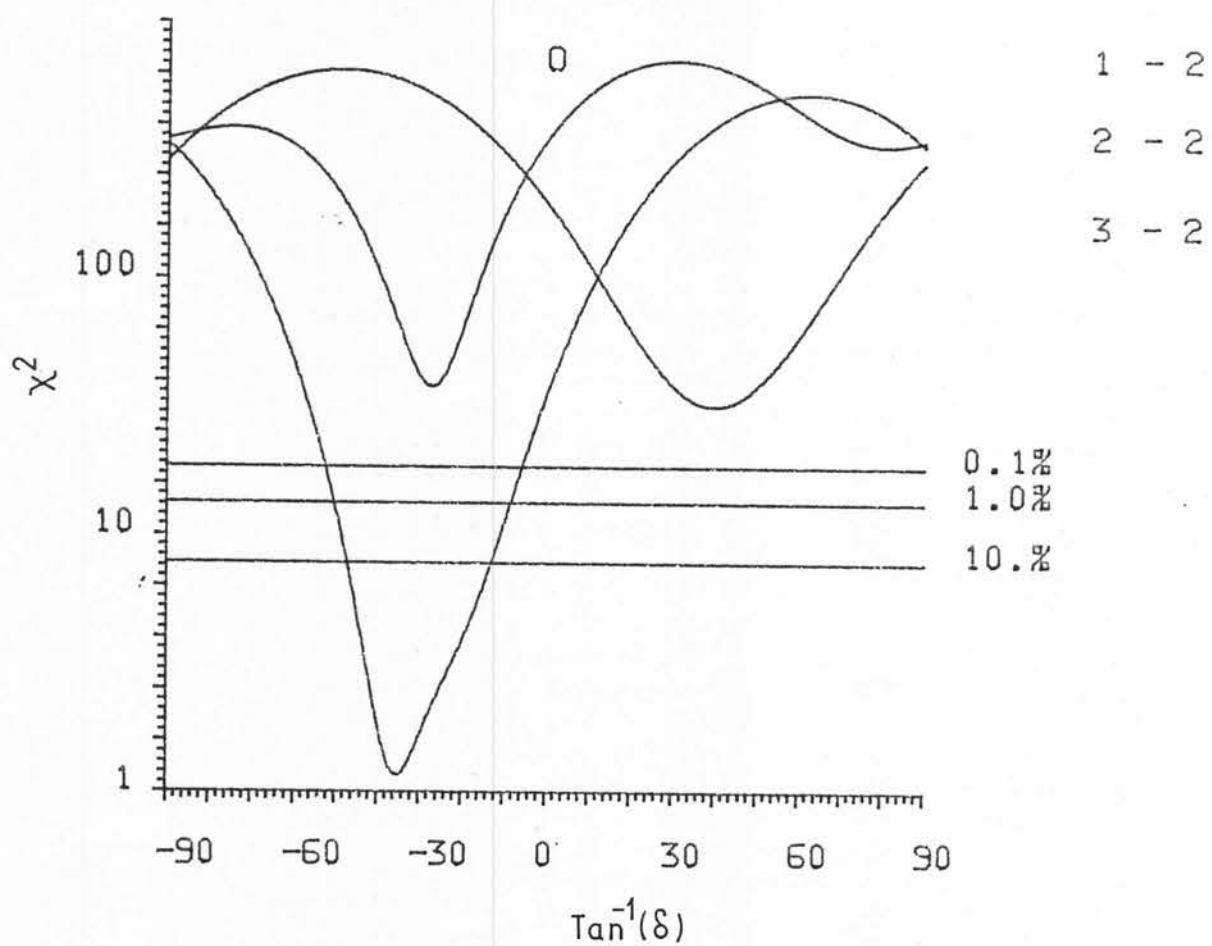
Slika 5.4.2

1006-355 keV cascade



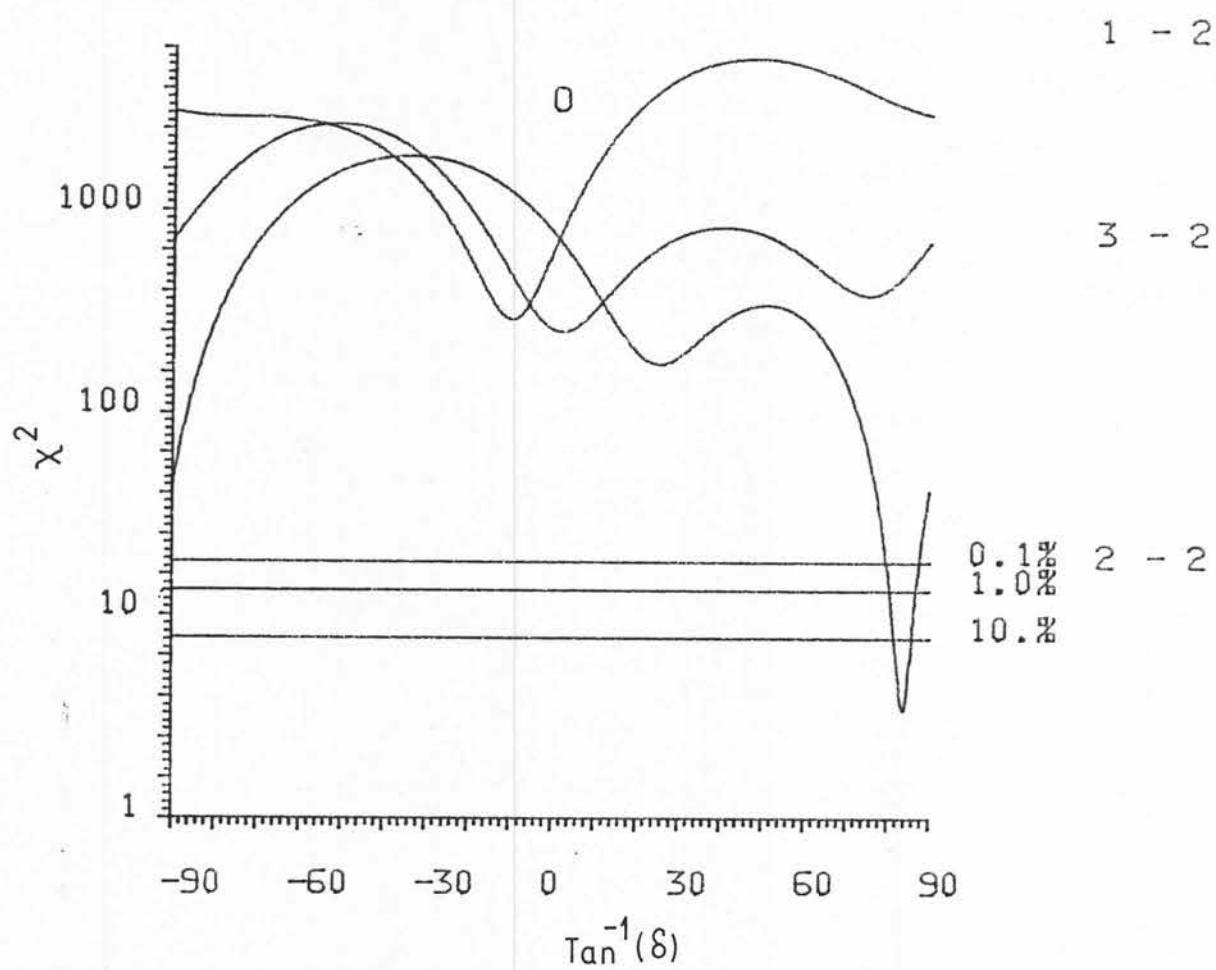
Slika 5.4.3

673-355 keV cascade



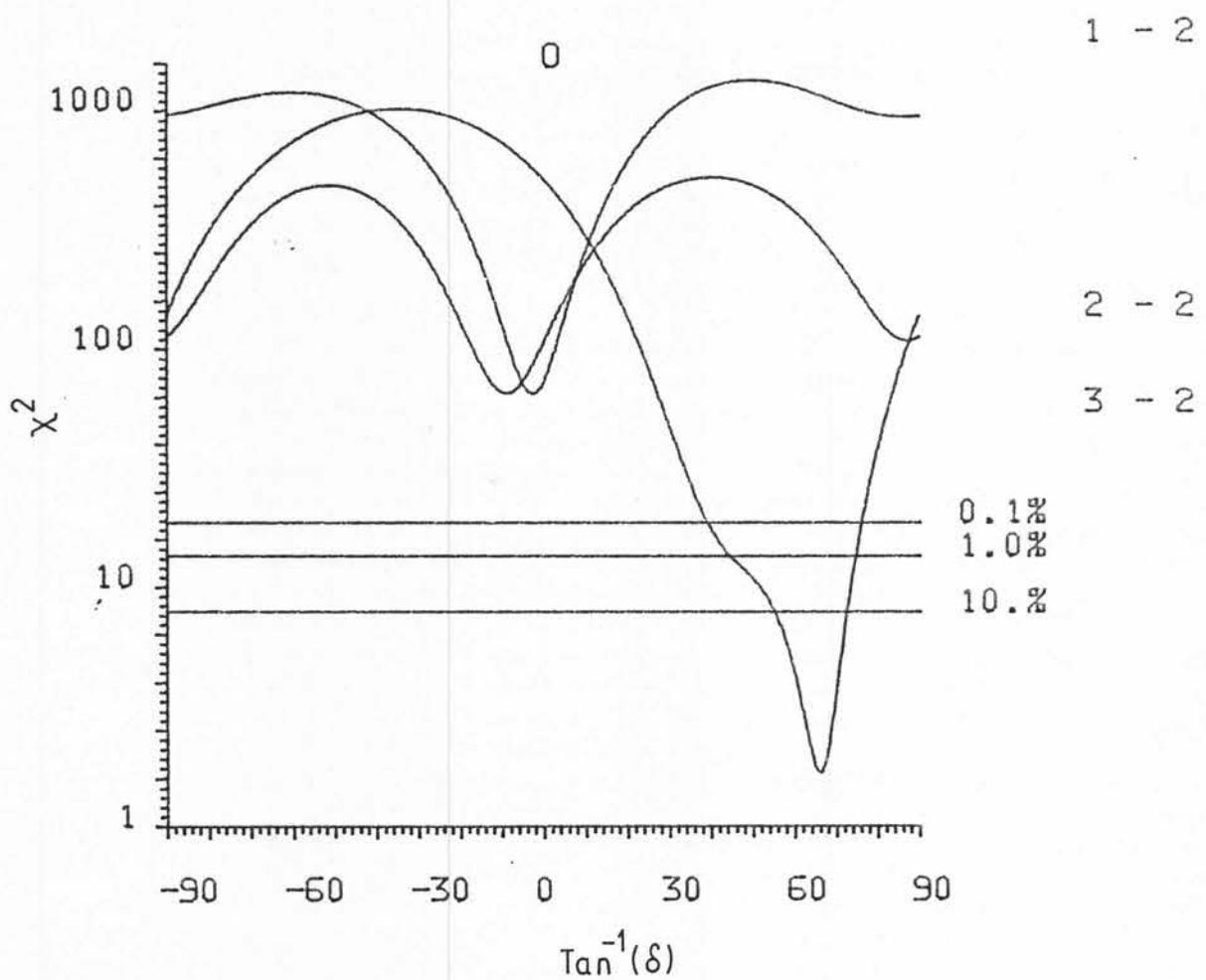
Slika 5.4.4

1249-355 keV cascade



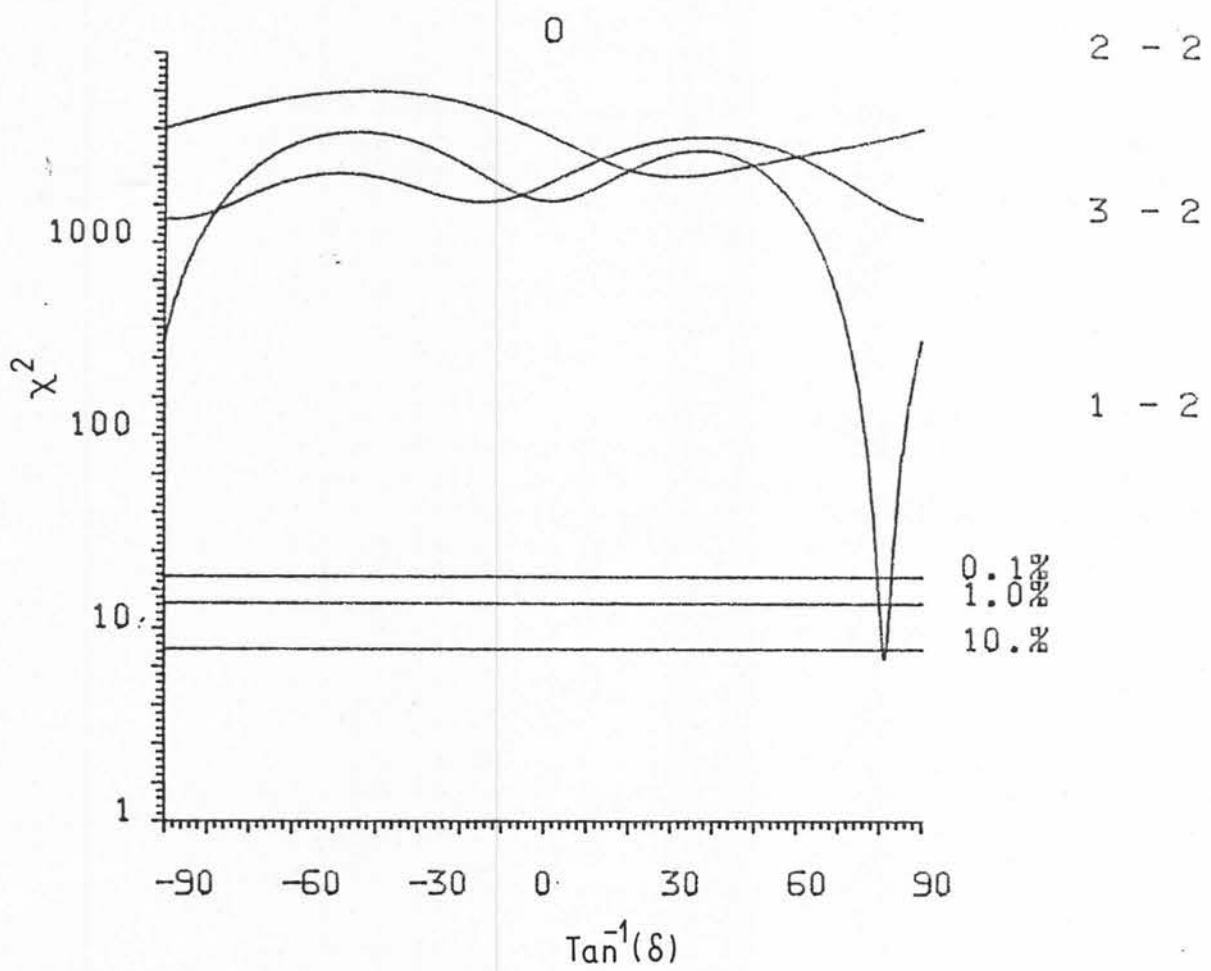
Slika 5.4.5

1322-355 keV cascade



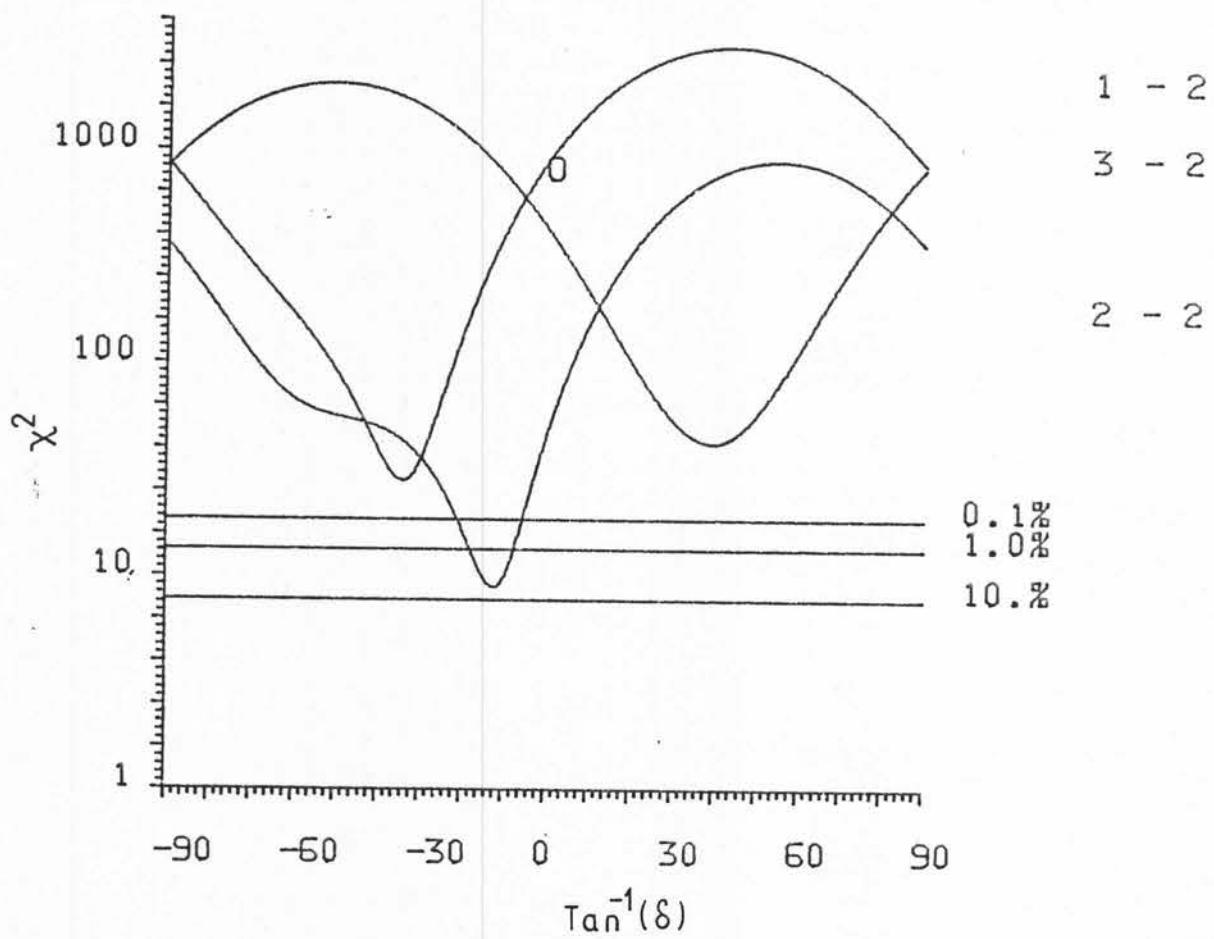
Slika 5.4.6

1492-355 keV cascade



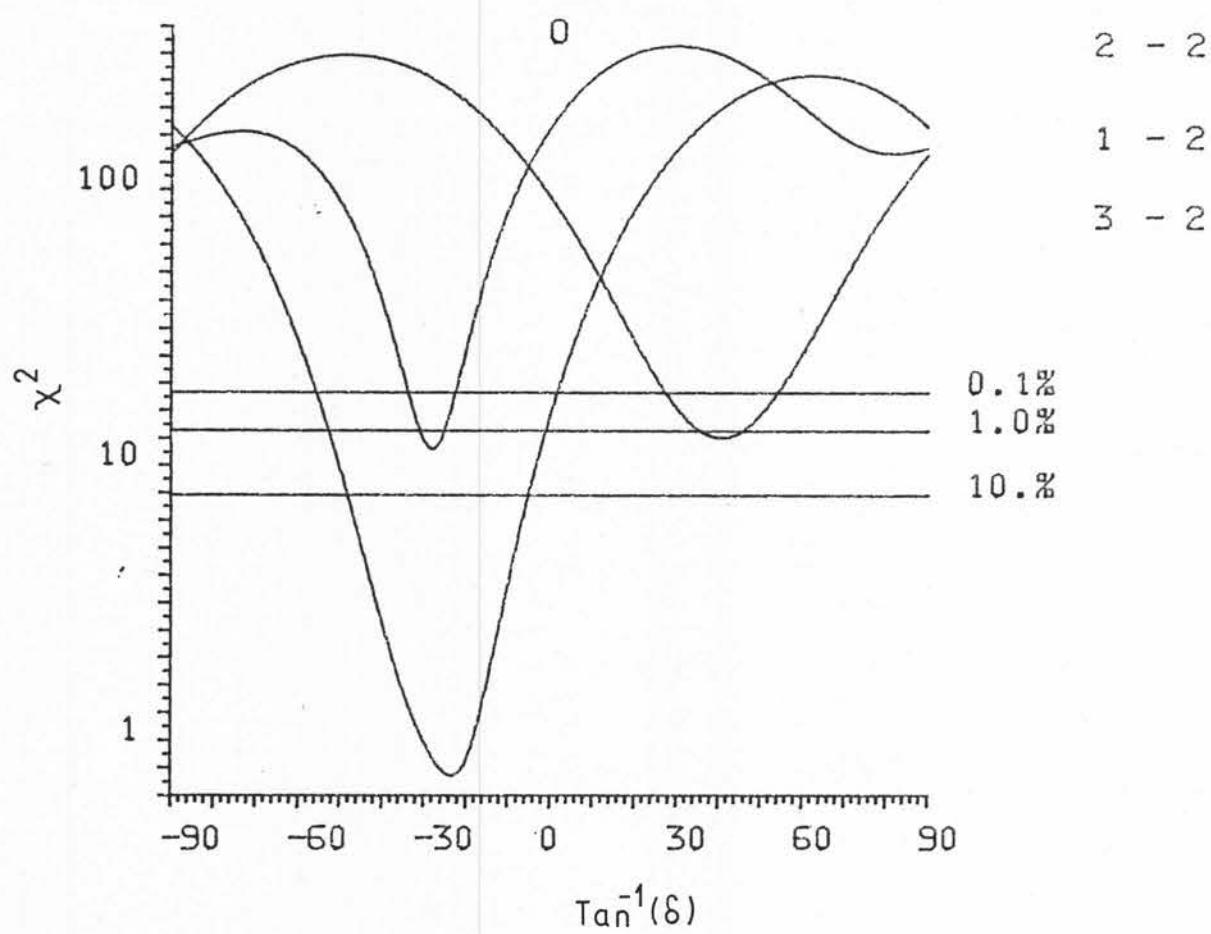
Slika 5.4.7

1522-355 keV cascade



Slika 5.4.8

1978-355 keV cascade



Slika 5.4.9

Tabela 5.3 Koeficijenti direkcionih korelacija,  
odgovarajuće spinske sekvene i parametri  $\delta$  smese E2/M1

POČETNI NIVO	KASKADA keV	$a_2(\Delta a_n)$	$a_4(\Delta a_n)$	$I_i \rightarrow I_f$	$\delta$	$E2\% \left[ Q = \frac{\delta^2}{\sigma^2 + 1} \cdot 100 \right]$
688. 67	333 - 355	-0. 204(233)	0. 315(313)	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$5. 05^{+0. 74}_{-0. 50}$	$96^{+1}_{-1}\% E2$
1015. 03	326 - 355	-0. 314(62)	-0. 078(74)	$3_1^+ \rightarrow 2_2^+ 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$-6. 84^{+3. 76}_{-\infty} (\chi^2_{\nu} = 0. 9)$	$98^{+2}_{-8}\% E2$
					$-0. 28^{+0. 16}_{-0. 21} (\chi^2_{\nu} = 2. 18)$	$7. 3^{+12. 1}_{-6. 7}\% E2$
1135. 29	780 - 355	0. 403(45)	1. 133(91)	$0_2^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$		
1361. 57	1006 - 355	-0. 170(277)	0. 324(39)	$2_3^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$7. 06^{+3. 13}_{-6. 61}$	$98^{+1}_{-2}\% E2$
673 - 355	0. 492(45)	0. 122(56)		$2_3^+ \rightarrow 2_2^+ 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$-0. 70^{+0. 39}_{-0. 27}$	$33^{+15}_{-24}\% E2$
1249 - 355	-0. 158(34)	0. 313(27)		$2_4^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$9. 41^{+5. 64}_{-2. 30}$	$99^{+0. 5}_{-1}\% E2$
1322 - 355	-0. 300(25)	0. 264(42)		$2_5^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$2. 26^{+0. 97}_{-0. 81}$	$83^{+8}_{-15}\% E2$
1847. 33	1492 - 355	-0. 013(14)	0. 705(39)	$1^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$6. 56^{+0. 38}_{-0. 24}$	$97. 7^{+0. 5}_{-0. 5}\% E2$
1932. 00	1577 - 355	0. 413(36)	-0. 106(47)	$2_x^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$-0. 21^{+0. 10}_{-0. 11}$	$4. 2^{+5. 1}_{-3. 0}\% E2$
2667. 14	1978 - 355	0. 469(66)	0. 043(80)	$2_y^+ \rightarrow 2_2^+ 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	$-0. 43^{+0. 34}_{-0. 61}$	$15. 6^{+36. 4}_{-14. 7}\% E2$

#### 5.4. SPEKTRI KONVERZIONIH ELEKTRONA

Spektri konverzionalih elektrona sadrže veliki broj linija koje se međusobno preklapaju, a potiču kako od materijala mete (izotopi platine), tako i od aluminijuma (pločica za podlogu), tako i drugih materijala koji se nalaze u neposrednoj okolini mete. Međutim za analizu je izabrano dvadesetosam relativno dobro definisanih linija ( $K, L_1, L_2, L_3$ ) i izračunati konverzionalni koeficijenti na osnovu gama intenziteta datih u tabeli 5.1. Elektronski intenziteti normirani su na teorijski  $\alpha_K$  koeficijent [18] za prelaz  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  čiste E2 multipolnosti, a kao kontrola ispravnosti normiranja poslužili su ostali dobro definisani E2 prelazi ( $4_1^+ \rightarrow 2_1^+, 4_2^+ \rightarrow 2_2^+, 0_2^+ \rightarrow 2_2^+$ ). Kombinujući  $\delta$  parametre smeše E2/M1 dobijene na osnovu direkcionih merenja i odgovarajuće konverzionalne koeficijente za tri prelaza  $2^+ \rightarrow 2^+$  tipa određene su vrednosti parametara  $X(E0/E2)$ , tj. udio E0 komponente. Određena su takođe i dva intenzivna prelaza  $0^+ \rightarrow 0^+$  tipa, dok je za neke od nivoa u prelazu nedvosmisleno utvrđen spin jednog od stanja.

#### 5.5 ŠEMA RASPADA I KARAKTER POBUĐENIH NIVOA $^{196}\text{Pt}$

Prva istraživanja pobuđenih stanja  $^{196}\text{Pt}$  bila su orijentisana samo na prvih nekoliko nivoa koji se pobudjuju u  $\beta$  raspadu [59]. Određene su energije prelaza, parametar smeše  $\delta(E2/M1)$ , njegov znak kao i parametar  $X(E0/E2)$ , što je dalo novi zamah teorijskim istraživanjima strukture jezgara u ovoj oblasti. Druga grupa podataka dobijena je na osnovu nuklearnih

reakcija  $(p,t)$  tipa [60] i Coulomb-skim pobuđenjem [61] prvenstveno upotreboom teških jona. Ova merenja dala su veoma značajne podatke kao što su vremena života pojedinih stanja, ţiromatnetski odnosi i kvadrupolni moment prvog pobuđenog  $2^+$  stanja. Dok su prva istraživanja na osnovu  $(n, \gamma)$  reakcija [62] bila orijentisana uglavnom na analizu mehanizma reakcije, istraživanja Cizewski i saradnika [58] su pretendovala da daju što kompletniju šemu raspada na osnovu merenja  $\gamma$  zračenja visoko rezolucionim kristalnim spektrometrom. Na osnovu Ritzovog kombinacionog principa konstruisana je šema raspada i određeni intenziteti većeg broja prelaza. Slabija strana ovog eksperimenta bila je međutim niska efikasnost kristalnog spektrometra (u odnosu na poluprovodnički) prvenstveno u oblasti energija zračenja većih od 1 MeV. Pored toga, analiza karaktera pojedinih stanja izvršena je prvenstveno na osnovu raspada pobuđenih nivoa, a ne i na osnovu multipolnosti zračenja koje se u prelazu emituje, jer takvi podaci uglavnom nisu bili dostupni. Bruce i Warner [63] su svojim merenjima pokušali da poprave ovu situaciju mereći  $E2/M1$  multipolnu smešu, ali su uglavnom zbog nedovoljne statistike dobijeni podaci koji nisu mogli da pruže nedvosmislene odgovore, a intenziteti  $E0$  [64] prelaza su bili poznati uglavnom za energije prelaza veće od 1 MeV.

Ovakva situacija što se tiče eksperimentalnih podataka, kao i značaj problema nuklearne strukture jezgara u ovoj oblasti naveli su nas da eksperiment tako koncipiramo da dobijeni podaci poprave vrednosti intenziteta  $\gamma$ -prelaza na višim energijama i pruže nove podatke o udelu multipolnih komponenata ( $E0$ ,  $M1$ ,  $E2$ )

Tabela 5.4 Rezultati merenja konverzionih elektrona

LJUSKA KOJOJ SE VRŠI KONVERZIJA	E <sub>y</sub> (n. e <sup>-</sup> ) [keV]	E <sub>1</sub> - E <sub>f</sub> I <sub>e</sub> - I <sub>f</sub>	I <sub>e</sub> <sup>mer</sup> (ΔI <sub>e</sub> ) · 10 <sup>2</sup>	I <sub>y</sub> (ΔI <sub>y</sub> )	α <sub>e</sub> (Δα <sub>e</sub> ) · 10 <sup>3</sup>	α <sub>e</sub> <sup>teo</sup> · 10 <sup>3</sup>	E1	M1	E2	σ <sup>2</sup>	MULTIPOLNOSTI	X (EO/E2)
L1	208.79	2383 - 2174 2 <sup>+</sup> (c <sub>1</sub> <sup>+</sup> ) - 2 <sup>+</sup> (c <sub>1</sub> <sup>+</sup> )	25.9(31)	4.8(15)	54(18)	100	100	100	18.4		M1, E2, EO	
K	267.43	1403 - 1135 0 <sub>3</sub> <sup>+</sup> - 0 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	193.3(97)	30(2)⊕						EO		1.83(15)
K	283.04	1888 ? 1604 30.6(45)	30.6(45)	0.19(10)⊕	1610(840)	360	360	82			EO, M1, E2	
K	326.34	1015 - 688 3 <sub>1</sub> <sup>+</sup> - 2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	460.1(43)	81.1(34)	59.2(25)	210	51	18.4 ± 5.9			E2, M1	
L1	326.27	1015 - 688 3 <sub>1</sub> <sup>+</sup> - 2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	69.9(21)	81.1(34)	8.6(5)	31	6.7	11.8 ± 3.4			C46.8 - <sub>∞</sub> <sup>+37.3</sup> ⊕	
L2	326.27	1015 - 688 3 <sub>1</sub> <sup>+</sup> - 2 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	90.9(26)	81.1(34)	11.2(6)	2.9	10				E2, M1	
K	332.99	688 - 355 2 <sub>2</sub> <sup>+</sup> - 2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	2319(14)	423(18)	54.8(24)	195	48	(25.5 + 8.0) <sub>-4.8</sub> <sup>+</sup>			E2, M1	≤ 4.22 · 10 <sup>-4</sup>
L1	332.92	688 - 355 2 <sub>2</sub> <sup>+</sup> - 2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	331.5(66)	423(18)	7.8(4)	28	6.6				E2, M1	
L2	332.93	688 - 355 2 <sub>2</sub> <sup>+</sup> - 2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	382.8(60)	423(18)	9.0(4)	2.7	8.9				E2, M1	

JUSKA U OJOJ SE		$E_\gamma(n, e^-)$	$E_1 - E_f$	$I_e^{nor}(\Delta I_e) \cdot 10^2$	$I_\gamma(\Delta I_\gamma)$	$\alpha_e(\Delta \alpha_e) \cdot 10^3$	$\alpha_{teo} \cdot 10^{-3}$	$\delta^2$	MULTI POLNOSTI	X(E0/E2)
RSI ONVERZIJA	[keV]					E1	M1	E2		
L3	332.92	688 - 355	191.5(46)	423(18)	4.5(2)	2.4	4.7		E2, M1	
K	346.44	1361 - 1015	86.7(38)	6.6(11)	1.31(23)	175	44	0.50 ± 0.39	M1, E2	
K	446.58	1135 - 688	36.8(15)	17.3(7)	21.3(13)	92	23		E2	
K	521.15	876 - 355	101.8(15)	60(6)	16.9(17)	60	17		E2	
K	522.47	2126 - 1604	20.1(19)	3.7(10)	54(16)	60	17			
L1	522.10	2126 - 1604	15.8(27)	3.7(10)	4.3(14)	8.8	2.3		M1, EO, E2	
K	526.48	1888 - 1361	7.7(27)	0.39(11) $\oplus$	1.97(88)	58	16		EO, M1, E2	
K	566.15	1968 - 1402	14.5(42)	3.6(9)	4.0(15)	55	15		M1, (E2)	
K	604.60	1293 - 688	17.2(4.5)	10.6(5)	16.2(43)	53	14		E2	
K	659.20	1015 - 355	14.0(24)	3.6(2)	39.1(70)	33	10	≤ 0.04	M1	
		$3_1^+ - 2_1^+$								

LJUSKA U KOJOJ SE VRŠI KONVERZIJA	$E_{\gamma} (\text{e}^-)$ [keV]	$E_i - E_f$ $I_i - I_f$	$I_e (\Delta I_e) \cdot 10^2$	$I_{\gamma} (\Delta I_{\gamma})$	$\alpha_e (\Delta \alpha_e) \cdot 10^3$	$\alpha_{\text{teo.}} (\Delta \alpha_e) \cdot 10^3$	$\delta^2$	MULTIPOLNOSTI	$\chi(\text{EO}/\text{E2})$
K 672.88	1361 - 688	89.2(27)	37.5(16)	23.8(13)	32	9.8 (0.49 +0.45) <sup>+</sup> -0.39	M1, E2, EO	< 1.19 · 10 <sup>-2</sup>	
K 761.43	2365 - 1604	8.6(2.2)	3.01(18)	28.7(76)	28	8.5	M1, E2, EO		
K 779.57	1135 - 355	30.3(22)	49.6(21)	6.1(15)	26	8.1	E2		
K 797.10	2199 - 1402	5.3(22)	< 1				EO	> 0.10	
K 833.36	1968 - 1135	10.1(63)	6.11(30)	17(10)	17	7.0	M1, (E2)		
K 915.64	1604 - 688	7.4(22)	8.87(40)	8.4(25)	15	5.3	E2, M1, EO		
K 988.54	1677 - 688	32.2(24)	4.22(22)	76.3(70)	12	4.6	EO, M1, E2		
K 1005.70	1361 - 355	12.8(19)	31.0(13)	4.1(6)					
K 1091.20	1447 - 355	9.9(20)	40.6(17)	2.4(5)	1.55		E1, M2		
		3 <sup>-</sup> - 2 <sup>+</sup>							

apomene: \* - novi odredeni spinovi jednog od stanja

+ -  $\delta^2$  uzeto iz korelacionih merenja

⊕ -  $I_{\gamma}$  uzeto iz reference [58]

u pojedinim prelazima, kao i da se razreše dileme u pogledu spinova i parnosti pojedinih nivoa. Postojanje velikog broja  $2^+$  stanja na energijama ispod 3 MeV, njihov energetski raspad, kao i značaj njihovog karaktera sa stanovišta modela nuklearne strukture uticali su na to da se prvenstveno ovoj problematici posveti posebna pažnja. No pored toga, proučavani su i prelazi među nivoima koji pripadaju različitim vrpcama pobuđenih stanja ( $3_1^+ \rightarrow 2_1^+$  i sl.). Merenja konverzivnih spektara pored toga što su svojom komplementarnošću sa koreACIONIM merenjima omogućila detaljnu analizu prelaza koji su detektovani i u jednom i u drugom slučaju, trebala su da daju podatke i o  $0^+ \rightarrow 0^+$  prelazima sa energijom manjom od 1 MeV, za koje do sada nije bilo podataka.

Pobuđeni nivo spina i parnosti  $2^+$  na energiji 688.7 keV poznat je još od prvih ispitivanja raspada  $^{196}\text{Au}$  [59]. Ovaj nivo raspada se prvenstveno na prvo pobuđeno  $2^+$  stanje. Detektovano zračenje energije 688.90(24) keV najvećim delom potiče od sabiranja u detektoru dva zraka emitovana u kaskadi (332.9 keV + 355.7 keV). Određene vrednosti parametara multi-polnih smeša ( $\delta^2$  i X) pokazuju da je E2 dominantna komponenta u prelazu na  $2_1^+$ , ali postoji i određena primesa M1 komponente.

Spin i parnost nivoa na energiji 1015.0 keV,  $3^+$ , određen je takođe još ranije [59], [65]. Ovo stanje se dominantno raspada prelazeći na  $2_2^+$  zračenjem pretežno E2 komponente ( $I_\gamma (3_1^+ \rightarrow 2_2^+) / I_\gamma (3_1^+ \rightarrow 2_1^+) \approx 23$ ) što sugerira izvesnu sličnost ovih stanja (pripadnost istoj vrpci). Nasuprot tome, na osnovu konverzivnih

spektara proizilazi da je prelaz na  $2_1^+$  stanje sa energijom 659.20 keV, gotovo potpuno M1 tipa. Ova dva podatka sugerisu bitno razlicit karakter  $2_1^+$  i  $2_2^+$  stanja.

Prvo pobudeno stanje spina i parnosti  $0^+$ , na energiji 1135.3 keV prvi put je primecen u raspodu  $^{196}\text{Ir}$  [59]. Ovo je kasnije potvrdeno i proucavanjima na osnovu ( $p,t$ ) i ( $n,n'\gamma$ ) reakcija [60], [65]. Naša istraživanja potvrduju šemu raspada i pokazuju da je prelaz na  $2_1^+$  stanje više od dva puta intenzivniji od prelaza na  $2_2^+$  stanje ( $I_{\gamma}^{(0_2^+ \rightarrow 2_2^+)} / I_{\gamma}^{(0_2^+ \rightarrow 2_1^+)} \approx 2.8$ ). Prelazi sa ovog nivoa i na  $2_1^+$  i na  $2_2^+$  imaju konverzivne koeficijente konzistentne sa pretpostavkom o potpuno E2 tipu prelaza, a takođe je primecen i jak E0 prelaz, koji energetski odgovara prelazu sa nivoa  $0^+$  na energiju 1402.7 keV.

Na osnovu  $\beta$  raspada  $^{196}\text{Au}$  predložen je spin  $1^+$  ili  $2^+$  za nivo na energiji od 1361.4 keV. Merenja Cizewski i saradnika su ustanovila prelaze na  $0^+$  (1135 keV),  $3^+$  (1015.0 keV) i  $4^+$  (876.9 keV) stanja, ali nisu primetili prelaz na osnovno stanje (verovatno zbog male osetljivosti na visokim energijama). U našim merenjima detektovan je prelaz sa energijom 1361.01(35)keV što bi odgovaralo prelazu na osnovno stanje. Sve ovo, kao i korelaciona merenja i merenja konverzivnih spektara pokazuju da se prvobitna pretpostavka može suziti na vrednost spina  $2^+$ .

Nivo na energiji 1402.7 keV prvi put je primecen u raspodu  $^{196}\text{Ir}$  [59] pridružen mu je spin 0 ili 1. Kasnija merenja na osnovu ( $p,t$ ) reakcije [60] isključila su mogućnost spina  $1^+$ .

Naša merenja potvrđuju vrednost spina  $0^+$  ovog nivoa, a na osnovu konverzionalih merenja ustanovljen je veoma intenzivan prelaz na prvo pobuđeno  $0^+$  stanje na energiji od 1135.3 keV. Na osnovu merenja Kane et al. [64] određena je vrednost  $X(E0/E2)$  za prelaz  $1402.7 \rightarrow 0$ ,  $X=0.092$ , što je za red veličine veći intenzitet od ostalih prelaza. Ovo su objasnili na osnovu  $\Delta(E)$  kvantnih brojeva i odgovarajućih selekcionih pravila za  $0 \rightarrow 0$  prelaze. Međutim ovako intenzivan prelaz  $1402.7 \rightarrow 1135.3$  keV čija  $X$  vrednost, za prelaz na osnovno ( $0^+$ ) stanje, sugerije ili da kvantni brojevi stanja nisu dobro pridruženi odgovarajućim stanjima ili da je primenljivost  $\Delta(E)$  limita IBM-a ograničeno.

Stanje spina i parnosti  $2^+$  na energiji 1604.5 keV primećeno je u  $(n,\gamma)$  [58] i  $(p,t)$  [60] merenjima. Načini depopulacije jednoznačno mu određuju spin i parnost, a na osnovu naših konverzionalih merenja određen je konverzionali koeficijent za prelaz na  $2_2^+$  nivo, koji sugerije postojanje značajne M1 (i eventualno E0) komponente. Merenja direkcionih  $\gamma-\gamma$  korelacija za kaskadu  $1604.5 \rightarrow 355.6 \rightarrow 0$  dala su vrednost multipolne smeše  $5.64 \pm 5.64$ , što odgovara učešću E2 komponente od oko 99%. Ova dva podataka podržavaju zaključak, iznet već pri analizi  $3^+$  nivoa na energiji od 1015.0 keV, o različitom karakteru pobudnih stanja spina  $2^+$ .

Isti zaključak se nameće i pri analizi karaktera nivoa na energiji 1677.2 keV, koji su prvi put primetili Cizewski et al. u  $(n,\gamma)$  [58] reakcijama i odredili mu spin  $2^+$ . Naime, naša

merenja pokazuju da u slučaju raspada ovog nivoa prelaz na nivo 355.6 keV ( $2_1^+$ ) pored snažne E2 komponente sadrži i značajnu M1 komponentu (~ 10%), dok prelaz na nivo 688.7 keV ima veoma izraženu EO komponentu uz M1 i E2.

Stanje spina  $1^-$  na energiji od 1825.7 keV je predloženo u radu Cizewski et al. [58]. Merenje ugaone raspodele u  $(n, n' \gamma)$  reakciji [64] je u saglasnosti sa vrednošću  $1^-$ . Ovu pretpostavku potvrđuju i naša  $(n, e^-)$  merenja. Prelaz energije 690.4 keV (1825.7  $1^- \rightarrow 1135.3 0^+$ ) ima vrednost konverzionog koeficijenta  $\alpha_k$  koja mora sadržati M1, E1 ili EO komponentu, što ograničava spin na  $0^+$  i  $1^\pm$ . Prelaz na nivo 1447.0 keV ( $3^-$ ) daje konačan zaključak o vrednosti spina  $1^-$ .

Nivo sa energijom 1847.3 keV prvi put je primećen na osnovu  $(p, t)$  reakcija [60] i pretpostavljen mu je spin  $2^+$ . Međutim naša  $\gamma-\gamma$  korelaciona meranja znatno favorizuju spin  $1^+$  sa E2 komponentom u prelazu na  $2_1^+$  oko 98% (slika 5.4.7). Drugi važan činilac pri utvrđivanju spina ovog stanja je i to da prelaz na  $4^+$  stanje nije detektovan, te se može usvojiti spin  $1^+$ .

U dosadašnjim istraživanjima [58] za nivo na energiji 1888.1 keV sugerisani su spinovi  $I=1^+(0^+, 2^+)$ . Međutim, primećeni prelaz na  $0^+$  nivo na energiji 1135.3 keV eliminiše mogućnost spina  $0^+$ . Sadašnja  $(n, e^-)$  istraživanja pokazuju da prelazi energije 283 keV na  $2_4^+$  stanje ( $E = 1604.5$  keV) i 526 keV na  $2_3^+$  stanje ( $E = 1361.6$  keV), iako imaju male intenzitete  $\gamma$  prela-

za, imaju snažnu E0 komponentu, iz čega proizilazi da je spin ovog nivoa  $2^+$ .

Način populacije nivoa na 1932.0 keV, (termalni neutronski zahvat [58] i  $(p,t)$  reakcija [60]) ograničavaju vrednost spina na  $0^+, 2^+$  i  $1^+$ . U našim merenjima prvi put su primećeni i  $\gamma$ -prelazi na osnovno stanje i  $4^+$  stanje na energiji od 1293.3 keV, što isključuje spin  $0^+$ . Korelaciona merenja određuju vrednost spina  $2^+$  i pokazuju da postoji veoma značajna M1 komponenta u prelazu na  $2_1^+$  stanje. Pravilno određivanje spina ovog stanja je veoma značajno [66] i za utvrđivanje karaktera ostalih stanja. Naime, ukoliko bi nivo na 1932.0 keV imao spin  $0^+$  tada bi prelaz  $O_7^+(2199.4 \text{ keV}) \rightarrow O_6^+(1932.0)$  bilo nemoguće u konverzionom spektru razlučiti od prelaza  $O_3^+ \rightarrow O_2^+$ , za koji je navedeno da u okviru OG6) limita ima anomalno veliki intenzitet. Međutim spin  $2^+$  nivoa ,na 1932.0 keV isključuje ovu mogućnost i praktično celokupan intenzitet elektronske linije koja odgovara energiji prelaza od 267.4 keV može se pridružiti prelazu  $O_3^+ \rightarrow O_2^+$ . (U spektru  $\gamma$  zraka nije detektovan vrh na energiji od 267.4 keV koji bi eventualno odgovarao prelazu  $2199.4 \text{ keV} \rightarrow 1932.0 \text{ keV}$ , čiste E2 multipolnosti, što znači da mu je relativni intenzitet manji od 0.1, te ako prelaz i postoji njegova unutrašnja konverzija je zanemarljiva.)

Postojanje nivoa na 1968.9 keV utvrđeno je na osnovu  $(n,\gamma)$  reakcija [58] i pridružen mu je spin  $1^+(2^+)$ . Kako nisu primećeni prelazi na  $4^+$  stanja spin  $1^+$  je znatno verovatniji, a u konverzionim spektrima primećeni su prelazi na  $O_3^+$  i  $O_2^+$  nivoe

sa intenzitetima prelaza koji se u potpunosti mogu pridružiti M1 komponenti. U slučaju spina  $2^+$  intenziteti ovih prelaza bili bi znatno slabiji.

U ARC (average resonance capture) sa neutronima energije 2 keV [58] je utvrđeno postojanje nivoa na energiji 2666.7 keV i na osnovu opšteg razmatranja predloženi mogući spinovi  $I=0^+, 1^+$  i  $2^+$ . Naša merenja ugaone raspodele  $\gamma$ -zračenja jasno ograničavaju vrednost spina na  $2^+$  (vidi sliku 5.4.9) uz veoma značajnu M1 komponentu u prelazu na  $2_2^+$  stanje. Ovaj podatak može značiti da pobuđeno stanje sa energijom 2666.7 keV i spinom  $2^+$  ima "mixed symmetry" karakter [49]. Slična vrednost intenziteta M1 komponente u prelazu sa stanja  $2_x^+$  energije 1932.0 keV na  $2_1^+$  stanje takođe sugerije sličnu pretpostavku i za stanje sa energijom 1932.0 keV.

## POGLAVLJE 6

### PRIJENA MODELA NUKLEARNE STRUKTURE NA JEZGRO $^{196}\text{Pt}$

Kolektivni modeli nuklearne strukture su izuzetno pogodni za opisivanje niskoenergetskog dela spektra srednje-teških i teških jezgra. Ovi modeli uglavnom baziraju na klasičnoj slici gde je jezgro predstavljeno tečnom kapi ili sličnim objektom sa dobro definisanom površinom, a kolektivna stanja su data oscilacijama ili rotacijama ove kapi [67]. Jedan je od najvažnijih zaključaka ovih modela objašnjenje regularnosti u energetskim spektrima i obliku deformacije jezgra. Tako na primer sferična jezgra su podložna oscilacijama, te su njihovi spektri slični spektrima linearног harmonijskog oscilatora, tj. nivoi su ekvidistantni,  $E(4^+)$  /  $E(2^+)$  = 2. Nasuprot tome deformisana jezgra imaju izrazito rotacione spektre, te je kod njih odnos  $E(4^+)$  /  $E(2^+)$  = 3.33.

Ako se ovaj kriterijum primeni na izotope platine vidi se da je ovaj odnos približno 2.5, tj. da ovi izotopi ne pokazuju ni izrazito vibracione, ni izrazito rotacione osobine. Slične osobine, utvrđene u spektru  $^{196}\text{Pt}$ , uočili su Scraff-Goldhaber i Wenser [68] za grupu jezgra u oblasti  $66 < A < 150$ :

- odnos energija drugog i prvog pobuđenog stanja je između 2 i 2.5
- javljaju se sekvence  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $2^+$  stanja u čitavom niskoenergetskom delu spektra
- prvo i drugo pobuđeno stanje raspadaju se predominantno

## E2 raspadom

- unutar sekvence  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $2^+$  prelaz sa drugog pobuđenog  $2^+$  stanja na  $0^+$  stanje se javlja sa mnogo manjom verovatnoćom nego  $2^+ \rightarrow 2^+$  prelaz
- prelaz  $2^+ \rightarrow 2^+$  ima malu primesu M1 komponente.

Nastojeci da objasne ovakve osobine jezgra u okviru Bohr-Mottelson-ovog kolektivnog modela Wilets i Jean [41] su koristeći standardni kolektivni hamiltonijan pokazali da se ovakve osobine spektra mogu dobiti ako se pretpostavi da je potencijal funkcija samo od  $\beta$ , tj. zavisi samo od stepena deformacije, a ne i od  $\gamma$ , tj. tipa deformacije, te su uveli pojam  $\gamma$ -nestabilnih (mekih) jezgara.

Nešto kasnije Davidov i saradnici [69] su pokazali da se slični rezultati mogu dobiti u slučaju da se i parametar  $\gamma$  fiksira ili na vrednost  $\gamma=30^\circ$  ili na neku proizvoljnu vrednost. Dobijena selekciona pravila u slučaju modela Wilets-a i Jean-a i krutog rotatora Davidova su praktično ista, osim što se B(E2) vrednosti za prelaze  $\gamma$  vrpcia  $\rightarrow$  osnovna vrpca u modelu Wilets-a i Jean-a ponašaju kao  $1/J$ , a modelu Davidova  $1/J^2$ . Sličnost ova dva modela se ipak može na neki način razumeti, jer vrednost parametra  $\gamma=30^\circ$  u modelu Davidova u suštini može odgovarati vrednosti  $\gamma_{ef}$  kada jezgro osciluje između  $\gamma=0^\circ$  i  $\gamma=60^\circ$  modelu Wilets-a i Jean-a.

Značajan doprinos boljem razumevanju strukture ovakvih jezgara dali su Kumar i Baranger svojim PPQ modelom [29] u kome su funkcije kinetičke i potencijalne energije koje ulaze u Bohr-ov hamiltonijan, kao i konstante sprezanja  $\beta$  i  $\gamma$  vibracija

određene mikroskopski na osnovu "pairing - plus -quadrupole" rezidualne interakcije. Rezultati su bili veoma dobri, a pokazivali su da je talasna funkcija raspoređena po skoro svim mogućim oblicima deformacije. Dobijena je takođe pozitivna vrednost kvadrupolnog momenta prvog pobuđenog  $2^+$  stanja  $^{196}\text{Pt}$ , što odgovara obliku oblate, a  $\beta$  i  $\gamma$  vrpce se snažno mešaju. Ono što je u tom trenutku bilo veoma značajno je da je model korektno predviđeo i znak parametra smeše  $\delta(E2/M1)$  za prelaz  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$  u  $^{196}\text{Pt}$ , što je značilo da je faza talasne funkcije dobro određena.

"General collective" model Gneuss i saradnika [70] ima sličan pristup problemu kolektivnog kretanja kao i PPQ model, ali principijelna razlika je što su u ovom slučaju inercijalni parametri i parametri "čvrstoće" jezgra, koji ulaze u hamiltonian, određeni na osnovu eksperimentalnih vrednosti, tako da daju najbolje slaganje za sledeće podatke (ako su dostupni) za niz izotopa u čitavoj oblasti:

- energija nivoa spina  $J \leq 6$  u osnovnoj vrpci
- kvadrupolni moment prvog pobuđenog  $2^+$  stanja
- neke  $B(E2)$  vrednosti, npr.  $B(E2, 0_g^+ \rightarrow 2_\gamma^+)$ ,  $B(E2, 2_g^+ \rightarrow 2_\gamma^+)$

Sva ostala stanja i  $B(E2)$  su predviđene modelom.

U slučaju  $^{196}\text{Pt}$  [71] površina potencijalne energije je skoro triaksijalna, sa tendencijom "mekoće" u pravcu ose oblate. Zato je potencijal  $\gamma$  mek, a prilično krut u  $\beta$  pravcu. Upravo zbog ovoga model predviđa da su prvo pobuđeno  $2^+$  stanje, a ono što je neuobičajeno i  $0^+$  stanje, ustvari  $\gamma$  vibraciona stanja. No posmatrajući predviđanja modela što se tiče energija pobuđenih stanja, manjkavost je što se ne reprodukuju sekvene

$0^+$ ,  $2^+$ ,  $2^+$  stanja na višim energijama. Naime, model daje svega jedanaest nivoa sa energijama ispod 2 MeV, dok je eksperimentalno poznato bar dvadesetak nivoa pozitivne parnosti. Očigledno je, čini se, da je parametar tvrdoće  $\beta$  za slučaj  $^{196}\text{Pt}$  uzet prevelik. Zbog toga je interesantno pogledati kakva su predviđanja za ostale izotope platine. Naime, struktura energetskih nivoa se malo menja u slučaju  $^{194}\text{Pt}$ , ali  $^{192}\text{Pt}$  postaje iznenadujuće  $\gamma$  meka. U slučaju  $^{190}\text{Pt}$  model predviđa da je potencijal ovog izotopa kompletno  $\gamma$  nestabilan (mek) tj. talasna funkcija je raspoređena po čitavoj oblasti parametra  $\gamma$ . U svim slučajevima  $\beta$  vibracija su na prilično visokoj energiji.

DD model kao što je već naglašeno ima za cilj da praktično bez slobodnih parametara opiše čitave oblasti izotopa, sa naglaskom na globalnim karakteristikama i trendovima, pre nego na što tačnijim rezultatima za pojedine izotope. U slučaju  $^{196}\text{Pt}$  model, kao što se vidi na slikama 5.1.a,b., predviđa potencijal veoma plitak kako u  $\gamma$ , tako u  $\beta$  pravcu, tj. predviđa da jezgro može formirati pobuđena stanja sa veoma različitim parametrima deformacije. Iz ovoga proizilazi da se  $\beta$  i  $\gamma$  vibracije ne mogu strogo razdvojiti, te da vibracione vrpce nisu dobro definisane, tj. K više nije dobar kvantni broj. Predviđanja modela za procentni udeo pojedinih K komponenti data su u tabeli 6.1, u kojoj su radi poređenja navedene i odgovarajuće vrednosti za dobro definisani rotor i harmonijski oscilator. Ovakvim poređenjem vidi se da se dobijeni rezultati za  $^{196}\text{Pt}$  nalaze između vrednosti rotora oblika oblate i harmonijskog oscilatora, što u izvesnoj meri potvrđuje i vrednost kvadrupolnog momenta  $Q_{\text{exp}}(2_1^+) = 0.79 \pm 0.12 \text{ eb}$  [61],

Tabela 6.1 Procentni udeo pojedinih K komponenti  $^{196}Pt$

STANJE	K=0	K=2	K=4	K=6
$0_1^+$	1.00	-	-	
$2_1^+$	0.53	0.47	-	
$2_2^+$	0.50	0.50	-	
$4_1^+$	0.42	0.42	0.17	
$3_1^+$	-	1.00	-	
$0_2^+$	1.00	-	-	
$4_2^+$	0.48	0.03	0.49	
$6_1^+$	0.37	0.39	0.16	0.07
$2_3^+$	0.82	0.18	-	-
$5_1^+$	-	0.43	0.57	-
$4_3^+$	0.28	0.39	0.34	
$0_3^+$	1.00	-	-	-
$6_2^+$	0.48	0.05	0.15	0.32
$2_4^+$	0.16	0.84	-	-
$8_1^+$	0.28	0.37	0.20	0.09
$4_4^+$	0.037	0.51	0.12	

STANJE	ROTOR (PROLATE)	ROTOR (OBBLATE)	HARMONIJSKI	OSCILATOR
			K=2	K=2
$2_1^+$	0.0	0.75		0.275
$2_2^+$	1.0	0.25		0.661
$2_3^+$	0.0	0.75		0.275
$4_1^+$	0.0	0.313		0.275
$4_1^+$	0.0 (K=4)	0.547 (K=4)		0.107 (K=4)

$Q_{DDM}(2_1^+)$  = 0.603 eb. Znak i vrednost kvadrupolnog momenta se veoma dobro slažu sa eksperimentalnim rezultatom. U tabeli 6.2 data su predviđanja modela BCE2) vrednosti i uporedena sa eksperimentalnim rezultatima.  $B(E2)_{rel}$  je određeno na osnovu relativnih intenziteta γ prelaza uz korekciju zbog prisustva M1 komponente. Predviđanja modela se veoma dobro slažu sa eksperimentalnim rezultatima kako za vrednosti  $B(E2)$ , tako i za  $B(E2)_{rel}$ . Značajnije odstupanje javlja se samo kod  $3_1^+ \rightarrow 4_1^+$  prelaza. Međutim, kako za ovaj prelaz nije poznat parametar smeše δ,  $B(E2)_{rel}^{exp}$  je izračunato na osnovu  $I_\gamma$ , podrazumevajući da ukupni intenzitet potiče od E2 komponente. Da bi se  $B(E2)_{rel}^{exp}$  usaglasilo sa  $B(E2)_{rel}^{DDM}$  potrebno je da ovaj prelaz ima  $\delta \approx 0.84$  što je u potpunosti moguće. (DDM predviđa  $\delta=2.0$ )

Koristeći uobičajnu relaciju za jačinu interakcije sparivanja

$$G_{p,n} = G_0 [1 \pm G_1 (N - Z/A)] \quad (6.1.1)$$

$$G_0 = 17 \text{ MeV} \quad G_1 = 0.5$$

model daje previsoke energije stanja u oblasti izotopa osmijuma i platine. Zbog toga smo se odlučili da ovu jačinu interakcije sparivanja prilagodimo tako da se što korektnije reprodukuju energija i magnetni moment prvog pobuđenog  $2^+$  stanja. Na taj način određena je jačina interakcije sparivanja za veći broj izotopa osmijuma i platine i pokazalo se da parametri jačine interakcije sparivanja glatko variraju u širokoj oblasti izotopa. Na ovaj način izračunate energije prikazane su na slici 6.1. U tabeli 6.3 data su predviđanja modela za X vrednosti. Sve X vrednosti su konzistentne sa eksperimentalnim rezultatima, ali je u slučaju  $O_3^+ \rightarrow O_1^+$  prelaza X vrednost značajno podcenjena.

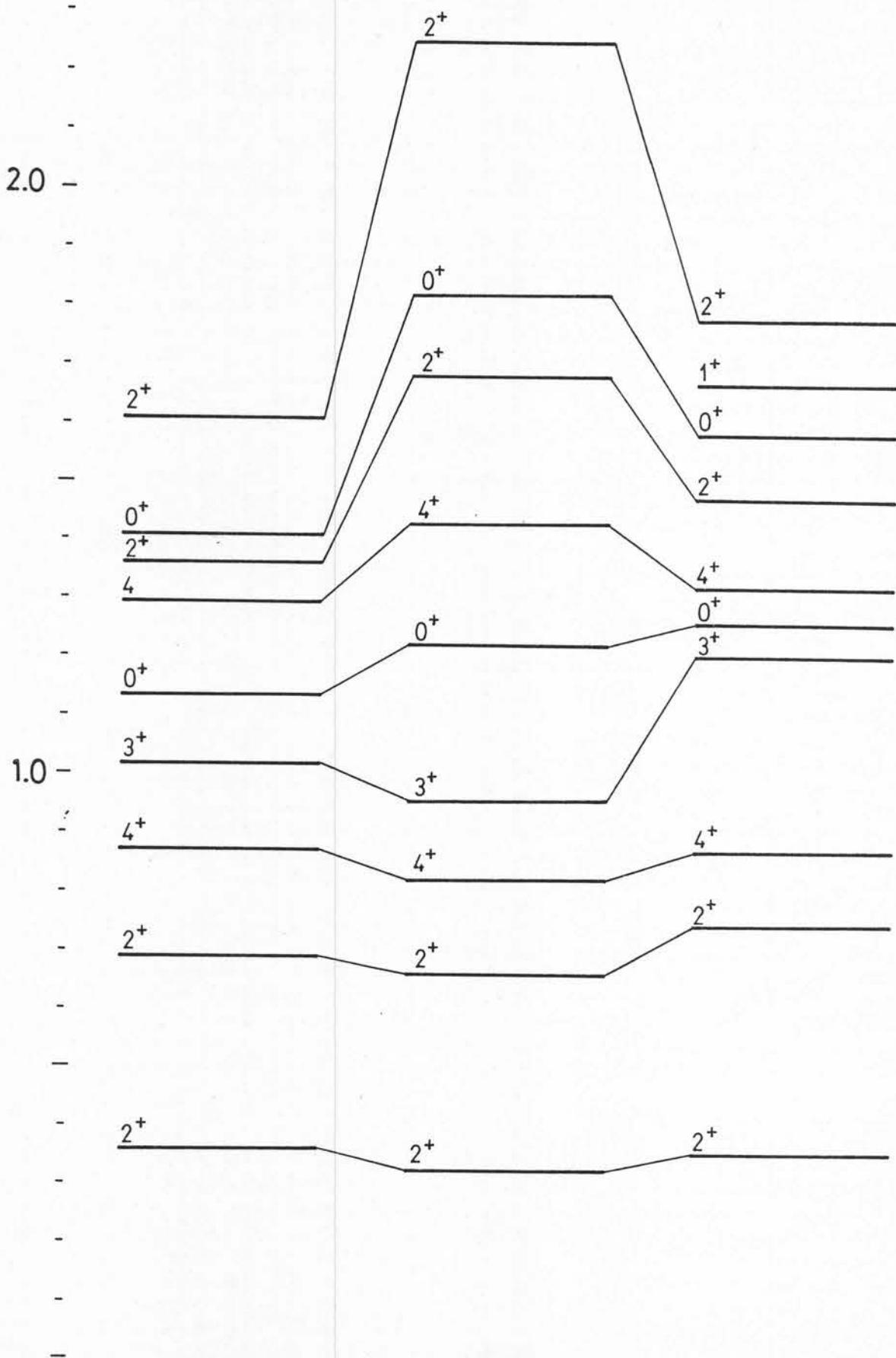
Tabela 6.2  $B(E2)_{rel}$  vrednosti

PRELAZ	$I_{rel}^{+}$	$B(E2)_{exp}[\epsilon^2 b^2]$	$B_{DDM}(E2)[\epsilon^2 b^2]$	$B(E2)_{rel}^{exp}$	$B(E2)_{rel}^{DDM}$	$B(E2)_{rel}^{IBM I}$
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1000	0.288 (14)	0.315	100	100	100
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	1.3*		0.006	0.001	1.6	0
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	423	0.350 (31)	0.362	100	100	100
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	67.3	0.403 (32)	0.485	100	100	100
$4_1^+ \rightarrow 2_2^+$	< 0.5		< 0.001	< 0.005	< 0.2	0
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	3.6		0.012	0.13	2.5	0
$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	81.1		0.483	100	100	100
$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	1.1		0.185	99	38	40
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	49.6	0.022 (10)	0.067	18	25	0
$0_2^+ \rightarrow 2_2^+$	17.3	0.142 (77)	0.267	100	100	100
$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	1.5	0.003 (1)	< 0.0001	1	< 0.1	0
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	10.6	0.177 (35)	0.252	100	100	100
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	1.4	0.193 (97)	0.197	85	78	91
$4_2^+ \rightarrow 3_1^+$			0.063	< 28	25	0
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	31		0.002	1	0.6	0
$2_3^+ \rightarrow 2_2^+$	37.5 (12.3 E2)		0.008	4	2	0
$2_3^+ \rightarrow 4_1^+$	1.4		0.03	2	9	0
$2_3^+ \rightarrow 3_1^+$	4.3 (1.4 E2)		0.148	13	45	125
$2_3^+ \rightarrow 0_2^+$	1.3		0.329	100	100	100

E  
[MeV]- exp

DDM

IBM II



Slika 6.1 Poređenje eksperimentalnih i teorijskih energija  
pobudjenih stanja  $^{196}Pt$

Tabela 6.3 Eksperimentalne i teorijske  $\chi$  vrednosti

POČETNI NIVO	$I_i$	$I_f$	$I_{f'}$	$\chi^{\text{exp}}$	$\chi^{\text{DDM}}$	$\chi^{\text{IBM}}$
1135	$0_2^+$	$0_1^+$	$2_1^+$	$< 4.0 \cdot 10^{-2}$	$15 \cdot 10^{-2}$	$22 \cdot 10^{-2}$
1402	$0_3^+$	$0_1^+$	$2_1^+$	7.5 (32)	$8.3 \cdot 10^{-3}$	$9.7 \cdot 10^{-2}$
	$0_3^+$	$0_2^+$	$2_1^+$	1.8 (1)	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$61 \cdot 10^{-2}$
1823	$0_4^+$	$0_1^+$	$2_1^+$	$< 2.5$		$4.1 \cdot 10^{-4}$
	$0_4^+$	$0_2^+$	$2_1^+$	$< 7.2 \cdot 10^{-3}$		$9.9 \cdot 10^{-6}$
	$0_4^+$	$0_3^+$	$2_1^+$	$< 4 \cdot 10^{-2}$		$1.5 \cdot 10^{-2}$
1918	$0_5^+$	$0_1^+$	$2_1^+$	3.8 (6)		
	$0_5^+$	$0_2^+$	$2_1^+$	$< 1 \cdot 10^{-2}$		
	$0_5^+$	$0_3^+$	$2_1^+$	$< 9.1 \cdot 10^{-4}$		

Jezgro  $^{196}\text{Pt}$  se smatra primerom realizacija  $O(6)$  simetrije IBM [58], međutim, jasno je na osnovu nekih ranijih istraživanja, kao i podataka iznetih u ovom radu da postoje neki strukturni detalji koji se ne uklapaju čak ni u varijantu znatno perturbovane  $O(6)$  simetrije. Tako na primer veći broj selekcionim pravilima zabranjenih EO prelaza se eksperimentalno detektuje, pri čemu je  $0_3^+ \rightarrow 0_2^+$  prelaz veoma jak. Velika M1 komponenta u  $2^+ \rightarrow 2^+$  prelazima sa 1361.6 keV, 1932.0 keV i 2666.7 keV  $2^+$  stanja takođe je anomalna, ali može biti indikacija prisustva antisimetrične komponente oscilacije neutrona i protona u "makaze" modu). Jaka EO komponenta takođe može biti indikacija "mixed symmetry" karaktera pojedinih stanja [72].

Energetski razmaci u slučaju O(6) simetrije zadovoljavaju  $\tau(\tau+3)$  zavisnost za  $N=6$  multiplete, (videti sliku 3.5) te nivoi sa  $\sigma=N$  treba da budu energetski niži nego oni sa  $\sigma=N-2, N-4\dots$ . Međutim ova  $\tau(\tau+3)$  zavisnost je narušena u slučaju  $^{196}\text{Pt}$  zbog neodgovarajućeg rasporeda  $0_2^+$  i  $3_1^+$  stanja.

U okviru IBM-a selekciona pravila za E2 prelaze su  $\Delta\sigma=0$ ,  $\Delta\tau = \pm 1$ . Međutim kako  $\Delta\tau = \pm 1$  potiče od O(5) simetrije, koja je zajednička i u slučaju O(6) i u slučaju SU(5) limita, intenziteti  $\Delta\tau$  zabranjenih prelaza neće dati informacije o tome koji od limita IBM-a bolje opisuje strukturu datog jezgra. Zbog toga su absolutne B(E2) vrednosti ili njihovi odnosi bolji test. Jedan od njih je  $B(E2, 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  odnos, koji iznosi 1.31 u slučaju O(6) limita, a 1.67 za SU(5) limit. Međutim izmerene absolutne B(E2) vrednosti daju odnos 1.40(13) [61], odnosno 1.55(10) [73].

U slučaju O(6) limita kvadrupolni moment  $2_1^+$  stanja je jednak nuli, dok u slučaju  $^{196}\text{Pt}$  on ima značajnu vrednost. U okviru IBM 1 ovo nije moguće. Fenomenološka istraživanja Bijkera i saradnika [74] na osnovu IBM 2 hamiltonijana reprodukuju zadovoljavajuće eksperimentalnu vrednost kvadrupolnog momenta, ali parametri  $x_\pi$  i  $x_\nu$  moraju imati različite znake,  $x_\nu = 1.05$   $x_\pi = -0.80$ , što je teško razumljivo sa mikroskop-skog stanovišta, jer se i neutronski i protonski bozoni formiraju od šupljina (nedostatak nukleona do popunjene ljeske). Pokazano je naime, da ne postoji vrednosti parametara  $x$  koje istovremeno reprodukuju i kvadrupolni moment i  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  vrednost.

Izučavajući strukturu operatora kvadrupolnog momenta i E2

prelaza Van Isacker je odredio njihove egzaktne izraze u oblasti O(6) limita [75]. Poredeći eksperimentalne rezultate za jezgra koja se smatraju dobrom realizacijom O(6) simetrije, zaključio je da, iako se jaki E2 prelazi tipa  $\Delta\sigma = \pm 1$  dobro uklapaju u O(6) limit, slabiji E2 prelazi tipa  $\Delta\sigma=0, \pm 2$  i kvadrupolni moment se ne mogu objasniti  $O(6) \rightarrow O(5)$  hamiltonijanom i najopštijim E2 operatorom prelaza.

Selekciona pravila E0 prelaza su  $\Delta\sigma = \pm 2$ ,  $\Delta\tau = 0$ , a naša eksperimentalna istraživanja su pokazala narušavanje ovih pravila u slučaju primene O(6) limita na jezgro  $^{196}\text{Pt}$ , to jest primećeni su snažni E0 prelazi između pobuđenih  $0^+$  stanja, npr.  $0_3^+ \rightarrow 0_2^+$  prelaz.

Dobijene vrednosti parametra smeše  $\delta$ , date u tabeli 6.4, jako zavise od vrednosti efektivnih nanelektrisanja. Dok su efektivna nanelektrisanja za E2 prelaze uzeta iz literature [74], a takođe i izračunate na osnovu sistematike i izraza 3.27, efektivna nanelektrisanja za M1 prelaze su određena tako da daju što bolje slaganje sa  $\delta_{\text{exp}}(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ . Znak parametra  $\delta$  je za sve merene prelaze dobro predviđen, ali su absolutne vrednosti za većinu prelaza bitno niže, što znači da vrednosti matričnih elemenata B(M1) nisu zadovoljavajuće. (Naime, slobodni parametri modela su birani tako da prvenstveno daju B(E2) vrednosti, te je njihovo slaganje sa eksperimentom zadovoljavajući.)

U tabeli 6.3 data su teorijska predviđanja vrednosti parametra X na osnovu IMB 2. Sve dobijene vrednosti su konzistentne sa eksperimentom, ali su, kao i u slučaju DDM proračuna,  $0_3^+ \rightarrow 0_2^+$  i  $0_3^+ \rightarrow 0_1^+$  prelazi značajno podcenjeni. I u

slučaju X vrednosti, efektivna nanelektrisanja su kritičan parametar pri izračunavanju, a određena su standardnom procedurom u okviru IBM-a, to jest na osnovu sistematike izotopskog pomeranja. (Izotopsko pomeranje je razlika  $\langle r^2 \rangle$  između dva susedna izotopa u njihovom osnovnom stanju,

$$\Delta \langle r^2 \rangle = \langle 0 | \hat{r}^2 | 0 \rangle_A - \langle 0 | \hat{r}^2 | 0 \rangle_{A-2} = \beta_{0\pi} \cdot \Delta n_{d\pi} + \beta_{0\nu} \cdot \Delta n_{d\nu}$$

Tabela 6.4 Parametar smeše  $\delta(E2/M1)$

PRELAZI	$\delta_{exp}$	$\delta_{DDM}$	$\delta_{IBM 2}$
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	5.05 $^{+ 0.74}_{- 0.50}$	7.9	4.94
$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	- 6.84 $^{+ 3.76}_{- 0,\infty}$	- 4.25	- 7.92
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	7.06 $^{+ 3.13}_{- 6.61}$	6.9	0.80
$2_3^+ \rightarrow 2_2^+$	- 0.70 $^{+ 0.39}_{- 0.27}$	- 2.0	- 0.14
$2_4^+ \rightarrow 2_1^+$	9.41 $^{+ 5.64}_{- 2.30}$	28.8	0.38
$2_5^+ \rightarrow 2_1^+$	2.26 $^{+ 0.97}_{- 0.81}$	10.4	$\infty$

Iako je o  $^{196}\text{Pt}$  sakupljeno obilje podataka koji pružaju mogućnost da se struktura ovog izotopa, ali i čitave oblasti  $A \sim 200$ , što bolje razume, dalja eksperimentalna istraživanja bi dobro došla, prvenstveno merenja vremena života pojedinih pobuđenih stanja, kako bi se mogle odrediti apsolutne vrednosti odgovarjućih matričnih elemenata prelaza, a na osnovu tога dobiti i nove informacije o talasnim funkcijama.

U slučaju strukture jezgra  $^{196}\text{Pt}$  veliki broj stepeni slobode igra značajnu ulogu. Zbog veoma plitkog minimuma potencijalne energije u  $\beta$ - $\gamma$  prostoru, jezgro nema dobro definisan oblik. Posledica ovoga je da se  $\beta$  i  $\gamma$  vibracija ne mogu striktno razdvojiti, što se odražava na karakter pobuđenih stanja odnosno odgovarajućih vrpci. Teorijski pristup ovom problemu zahteva zbog toga da mu se pride sa više aspekata, kombinujući i mikroskopski i algebarski pristup (na osnovu određenih simetrija hamiltonijana), kako bi se struktura jednog ovakvog  $\beta$  i  $\gamma$  "mekog" jezgra što potpunije razumela.

## LITERATURA

1. S.A. Moszkowski u knjizi: *Alpha, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*, editor K. Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, (1965) vol. 2, p. 863.
2. K. Alder i R.M. Steffen u knjizi: *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, editor W.D. Hamilton, North Holland Publishing Company, Amsterdam, (1974), p. 1.
3. A. Messiah: *Quantum Mechanics*, North Holland Publishing Company, Amsterdam, (1961).
4. K. Kumar u knjizi: *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, editor W.D. Hamilton, North Holland Publishing Company, Amsterdam, (1974) p. 55.
5. K.S. Krane i R.M. Steffen, *Phys. Rev. C 2* (1970), p. 724.
6. H. Frauenfelder i R.M. Steffen u knjizi: *Alpha, Beta and Gamma-Ray Spectroscopy*, editor K. Siegbahn, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, (1965) vol. 2., p. 997.
7. R.M. Steffen i K. Alder u knjizi: *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, editor W.D. Hamilton, North Holland Publishing Company, Amsterdam, (1974) p. 505.
8. U. Fano, *Phys. Rev. 90* (1953) 577.
9. D.H. White, *Nucl. Instr. Meth.* 21 (1963) 209.
10. E.A. Heighway i J.D. MacArthur, *Nucl. Instr. Meth.* 79 (1970) 224.
11. D.C. Camp i A.L. van Lehn, *Nucl. Instr. Meth.* 76 (1969) 192.
12. I.V. Aničin i I.S. Bikit, *Nucl. Instr. Meth.* 70 (1970) 145.
13. R.G. Arns i M.L. Wiedenback, *Phys. Rev. 111* (1958) 1631.
14. C.F. Coleman, *Nucl. Phys. 5* (1958) 495.
15. A.N. James, P.J. Twin i P.A. Butler, *Nucl. Instr. Meth.* 115 (1974) 105.
16. M.E. Rose, G.H. Goertzel, B.I. Spinrod, J. Harr i P. Strong, *Phys. Rev. 83* (1951)) 79.
17. E.L. Church i J. Wenser, *Ann. Rev. Nucl. Sc.* 10 (1960) 193.
18. F. Rosell, H.M. Fries, K. Alder i H.C. Pauli, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 21 (1978) 91. . . .

19. L.A. Sliv. i I.M. Band, *Phys. Dept. Illinois Report* 57, 58 (1960).
20. R.S. Hager i E.C. Seltzer, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* A4 (1968) 1.
21. R.S. Hager i E.C. Seltzer, *Nuclear Data Tables* 6 (1969) 1.
22. I.M. Band, M.A. Listengarten i A.P. Fersin u knjizi: *Аномалии в коэффициентах внутренней конверсии гамма - лучей*, "Наука", Lenjingrad 1976.
23. I.M. Band, N.B. Trzhaskovskaya i M.A. Listengarten, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 18 (1977) 433.
24. E.L. Church i J. Wenser, *Phys. Rev.* 103 (1956) 1035.
25. E.L. Church, M.E. Rose i J. Wenser, *Phys. Rev.* 109 (1958) 1299.
26. K. Alder i R.M. Steffen u knjizi: *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*, editor W.D. Hamiltonian, North Holland Publishing Company, Amsterdam, (1974).
27. J. Lange, K. Kumar, J.H. Hamilton, *Rev. of Mod. Phys.* 54 (1982) 119.
28. J.O. Rasmussen, *Nucl. Phys.* 19 (1960) 85.
29. M. Baranger i K. Kumar, *Nucl. Phys.* A110 (1968) 490.
30. A. Bohr i B.R. Mottelson u knjizi: *Nuclear Structure*, W.A. Benjamin, INC. 1975, New York.
31. D.R. Inglis. *Phys. Rev.* 96 (1954) 1059.
32. J. Rainwater, *Phys. Rev.* 79 (1950) 432  
S.G. Nilsson, *Math. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 29 (1955)  
no. 16.
33. V.M. Strutinski, *Яд. Физ. З.* (1966) 614.
34. W.D. Myers i W.J. Swiatecki, *Ann. Phys.* 84 (1974) 186.
35. J. Barden, L.N. Cooper i J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* 106 (1957) 162.
36. K. Kumar, B. Ramaaud, P. Aguer, J.S. Vaagen, A.C. Rester, R. Foucher i J.H. Hamilton, *Phys Rev.* C16 (1977) 1235.  
K. Kumar, *J. Phys. G4* (1978) 849.  
K. Kumar u knjizi: *Structure of Medium Heavy Nuclei* (Institute of Physics, London, Conference Series, no. 49 (1979)) p. 169.

37. K. Kumar u knjizi: *Nuclear Models and Search for Unity in Nuclear Physics*, Universitetsforlaget, Bergen, 1984.
38. A. Arima i F. Iachello, *Phys. Rev. Lett.* 35  
A. Arima i F. Iachello, *Ann. Phys. NY99* (1976) 253.  
A. Arima i F. Iachello, *Phys. Rev. C14* (1976) 761.  
A. Arima i F. Iachello, *Ann. Phys. NY111* (1978) 201.  
A. Arima i F. Iachello, *Ann. Phys. NY123* (1978) 468.  
A. Arima i F. Iachello, *Adv. Nucl. Phys.* 13 (1984) 139.
39. F. Iachello u knjizi: *Interacting Bosons in Nuclear Physics*, editor, F. Iachello, Plenum Press, New York (1978).
40. J.P. Elliott, *Proc. R. Soc. A245* (1958). 128.
41. L. Wilets i M. Jean, *Phys. Rev. 102* (1956) 788.
42. D.D. Warner, *Phys. Rev. Lett.* 47 (1981) 1819.  
L. Wood i Morrison, *J. Phys. G11* (1985) L201.
43. R.F. Casten i D.D. Warner, *Rev. Mod. Phys.* 60 (1988) 389.
44. A. Arima, T. Otsuka, F. Iachello i I. Talmi, *Phys Lett.* 66B (1977) 205.
45. K.A. Sage i B.R. Barrett, *Phys. Rev. C22* (1980) 1765  
T. Otsuka, *Phys. Rev. Lett.* 46 (1981) 710.  
A. Bohr i B.R. Mottelson, *Phys. Ser.* 22 (1980) 468
46. O. Scholten, F. Iachello i A. Arima, *Ann Phys NY115* (1978) 325.  
F. Catara, M. Sambataro, A Insolia i A. Vitturi, *Phys Lett. B180* (1986) 1.
47. P. Van Isacker, K. Heyde, J. Jolie, i A. Sevrin, *Ann Phys. NY171* (1986) 253.
48. O. Scholten, K. Heyde, P. Van Isacker, J. Jolie, M. Warinquier i J. San, *Nucl. Phys. A438* (1985) 41.
49. W.D. Hamilton, A Irbäck i J.P. Elliott, *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984) 2469.  
D. Bohle, G. Kuchler, A. Richer i W. Steffen, *Phys. Lett.* 148B (1984) 260.  
A.R.H. Subber, P. Park, W.D. Hamilton, K. Kumar, K. Schreckenbach i G. Colvin, *J. Phys. G12* (1986) 881.  
D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A.E.L. Dieperink, N. Lo. Iodice, F. Palumbo i O. Scholten, *Phys Lett.* 137B (1984) 27.
50. T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello i I. Talmi, *Phys. Lett.*

- 76B (1978) 139, (program je dopunjeno 1985. godine)
51. M. Sambataro, *Nucl. Phys.* A380 (1982) 365  
F. Iachello i I. Talmi, *Rev. of Mod. Phys.* 59 (1987) 339.
  52. C.E. Porter i R.G. Thomas, *Phys. Rev.* 104 (1956) 480.
  53. T. Katon, *Nucl. Inst. Meth.* 124 (1975) 257.  
K. Debertin, *Nucl. Inst. Meth.* 158 (1979) 479.
  54. K. Siegbahn u knjizi: *Alpha, Beta and Gamma - Ray Spectroscopy*, editor K. Siegbahn, Noth Holland Publishing Company, Amsterdam (1965) p. 79.  
T. von Egidy, *Ann Physik* 9 (1962) 221  
H.T. Mahlein, *Nucl. Inst. Meth.* 53 (1967) 229  
J.C. Fandon i B.P. Maier, *Kerntechnik* 11 (1974) 469  
M. Mladenović, *Nucl. Inst. Meth.* 7 (1960) 11.  
L. Marinkov, doktorska disertacija, Univerzitet u Beogradu 1963.
  55. W. Mampe, K. Schreckenbach, P. Jeuch, B.P. Maier, F. Braumandl, J. Larysz i T. von Egidy, *Nucl. Inst. Meth.* 154 (1978).
  56. R.J. Pyor i J.X. Saladin, *Phys. Rev.* C1 (1970) 1573.
  57. M.A. Preston i R.K. Bhaduri u knjizi: *Structure of the Nucleus*, Addison - Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts, 1975.
  58. J.A. Cizawski, R.F. Casten, G.J. Smith, M.R. Macphail, M.L. Stelts, W.R. Kane, H.G. Borner i W.F. Davidson, *Nucl. Phys.* A323 (1979) 349.
  59. J.F.W. Jansen i H. Pamv, *Nucl. Phys.* A94 (1967) 235  
J.F.W. Jansen, H. Pamv i C.J. Tveset, *Nucl. Phys.* A115 (1968) 321.  
W.D. Hamilton *Nucl. Phys.* A136 (1969) 2574  
H.A. Doubt i W.D. Hamilton, *Nucl. Phys.* A177 (1971) 418.
  60. C.H. King et. al. *Bull. Am. Phys. Soc.* 21 (1976) 558.  
P.T. Deason et. al. *Bull. Am. Phys. Soc.* 21 (1976) 976.
  61. J.Y. Lee, D. Cline, P.A. Butler, R.M. Diamond, J.O. Newton, R.S. Simon i F.S. Stephens, *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977) 684.  
H.H. Bolotin, A.E. Stuchberg, J. Morrison, D.L. Kennedy i C.G. Ryan, *Nucl. Phys.* A370 (1981) 146...

- M.P. Fewell, G.J. Gyapong, R.H. Spear, M.T. Esat, A.M. Baxter i S.M. Burnett, *Phys. Lett.* **157B** (1985) 353.
62. C. Samour, H.E. Jackson, J. Julien, A. Bloch, C. Lopata i J. Morgenstern, *Nucl. Phys.* **A121** (1968) 65.
63. A.M. Bruce i D.D. Warner, *Inst. of Phys. Conference Series* (1985) 431.
64. W.R. Kane, R.F. Casten, D.D. Warner, K. Schreckenbach, H.R. Faust i S. Blakeway, *Inst. of Phys. Conference Series* (1981) 240.
65. A. Khan, University of Kentucky, *Ph. D. Thesis* (1985).
66. M. Harder, M. Vesović, W.D. Hamilton, B. Krusche, *Institute of Physics Conference Series* no 88 (1988) S529.
67. A. Bohr i B.R. Mottelson, K. Danske Vidensk. Selsk. Math. Fys. Meddr. **27** (1953) 16.
68. G. Scharff-Goldhaber i J. Wenser, *Phys. Rev.* **98** (1955) 212.
69. A.S. Davydov i G.F. Filippov, *Nucl. Phys.* **8** (1958) 237.  
A.S. Davydov i V.S. Rostovsky, *Nucl. Phys.* **12** (1959) 58.
70. G. Gneuss, U. Mosel i W. Greiner, *Phys. Lett.* **6B** (1969) 397.
71. P.O. Hess, J. Maruhn i W. Greiner, *J. Phys.* **G7** (1981) 737.
72. S.T. Ahmad, W.D. Hamilton, P. Van Isacker, S.A. Hamada i S.J. Robinson, *J. Phys G* (biće publikovana).
73. V. M. Mikhailov, V.O. Sergeev i T. A. Tulina *Известия Академии наук СССР*, (1986) Vol. 50 no 1, 87
74. R. Bijker, E. L. Dieperink i O. Scholten, *Nucl. Phys.* **A344** (1980) 207
75. P. Van Isacker, *Nucl. Phys.* **A465** (1987) 497