

- 2 -04- 1990	
Ср	
03	10/21

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

Milan Jeftić

NUKLEARNA STRUKTURA
I ŠEMA POBUĐENIH STANJA ^{188}Os

diplomski rad

Novi Sad 1990

Zahvaljujem se članovima Laboratorije za Nuklearnu
Fiziku PMF-a u Novom Sadu dr. Ištvanu Bikitu, dr.
Miroslavu Veskoviću, dr. Jaroslavu Slivki i Miod-
ragu Krmaru na velikoj pomoći u izradi ovoga rada

SADRŽAJ

1. Opšti uvod o nuklearnoj strukturi parno-parnih jezgara	1
2. (n,γ) reakcije	11
3. Opis eksperimentalnog uređaja i podaci o merenju . .	15
4. Energetska kalibracija, kalibracija za efikasnost detektora i određivanje relativnih intenziteta . . .	21
5. Analiza koincidentnih spektara	26
6. Direktni spektar, šema raspada i oblik osnovnog stanja	29
7. Poboljšanja u odnosu na prethodne eksperimente . . .	55

U cilju boljeg razumevanja i resavanja problema odredjivanja nuklearne strukture, neophodna je neprekidna interakcija izmedju stvarnih eksperimentalnih i teorijskih dostignuća. Posebno nam je ovaj oblik, u tom smislu, šine parno-parna jezgza W-Os-Pt-Hz. U ovom radu su analizirani eksperimentalni podaci dobijeni proučavanjem reakcije ${}_{76}^{187}\text{Os}(n,\gamma){}_{76}^{188}\text{Os}$, koje je sproveo dr M. Vesković u Institutu Laue von Langevin u Grenoblu. Analiza direktnog i koincidentnih gama-spektara, omogućila je da se unesu značajna poboljšanja u ranije poznatu šemu raspada pobudjenih nivoa ${}_{76}^{188}\text{Os}$. Registrovano je 194 novih prelaza, od kojih je 78 smešteno u ranije poznatu šemu raspada, pri čemu je posebno značajna identifikacija nekolicine prelaza izmedju niskoenergijskih pobudjenih stanja.

OPŠTI UVOD U NUMERICHNU STRUKTURU
PARNO-PARNIH JEZGARA

Atomsko jezgro je nerelativistički, mnogočestični kvantni sistem, koji može biti potpuno egzaktno opisan jedino poznavanjem njegove totalne talasne funkcije. Međutim i pored burnog i dinamičnog razvoja nuklearne fizike i obilja prikupljenih eksperimentalnih podataka, problem određivanja strukture atomskog jezgra tj. zadavanja Šredingerove jednačine i njenog numeričkog rešavanja uz pomoć dovoljno moćnog računara do danas je ostao nerešen.

Nedovoljno poznavanje prirode nuklearnih sila i veliki broj stepeni slobode sistema nukleona vezanih u jezgru, osnovne su poteškoće koje za sada onemogućavaju egzaktno proučavanje nuklearne strukture. Zbog toga je neophodno postulirati nuklearne modele, koji će ne samo dobro opisivati poznate eksperimentalne činjenice, nego i dati nova predviđanja, koja će biti potvrđena eksperimentom, dajući nov uvid u osnovne fizičke pretpostavke na kojima se model zasniva.

Danas je gotovo sigurno da se nukleoni sastoje od po tri kvarka, pa se veruje da je nukleon-nukleon interakcija analogna interakciji između molekula i da će dalja istraživanja u tom pravcu omogućiti bolje poznavanje prirode nuklearnih sila. Međutim i pored toga većina modela jezgra u osnovnom i pobuđenim stanjima sa energijom pobuđenja manjom od energije

veze po nukleonu, tretira nukleone kao elementarne čestice.

Od svih modela koji su predloženi tokom ranog perioda razvoja nuklearne fizike najveće uspehe je postigao jednočestični model slojeva, čija je osnovna pretpostavka da se nukleoni u jezgru kreću nezavisno jedan od drugog u nekom sfernosimetričnom polju, oblika potencijalne jame, koje su sami formirali. Pri tome se, slično elektronima u atomu, nukleoni kreću po stacionarnim orbitama određenog ugaonog momenta koje su grupisane po slojevima, tako da nukleoni unutar popunjenih ljuski formiraju inertni "core" nultog ugaonog momenta, dok osobine jezgra najvećim delom zavisi od preostalih nukleona u nepopunjenim ljuskama. Ovaj model je imao velikih uspeha u objašnjenju magičnih brojeva, spinova osnovnih stanja i mnogih drugih osobina atomskog jezgra, tako da danas predstavlja polaznu tačku svih aktuelnih nuklearnih modela.

I a. Kolektivni model

Jednočestični model nije mogao da objasni vrednosti kvadrupolnih momenata i deformisani oblik koje mnoga jezgra poseduju. Ovakvi efekti mogu biti opisani uvođenjem pojma kolektivnog kretanja više nukleona. Može se smatrati da je deformacija jezgra rezultat uticaja nukleona iz spoljašnje ljuske da polarišu "core" i težnje "core"-a da se tome suprotstavi. Ako deformisani oblik ostaje nepromenjen, ili se vrlo sporo menja tokom više nuklearnih perioda, potencijalna jama će zbog toga biti sferno-asimetrična i nukleoni će se kretati po orbitama koje odgovaraju ovakvom potencijalu. Na taj način se može go-

voriti o sprezanju jednočestičnog kretanja nukleona sa oblikom deformacije jezgra. Da bi se ovo sprezanje matematički izrazilo, neophodno je uvesti kolektivne varijable, koje će opisivati kooperativne oblike kretanja. Takođe je prirodno da se deo ukupne energije, ugaonog momenta i drugih dinamičkih varijabli pripiše kolektivnom kretanju.

Za primenu kolektivnih varijabli, značajno je da se može izvršiti separacija hamiltonijana na deo koji zavisi od jednočestičnih i deo koji zavisi od kolektivnih varijabli.

$$H = H_{jed} + H_{kol} + H_{spr}$$

Slabo sprezanje se tretira metodama teorije perturbacija.

Kolektivni model je razvijen tokom pedesetih godina, zahvaljujući prvenstveno radovima Age Bora i Bena Motelsona, a i kasnije je nadograđivan od strane mnogobrojnih drugih autora (ref. 1).

Razne varijante kolektivnog modela se uglavnom baziraju na klasičnoj predstavi, pri čemu se jezgro tretira kao objekat sa dobro definisanom površinom, čija su kolektivna stanja data kao rotacije ili oscilacije. Ovi modeli su veoma pogodni za opisivanje oblika deformacije jezgra, kao i regularnosti u niskoenergijskoj oblasti pobuđenja srednje-teških i teških jezgara. Za sferična jezgra model predviđa da su niskoenergijska pobuđenja oscilatornog tipa tj. da su nivoi ekvidistantni $E(4^+)/E(2^+)=2$, a nasuprot njima jako deformisana jezgra imaju izrazito rotacione spektre, pa je kod njih odnos energija prva dva pobuđena nivoa $E(4^+)/E(2^+)=3,33$.

Spinovi pojedinih nukleona su kod parno-parnih jezgara međusobno spareni, zbog čega su energije pobuđenja jednočes-

tičnih stanja veoma visoke, pa se niskoenergijska pobudena stanja mogu razmatrati kao ekscitacije rotacionog i oscilatornog tipa, a jednočestični deo talasne funkcije može biti ignorisan.

Parametrizacija deformisanog oblika površine jezgra obično se vrši razvojem po sfernim harmonicima (ref.2).

$$R(\theta, \gamma) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} a_{\lambda\mu} Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \gamma) \right]$$

Svaka promena oblika jezgra može biti opisana odgovarajućom zavisnošću koeficijenata $a_{\lambda\mu}$ od vremena. Koordinatni sistem je vezan za jezgro, zato da bi se razdvojilo opisivanje oscilatornog i rotacionog kretanja.

Deformacija tipa a_{00} odgovara promeni zapremine jezgra, što se prilikom razmatranja niskoenergijskih pobudjenja potpuno zanemaruje. Koeficijenti tipa $a_{\lambda\mu}$ ($\mu=-1, 0, 1$) opisuju kretanje centra mase, pa su i oni u koordinatnom sistemu vezanom za jezgro takođe jednaki nuli. Po Borovoj pretpostavci kvadrupolne oscilacije jezgra nisu spregnute sa oscilacijama višeg reda multipolnosti, za koje su potrebne više energije ekscitacije, pa se oblik površine jezgra može prikazati u obliku:

$$R = R_0 \left(1 + \sum a_{\lambda\mu} Y_{\lambda}^{\mu} \right)$$

Za ose koordinatnog sistema biraju se glavne ose, tako da je u tom slučaju $a_{21} = a_{2,-1} = 0$ i $a_{22} = a_{2,-2}$. Prema tome, kolektivno kretanje jezgra je opisano sa pet parametara, a to su a_{20} , a_{22} i tri Ojlerova ugla $(\theta, \theta_1, \theta_2)$ koji opisuju prostorni položaj koordinatnog sistema vezanog za jezgro. Umesto a_{20} i a_{22} pogodnije je koristiti varijable β i γ koje su definisane kao:

$$a_{20} = \beta \cos \gamma$$

$$a_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma$$

Veličina β predstavlja meru totalne deformacije, što se vidi iz sledećeg izraza:

$$\beta^2 = \sum |a_{2\mu}|^2$$

Smisao veličine γ se može videti pomoću izraza za odstupanje od sfernog oblika ($\Delta R = R(\theta, \varphi) - R_0$) duž osa x, y, z ovde označenih sa 1, 2, 3 respektivno.

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

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

Na osnovu ovih razmatranja je jasno da se svaki kvadrupolni oblik može reprezentovati tačkom u polarnoj ravni, pri čemu je β intenzitet polarnog vektora, a γ je polarni ugao. Ciklična permutacija osa, što se matematički svodi na zamenu γ sa $\gamma - 2\pi/3$, a takođe ni smena γ u $-\gamma$ ne utiču na promenu oblika, a to znači da je u β - γ ravni za reprezentovanje svih kvadrupolnih oblika, dovoljno uzeti isečak sa uglom $\pi/3$.

Kolektivni hamiltonijan ima oblik:

$$H_{kol} = V(\beta, \gamma) + \frac{1}{2} B(\beta, \gamma) (\dot{\beta}^2 + \dot{\gamma}^2) + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 J_k \omega_k^2$$

B - inercijalni vibracioni parametar

J_k - efektivni momenti inercije

ω_k - ugaone brzine glavnih osa

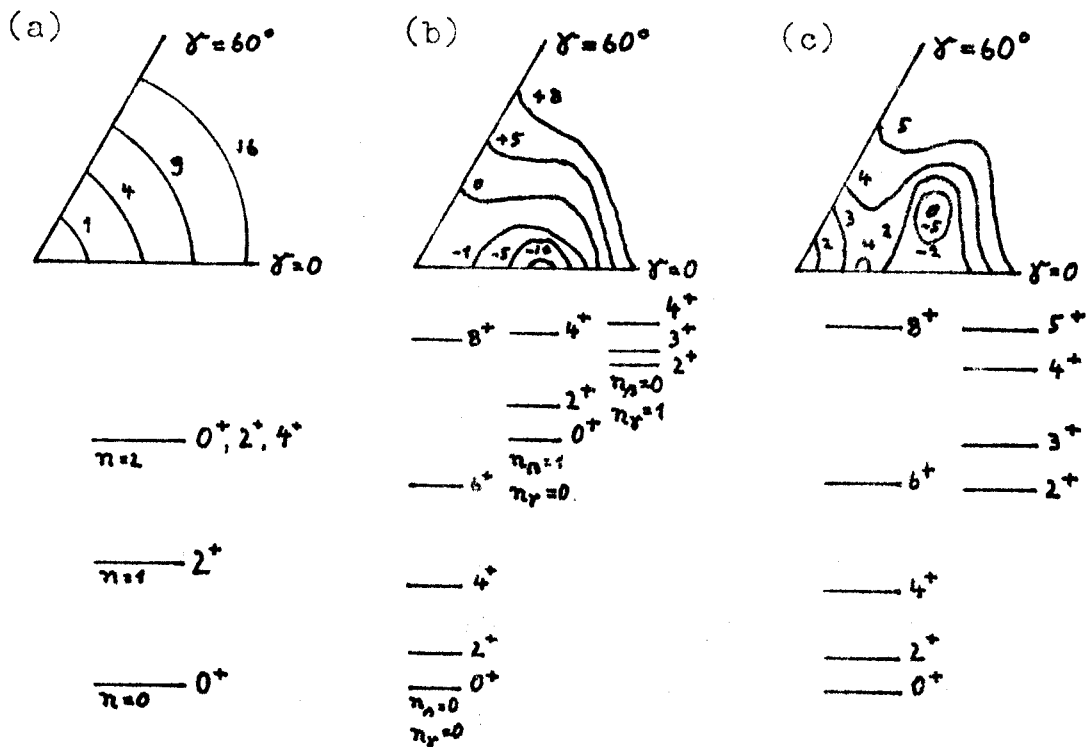
Pri razmatranju sferičnih i jako deformisanih jezgara, kod kojih potencijalna energija ima dobro definisan minimum za određene vrednosti parametara deformacije $\beta = \beta_0$ i $\gamma = \gamma_0$, mogu-

ća su značajna uprošćenja kolektivnog hamiltonijana. Potencijalna energija može biti prikazana u obliku:

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

Konstante C_β i C_γ mogu biti određene na osnovu klasičnih hidrodinamičkih proračuna (ref.3).

Zavisnost efektivnih momenata inercije od parametara deformacije, ukazuje na sprezanje rotacionog i oscilatornog kretanja. Nelinearnost hamiltonijana, koja se zbog toga javlja, se zanemaruje u potpunosti, uzimanjem njihovih ravnotežnih vrednosti $J_k(\beta_0, \gamma_0)$, koje se određuju na osnovu klasičnih hidrodinamičkih proračuna. U preciznijoj analizi se uzimaju u obzir i linearni članovi prilikom razvoja $J_k(\beta, \gamma)$ u Tejlorov red. U tom slučaju se u hamiltonijanu javljaju članovi koji opisuju sprezanje rotacionog i oscilatornog kretanja, koji se tretiraju metodama teorije perturbacija.



slika 1

Na slici 1 su šematski prikazani grafik funkcije $V(\beta, \gamma)$ u proizvoljnim jedinicama za (a) sferično jezgro, (b) osnosimetrični oblik prolate i (c) asimetrični oblik, kao i odgovarajući niskoenergijski nivoi (ref.2).

Ovako pojednostavljen pristup je davao veoma dobre rezultate za jako deformisana jezgra i nešto slabije za sferična, dok se u oblasti prelaznih jezgara pokazao kao potpuno neupotrebljiv. Kod ovih jezgara je minimum potencijalne energije u odnosu na promenu parametara deformacije veoma plitak i slabo definisan, a odnos energija prva dva pobuđena nivoa ima vrednosti između 2 i 3,33 što znači da pobuđenja nisu ni izrazito rotacionog ni izrazito oscilatornog tipa. To je zahtevalo da se razrade složeniji oblici kolektivnog modela, koji neće zanemarivati nelinearnost Šredingerove jednačine sa Borovim kolektivnim hamiltonijanom. Nastojanja da se dobro opiše što šira oblast jezgara, dovela su do danas dva najaktuelnija modela: model dinamičke deformacije (DDM) i model interagujućih bozona (IBM).

I b. Model dinamičke deformacije

Model dinamičke deformacije Krišne Kumara je razvijen na osnovu "geometrijskog" modela Bora i Motelsona i "pairing-plus-quadrupole" modela Kumara i Baranžea (ref.4). Kao i u Borovom modelu i ovde se pretpostavlja da kvadrupolne vibracije nisu spregnute sa vibracijama višeg reda multipolnosti, a takođe ni sa jednočestičnim pobuđenjima. Zbog toga je model primenjiv samo na parno-parna jezgra.

Kolektivni hamiltonijan ima oblik (ref.5):

$$H_{\text{kol}} = V(\beta, \gamma) + \frac{1}{2}B_{\beta\beta}(\beta, \gamma)\dot{\beta}^2 + \frac{1}{2}B_{\gamma\gamma}(\beta, \gamma)\dot{\gamma}^2 + \\ + B_{\beta\gamma}(\beta, \gamma)\dot{\beta}\dot{\gamma} + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 J_k \omega_k^2$$

Najvažniji deo teorije Kumara i Baranžea sastoji se u izračunavanju inercijalnih parametara $B_{\beta\beta}$, $B_{\gamma\gamma}$, $B_{\beta\gamma}$ i J_k ($k=1,2,3$) i potencijalne energije V . Za razliku od "geometrijskog" modela, ne uvode se nikakve pojednostavljene pretpostavke o njihovoj zavisnosti od parametara deformacije β i γ , niti se koristi hidrodinamički model za njihovo izračunavanje. Varijable β i γ tj. određena deformacija jezgra, nisu unapred određene, nego se tretiraju kao dinamičke varijable. Zbog nedovoljnog poznavanja prirode nukleon-nukleon interakcije, što bi bila idealna polazna osnova, za izračunavanje parametara B , J i V se koristi Nilson-Strutinski metoda za mikroskopske proračune, uz upotrebu fenomenološkog hamiltonijana za opisivanje nukleon-nukleon interakcije (ref.6). Ovaj hamiltonijan sadrži sferni jednočestični "shell"-model potencijal, dvočestičnu kvadrupol-kvadrupol interakciju i dvočestični potencijal sparivanja.

$$H = H_s + V_q + V_p$$

Izvođenje kompletnih mikroskopskih proračuna za svako jezgro ponaosob, izbegnuto je uvođenjem metode skaliranja. Jednočestičnim energijama i jačini sparivanja je data (Z,A) zavisnost, pa se jednočestični nivoui i matrični elementi, pomnoženi odgovarajućim faktorima skaliranja, koriste za sva jezgra.

Na osnovu izračunatih vrednosti parametara B , J i V , određuje se rešenje kolektivne Šredingerove jednačine, numeričkom

integracijom po oblasti $\beta=0-\beta_{\max}$ i $\gamma=0-\pi/3$, izdvojenoj na manje trougaone oblasti.

Proračuni na osnovu modela dinamičke deformacije pokazuju da ne postoji potpuno sferično jezgro, kao i da se oblik jezgra menja od stanja do stanja, što je posebno izraženo kod tzv. "mekih" jezgara.

Jedna od dobrih osobina modela se sastoji u tome što nema slobodnih parametara, već su svi parametri fiksirani za sva parno-parna jezgra. Ovo međutim, ima za posledicu da energije nivoa često nisu najtačnije određene. Model je mnogo uspešniji u određivanju verovatnoća prelaza. Međutim, osnovna namena ovog modela se ne sastoji u idealnom određivanju karakteristika pojedinih jezgara, već više u predviđanju trendova promena nuklearnih osobina za što širu oblast parno-parnih jezgara, bez obzira na stepen njihove deformacije i masu.

I c. Model interagujućih bozona (IBM)

Model interagujućih bozona se zasniva na ranije poznatoj činjenici da se niskoenergijska kolektivna pobuđenja mogu opisati pomoću sistema od N interagujućih bozona (ref.7). Nasuprot činjenici da se sparivanjem dva fermiona, strogo uzevši ne formira bozon, pokazano je da ovakav pristup ipak daje veoma dobre rezultate.

Za razliku od "geometrijskog" modela Bora i Motelsona, model interagujućih bozona (IBM-1) tretira efekat monopolnog sparivanja na istom nivou kao i kvadrupolnu interakciju. Zbog toga se uvodi šest bozonskih varijabli, umesto pet varijabli

koje opisuju oblik jezgra $(\beta, \gamma, \theta_1, \theta_2, \theta_3)$. U ovom modelu je veći naglasak dat aspektima simetrije kolektivnog kretanja, nego njegovim geometrijskim osobinama.

Šest bozonskih varijabli su grupisane u skalar $J=0$ (s-bozon) i kvadrupolni bozon $J=2$ (d-bozon) koji se mogu interpretirati kao parovi nukleona izvan popunjenih ljuski, vezanih u stanja sa ugaonim momentom $J=0$ i $J=2$ (IBM-2).

Pretpostavljajući da je između bozona dominantna dvočestična interakcija, hamiltonijan ima oblik:

$$\hat{H} = \epsilon_s \hat{s}^+ \hat{s} + \epsilon_d \sum_{\mu} \hat{d}_{\mu}^+ \hat{d}_{\mu} + \hat{V}$$

$\hat{s}^+, \hat{d}_{\mu}^+, \hat{s}, \hat{d}_{\mu}$ - operatori kreacije i anihilacije bozona

\hat{V} - bozon-bozon interakcija

Pet komponenti d-bozona ($\mu=0, \pm 1, \pm 2$) i jedna komponenta s-bozona razapinju šestodimenzionalni prostor, tako da se hamiltonijan može izraziti na osnovu generatora grupe $U(6)$ formiranih od operatora $\hat{s}^+, \hat{s}, \hat{d}_{\mu}^+, \hat{d}_{\mu}$. Na ovaj način se modelom interagujućih bozona u tretiranju problema nuklearne strukture uvodi algebarski pristup, tako što se problem diferencijalnih pretvara u problem algebarskih jednačina. Jednostavna analitička rešenja svojstvenog problema hamiltonijana, moguća su u tri granična slučaja, koji odgovaraju jezgrima vibracionog tipa, aksijalnog i "r-soft" rotora (ref.8).

Proširenjem ideja dinamičke simetrije, tako da se obuhvati i bozon-fermion interakcija, nastoji se da se primena modela proširi i na neparno-parna i neparno-neparna jezgra. Takođe se nastoji, da se uvođenjem mogućnosti sparivanja neutrona i protona, koji kod lakih jezgara zauzimaju iste jednočestične nivoe, obuhvati i ova oblast jezgara.

II

(n, γ) REAKCIJE

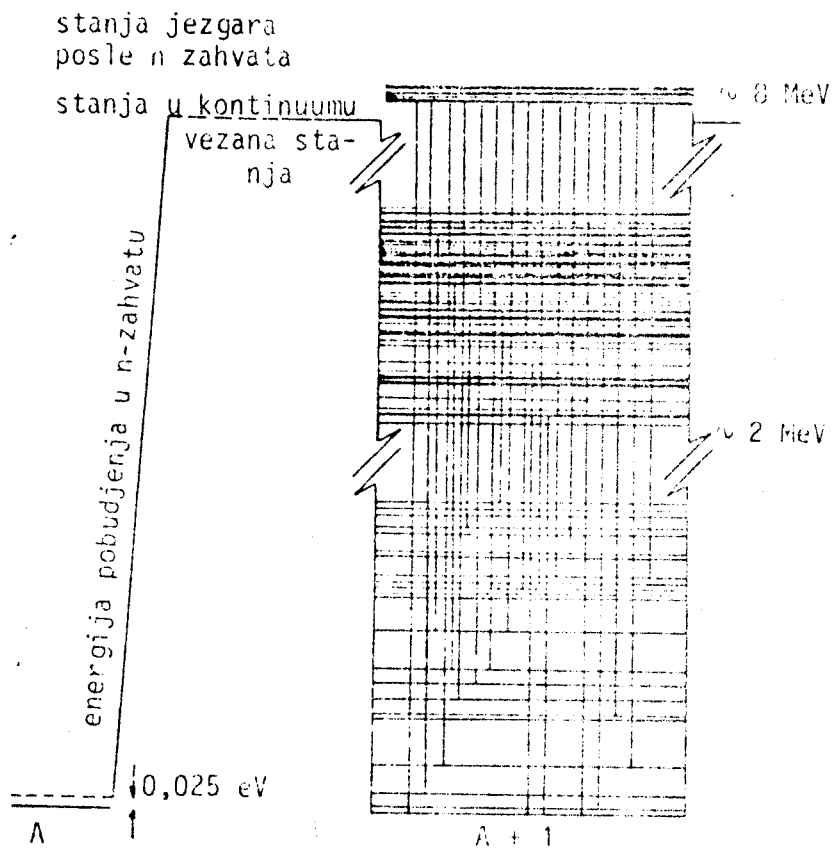
Razvijanje odgovarajućih eksperimentalnih tehnika, uz neprekidnu međusobnu interakciju sa aktuelnim teorijskim dostignućima, neophodno je za bolje razumevanje i rešavanje problema određivanja nuklearne strukture.

Posebno značajnu oblast jezgara, u smislu testiranja osnovnih pretpostavki nuklearnih modela, čine parno-parna jezgra W-Os-Pt-Hg. Ovo su prelazna jezgra koja se nalaze između jako deformisanih jezgara lantanida u okolini sredine ljuske $Z=50-82$ i $N=82-126$ i sferičnih jezgara u blizini dvostruko popunjene ljuske ($^{208}_{82}\text{Pb}$). Na ova jezgra se ne mogu primeniti ni vibracioni ni rotacioni model u svom jednostavnom obliku, zato što u ovoj oblasti potencijalna energija deformacije nema dobro definisan minimum za određene vrednosti parametara deformacije, već je minimum plitak i rasprostranjen u širokoj oblasti β - γ prostora. U ovoj oblasti se oblik jezgara značajno menja, počevši od prolata ($^{182-186}\text{W}$, $^{186-188}\text{Os}$), preko asimetričnih jezgara ($^{190-192}\text{Os}$), do oblata ($^{192-196}\text{Pt}$). Ova promena oblika značajno utiče na osobine pobuđenih stanja ovih jezgara.

Zadatak je eksperimentalne nuklearne fizike da što tačnije odredi osobine ovih stanja, kao što su energije nivoa, spinovi, kvadrupolni momenti i slično, a takođe da sa sigurnošću identifikuje sve postojeće nivoe u niskoenergijskoj oblasti

pobuđenih stanja jezgara $E \approx 3 \text{ MeV}$.

Jedna od osnovnih i relativno jednostavnih eksperimentalnih tehnika koja ispunjava navedene zahteve, jeste metoda (n, γ) reakcija tj. pobude jezgara zahvatom termalnih neutrona i njihova deekscitacija emisijom gama zraka. Za neutrone veoma male kinetičke energije, reda veličine meV, efikasni presek njihovog zahvata od strane jezgra, veoma je velik $\sigma \approx 1 \text{ barn}$. Pri tome jezgro, masenog broja A , spina i parnosti osnovnog stanja I^π , apsorpcijom neutrona prelazi u jezgro sa masenim brojem $A+1$, pobuđeno za energiju veze zahvaćenog neutrona, sa vrednošću spina pobuđenog stanja $I' = I + 1/2$ i nepromenjene parnosti $\Delta\pi = 0$.



slika 2

Novonastalo jezgro se deekscituje do osnovnog stanja, kaskadnom emisijom više gama kvanata. Ukupna suma energija prelaza u kaskadi, odgovara energiji pobuđenja zahvatom termalnog neutrona, koja za većinu izotopa ima vrednost od približno 8MeV.

$$Q = \sum_i (E_i + E_i^2/2Mc^2)$$

Q - energija pobuđenja

E_i - energija gama kvanta

$E_i^2/2Mc^2$ - energija uzmaka jezgra

Primarni gama raspadi tj. raspadi viših pobuđenih nivoa, pretežno su dipolnog karaktera. Energetski nivoi nastali primarnim gama raspadima i dalje se raspadaju i kada gustina stanja postane dovoljno mala, za energije manje od približno 3MeV, priroda stanja počinje da utiče na verovatnoću prelaza, tako da sekundarno gama zračenje može da nosi značajne informacije o nuklearnoj strukturi. Na taj način, poznavanje spina i parnosti osnovnog stanja jezgra mete, omogućava da se merenjem karakteristika emitovanog gama zračenja dobije veliki broj podataka o spinovima, parnosti i drugim karakteristikama pobuđenih stanja jezgra.

U ovom radu je proučavan spektar gama zračenja, koji je nastao reakcijom $^{187}_{76}\text{Os}(n,\gamma)^{188}_{76}\text{Os}$. Jezgro $^{187}_{76}\text{Os}$ u osnovnom stanju $1/2^-$, zahvatom neutrona prelazi u jezgro $^{188}_{76}\text{Os}$, koje se nalazi u pobuđenom stanju 1^- sa energijom pobuđenja 7,9893(3) MeV (ref.9). Prilikom deekscitacije važi pravilo izbora:

$$|I_f - I_i| = L = I_f + I_i$$

I_i i I_f su spinovi početnog i krajnjeg stanja jezgra, a L je momenat impulsa gama kvanta koji određuje njegovu multipol-

nost (2^L).

Primarno gama zračenje je uglavnom tipa E1, a parnost električnih i magnetnih radijacija je definisana kao $\pi_E = (-1)^L$ i $\pi_M = (-1)^{L+1}$, tako da stanja nastala deekscitacijom primarnog nivoa mogu biti tipa $0^+, 1^+, 2^+$. Kod sekundarnih raspada se pretežno javlja zračenje tipa E2, a nešto manje i M1, što znači da će odgovarajuća konačna stanja biti uglavnom tipa $0^+, 1^+, 2^+, 3^+, 4^+$.

III

OPIS EKSPERIMENTALNOG UREĐAJA

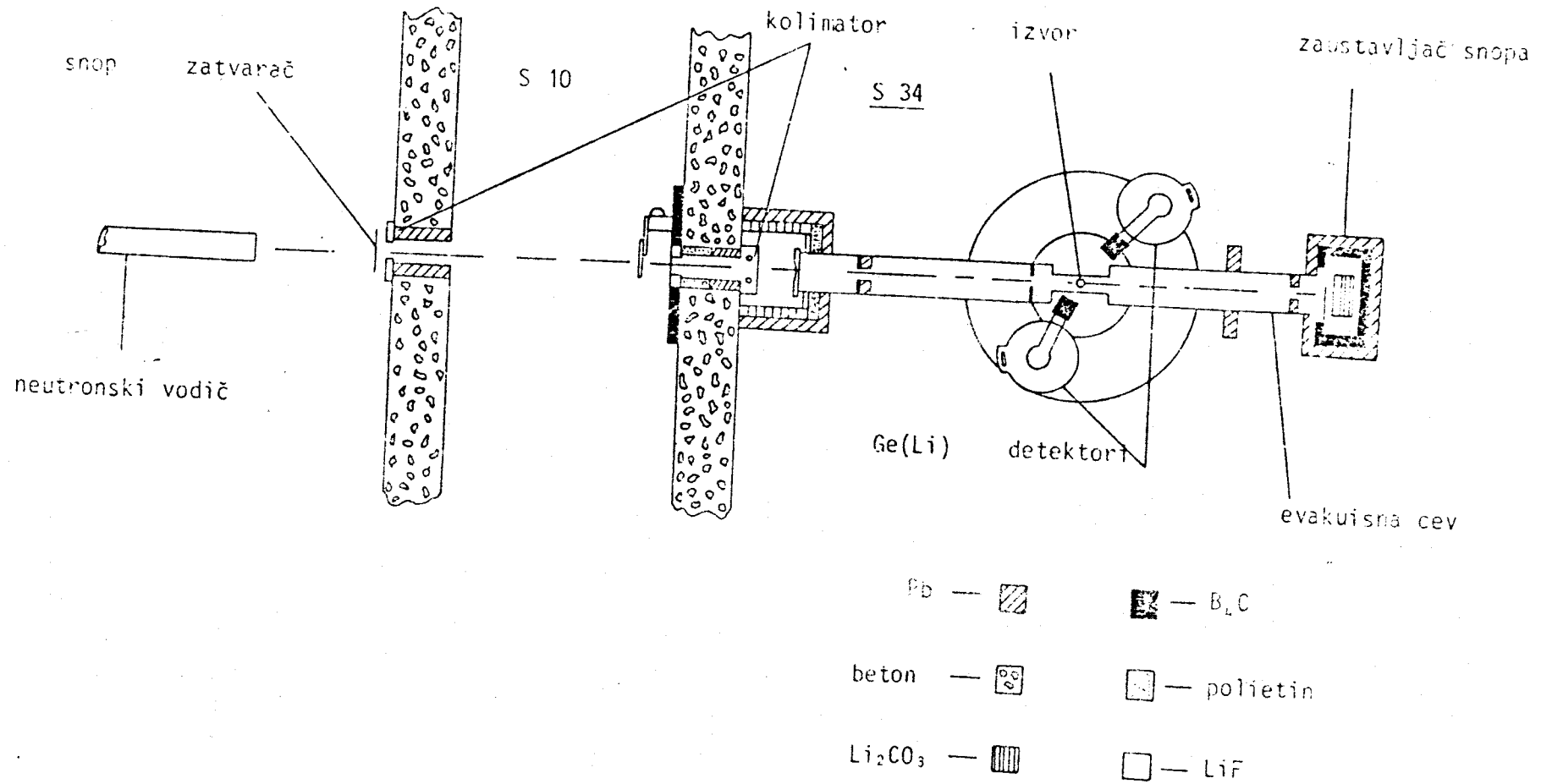
I PODACI O MERENJU

Eksperimentalno merenje spektra gama zračenja, nastalog reakcijom $^{187}_{76}\text{Os}(n,\gamma)^{188}_{76}\text{Os}$, izvršeno je u Institutu Laue von Langevin u Grenoblu. Eksperimentalna postavka je prikazana šematski na slici 3 (ref.10).

Kao izvor neutrona korišćen je visokofluksni reaktor, koji radi na termalnoj snazi od 57MW, dajući pri tome maksimalni fluks termalnih neutrona u reflektoru od $1,2 \cdot 10^{19} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Snop neutrona je vođen staklenom cevi, dugačkoj 120 metara, sa radijusom krivine 2700 metara. Na taj način je izbegnuto da eksperiment bude direktno otvoren prema jezgru reaktora, čime je odstranjen neželjeni uticaj gama zračenja iz reaktora. Staklo je presvučeno slojem nikla, koji ima manji indeks prelamanja, tako da neutronske vodič ima takođe i ulogu svojevrsnog energetskog filtera. Termalni neutroni ispunjavaju uslove za totalnu refleksiju i ostaju unutar vodiča, dok visokoenergetski neutroni, koji imaju mnogo manju talasnu dužinu, bivaju rasejani izvan vodiča. Intenzitet neutronske fluksa na kraju neutronske vodiča iznosi $7,8 \cdot 10^{12} \text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Kolimacija se vrši pomoću četiri nezavisno pokretljive ploče, dajući snop visine 0-1,5cm i širine 1cm. Loše kolimisan snop može prouzrokovati povećanje pozadinskog zračenja, ili nedovoljno gama zračenje mete. U sklopu kolimacionog sistema



slika 3

su korišćene polietinske kocke za rasejanje visokoenergijskih neutrona, koji se mogu javiti u snopu i prouzrokovati oštećenje detektora, uz pogoršanje rezolucije iznad 1MeV.

Dva Ge detektora, efikasnosti 20% i rezolucije 2,1keV na 1,33MeV, postavljena su na korelacioni sto, koji je sastavljen od dva koaksijalna aluminijumska prstena. Sistem je konstruisan tako da omogućava vertikalno i horizontalno centriranje.

Komora mete je napravljena od aluminijuma i durala (legura aluminijuma i mangana). Konstruisana je tako da omogući što veći prostorni ugao pri merenju.

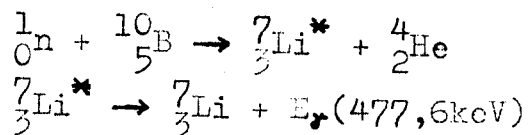
Pozadinsko gama zračenje potiče od materijala koji okružuje metu. Većina linija pozadinskog zračenja, prilikom koincidenčnih merenja biva eliminisana, zbog energetskih i vremenskih uslova analize spektra. Međutim i u ovom slučaju pozadinsko zračenje bitno utiče na pogoršanje energetske rezolucije. Kao zaštita od pozadinskog zračenja, korišćeni su materijali koji imaju veliki efikasni presek za neradijacioni zahvat termalnih neutrona: LiF(litijum fluorid), B₄C(bor karbid) i Li₂CO₃ (litijum karbonat).

LiF obogaćen izotopom ⁶Li, koji se u prirodnom litijumu javlja samo sa oko 7,5%, predstavlja najpogodniji materijal, ali njegova cena ograničava upotrebu samo na najvažnija mesta. Efikasni presek zahvata termalnog neutrona za ⁶Li iznosi 940 barn. Pri tome dolazi do reakcije:



B₄C je pogodan za zaštitu zbog svoje plastičnosti i mogućnosti sečenja, ali pri zahvatu termalnih neutrona emituje do-

plerovski proširenu gama liniju od 477,6keV, koja maskira ostale linije u toj energetske oblasti. Intenzitet ovog zračenja se može smanjiti pomoću olovnih kocki.



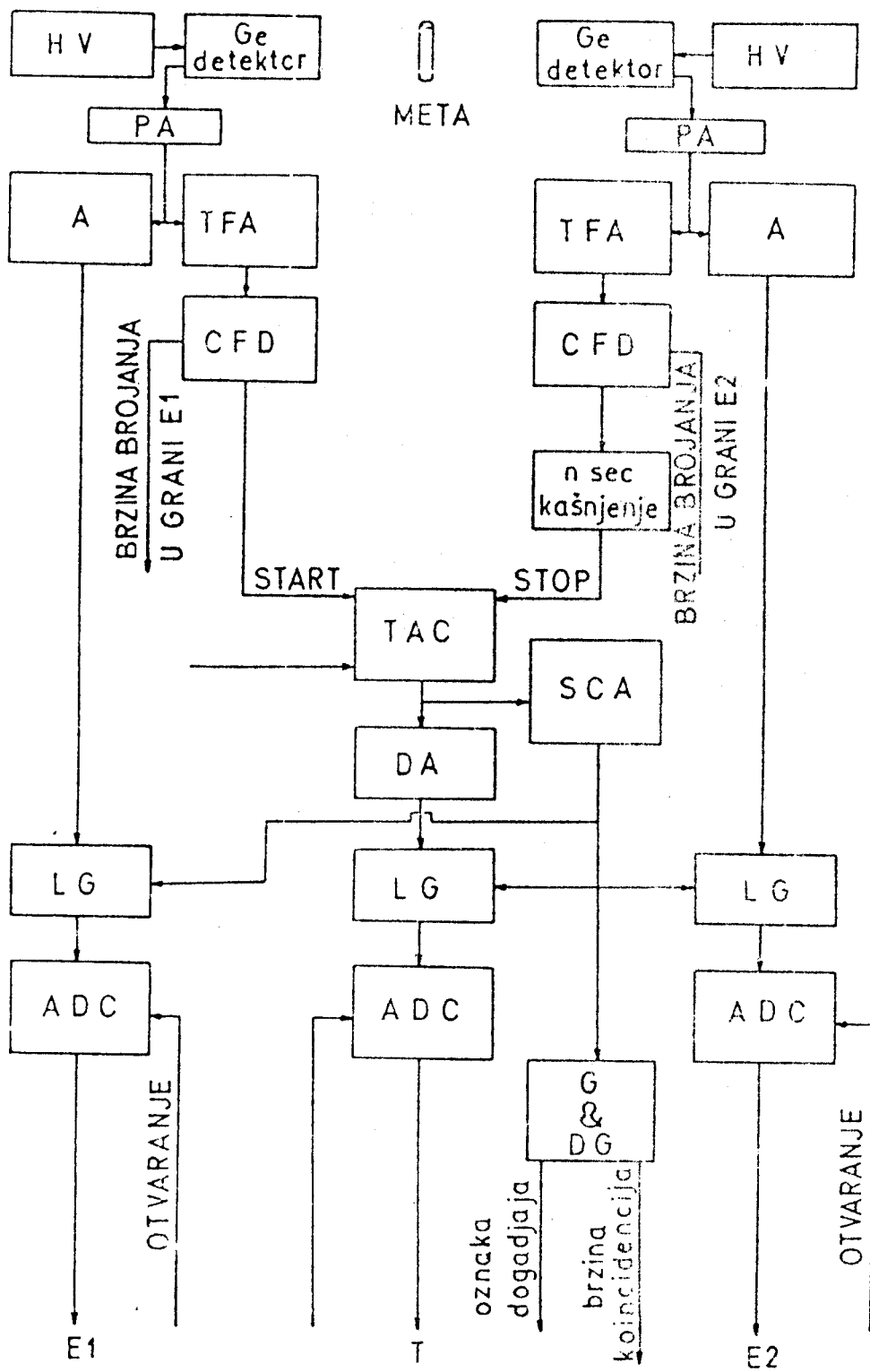
Koincidentna elektronika je standardni brzo spori sistem (slika 4).

Svi događaji detektovani u jednom ili drugom detektoru predstavljaju direktne spektre, koji služe za energetske kalibracije i određivanje relativnih intenziteta prelaza. Na osnovu vremenskog spektra svih registrovanih događaja, dobijaju se totalni koincidentni spektri. Analizom totalnih koincidentnih spektara se eliminiše fon slučajnih koincidencija i određuju pravi koincidentni spektri, za energetske prelaze od interesa.

Signali iz Ge detektora se na izlasku iz predpojačivača (PA) dele na energetske i vremenske granu. Energetski signal se u pojačivaču (A) zakašnjava 2 μ s i vodi na ulaz linearnih vrata (LG). Linearna vrata ostaju zatvorena, sve dok signal iz jednokanalnog analizatora (SCA) ne označi koincidentni događaj.

Vremenski signal, pojačan i oblikovan u pojačivaču vremenskih signala (TFA) i diskriminatoru konstantnog odnosa (CFD), služi kao start signal za vremensko-amplitudni pretvarač (TAC). Vremenski signal iz drugog detektora, koji se zakašnjava 200ns, koristi se kao stop signal za TAC. Ovo kašnjenje obezbeđuje vremensku rezoluciju od oko 15ns u vremenskom spektru.

Signal iz TAC se deli na dva dela, od kojih se jedan zakaš-



slika 4

njava (DA) i zatim vodi do linearnih vrata, a drugi deo se vodi u jednokanalni analizator, koji na osnovu njega, logičkim signalom otvara linearna vrata. Signali se zatim, preko odgovarajućih analogno-digitalnih konvertora (ADC) i kompjutera, beleže na magnetnu traku.

III a. Podaci o merenju

Meta Os obogaćenog izotopom ^{187}Os , imala je ovakav sastav: ^{187}Os oko 99%, ^{186}Os manje od 0,02%, ^{188}Os manje od 0,15%, ^{189}Os manje od 0,17%, ^{190}Os manje od 0,30%, ^{192}Os manje od 0,45%. Folija ovakvog izotopskog sastava, mase 26,3mg, savijena u cilindar prečnika osnove 1mm i visine 6mm, postavljena je na 7,5cm rastojanja od pokretnog i 6cm od nepokretnog detektora. Merenja su vršena u periodu od 240 časova, uz stalno praćenje eventualnih oscilacija neutronskega fluksa.

IV

ENERGETSKA KALIBRACIJA KALIBRACIJA ZA EFIKASNOST DETEKTORA I ODREĐIVANJE RELATIVNIH INTENZITETA

Energetska kalibracija i kalibracija za efikasnost detektora, izvršene su pomoću izvora ^{56}Co i ^{152}Eu , za detektor koji je imao bolju rezoluciju. U spektru ^{188}Os je izučavana oblast energija $E=150-2880\text{keV}$, a spektri ^{152}Eu i ^{56}Co pokrivaju oblasti $E=120-1410\text{keV}$, odnosno $E=840-2600\text{keV}$. Zbog toga su morala biti korišćena oba ova izvora.

U tabeli I su prikazane dobro poznate intenzivne linije u spektrima ^{152}Eu i ^{56}Co . Za eksperimentalno utvrđen broj kanala (CH), u kojem se nalazi pik odgovarajuće linije, date su tablične vrednosti energije (E) i prinosa gama zračenja (P) (ref.11), površina eksperimentalno detektovane linije (N), koja je proporcionalna njenom detektovanom intenzitetu i računski određena relativna efikasnost detektora (e_r).

Energija je određena kao polinom trećeg stepena u funkciji broja kanala, zbog toga da bi se uzela u obzir moguća nelinearnost sistema.

$$E = a + b \cdot (\text{CH}) + c \cdot (\text{CH})^2 + d \cdot (\text{CH})^3$$

Uzimajući u obzir i tablične greške za energije i eksperimentalne greške u određivanju broja kanala, izračunate su, uz pomoć odgovarajućeg programa na računaru, vrednosti nepoznatih koeficijenata sa pripadajućim greškama.

TABELA I

	CH	E	P	N	e_r
1) ^{152}Eu	174,681(1)	121,7758(4)	0,284(6)	$2,69075 \cdot 10^7 (5,584 \cdot 10^3)$	1,00(3)
2) ^{152}Eu	337,866(1)	244,6923(10)	0,0751(15)	$4,56365 \cdot 10^6 (2,595 \cdot 10^3)$	0,641(19)
3) ^{152}Eu	469,995(1)	344,286(2)	0,266(5)	$1,10902 \cdot 10^7 (3,530 \cdot 10^3)$	0,440(12)
4) ^{152}Eu	501,120(6)	367,798(3)	0,00858(17)	$3,51082 \cdot 10^5 (1,181 \cdot 10^3)$	0,432(13)
5) ^{152}Eu	1046,422(1)	778,920(4)	0,1298(25)	$2,25789 \cdot 10^6 (1,711 \cdot 10^3)$	0,1836(53)
6) ^{56}Co	1136,210(2)	846,812(20)	0,999(1)	$7,59623 \cdot 10^5 (9,017 \cdot 10^2)$	0,1700(57)
7) ^{152}Eu	1163,752(3)	867,384(6)	0,0421(8)	$6,65473 \cdot 10^5 (1,128 \cdot 10^3)$	0,1668(48)
8) ^{152}Eu	1291,917(1)	964,110(12)	0,145(3)	$2,10547 \cdot 10^6 (1,583 \cdot 10^3)$	0,1533(45)
9) ^{56}Co	1309,314(47)	977,48(4)	0,0140(3)	$9,46169 \cdot 10^3 (2,416 \cdot 10^2)$	0,1511(72)
10) ^{152}Eu	1488,115(1)	1112,075(6)	0,136(3)	$1,73871 \cdot 10^6 (1,430 \cdot 10^3)$	0,1349(41)
11) ^{152}Eu	1621,847(7)	1212,934(7)	0,0140(3)	$1,61156 \cdot 10^5 (5,779 \cdot 10^2)$	0,1215(37)
12) ^{56}Co	1655,089(3)	1238,317(23)	0,670(13)	$3,50786 \cdot 10^5 (6,080 \cdot 10^2)$	0,1171(45)
13) ^{152}Eu	1736,068(5)	1299,158(5)	0,0163(3)	$1,75455 \cdot 10^5 (5,079 \cdot 10^2)$	0,1136(32)
14) ^{56}Co	1816,680(27)	1360,29(3)	0,0429(4)	$2,07380 \cdot 10^4 (2,785 \cdot 10^2)$	0,1081(40)
15) ^{152}Eu	1880,265(1)	1408,002(7)	0,208(4)	$2,12329 \cdot 10^6 (1,477 \cdot 10^3)$	0,1077(31)
16) ^{56}Co	2361,208(9)	1771,51(4)	0,155(3)	$5,83476 \cdot 10^4 (2,627 \cdot 10^2)$	0,0841(33)
17) ^{56}Co	2684,274(27)	2015,34(4)	0,0303(6)	$1,01575 \cdot 10^4 (1,231 \cdot 10^2)$	0,0750(30)
18) ^{56}Co	2710,184(14)	2034,96(4)	0,0777(16)	$2,57827 \cdot 10^4 (1,779 \cdot 10^2)$	0,0741(30)
19) ^{56}Co	3456,862(11)	2598,57(3)	0,167(3)	$4,26071 \cdot 10^4 (2,165 \cdot 10^2)$	0,0570(22)

$$a = -9,771(20)$$

$$b = 0,7531(10)$$

$$c = 0,67(9) \cdot 10^{-6}$$

$$d = -63(25) \cdot 10^{-12}$$

Koristeći ovu kalibracionu funkciju, izračunate su energije svih linija, koje su detektovane prilikom snimanja spektra ^{188}Os . Ovaj spektar je sniman pomoću sistema od 4096 kanala. Na kanalu 3830 koji približno odgovara najvećoj registrovanoj energiji prelaza ($E=2880\text{keV}$), uticaj kvadratnog i kubnog člana zajedno, daje doprinos energiji od oko $+6,3\text{keV}$, što relativno iznosi oko $0,2\%$.

Efikasnost detektora je definisana ovako:

$$e(E) = \frac{N}{AP}$$

N - detektovani intenzitet

A - aktivnost

P - prinos gama zračenja

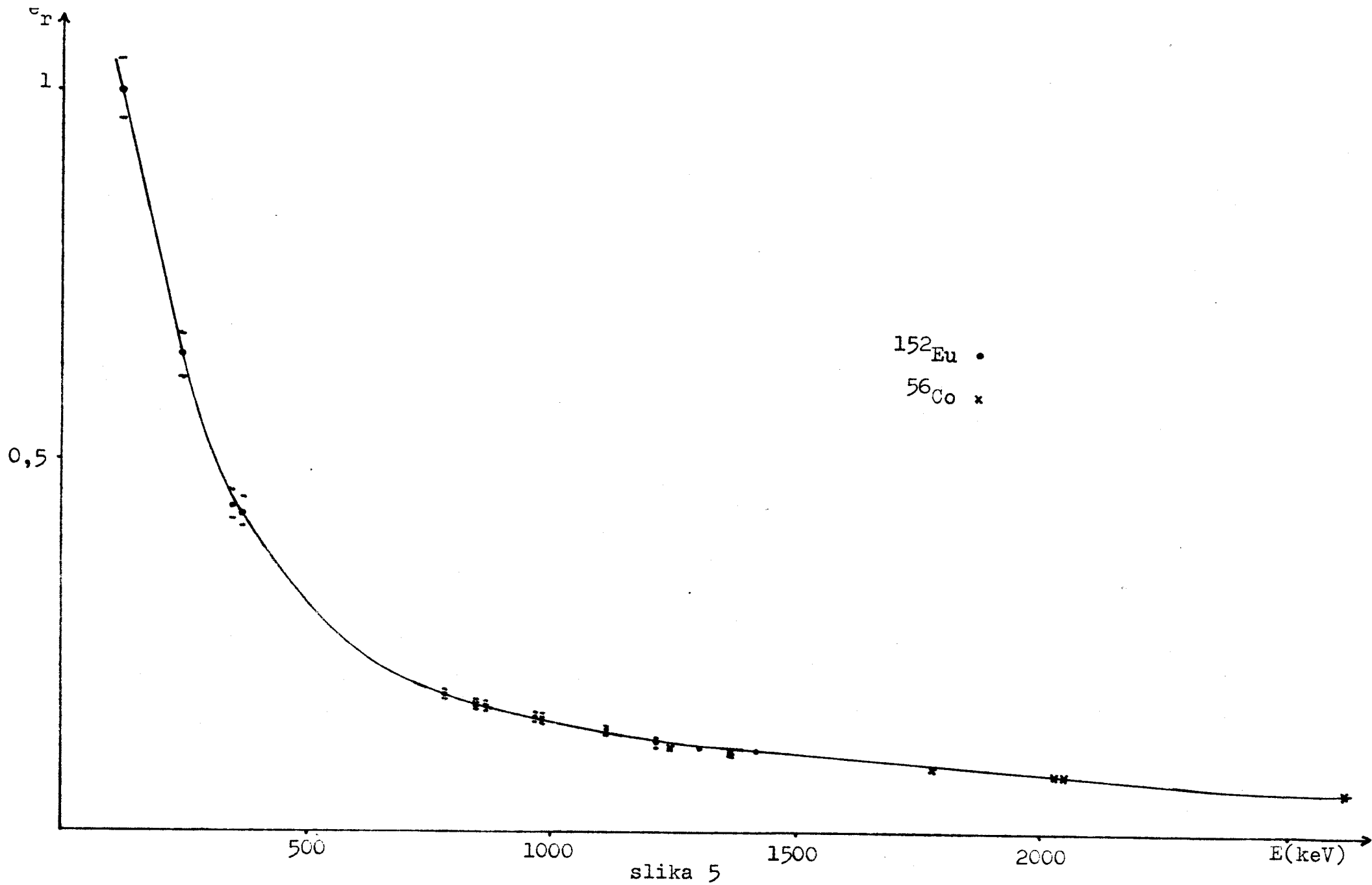
Zbog nepoznavanja aktivnosti, određivana je relativna efikasnost:

$$e_r(E) = \frac{e(E)}{e(E_0)} = \frac{NP_0}{N_0P}$$

$$\Delta e_r = \left[\left(\frac{P_0}{N_0P} \Delta N \right)^2 + \left(\frac{N}{N_0P} \Delta P_0 \right)^2 + \left(\frac{NP_0}{N_0^2P} \Delta N_0 \right)^2 + \left(\frac{NP_0}{N_0P^2} \Delta P \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Za referentne linije su odabrane najintenzivnije linije u spektrima ^{152}Eu ($E=121,7758\text{keV}$) i ^{56}Co ($E=846,812\text{keV}$) i ovim energijama je pripisana vrednost relativne efikasnosti detektora $e_r=1$. U odnosu na ove dve linije, izračunate su ostale vrednosti e_r , za svaki spektar posebno.

Usklađivanje rezultata za oba spektra je izvršeno na sle-



deći način. Za četiri linije iz spektra ^{56}Co , sa energijama unutar oblasti u kojoj se nalazi spektar ^{152}Eu , određeni su koeficijenti k_i , kojima treba pomnožiti odgovarajuće vrednosti e_r , tako da se ove poklope sa vrednostima na grafiku $e_r(E)$ dobijenom na osnovu spektra ^{152}Eu . Srednja vrednost ovako određenih koeficijenata iznosi $k=0,1700(57)$ i sa njom su pomnožene sve vrednosti e_r dobijene na osnovu spektra ^{56}Co . Rezultujući grafik je prikazan na slici 5.

U izučavanoj oblasti energija $E=150-2880\text{keV}$, funkcija $e_r(E)$ monotono opada, što znači da se maksimum efikasnosti detektora nalazi na nižim energijama. Ovo je omogućilo da se funkcija $e_r(E)$ aproksimira odgovarajućom eksponencijalnom funkcijom. Koristeći ovako dobijenu kalibracionu funkciju, izračunati su relativni intenziteti svih linija, detektovanih prilikom snimanja spektra ^{188}Os .

$$I_r = e_r(E) I_d$$

I_d i I_r su detektovani i relativni intenzitet linije.

ANALIZA KOINCIDENTNIH SPEKTARA

Analiza koincidentnih spektara, zajedno sa analizom direktnih spektara, može da pruži značajne podatke o šemi pobuđenih nivoa jezgra, kao i o mogućim načinima tj. kaskadama, kojima se ovi nivoi raspadaju. Pored toga, koincidentni spektri omogućavaju izračunavanje relativnih intenziteta pojedinih gama prelaza, koji su u direktnom spektru maskirani pozadinskim zračenjem.

U tabeli II je dat pregled β - γ koincidencija. Prilikom analize ovih spektara, korišćena je šema raspada, koja je data u referenci 9.

TABELA II

"PROZOR" E_γ keV	DETEKTOVANI β -ZRACI E_γ keV
155 i 157	155,156,314,323,478,487,624,633,635,646,673,778,811,825,829,931,935,939,1018,1147,1149,1174,1193,1209,1308,1322,1332,1435,1452,1453,1459,1465,1609,1800,1864,2125,2129,2259,2735,3017
323	155,312,449,477,488,511,517,827,830,936,941,1141,1148
333	155,478,634
448	155,181,185,324,478,478,487,634,810
478	155,323,478,634,825,829,845,933,987,1131,1175,1210,1303,1307,1332,1435
487	155,155,323,448,478,634,637,829
624	155,632,635,635

TABELA II - nastavak

"PROZOR" E_{γ} keV	DETEKTOVANI γ -ZRACI E_{γ} keV
633 i 635	155,323,478,485,624,634,646,673,778,825, 829,845,895,934,939,987,1018,1096,1104, 1149,1157,1174,1192,1210,1332,1337,1436
672	155,633,635
777	153,155,478,635
824 i 827	156,323,478,633
828 i 827	155,323,478,485,633
845	155,323,478,478,485,633
931 i 934	156,479,632
987	156,477,634
1071	156,477,634
1131	313,636
1150	155,158,635
1174	479,633
1191	478,634
1210	158,478,634
1322	155
1332	154,478,633

Za mnogobrojne prelaze (333,673,824,828,845,935,987,1071, 1174,1193,1209,1308,1332,1435), koji "pune" nivo 4 na 633keV, registrovana je koincidencija sa prelazom od 155keV. Ovo ukazuje na postojanje prelaza 4-3 (633keV-478keV), koji nije bio smešten u šemu raspada.

Koincidencija prelaza od 934keV sa prelazom 4-1 (633keV-0 keV), omogućava njegovo smeštanje u šemu raspada između nivoa 15-4 (1567keV-633keV), a koincidencija prelaza od 936keV sa

prelazom od 323keV (3-2), omogućava njegovo smeštanje u šemu raspada između nivoa 11-3 (1414keV-478keV).

U koincidenciji sa prelazom od 155keV, javljaju se mnogobrojni prelazi (487,624,673,778,939,1018,1174), koji "pune" nivo 5 na 790keV. Ovde se ustvari radi o koincidenciji sa prelazom od 157keV (5-4), što potvrđuje pretpostavku Fetvajsa i Dihejsa (ref.9) o postojanju ovog prelaza.

Na osnovu podataka dobijenih merenjem koincidentnih spektara, izračunati su relativni intenziteti za prelaze od 478keV i 487keV. Ovi relativni intenziteti nisu mogli biti određeni iz direktnog spektra, zato što su tamo maskirani intenzivnom fonskom linijom od 477,6keV.

$$I_r(478) = I_r(633) \frac{I_d(478) e_r(633)}{I_d(633) e_r(478)} = 75,92$$

$$I_r(487) = I_r(810) \frac{I_d(487) e_r(810)}{I_d(810) e_r(487)} = 6,66$$

Vrednosti relativnih intenziteta $I_r(633)=109,5$ i $I_r(810)=6,42$ i relativnih efikasnosti detektora $e_r(633)=0,235$ i $e_r(810)=0,183$, uzete su iz proračuna za direktni spektar. $I_d(478)=671,028$ i $I_d(633)=733,667$ su intenziteti detektovani u koincidentnom spektru za "prozor" od 333keV, a $I_d(487)=607,616$ i $I_d(810)=352,643$ su intenziteti detektovani u koincidentnom spektru za "prozor" od 448keV. Relativne efikasnosti detektora $e_r(478)=0,310$ i $e_r(487)=0,304$, određene su sa grafika $e_r(E)$.

VI

DIREKTNI SPEKTAR, ŠEMA RASPADA

I OBLIK OSNOVNOG STANJA

Na osnovu podataka dobijenih iz fonskog spektra, eliminisano je 46 fonskih linija iz direktnog γ spektra, a za 33 linije, utvrđen je doprinos fona intenzitetu linije. Pomoću kataloga γ prelaza (ref.13) određivano je poreklo fonskog zračenja, međutim i pored veoma pažljive analize, sa sigurnošću su identifikovani jedino ^{28}Al i ^{56}Mn kao izvori fonskih linija.

Da bi se moglo izvršiti poređenje sa ranije objavljenim merenjima direktnog γ spektra, pomnoženi su relativni intenziteti svih linija sa faktorom 0,1643. Ovaj faktor je određen kao odnos intenziteta linije od 155keV datog u referenci 12 i relativnog intenziteta iste linije određenog u ovom radu.

U tabeli III su date vrednosti energija i intenziteta prelaza određene u ovom radu i uporedo sa njima rezultati Fetvajsa i Dihejsa (ref.9) i Kastena (ref.12). Nivoi između kojih se prelaz vrši, koji su dati van zagrada, preuzeti su od Fetvajsa i Dihejsa, a oni navedeni u zagradama, određeni su u ovom radu. Izvesna neslaganja u određivanju energije prelaza, javljaju se za prelaze 23-12 (385,2keV) i 27-2 (1867,9keV).

Zahvaljujući velikoj efikasnosti Ge detektora, dobijen je direktan γ spektar dobrih karakteristika. Utvrđivanje dubletnog karaktera većeg broja linija, jasno ukazuje na ostvarenu bolju rezoluciju za energije iznad 1,3MeV u odnosu na ranije

TABELA III

				Fettweis i Dehaes (ref.9)			Casten (ref.12)	
E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
154,822(6)	45,0	1,82	2-1 (4-3)	155,03(30)	65,00	8,15	155.0	45.01
-	-	-	6-5	175,00(30)	0,24	5,68	-	-
-	-	-	-	-	-	-	204,2	0,02
-	-	-	-	-	-	-	216,5	0,02
218,17(16)	0,038	43,48	10-7	218,50(50)	0,05	4,55	218,40	0,05
271,19(6)	0,0452	4,36	19-12	271,79(50)	0,04	4,44	-	-
311,693(12)	0,435	2,26	9-6 5-3	312,06(30)	0,33	4,66	312,10	0,45
322,827(11)	7,26	2,04	3-2	322,96(30)	5,93	4,45	323,00	7,30
332,500(13)	0,445	2,21	6-4	332,69(30)	0,40	5,48	332,60	0,45
383,34(10)	0,0568	8,38	23-12	384,54(50)	0,06	4,21	383,20	0,07
385,20(11)	0,0534	8,92	(23-12)	-	-	-	385,20	0,09
390,134(22)	0,1726	2,28	8-5	390,61(30)	0,15	4,21	390,30	0,10
-	-	-	-	-	-	-	402,90	0,02
448,108(16)	0,688	1,91	11-6 28-16	448,27(30)	0,58	4,83	448,10	0,58
452,930(17)	0,407	2,02	7-4	453,31(30)	0,28	5,30	453,40	0,32
-	-	-	-	463,44(50)	0,09	8,27	462,20	0,08
-	12,47*	5,63	4-2	478,02(30)	15,28	4,86	478,10	15,32

$E(\Delta E)$ keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	$E(\Delta E)$ keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
-	1,09*	5,60	6-3 9-5	487,51(30)	1,66	6,10	487,40	1,45
-	-	-	13-6	500,00(100)	0,24	5,75	-	-
-	-	-	-	-	-	-	507,10	0,18
-	-	-	10-5	516,00(100)	-	-	514,6	1,48
523,02(5)	0,0580	3,68	-	522,99(50)	0,06	7,25	522,9	0,08
533,8(10)	0,0314	6,28	-	534,04(50)	0,02	26,00	-	-
538,27(7)	0,0427	5,00	23-10	538,61(50)	0,04	21,00	538,10	0,05
550,73(7)	0,0452	4,73	-	550,43(50)	0,04	35,00	549,80	0,09
566,911(25)	0,1741	2,17	-	566,99(50)	0,13	5,53	566,90	0,18
573,53(12)	0,0274	7,19	(37-23)	-	-	-	574,10	0,03
-	-	-	-	-	-	-	581,90	0,04
600,596(23)	0,2296	2,07	34-17	601,42(50)	0,12	21,00	601,20	0,22
605,366(24)	0,256	1,92	-	605,72(30)	0,20	7,5	605,5	0,21
623,643(19)	1,869	1,85	11-5	623,85(30)	1,53	6,33	623,90	1,53
632,586(19)	17,98	1,92	4-1	633,05(30)	17,45	6,23	633,2	20,64
634,521(19)	14,5	1,93	5-2	634,88(30)	11,71	6,28	635,0	13,06
-	-	-	-	-	-	-	641,70	0,10
645,817(20)	0,578	1,99	30-14	646,16(30)	0,54	7,80	646,30	0,63
652,71(23)	0,0174	13,21	(25-10)	-	-	-	652,70	0,05
666,320(28)	(0,1706)	2,21	12-5	667,51(50)	0,09	9,02	667,10	0,10
672,085(19)	0,925	1,95	13-5 10-4	672,38(30)	0,87	6,60	672,50	0,95
676,07(12)	0,0301	7,65	-	-	-	-	-	-
684,6(10)	0,0358	6,42	-	684,91(50)	0,05	9,83	-	-

E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
698,52 (5)	0,0706	3,49	(40-21)	-	-	-	698,40	0,07
702,792 (29)	0,1729	2,28	8-3	702,95 (30)	0,16	9,41	703,40	0,04
707,70 (6)	(0,0660)	3,73	(31-12)	-	-	-	708,40	0,13
717,83 (18)	0,0374	11,84	(27-10)	-	-	-	718,80	0,11
719,96 (13)	0,0506	9,09	(17-6)	-	-	-		
726,51 (4)	0,118	2,65	(32-14)	-	-	-	726,90	0,10
			(39-20)					
730,40 (6)	0,0709	3,70	(37-17)	-	-	-	-	-
736,0 (3)	0,012	19,72	(33-14)	-	-	-	-	-
744,89 (6)	0,0834	3,54	(27-9)	-	-	-	746,90	0,17
748,05 (11)	0,0501	5,57	(32-12)	-	-	-		
756,90 (5)	(0,0824)	3,39	(23-7)	-	-	-	-	-
			(33-12)					
764,22 (9)	0,0420	5,86	19-6	763,84 (50)	0,03	19,84	764,80	0,04
776,593 (23)	0,340	1,93	15-5	776,70 (30)	0,31	8,98	777,10	0,41
780,565	0,230	2,14	(11-4)	-	-	-	780,90	0,24
-	-	-	-	-	-	-	786,8	0,04
-	-	-	-	-	-	-	789,7	0,11
792,99 (3)	(0,141)	2,56	29-10	793,24 (50)	0,09	12,00	793,2	0,08
800,68 (4)	0,117	2,80	33-11	801,18 (50)	0,09	10,00	801,4	0,14
			40-18					
			46-26					
810,238 (20)	1,05	1,87	6-2	810,49 (30)	0,99	7,75	810,90	1,10

E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
816,49 (6)	0,0647	4,31	(41-18) (42-21) (43-23)	-	-	-	-	-
823,999 (20)	1,39	1,89	12-4	824,34 (30)	1,26	7,90	824,60	1,34
826,757 (22)	1,16	1,84	10-3	827,02 (30)	0,81	8,03	827,40	0,89
829,183 (20)	3,20	2,05	13-4	829,40 (30)	3,15	7,90	829,70	3,38
843,80 (3)	0,414	2,78	-	-	-	-	-	-
845,671 (26)	(0,591)	2,22	14-4	844,59 (30)	0,53	10,31	845,20	0,83
855,56 (10)	0,0411	6,40	24-7	-	-	-	-	-
883,27 (17)	0,0379	8,66	(40-16)	-	-	-	-	-
887,14 (12)	0,0391	7,14	(35-13)	-	-	-	-	-
895,116 (26)	0,355 (7)	1,85	17-5	895,38 (30)	0,32	8,29	895,60	0,32
908,08 (16)	0,0281	9,36	(48-25)	-	-	-	-	-
915,91 (9)	0,0512	5,45	-	-	-	-	-	-
922,53 (9)	0,0540	5,17	(46-23)	-	-	-	-	-
925,26 (3)	0,2156	2,21	-	925,38 (30)	0,20	9,45	925,7	0,11
928,98 (5)	0,204	4,03	(43-19)	-	-	-	-	-
931,183 (22)	2,503	1,20	7-2	931,36 (30)	2,47	8,48	931,60	2,65
933,76 (3)	0,611	2,15	(15-4)	933,99 (30)	0,53	8,81	934,8	0,69
935,96 (4)	0,337	2,93	(11-3)	936,29 (30)	0,39	8,91	-	-
939,457 (26)	0,250	1,97	19-5	939,55 (30)	0,25	8,98	939,70	0,17
951,29 (4)	0,0908	2,89	-	-	-	-	951,5	0,09
-	-	-	-	-	-	-	957,30	0,07
-	-	-	-	-	-	-	961,5	0,04
-	-	-	-	-	-	-	967,2	0,07

E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
971,40 (11)	0,0420	7,03	-	-	-	-	971,30	0,07
980,11 (3)	0,235	2,10	12-3	979,68 (50)	0,05	14,06	980,00	0,11
987,250 (23)	0,928	1,95	16-4	987,33 (30)	0,92	8,80	987,60	0,97
999,78 (4)	0,146	2,69	26-6	999,99 (30)	0,15	10,00	1000,30	0,17
1009,13 (8)	0,106	4,62	(34-9)	-	-	-	-	-
			(45-19)					
1017,525 (25)	0,749	1,97	21-5	1017,65 (30)	0,65	8,86	1017,80	0,74
1021,46 (5)	(0,233)	2,82	-	-	-	-	-	-
1024,10 (19)	0,0627	7,07	(32-8)	-	-	-	-	-
1026,89 (9)	0,0908	5,06	(40-14)	-	-	-	-	-
1036,28 (7)	0,0716	4,36	-	1036,60 (50)	0,08	8,88	1036,20	0,07
1041,81 (3)	0,218	2,26	41-14	1041,95 (30)	0,26	8,89	1042,1	0,24
			48-22					
1049,22 (11)	0,076	6,52	-	-	-	-	-	-
1051,75 (5)	0,207	3,17	17-4	1050,45 (50)	0,10	9,84	-	-
1055,93 (6)	(0,108)	3,35	-	1056,09 (50)	0,05	11,00	1056,4	0,09
1062,77 (6)	0,0838	3,92	-	-	-	-	-	-
1067,78 (18)	0,0384	9,40	(49-22)	-	-	-	-	-
1070,89 (3)	(0,416)	1,98	18-4	1071,08 (30)	0,39	8,97	1071,10	0,40
1074,27 (9)	0,105	4,06	-	-	-	-	-	-
1077,23 (15)	0,0501	7,87	-	-	-	-	-	-
1082,94 (9)	0,0713	5,07	-	-	-	-	-	-
1086,3 (10)	0,0954	4,30	(49-21)	-	-	-	-	-

E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	L(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
1092,87(8)	0,0903	4,18	(43-15)	-	-	-	-	-
1096,266(26)	0,616	1,87	19-4	1096,30(30)	0,60	9,19	1096,40	0,65
1105,10(12)	0,0547	6,31	(28-6)	-	-	-	-	-
			(41-11)					
1111,36(13)	0,0665	6,91	(37-10)	-	-	-	-	-
1129,55(13)	0,0654	7,04	(33-7)	-	-	-	-	-
			(52-24)					
1132,23(3)	0,386	2,13	20-4	1132,17(30)	0,43	9,11	1132,30	0,41
1140,51(6)	(0,205)	3,20	-	-	-	-	-	-
1142,83(4)	0,397	2,48	16-3	1142,36(30)	0,40	9,18	1142,30	0,40
1147,53(13)	0,696	2,12	-	1147,42(-)	0,31	9,18	1147,70	0,33
1149,731(25)	2,516	1,89	10-2	1149,71(30)	2,58	9,08	1149,70	2,68
-	-	-	24-5	1150,50(100)	0,24	9,58	-	-
1157,49(8)	0,0718	4,81	(38-10)	-	-	-	-	-
-	-	-	-	-	-	-	1164,6	0,09
1171,01(7)	0,0980	4,02	-	-	-	-	-	-
1174,414(87)	0,882	1,86	21-4	1174,26(30)	1,12	9,12	1174,50	0,95
			26-5					
1192,172(27)	0,972	1,86	22-4	1192,33(30)	0,95	9,30	1192,30	1,00
1209,609(27)	1,797	1,92	23-4	1209,70(30)	1,76	9,13	1209,70	1,79
1217,79(11)	0,0545	6,33	-	-	-	-	-	-
1224,26(12)	0,0501	6,89	(51-21)	-	-	-	-	-
1228,95(5)	0,160	2,78	-	1228,67(50)	0,11	14,00	1228,90	0,20

E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
1235,42(7)	0,119	3,74	(37-8)	-	-	-	-	-
1238,86(6)	0,278	2,96	(32-6)	-	-	-	-	-
1241,19(11)	0,117	7,04	44-13	1241,34(30)	0,20	8,57	1239,4	0,25
1254,57(10)	0,0598	5,77	-	-	-	-	-	-
1264,75(11)	0,095	6,90	-	-	-	-	-	-
1270,62(7)	0,140	3,53	-	-	-	-	-	-
1278,05(16)	0,0394	8,75	-	-	-	-	-	-
1286,90(5)	0,200	3,28	-	1286,61(50)	0,16	12,00	-	-
1291,73(13)	0,0563	6,71	(44-11)	-	-	-	-	-
1302,27(4)	0,447	2,57	46-13	1302,40(30)	0,25	9,21	1302,00	0,67
1304,63(4)	0,595	2,21	10-1	1304,37(50)	0,51	9,13	1304,30	0,67
1307,93(3)	0,747	1,98	29-5	1307,93(50)	0,73	9,03	1307,70	0,79
1314,29(22)	0,0291	12,43	-	-	-	-	1313,9	0,98
1321,19(8)	0,223	5,88	(34-6)	1322,99(30)	1,30	9,01	1322,80	1,39
1323,13(3)	1,25	2,11	14-2	-	-	-	-	-
1332,26(3)	1,17	1,97	26-4	1332,34(30)	1,51	8,97	1332,10	1,17
1336,96(3)	0,460	2,14	-	1337,18(30)	0,43	9,47	1336,7	0,43
1349,79(4)	0,227	2,17	-	1349,88(30)	0,24	9,09	1349,5	0,19
1353,87(9)	0,0795	4,96	(43-10)	-	-	-	-	-
1363,99(23)	0,0287	12,00	-	-	-	-	-	-
1371,47(11)	0,0709	5,56	-	-	-	-	-	-
1375,39(22)	0,0328	11,50	(38-7)	-	-	-	-	-
1385,54(5)	0,176	2,80	-	1385,61(50)	0,12	13,00	1385,3	0,24
1392,34(12)	0,0555	6,80	-	-	-	-	-	-
1398,49(7)	0,110	3,88	-	-	-	-	-	-

$E(\Delta E)$ keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	$E(\Delta E)$ keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
1402,77(4)	(0,393)	2,09	48-13	1402,86(30)	0,34	8,73	1402,80	0,35
1433,61(8)	0,207	5,56	(41-7) (45-10)	-	-	-	-	-
1435,72(4)	1,867	1,93	50-15 28-4	1435,68(30)	2,00	8,64	1435,70	2,06
1449,6(10)	0,105	4,69	(37-6)	-	-	-	-	-
1452,84(4)	0,639	2,06	-	1452,75(30)	0,50	8,74	1452,90	0,64
1457,08(4)	1,39	2,13	12-1	1457,39(30)	1,53	8,55	1457,50	1,66
1459,21(7)	0,48	34,48	-	1460,80(30)	0,32	8,55	-	-
1462,67(5)	(0,511)	2,25	-	1463,34(30)	0,41	8,69	-	-
1465,40(40)	1,09	1,96	16-2	1465,35(30)	1,07	8,53	1465,50	1,13
1482,57(6)	0,199	2,48	-	-	-	-	-	-
1486,35(18)	0,0621	7,41	(26-3)	-	-	-	-	-
1489,67(14)	0,0751	6,35	(53-16)	-	-	-	-	-
1493,80(13)	0,092	5,36	-	-	-	-	-	-
1496,80(20)	0,054	9,09	(34-5) (38-6)	-	-	-	-	-
1505,01(7)	0,124	3,70	-	1506,32(100)	0,08	5,18	-	-
1509,38(15)	0,0688	6,92	(55-19)	-	-	-	-	-
1512,72(14)	0,0673	7,07	(47-10)	-	-	-	-	-
1516,94(6)	0,209	3,15	-	-	-	-	-	-
1521,0(5)	0,046	35,71	-	-	-	-	-	-
1522,8(3)	0,062	26,32	-	-	-	-	-	-

$E(\Delta E)$ keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	$E(\Delta E)$ keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
1530,18(4)	0,393	2,09	17-2	1530,27(30)	0,39	8,72	1530,60	0,36
1535,79(15)	0,0491	8,36	-	-	-	-	-	-
1543,98(14)	0,0590	6,96	(53-15)	-	-	-	-	-
			(50-12)					
1548,93(4)	0,565	2,03	18-2	1549,08(30)	0,52	8,67	1549,30	0,62
1556,51(12)	0,108	6,06	(54-16)	-	-	-	-	-
1559,60(24)	0,11	10,14	(35-5)	-	-	-	-	-
1561,91(10)	0,228	5,76	48-10	1561,64(50)	0,21	10,00	1561,90	0,25
1574,51(4)	0,783	1,89	19-2	1574,56(30)	0,79	8,12	1574,90	0,81
1585,75(19)	0,084	7,84	-	-	-	-	-	-
1589,43(12)	0,084	5,88	(50-11)	-	-	-	-	-
1601,20(7)	(0,151)	3,26	-	-	-	-	1601,70	0,22
1607,66(7)	0,264	3,11	-	-	-	-	-	-
1610,38(5)	0,473	2,43	20-2	1610,11(30)	0,51	8,61	1610,53	0,71
1618,28(23)	0,087	15,09	(44-7)	-	-	-	1619,1	0,18
			(51-11)					
			(55-16)					
1620,63(23)	0,16	6,32	(16-1)	-	-	-	-	-
			(29-3)					
1649,29(24)	0,0420	10,94	-	-	-	-	-	-
1653,74(8)	0,263	4,12	21-2	1652,92(30)	0,24	8,65	1652,80	0,26
1657,75(27)	0,0301	14,21	(42-6)	-	-	-	-	-

E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
1666,54 (24)	0,048	10,34	-	-	-	-	-	-
1669,76 (7)	0,319	2,58	22-2	1669,45 (30)	0,29	5,19	1670,00	0,31
1673,3 (4)	0,023	21,43	(55-15)	-	-	-	-	-
1682,07 (23)	0,062	10,53	-	-	-	-	-	-
1684,9 (4)	0,039	16,67	(17-1)	-	-	-	-	-
1688,28 (6)	0,302	2,72	23-2	1688,58 (30)	0,25	8,58	1688,40	0,15
			31-3					
1694,0 (3)	0,0274	16,17	(43-6)	-	-	-	-	-
1701,2 (8)	0,030	22,22	-	-	-	-	-	-
1702,64 (14)	0,103	6,35	(39-5)	-	-	-	-	-
1706,22 (17)	0,074	6,67	-	-	-	-	-	-
1715,75 (6)	0,461	2,14	(35-4)	-	-	-	1715,60	0,57
			(40-5)					
1719,84 (12)	0,090	5,45	(54-12)	-	-	-	-	-
1727,47 (13)	0,099	6,67	(32-3)	-	-	-	-	-
			(51-10)					
1731,1 (3)	0,082	16,00	(41-5)	-	-	-	-	-
			(47-7)					
1733,25 (12)	0,191	7,76	(36-4)	-	-	-	-	-
1744,67 (26)	0,066	15,00	-	-	-	-	-	-
1747,34 (23)	0,105	7,81	-	-	-	-	-	-
1750,41 (10)	0,158	4,17	-	-	-	-	-	-
1765,17 (9)	0,118	4,17	(52-10)	-	-	-	-	-

$E(\Delta E)$ keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	$E(\Delta E)$ keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
1775,76 (8)	0,217	3,03	-	-	-	-	-	-
1782,42 (9)	0,240	2,74	(37-4)	-	-	-	-	-
1785,84 (7)	0,286	2,87	24-2	1786,00 (50)	0,14	19,00	1785,20	0,34
-	-	-	-	-	-	-	1795,1	0,20
1802,11 (6)	1,37	1,91	25-2	1802,11 (30)	1,37	6,57	1801,80	1,42
1806,74 (8)	0,220	2,99	21-1	1807,13 (50)	0,22	7,42	-	-
1810,21 (7)	(0,353)	2,33	26-2	1810,33 (50)	0,36	6,82	-	-
1821,47 (9)	0,149	3,30	-	-	-	-	-	-
1827,3 (10)	0,123	4,00	-	-	-	-	-	-
1842,93 (15)	0,072	6,82	(23-1)	-	-	-	-	-
1847,32 (11)	0,117	4,23	-	-	-	-	-	-
1853,22 (9)	0,195	3,36	47-6	1853,56 (50)	0,17	7,53	1853,8	0,26
1856,73 (23)	0,051	9,68	-	-	-	-	-	-
1865,10 (7)	0,751	2,19	27-2	1865,17 (50)	0,76	6,26	1865,50	1,27
1867,9 (10)	(0,315)	3,13	(27-2)	-	-	-	-	-
1871,27 (13)	0,117	5,63	(40-4)	-	-	-	-	-
1879,43 (3)	0,14	20,24	-	-	-	-	-	-
1881,27 (13)	0,330	8,46	-	1880,64 (30)	0,41	6,82	1880,80	0,48
1887,94 (8)	0,322	2,55	41-4	1887,97 (50)	0,29	6,36	1888,30	0,38
1896,91 (11)	0,123	4,00	-	-	-	-	-	-
1901,18 (23)	0,072	9,09	(48-6)	-	-	-	-	-
1904,35 (9)	0,328	2,50	-	1904,31 (50)	0,28	8,47	1904,6	0,35
1907,78 (20)	0,069	9,52	-	-	-	-	-	-

E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
1917,15(22)	0,066	10,00	-	-	-	-	-	-
1930,85(8)	0,384	2,14	-	1930,85(30)	0,37	6,53	1930,70	0,33
1937,53(15)	(0,156)	8,42	37-3	1938,96(50)	0,27	8,13	1938,90	0,59
1939,94(14)	(0,212)	6,20	(24-1)	1943,74(50)	0,34	7,29	1944,10	0,47
1943,97(9)	(0,345)	2,38	29-2	1957,74(30)	1,26	5,77	1958,00	1,17
1956,78(14)	0,48	13,79	25-1	-	-	-	-	-
1958,16(10)	(0,89)	7,41	-	1971,67(30)	0,31	7,69	1971,90	0,37
1964,4(10)	0,197	3,33	(26-1)	-	-	-	-	-
1971,75(9)	0,402	2,04	-	-	-	-	-	-
1978,2(10)	0,266	2,47	-	-	-	-	-	-
1981,82(12)	(0,149)	4,40	-	-	-	-	-	-
1990,14(12)	0,154	4,26	(42-4)	-	-	-	-	-
1993,48(14)	0,149	4,40	-	-	-	-	-	-
1997,37(14)	0,140	4,71	-	-	-	-	-	-
2001,09(11)	0,166	3,96	-	-	-	-	-	-
2008,88(18)	0,105	7,81	-	-	-	-	-	-
2011,7(10)	(0,486)	2,36	31-2	2011,20(30)	0,46	6,02	2011,80	0,69
2022,92(9)	1,063	1,85	27-1	2022,76(30)	1,06	5,66	2023,10	1,14
2032,6(10)	(1,181)	2,09	-	2033,00(30)	0,31	5,55	-	-
2035,07(10)	0,484	3,05	-	2035,30(30)	0,41	5,43	2034,90	0,54
2041,0(10)	0,517	2,22	41-3	2040,67(30)	0,51	5,42	2041,3	0,56
2044,53(12)	0,195	3,36	-	-	-	-	-	-
2049,3(10)	0,614	2,14	32-2	2049,46(30)	0,60	5,76	2049,30	0,65

$E(\Delta E)$ keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	$E(\Delta E)$ keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
2059,99 (11)	0,232	2,84	33-2	2059,70 (30)	0,24	5,80	2059,80	0,34
2065,55 (22)	0,053	9,38	-	-	-	-	-	-
2069,99 (11)	0,205	3,20	28-1	2069,43 (30)	0,23	6,47	2069,60	0,29
2084,64 (12)	0,161	4,08	-	2084,45 (20)	0,14	14,00	2084,4	0,21
2090,15 (17)	0,118	6,94	(54-7)	-	-	-	-	-
2097,05 (12)	0,51	32,26	-	2096,71 (50)	0,44	8,88	-	-
2099,51 (12)	0,514	3,51	29-1	2099,33 (50)	0,61	7,19	2098,10	0,52
2107,64 (13)	(0,358)	5,50	-	2108,01 (30)	0,34	7,81	-	-
2109,95 (25)	0,16	100,00	-	-	-	-	-	-
2113,34 (16)	(0,128)	6,41	-	-	-	-	-	-
2129,12 (16)	0,232	7,80	-	-	-	-	-	-
2131,69 (12)	1,324	2,11	34-2	2130,85 (30)	1,17	6,08	2131,90	1,59
2134,30 (13)	0,530	3,72	-	2133,38 (50)	0,69	7,24	-	-
2138,24 (20)	(0,082)	8,00	-	-	-	-	-	-
			-	2144,86 (50)	0,52	5,68	-	-
2145,37 (12)	0,739	2,00	42-3	2145,80 (50)	0,13	8,47	2145,20	0,70
2153,66 (15)	0,168	4,90	-	-	-	-	-	-
2156,75 (13)	0,287	2,86	-	-	-	-	2155,2	0,39
2165,42 (13)	0,217	3,03	31-1	2165,17 (50)	0,14	14,00	-	-
2171,01 (14)	0,130	3,80	-	2171,35 (50)	0,13	17,00	-	-
2182,16 (14)	0,169	3,88	-	-	-	-	-	-
2186,82 (14)	0,205	3,20	-	-	-	-	-	-
2190,56 (17)	0,209	4,72	-	-	-	-	-	-

E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
2193,36 (13)	0,539	2,74	35-2	2192,52 (30)	0,59	5,96	2192,70	0,36
2201,89 (18)	(0,107)	6,15	-	-	-	-	-	-
2205,36 (14)	0,214	3,08	(32-1)	-	-	-	-	-
2212,12 (15)	0,263	3,75	(36-2)	-	-	-	-	-
2215,19 (13)	1,038	2,06	(33-1)	-	-	-	2214,80	0,92
2219,61 (14)	0,616	2,93	-	-	-	-	-	-
2222,79 (15)	(1,36)	6,02	-	-	-	-	-	-
2224,42 (16)	1,00	9,84	-	-	-	-	-	-
2228,99 (14)	0,307	2,67	-	-	-	-	-	-
2233,29 (18)	(0,123)	5,33	-	-	-	-	-	-
2237,43 (15)	(0,238)	2,76	-	-	-	-	-	-
2246,93 (14)	0,325	2,53	-	2246,89 (50)	0,26	7,16	2246	2,51
2252,98 (14)	0,473	2,43	-	-	-	-	-	-
2256,50 (15)	0,649	2,03	-	2255,08 (30)	0,60	7,14	-	-
2260,41 (16)	0,834	5,51	37-2	-	-	-	-	-
2262,21 (15)	1,63	4,04	-	2260,56 (30)	2,07	3,12	2261,30	2,26
2268,49 (16)	0,148	3,33	-	-	-	-	-	-
2285,66 (17)	0,621	5,56	34-1	2286,72 (30)	1,26	5,73	2286,00	0,61
2287,67 (16)	0,869	4,54	(46-3)	-	-	-	-	-
2292,27 (16)	0,245	2,68	-	-	-	-	-	-
2296,48 (16)	0,345	2,86	-	-	-	-	-	-
2299,67 (19)	0,241	3,40	-	-	-	-	-	-

E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	E keV	I
2303,20 (25)	0,156	5,26	-	-	-	-	-	-
2306,58 (17)	0,54	30,30	38-2	2306,77 (30)	0,63	6,02	2306,70	0,47
2309,29 (21)	0,245	6,04	-	-	-	-	-	-
2313,09 (21)	0,105	6,25	-	-	-	-	-	-
2326,54 (19)	0,112	4,41	-	2327,05 (100)	0,11	7,52	-	-
2333,47 (22)	0,094	7,02	-	-	-	-	-	-
2337,02 (17)	0,369	2,67	39-2	2336,55 (30)	0,46	5,26	2336,40	0,40
2347,58 (17)	0,654	2,51	35-1	2348,39 (30)	1,07	5,35	2348,00	1,12
2350,23 (17)	0,448	3,30	(40-2)	-	-	-	-	-
2364,40 (23)	0,218	12,03	41-2	2365,32 (30)	0,44	5,26	2364,90	0,47
2366,40 (21)	0,279	9,41	36-1	-	-	-	-	-
2376,90 (14)	0,146	4,49	-	-	-	-	-	-
2385,90 (19)	0,161	4,09	-	-	-	-	-	-
2394,75 (18)	0,333	2,46	-	2394,18 (50)	0,44	4,37	2394,00	0,46
2406,38 (22)	0,168	6,86	-	2407,39 (50)	0,32	6,24	-	-
2409,10 (25)	0,138	8,33	-	-	-	-	-	-
2414,34 (22)	0,185	6,19	(49-3)	-	-	-	-	-
2417,0 (3)	0,090	12,73	-	-	-	-	-	-
2430,6 (6)	0,031	21,05	-	-	-	-	-	-
2441,76 (22)	(0,230)	6,43	-	2442,09 (50)	0,14	7,13	2442,8	0,60
2444,23 (22)	0,236	6,25	-	-	-	-	-	-
2450,23 (21)	(0,146)	3,37	-	-	-	-	-	-
2457,01 (22)	0,135	4,88	-	-	-	-	-	-
2461,66 (21)	0,531	2,17	38-1	2461,14 (30)	0,50	7,07	2461,10	0,69

$E(\Delta E)$ keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	$E(\Delta E)$ keV	I	$\Delta I\%$
2469,4(4)	0,038	13,04	-	-	-	-
2474,45(22)	0,179	3,67	-	2474,93(50)	0,23	5,27
2488,10(21)	0,578	1,99	-	2487,61(30)	0,66	5,26
2495,26(26)	0,072	6,82	-	-	-	-
2505,27(22)	1,079	2,28	40-1	2505,37(50)	1,23	4,38
2507,90(23)	0,347	4,27	-	-	-	-
2512,70(22)	0,486	2,03	-	-	-	-
2524,7(9)	0,030	22,22	(50-3)	-	-	-
2527,93(24)	0,214	4,62	-	2527,77(100)	0,17	5,33
2542,48(28)	0,108	6,06	-	-	-	-
2545,79(24)	0,409	2,41	-	2544,79(30)	0,46	7,07
2554,28(25)	0,163	4,04	-	2553,67(50)	0,10	7,07
2558,2(3)	0,122	6,76	-	-	-	-
2561,3(3)	0,112	8,82	-	-	-	-
2566,90(25)	(0,232)	2,84	-	-	-	-
2583,1(4)	0,098	8,33	-	2582,05(100)	0,14	5,28
2586,4(5)	0,090	9,09	-	-	-	-
2589,51(28)	(0,166)	5,88	-	-	-	-
2598,45(27)	0,197	5,00	-	-	-	-
2601,7(3)	0,146	5,62	-	-	-	-
2605,7(3)	0,373	9,69	55-4	2606,53(30)	0,74	5,26
2608,0(3)	0,376	7,86	-	-	-	-
2611,31(29)	0,266	4,94	-	2611,26(50)	0,20	5,53

E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$
2615,4 (3)	0,122	5,41	-	-	-	-
2619,2 (4)	0,094	7,02	-	-	-	-
2623,3 (3)	0,521	9,15	42-1	2623,36 (30)	0,81	6,88
2625,2 (4)	0,21	23,08	-	-	-	-
2629,4 (3)	0,089	7,41	-	-	-	-
2642,1 (3)	0,103	7,94	-	-	-	-
2648,3 (3)	0,087	5,66	-	-	-	-
2658,2 (3)	0,151	4,35	43-1	2657,37 (50)	0,27	11,18
2661,9 (3)	0,223	3,68	-	-	-	-
2665,6 (3)	0,232	4,26	-	2667,77 (50)	0,40	6,83
2668,7 (3)	0,220	4,48	-	-	-	-
2673,2 (3)	0,112	5,88	-	-	-	-
2679,9 (3)	0,164	6,00	-	2681,52 (30)	0,37	7,07
2682,8 (3)	0,207	4,76	-	-	-	-
2688,7 (3)	0,149	4,40	-	2688,46 (30)	0,37	7,07
2697,7 (3)	0,138	7,14	-	-	-	-
2700,8 (3)	0,146	5,62	-	-	-	-
2705,0 (3)	0,187	3,51	44-1	2703,80 (50)	0,17	11,18
2713,1 (3)	0,227	2,90	-	2712,63 (50)	0,15	10,46
2720,7 (4)	0,087	7,55	-	-	-	-
2724,6 (3)	0,220	3,73	-	-	-	-
2728,5 (3)	0,122	5,41	-	-	-	-
2733,9 (3)	0,271	3,03	-	2734,08 (50)	0,23	11,69

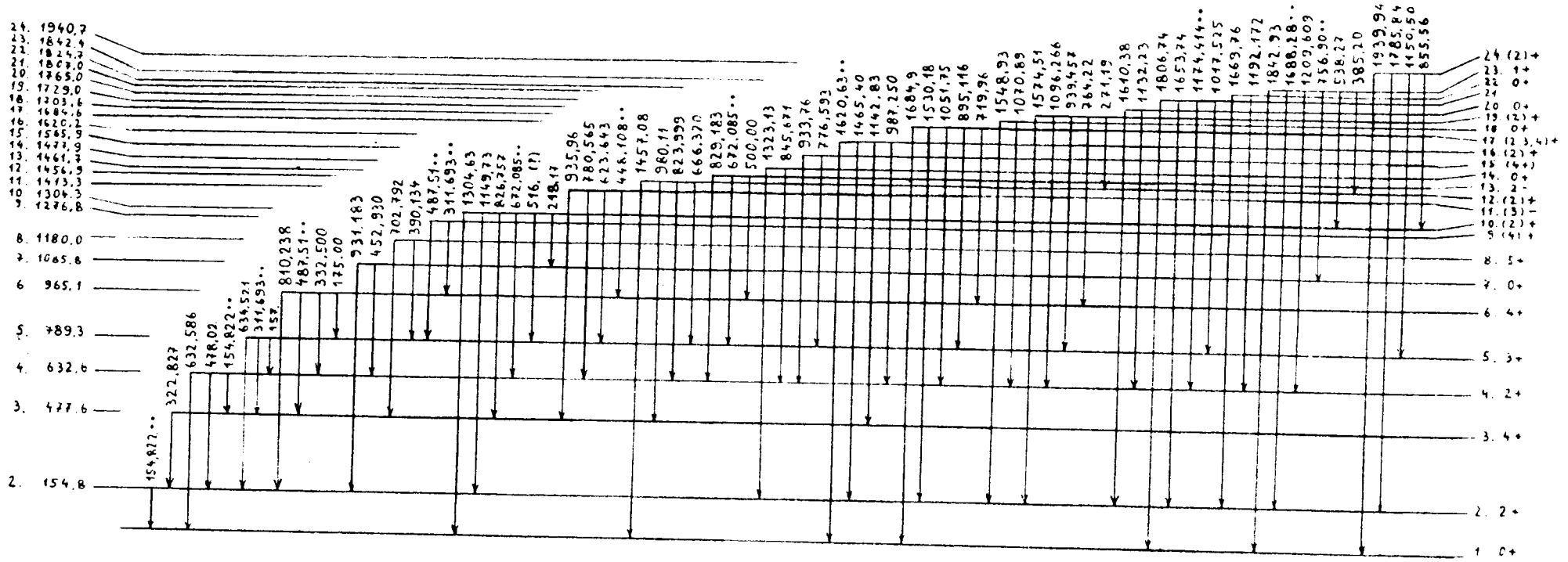
E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$	prelaz	E(ΔE) keV	I	$\Delta I\%$
2738,1(3)	0,621	3,44	45-1	2738,27(50)	0,87	5,47
2740,8(4)	0,330	4,98	-	-	-	-
2744,3(4)	0,164	6,00	-	-	-	-
2749,5(4)	0,090	9,09	-	-	-	-
2752,8(4)	0,095	8,62	-	-	-	-
2763,5(4)	0,122	10,81	-	2764,75(50)	0,32	5,45
2766,2(4)	0,164	9,00	-	-	-	-
2772,3(6)	0,026	18,75	-	-	-	-
2782,4(4)	0,117	4,23	-	-	-	-
2797,2(4)	0,053	9,38	-	-	-	-
2802,0(6)	0,023	21,43	-	-	-	-
2808,3(4)	0,084	5,88	-	-	-	-
2817,8(4)	0,383	2,58	47-1	2817,02(30)	0,44	7,07
2829,6(4)	0,080	6,12	-	2829,03(100)	0,08	10,32
-	-	-	-	2830,99(100)	0,07	31,70
2850,9(4)	0,141	4,65	-	-	-	-
2855,7(4)	0,194	3,39	-	2854,34(50)	0,21	6,24
2860,9(4)	0,061	8,11	-	-	-	-
2865,5(4)	0,151	4,35	(48-1)	-	-	-
2875,2(4)	0,406	2,43	-	-	-	-
2879,9(4)	0,186	3,54	-	2879,32(50)	0,26	9,82

Napomene: za intenzitete navedene u zagradi postoji doprinos fona

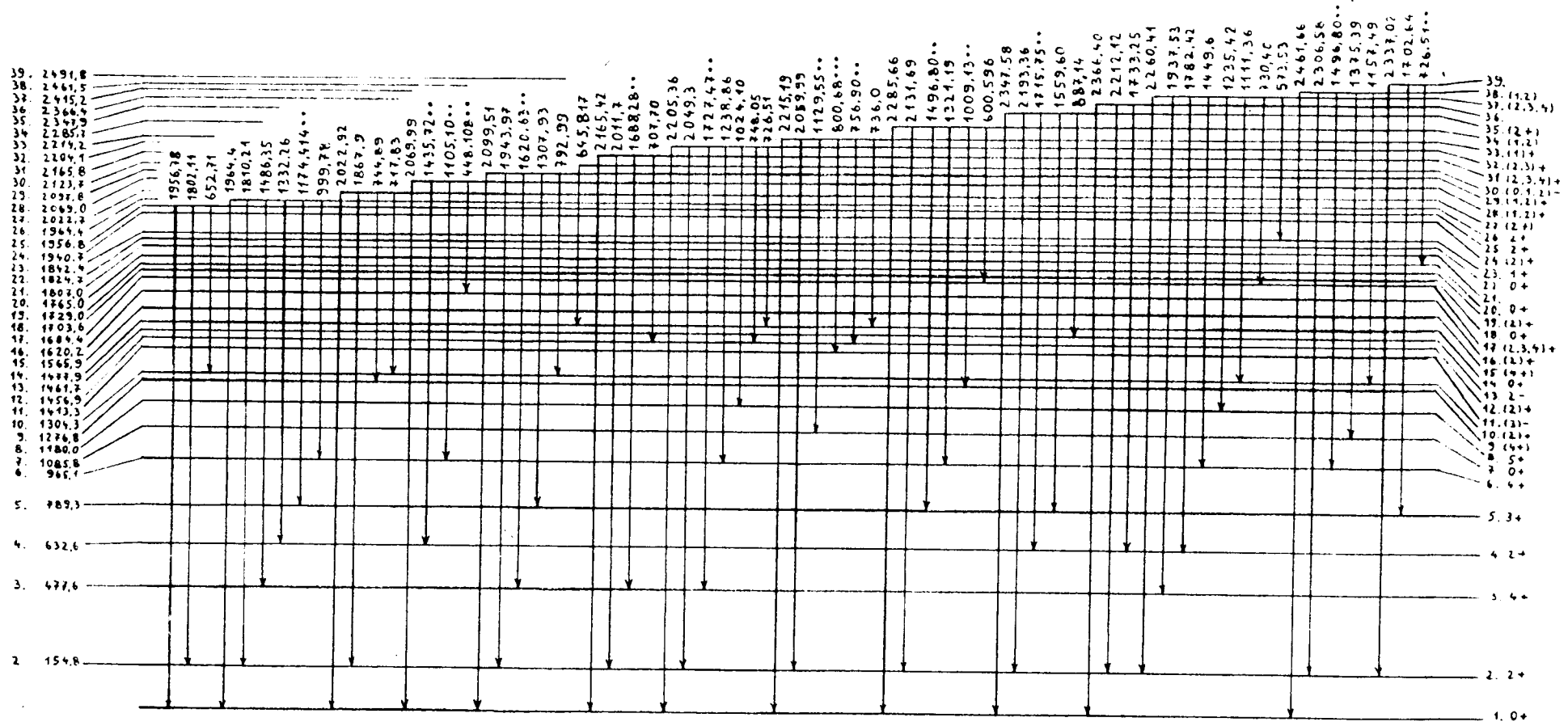
* relativni intenziteti određeni iz koincidentnih spektara pomnoženi faktorom normiranja (0,1643)

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

87

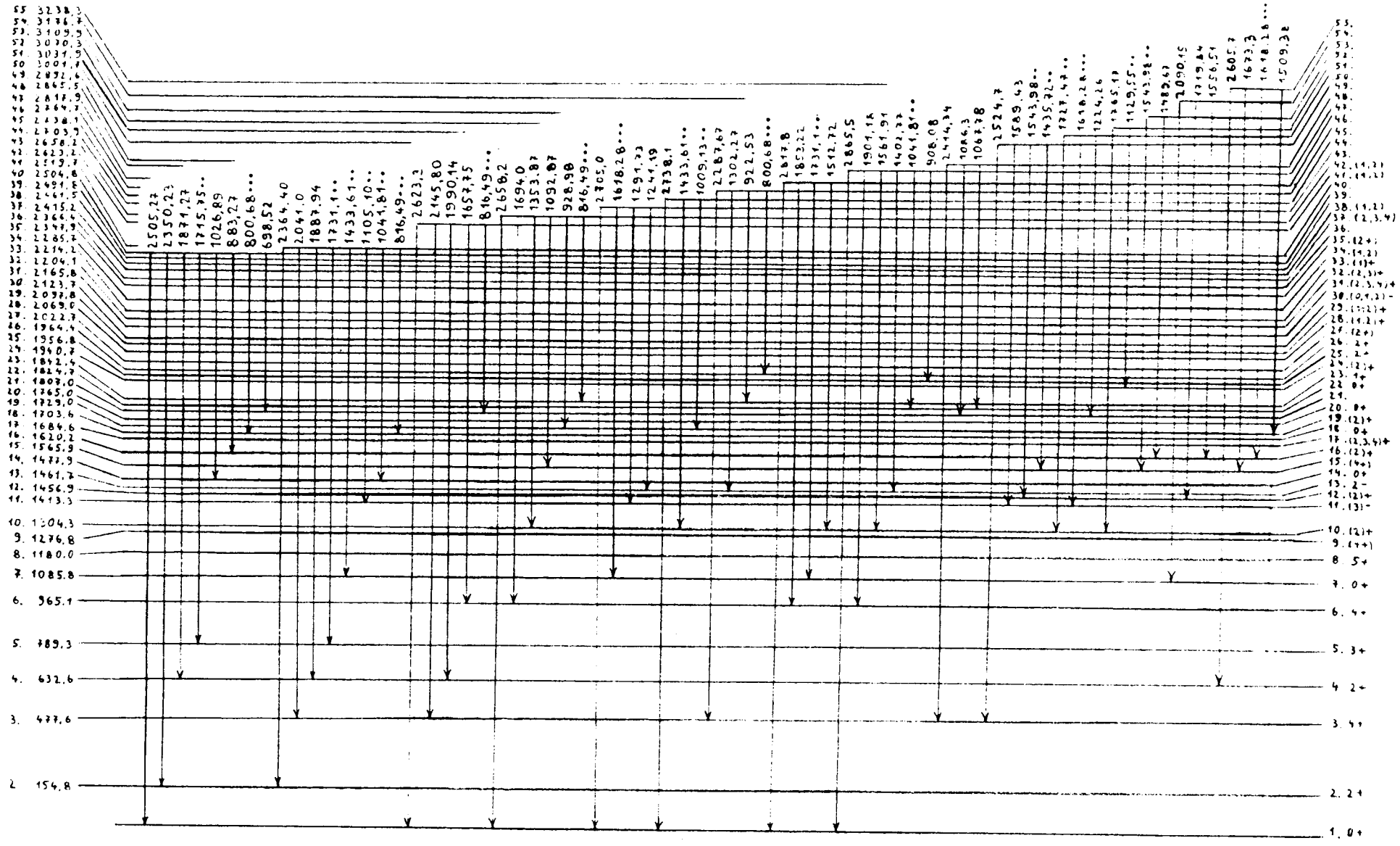


Šema raspada pobuđenih stanja ^{188}Os naseljenih zahvatom termalnih neutrona (2. deo)



Šema raspada pobuđenih stanja ^{188}Os naseljenih zahvatom termalnih neutrona (3. deo)

50



eksperimente. Dobra statistika i kompjuterska obrada svake pojedine linije, omogućili su veoma precizno određivanje intenziteta i energija prelaza, sa greškom od tipično oko 5%, odnosno oko 0,01%. Potrebno je ipak istaći, da položaj mnogih linija u ranije određenoj šemi raspada pobuđenih stanja (ref. 9), ukazuje da su greške za energije prelaza u značajnoj meri potcenjene, verovatno čak i za ceo red veličine.

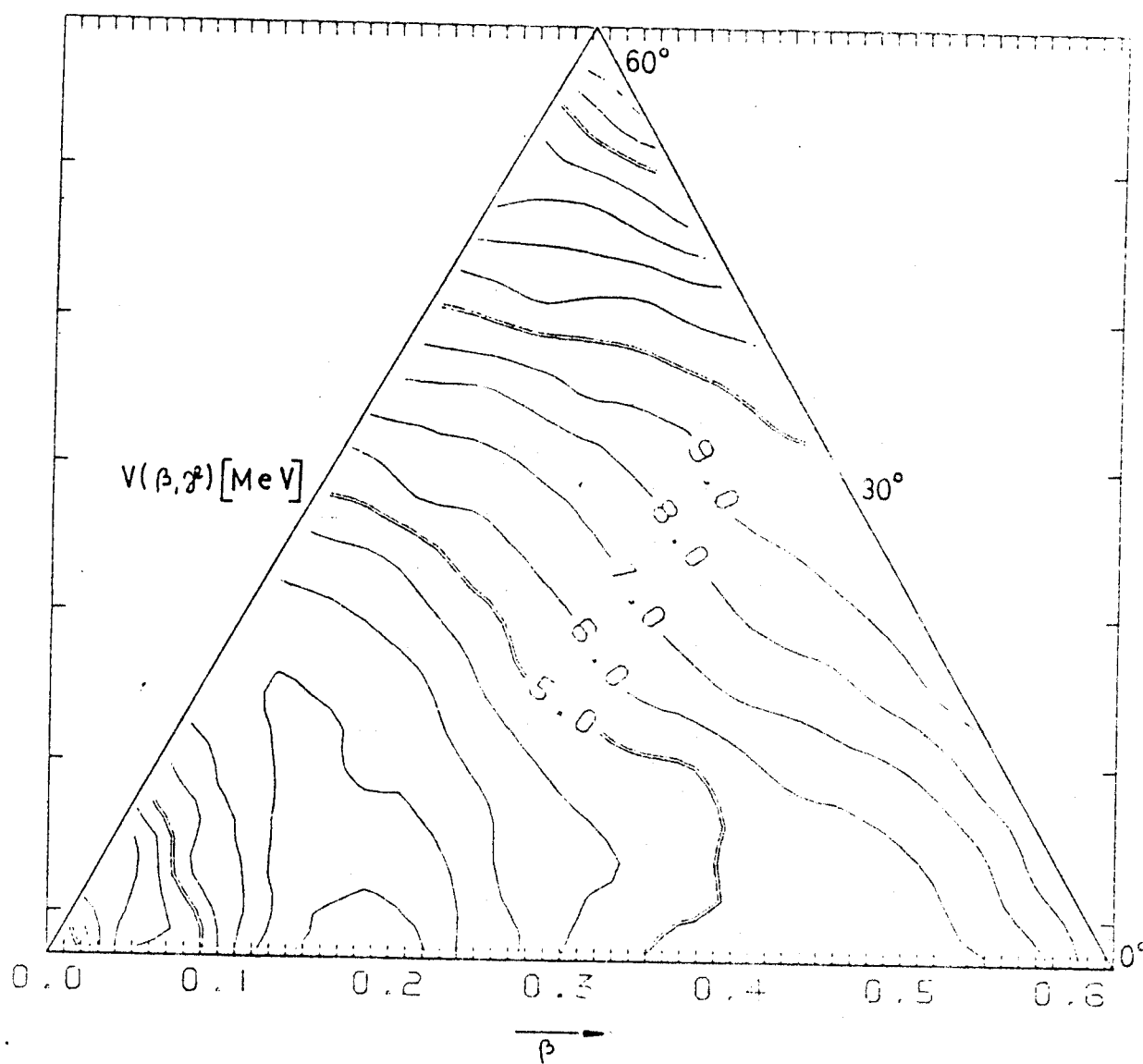
Na osnovu analize direktnog i koincidentnih spektara, dopunjena je šema raspada pobuđenih stanja data u referenci 9, iz koje su potpuno preuzete vrednosti spina i parnosti nivoa, kao i vrednosti energija onih prelaza, koje nisu mogle biti određene zbog maskiranosti fonskim zračenjem.

VI a. Oblik osnovnog stanja ^{188}Os

Odnos energija prva dva pobuđena nivoa $E(4^+)/E(2^+)=3,09$, ukazuje na to da prelazno jezgro ^{188}Os u osnovnom stanju ima oblik prolate. Ovo se jasno može uočiti na slikama 6 i 7 gde je prikazana funkcija potencijalne energije osnovnog stanja ^{188}Os u zavisnosti od parametara deformacije β i γ , odnosno na slici 8 gde je potencijalna energija data na osama β - γ ravni ($\gamma=0^\circ$ i $\gamma=60^\circ$). Ove vrednosti su izračunate na osnovu modela dinamičke deformacije (ref.10).

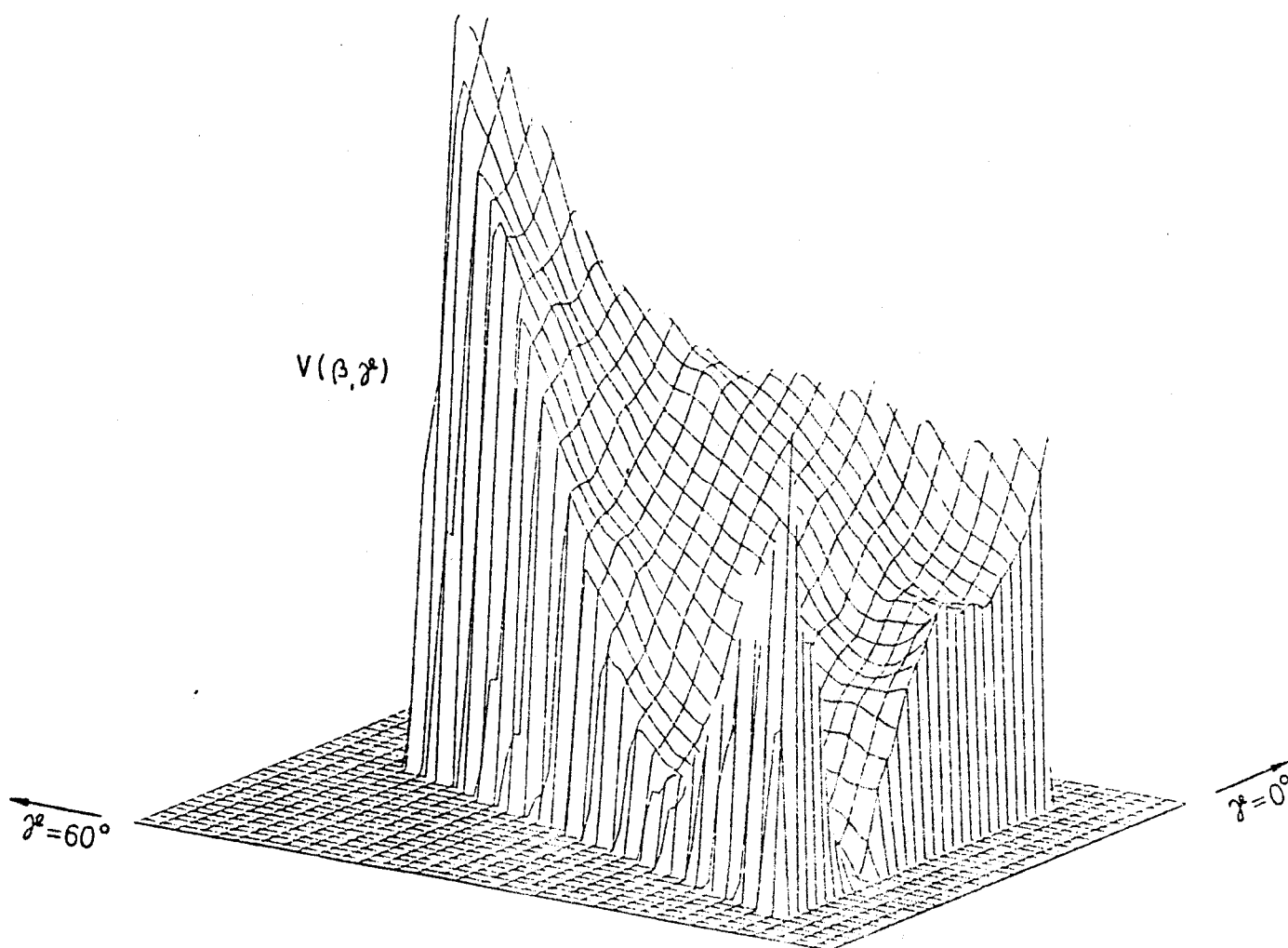
Od tri minimuma potencijalne energije sa koordinatama $(0,2; 0^\circ)$, $(0,2;60^\circ)$ i $(0,5;0^\circ)$ najniži je onaj prvi. Nulta energija oscilovanja ima vrednost 2,15MeV, pa se na slici 8 vidi da parametar β (mera totalne deformacije jezgra), može da osciluje između vrednosti 0,12 i 0,24.

Površina funkcije potencijalne energije u - mreži
 ^{188}Os u osnovnom stanju



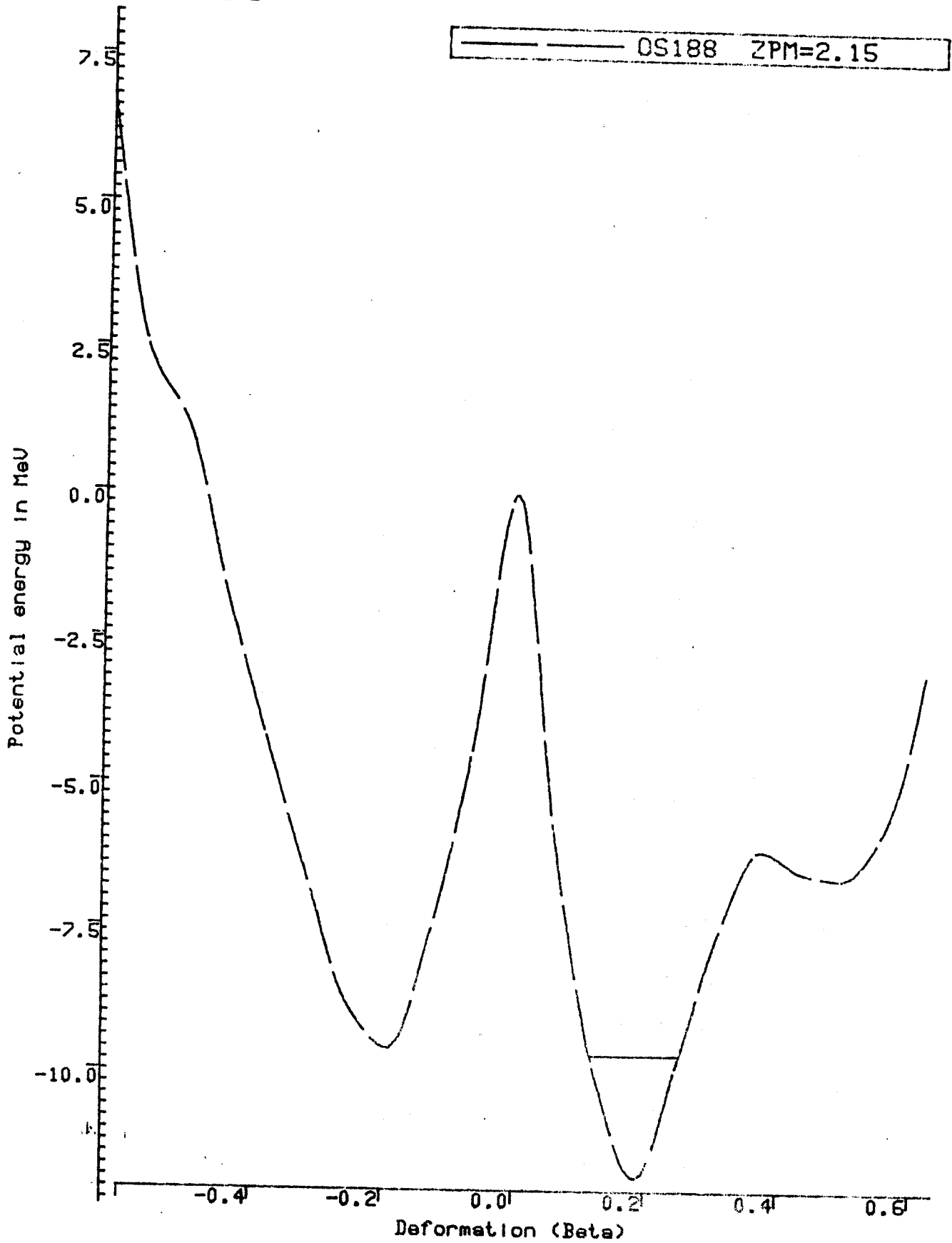
slika 6

Izometrički prikaz funkcije potencijalne energije
 ^{188}Os u osnovnom stanju



slika 7

POTENTIAL ENERGY vs BETA
FOR OS188 ISOTOPE



OBLATE

PROLATE

slika 8

VII

POBOLJŠANJA U ODNOSU NA PRETHODNE EKSPERIMENTE

Proučavanje jezgra $^{188}_{76}\text{Os}$, kao i ostalih parno-parnih jezgra iz prelazne oblasti, veoma je značajno za rešavanje aktuelnih problema određivanja nuklearne strukture. To zahteva da se izvrši identifikacija i precizno određivanje energija i ostalih osobina niskoenergijskih nivoa.

Izuzetno kompleksna šema pobuđenih nivoa $^{188}_{76}\text{Os}$, proučavana je pomoću beta raspada $^{188}_{77}\text{Ir}$ (ref.14) i $^{188}_{75}\text{Re}$ (ref.15), kao i pomoću raznih nuklearnih reakcija (ref.16), uključujući posebno (n, γ) reakcije (ref.9,12,17,18,19).

Eksperimentalno proučavanje reakcije $^{187}_{76}\text{Os}(n,\gamma)^{188}_{76}\text{Os}$, izvršeno u Institutu Laue von Langevin u Grenoblu, rezultiralo je obiljem novih podataka. Zahvaljujući velikoj efikasnosti korišćenih Ge detektora, ostvarena je dobra statistika prilikom merenja, što je zajedno sa dobrom rezolucijom i kompjuterskom obradom svake pojedine linije, doprinelo da se dobiju spektri veoma dobrih karakteristika. Registrovano je 194 novih prelaza, a 78 je smešteno u šemu raspada pobuđenih stanja. Analiza koincidentnih spektara je omogućila da se identifikuje prelaz 4-3 (155keV), kao i da se potvrdi pretpostavka o postojanju prelaza 5-4 (157keV).

Merenja γ - γ direkcionih korelacija, kao i merenja spektara konverzionih elektrona dobijenih reakcijom $^{187}_{76}\text{Os}(n,e^-)^{188}_{76}\text{Os}$,

koja su takođe obavljena u sklopu ovih eksperimenata, ali nisu obrađena u ovom radu, omogućiće da se dobije mnogo novih podataka o spinu, parnosti, kvadrupolnom momentu, obliku jezgra i drugim osobinama pobuđenih stanja $^{138}_{76}\text{Os}$.

LITERATURA

1. J. Rainwater, Phys. Rev. 79 (1950) 432.
 A. Bohr, Math. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26 (1952) no. 14.
 A. Bohr i B.R. Mottelson, Math. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 27 (1953) no. 16.
 B.R. Mottelson i S.G. Nilsson, Math. Fys. Sur. Dan. Vid. Selsk. 1 (1959) no. 8.
2. M.A. Preston i R.K. Bhaduri u knjizi: Structure of the Nucleus, Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts, 1975
3. Rayleigh, Third Baron, The Theory of Sound, Vol II , Macmillan, London, 1877
4. K. Kumar i M. Baranger, Nucl. Phys. A92 (1967) 608.
 M. Baranger i K. Kumar, Nucl. Phys. A110 (1968) 490.
 M. Baranger i K. Kumar, Nucl. Phys. A122 (1968) 241.
 K. Kumar i M. Baranger, Nucl. Phys. A122 (1968) 273.
5. A. Bohr i B.R. Mottelson u knjizi: Nuclear Structure, W.A. Benjamin, INC. 1975 , New York
6. D.R. Inglis, Phys. Rev. 96 (1954) 1059.
 S.G. Nilsson, Math. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 (1955) no. 16.
 V.M. Strutinski, Jadrernaža Fizika 3 (1966) 614.
7. 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.
8. J.P. Elliott, Procc. R. Soc. A245 (1958) 128.
 L. Wilets i M. Jean, Phys. Rev. 102 (1956) 788.
9. P. Fettweis i J.C. Dehaes, Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 314 (1983) 159.
10. M.J. Vesković, doktorska disertacija: Multipolnosti Elektromagnetnih Prelaza Atomskih Jezgara A~200, PMF Novi Sad 1989
11. E. Browne i R. Firestone, Table of Radioactive Isotopes
12. R.F. Casten, Privatne veze spomenute u ref. 16

13. U. Reus i W. Westmeier, Atomic Data and Nucl. Data Tables Vol. 29 (1983) no. 2.
14. R. Thompson, A. Ikeda, R.K. Sheline, J.C. Cunnane, S.W. Yates i P.J. Daly, Nucl. Phys. A245 (1975) 444.
15. M.D. Svoren, E.F. Zganjar i I.L. Hawk, Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 272 (1975) 213.
16. B. Singh i D.A. Viggars, Nucl. Data 33 (1981) 275.
17. I.F. Barchuk, G.V. Belykh, V.I. Golyshkin, A.F. Ogorodnik, M.M. Tuchinskii i S.K. Kalinin, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 38 (1974) 75.
18. M.R. Macphail, R.F. Casten i W.R. Kane, Phys. Lett. 59B (1975) 435.
19. W.R. Kane, R.F. Casten, D.D. Warner, K. Schreckenbach, H. Faust i S. Balkeway: Neutron Capture Gamma ray spectroscopy and related topics. von Egidy, Gönnewein, Maier, (ed.). The Institute of Physics, Bristol-London, 1981