UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
KATEDRA ZA FIZIKU

Stančić P. Nada

PENETRACIONI EFEKAT U PROCESU MAGNETNE DIPOLNE KONVERZIJE U ${}_{92}U^{233}$

- D I P L O M S K I R A D -

INSTITUT ZA NUKLEARNE NAUKE "BORIS KIDRIČ" - VINČA
1973.

Prilikom izrade ovog rada, radjenog u Institutu za nuklearne nauke "Boris Kidrič" - Vinča, u Laboratoriji za fiziku, pomoć su mi pružili mnogi saradnici ove Laboratorije medju kojima se posebno zahvaljujem dr Lazaru Marinkovu, koji mi je predložio temu za diplomski rad. Zahvaljujem mu se takodje na pomoći prilikom realizacije rada kao i na ljudskom razumevanju i pažnji.

Posebnu zahvalnost dugujem dr Risti Stepiću koji me je sa velikim strpljenjem i pažnjom upućivao u eksperimentalni rad i dr Dragomiru Krpiću koji je u svakom trenutku bio spreman da dâ savet i omogućio da se ovaj rad što uspešnije završi.

Zahvaljujem se Pokrajinskoj zajednici za naučni rad APV, koja je obezbedila finasijska sredstva za realizaciju ovog rada.

U V O D

Jedan od važnijih zadataka nuklearne spektroskopije je teorijsko i eksperimentalno proučavanje procesa interne konverzije.

Sistematsko ispitivanje procesa interne konverzije je počelo još 1949. godine, radovima M.E. Rosea na izračunavanju koeficijenata unutrašnje konverzije uz grubu aproksimaciju tačkastog naelektrisanja jezgra. Velike razlike tako izračunate koeficijenata od eksperimentalno dobijenih, ukazale su na potrebu da se u račun uvede jezgro konačnih razmera. Tako su Sliv i Band (1) poboljšali teorijske vrednosti koeficijenata unutrašnje konverzije kao i njihove odnose. Uvodjenje konačnih dimenzija jezgra, preko adekvatnijeg oblika polja, označava se u literaturi kao "statički efekat", a teorijske vrednosti koeficijenata - statički koeficijenti.

Medjutim, neki eksperimentalno odredjeni konverzioni koeficijenti su se razlikovali od tabličnih vrednosti Sliva i Banda. Objašnjenja za ove anomalije su predložili Church i Weneser (3), ukazujući da koeficijenti unutrašnje konverzije mogu da zavise od detalja strukture jezgra. Ova uavisnost se označava kao dinamički efekt i prema Churchu i Weneseru može da prouzrokuje odstupanja eksperimentalnih od teorijskih koeficijenata unutrašnje konverzije u slučajevima zabrane elektromagnetne emisije. Uzimanjem u obzir dinamičkih efekata i dinamičkog - penetracionog parametra λ, koji je kvantitativno mera popravke na veličinu konverzionog koeficijenta, Church i Weneser su uspeli da objasne anomalne vrednosti konverzionih koeficijenata za neka jezgra.

Eksperimentalno odredjivanje penetracionog parametra λ ima dvostruki značaj. Prvi je u mogućnosti tačnijeg izračunavanja konverzionih koeficijenata. Hager i Seltzer (6) su dali prostu relaciju izmedju konverzionog koeficijenta za M1 prelaze i penetracionog parametra λ u obliku:

$$\beta = \beta_0 (1 + B_1 \lambda + B_2 \lambda^2)$$

gde je β_0 tzv. statički konverzioni koeficijent, a B_1 i B_2 su penetracioni koeficijenti tabelisani u (7).

Drugi značaj dobrog poznavanja λ , koji je bitan i za ovaj rad, je u mogućnosti odredjivanja strukturnih parametara jezgra, naročito efektivnog spinskog žiromagnetnog faktora.

Penetracioni parametar je racionalna funkcija od spinskog žiromagnetnog g_s - faktora. Za slučaj, kada se racionalna funkcija brzo menja u intervalu $g_{s,eff} \in (0,5-1,0)\ g_s$, moguće je poznavanjem λ , sa velikom tačnošću odrediti $g_{s,eff}$.

Penetracioni parametri λ u funkciji g_s, za neke prelaze u deformisanim jezgrima, su tabelisane u (2) .

U prvoj glavi ovog rada data je u konciznoj formi teorija penetracionog efekta u procesu interne konverzije magnetnog dipolnog zračenja i konačan izraz za penetracioni parametar u Nilssonovom bazisu. Smatrali smo da se nebi trebali detaljnije upuštati u razradu ove materije, jer se ona može naći dobro obradjena u ref. (2).

Druga glava obuhvata eksperimentalnu tehniku sa akcentom na glavnom aparatu - $\pi\sqrt{2}$ bezželjeznom spektrometru sa dvostrukim fokusiranjem, obradi spektra i podataka dobijenih za ${}_{92}U^{233}$.

U poslednjem odeljku analizirali smo ukratko rezultate dobijene za ${}_{92}U^{233}$.

I PENETRACIONI EFEKAT U PROCESU MAGNETNE MULTIPOLNE KONVERZIJE

Proces interne konverzije je direktan elektromagnetni proces u kome se jezgro iz nekog ekscitiranog stanja deekscitira u niže energetsko stanje emisijom elektrona iz elektronskog omotača.

Ovaj proces kvantitativno opisujemo konverzionim koeficijentom, koji se definiše kao odnos verovatnoće za konverzioni proces - W(e) i verovatnoće za emisiju gama-kvanta, $W(\gamma)$. Konverzioni koeficijent u zavisnosti od multipolnog reda i parnosti zračenja, može biti električni α_L i magnetni β_L. U ovom radu će nas interesovati samo magnetni konverzioni koeficijent dat izrazom:

$$\beta_L = \frac{W(e)}{W(\gamma)} \tag{1.1}$$

U aproksimaciji tačkastog naelektrisanja jezgra β_L je dat:

$$\beta_L = \frac{\frac{32\pi^3\omega^2\alpha}{2I_i+1}\left\{\sum_{M_i M_f}\left|\int d^3R\,\Psi_f^*\vec{\alpha}\vec{A}_{LM}\Psi_i\right|^2\sum_{m_i m_f}\left|\int d^3r\,\varphi_f^*\vec{\alpha}\,\vec{B}_{LM}\varphi_i\right|^2\right.}{\frac{8\pi\,d\omega}{2I_i+1}\sum_{M_i M_f}\left|\int d^3r\,\varphi_i^*\vec{\alpha}\,\vec{B}_{LM}\varphi_i\right|^2} \tag{1.2}$$

ili posle skraćivanja :

$$\beta_L = 4\pi^2\alpha\omega\sum_{m_i m_f}\left|\int d^3r\,\varphi_f^*\,\vec{\alpha}\,\vec{B}_{LM}\varphi_i\right|^2 \tag{1.3}$$

gde su:

Ψ i φ - protonske i elektronske talasne funkcije stanja u početnom (i) i krajnje (f) stanju,

r i R - su koordinate elektrona i protona i ovde je $R < r$

$\vec{\alpha}$ - Dirakova matrica

$\vec{A}_{LM}$ i $\vec{B}_{LM}$ - su vektorski multipolni potencijali

I_i - je spin inicijalnog nuklearnog stanja,

m_i i m_f - magnetni kvantni brojevi za elektron,

M_i, M_f - magnetni kvantni brojevi za proton

$i\omega$ - je energija koje se oslobodio proton u konverzionom procesu (u jedinicama $\hbar=1$).

Vidimo da u slučaju kada je $R < r$, konverzioni koeficijent zavisi samo od elektronskih talasnih funkcija, a ne i od nuklearnih.

Integracijom (1,3) po celom prostornom uglu dobijamo:

$$\beta_L(\varkappa_i)=\pi\alpha\omega\sum_{\varkappa_f}\frac{(2j_i+1)(2j_f+1)}{L(L+1)}\begin{pmatrix} j_i & j_f & L\\ 1/2 & -1/2 & 0\end{pmatrix}\left|T_{\varkappa_i\varkappa_f}(ML)\right|^2 \qquad (1.4)$$

gde su:

$\varkappa_i$ i $\varkappa_f$ - Dirakovi kvantni brojevi

j_i i j_f - kvantni brojevi mehaničkog momenta elektrona i

$T_{\varkappa_i\varkappa_f}(ML)$ - radijalni integral dat izrazom :

$$T_{\varkappa_i,\varkappa_f}=\int_0^\infty h_L(\omega r)\left[u_{\varkappa_i}v_{\varkappa_f}+u_{\varkappa_f}v_{\varkappa_i}\right]dr \qquad (1.5)$$

U_{if} i v_{if} su radijalne Dirakove funkcije vezanog i odlazećeg elektrona a $h_L(\omega_r)$ - Henkelova funkcija.

Simbol $\begin{pmatrix} a & b & c\\ d & e & f\end{pmatrix}$ predstavlja 3-j koeficijenat.

Ukoliko se uzmu u obzir i konačne dimenzije jezgra kao i interakcija elektron -jezgro, kad je elektronska koordinata manja od nuklearne, $r < R$, onda izraz za $\beta_L(\varkappa i)$ glasi:

$$B_L(\varkappa_i) = \pi\alpha\omega\sum_{\varkappa_f} \frac{(2j_i+1)(2j_f+1)}{L(L+1)} (\varkappa_i+\varkappa_f)^2 \begin{pmatrix} j_i & j_f & L \\ 1/2 & 1/2 & 0 \end{pmatrix} \left| T_{\varkappa_i,\varkappa_f} + P_{\varkappa_i,\varkappa_f} \right|^2 \quad (1.6)$$

gde je: $P_{\varkappa_i,\varkappa_f}$ penetracioni-dinamički matrični element i zavisi kako od multipolnosti i energije prelaza, tako i od strukture jezgra.

$$P_{\varkappa_i,\varkappa_f} = \int_0^{\infty} \vec{j}_N(R)\vec{A}^{*}_{LM}(m)\,\Theta_{\varkappa_i,\varkappa_f}(R)\,d^3R \left[\int_0^{\infty} \vec{j}_N \vec{A}^{*}_{LM}\, d^3R\right]^{-1} \quad (1.7)$$

a

$$\Theta_{\varkappa_i,\varkappa_f} = \frac{h_L(\omega R)}{j_L(\omega r)} \int_0^{R} j_L(\omega r)\left[u_{\varkappa_i} v_{\varkappa_f} + u_{\varkappa_f} v_{\varkappa_i}\right] dr - \int_0^{R} h_L(\omega r)\left[u_{\varkappa_i} v_{\varkappa_f} + u_{\varkappa_f} v_{\varkappa_i}\right] dr \quad (1.8)$$

Vrlo je nepodesno integraliti $\Theta_{\varkappa_i,\varkappa_f}$ u izrazu (1.7) jer mu je gornja granica neodredjena. Zbog toga se, u dobroj aproksimaciji, granice uzimaju od nule do R_o, gde je R_o-radijus jezgra (R_o=1,2 $A^{1/3}$fm). Ova aproksimacija omogućuje razvoj $\Theta_{\varkappa_i\varkappa_f}(R)$ u stepeni red oko 0. Zamenom reda u izraz (1.7) dobijamo:

$$P_{\varkappa_i,\varkappa_f}(ML) = i^L \frac{(2L-1)!!}{k(kR_o)^L}\, G_o(\varkappa_i\varkappa_f)\,\delta_{|\varkappa_f|\,min[|\varkappa_f|]} \cdot \lambda \quad (1.9)$$

gde je sa:

$$\lambda = \frac{\int d^3R\, \vec{j}_N \vec{A}_{LM}(m) \left(\frac{r}{R_o}\right)^2}{\int d^3R\, \vec{j}_N \vec{A}_{LM}(m)} \quad (1.10)$$

defenisan penetracioni-dinamički parametar za ML konverziju. λ zavisi samo od strukture jezgra, G_o samo od elektronskih funkcija stanja.

Umesto definicije (1.10) često se koristi sledeća:

$$\lambda = \frac{\langle I_f \| \hat{\vec{j}}_N \vec{A}_{LM}(m) \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \| I_i \rangle}{\langle I_f \| \hat{\vec{j}}_N \vec{A}_{LM}(m) \| I_i \rangle} \qquad (1.11)$$

koja joj je ekvivalentna, a dobijena je korišćenjem Wigner-Eckartove teoreme i definisanjem operatora nuklearne struje $\hat{\vec{j}}_N$.

Za dalje razmatranje penetracionog parametra uvodimo Nilssonov jednočestični model jake sprege. On predstavlja varijantu deformisanog shell-modela i u graničnom slučaju, odsustva deformacije, se poklapa sa njim.

Dinamički parametar u Nilssonovom bazisu je izračunat i dat u ref. (2). Mi se zadržavamo samo na poslednjem izrazu sa kraćom diskusijom:

$$\lambda = \frac{\langle I'K' \| \hat{P}_1 \| IK \rangle}{\langle I'K' \| \hat{U}_{1\nu} \| IK \rangle} \qquad (1.12)$$

1. Objašnjenje brojioca: to je redukovani penetracioni matrični element i može se izraziti u obliku:

$$\langle I'K' \| P_1 \| IK \rangle = w \cdot \mu_N \sqrt{3/16\pi}\,(2I+1)^{1/2} \{ \langle I1I' | K, K'-K, K' \rangle PM1(K \to K')$$

$$+ \delta_{K,1/2} \delta_{K',1/2} \cdot (-1)^{I-1/2} \langle I1I' | -1/2, 1, 1/2 \rangle PM1(K \to K') \} \qquad (1.13)$$

Faktor $w=0,702 \cdot A^{-1/3}$ je posledica različitih jedinica dužine korišćenih za r i R_0. Tako je r dato u Nilssonovim jedinicama dužine $(\hbar/M\omega_0)^{1/2}$ sa $\hbar\omega_0=41 \cdot A^{-1/3}$MeV a R_0 je u fermima.

U izrazu (1.13) figurišu sledeći matrični elementi:

a) za K'=K i K'=K+1

$$PM1(K\to K')=(N+3/2)\left[(g_l-g_R)GML(K\to K')+(5/3\,g_s-g_R)GMS\right]+g_s PME(K\to K') \quad (1.14)$$

b) za K'=K=1/2 (1.15)

$$PM1(K\to -K')=(N+3/2)\left[(g_l-g_R)GML(K\to -K')+(5/3\,g_s-g_R)GMS\right]+g_s PME(K\to -K')$$

GMS, GML i PME su dati u ref.(8,2)

2. Izraz u imeniocu je redukovani matrični element za gama-emisiju M1 multipola:

$$\langle I'K'\|\hat{U}_{1\kappa}\|IK\rangle=\sqrt{3/16\pi}\,(2I+1)^{1/2}\Big\{\langle I1I'|K,K\to K',K'\rangle GM1(K\to K')+$$

$$+\delta_{K,1/2}\cdot\delta_{K',1/2}(-1)^{I-1/2}\langle I1I'|-1/2,1,1/2\rangle GM1(K\to K')\Big\} \quad (1.16)$$

Matrični elementi koji fugurišu u (1.16) su:

a) za K'=K i K'=K+1

$$GM1(K\to K')=(g_l-g_R)GML(K\to K')+(g_s-g_R)GMS(K\to K') \quad (1.17)$$

b) za K'=K=1/2

$$GM1(K\to -K')=(g_l-g_R)GML(K\to -K')+(g_s-g_R)GMS(K\to -K') \quad (1.18)$$

U izrazima (1.14, 1.15, 1.17, 1.18) figurišu sledeće veličine:

g_l - orbitalni žiromagnetni odnos nesparene čestice i on je konstantan. Za nespareni proton g_l=1, a za neutron g_l=0.

g_R - žiromagnetni odnos kora. On se menja od jezgra do jezgra, ali je relativno mala veličina i približno je jednak $Z/A \approx 0,4$. Za jezgra sa nesparenim brojem neutrona je nešto niži.

g_s - spinski žiromagnetni odnos nesparene čestice. On nas naročito interesuje, jer je za neparno-parna i parno-neparna jezgra manji od spinskog g_s za slobodan proton i neutron. Zbog toga uvodimo efektivni spinski žiromagnetni odnos i izražavamo ga u delovima g_s za slobodnu česticu:

$$g_{s;eff} = \eta \cdot g_{s,fre} \tag{1.19}$$

gde η ima vrednost od 0,3 do 1.

II EKSPERIMENTALNI DEO

1. Eksperimentalna tehnika

Ključni instrument u našem radu je bio magnetni $\pi\sqrt{2}$ bezželjezni spektrometar sa dvostrukom fokalizacijom, fer. (4,5). Teorija dvostrukog fokusiranja je potekla od teorije radijalnih i aksijalnih oscilacija elektrona oko ravnotežne orbite u polju betatrona oblika:

$$B(\rho) = B(\rho_0)\cdot\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^n \qquad (2.1.1)$$

gde je: ρ_0 - radijus ravnotežne orbite, ρ - bilo koje druge orbite, a "n" koeficijent čiju vrednost dobijamo iz jednakosti radijalne i aksijalne frekvence oscilovanja elektrona. Kada je n=1/2 ispunjen je uslov dvostrukog fokusiranja. Da bi dobili raspodelu polja za taj slučaj, razvijamo (2.1) u red:

$$B(\rho) = B(\rho_0)\left[1+\alpha\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0}+\beta\left(\frac{\rho-\rho_0}{\rho_0}\right)^2+\dots\right] \qquad 2.1.2)$$

α i β su konstante koje treba pogodno odabrati. Kako je n=1/2 to i α mora biti 1/2. β se bira u zavisnosti od konstrukcije spektrometra i može imati vrednost: 1/8, 2/8 i 3/8.

U polju oblika (2.1.2) sa vrednostima α =1/2 i β =3/8, elektron preseca stabilnu putanju posle prelaska ugla:

$$\phi = \pi\sqrt{2} = 254^\circ 56'$$

Ugao ϕ odredjuje položaj detektora na stabilnoj putanji u odnosu na izvor elektrona.

Raspodela polja oblika (2.1.2) u našem spektrometru je postignuta pogodnom konstrukcijom. Koriste se dva koaksijalna kalema sa različitim brojem namotaja. Kalem manjeg radijusa ima veći broj navoja od drugog a vezani su serijski u opoziciju. Visina komore je ista kao i visina kalema pa se za β -koeficijent uzima vrednost 3/8. Prednost ovakvog spektrometra je što magnetno polje linearno zavisi od struje pobudjenja. Zavisnost je oblika:

$$H\rho = K\cdot J \tag{2.1.3}$$

gde je K-konstanta spektrometra, a J-struja koja protiče kroz kalemove stvarajući polje jačine H. Jačina struje se meri metodom kompenzacije.

$\pi\sqrt{2}$ bezželjezni spektrometar ima radijus stabilne putanje ρ_0=50 cm. Na 60^0 od izvora ka detektoru je ulazna dijafragma čiji se otvor može menjati spolja pri samom radu. Izmedju izvora i brojača se nalazi olovni apsorbent, koji štiti brojač od direktnih gama-zraka sa izvora, a pred samim brojačem je postavljen promenjivi slit za: 0,5; 1;2; i 4 mm. Vakuum se dobija pomoću jedne mehaničke i jedne uljne difuzne pumpe.

Za konstrukciju ovog β -spektrometra nije upotrebljen nikakav fero-magnetni materijal, a uticaj zemljinog magnetnog polja je odstranjen sa tri para Helmholcovih kalemova

Parametri spektrometara

Disperzija,

je uopšte definisana kao odnos rastojanja dx dve bliske monoenergetske linije i širine Δ (Bρ) na polovini visine linije:

$$\gamma = \frac{dx}{d(B\rho)} \tag{2.1.4}$$

Kod dvostrukog fokusirajućeg spektrometra disperzija je data izrazom:

$$\gamma = \frac{4\varrho}{B\varrho} \qquad (2.1.5.)$$

Transmija,

se uopšte definiše kao broj elektrona, koji odbroji dftektor pri datoj jačini magnetnog polja i izvoru jedinične aktivnosti. Transmisija za dvostruko fokusirajući spektrometar je:

$$T = \frac{\varphi . \psi}{\pi} \qquad (2.1.6.)$$

gde su φ i ψ radijalni i aksijalni uglovi, koji su odredjeni početnim pravcem trajektorije elektrona u odnosu na stabilnu trajektoriju.

Moć razlaganja,

se definiše kao i u optici. Dve linije su razdvojene ako apscisa maksimuma jedne monoenergetske linije pada van minimuma druge linije. Najbolji kriterijum da se linije mogu meriti kao odvojene jeste da su razdvojene na polovini maksimalne visine. Moć razlaganja se definiše kao odnos momenta $B\varrho$ kome odgovara vrh krive i širine na poluvisini $\Delta(B\varrho)$

tj.

$$\eta = \frac{B\varrho}{\Delta(B\varrho)} \qquad (2.1.7)$$

Obično se posmatra njena recipročna vrednost:

$$R = \frac{1}{\eta} = \frac{\Delta(B\varrho)}{B\varrho} \qquad (2.1.8)$$

nazvana rezolucijom spektrometra. Ona se izražava u procentima.

2. Obrada spektra

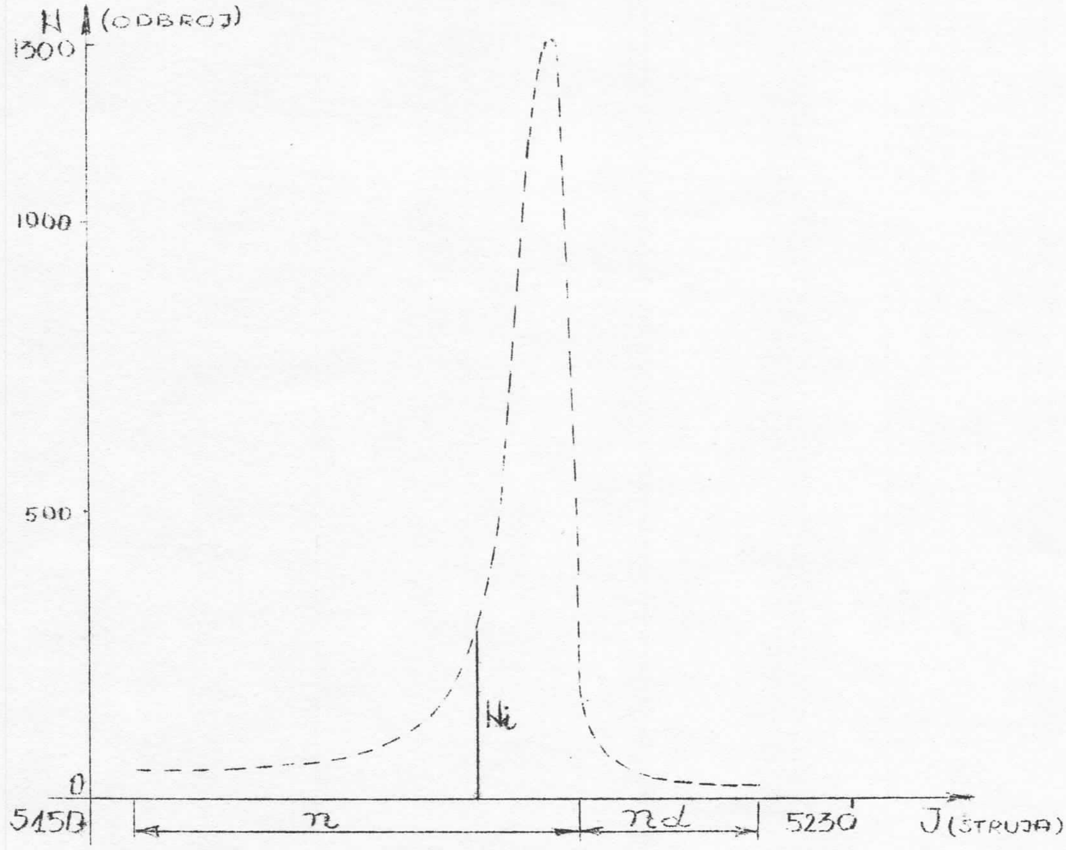
Eksperimentalni deo moga posla sastojao se u merenju inteziteta elektronskih linija elektrona interne konverzije na beta-spektrometru. Pouzdana merenja u sprktroskopiji konverzionih elektrona su sva ona, koja sa jedne strane imaju dobru statistiku, a sa druge strane imaju potpuno odvojene linije.Isto tako je važno da odnos fona (beta-spektar+ „šum")prema liniji bude što manji. Ispuniti istovremeno ova tri uslova je mučan i dugotrajan posao koji u našem slučaju nije dao dobre rezultate.

Za detekciju elektrona korišćen jd GM brojač,postavljen u spektrometru, koji je radio kao digitalni instrument, dajući odgovore ima li ili ne elektrona odredjene energije.

Sama tehnika merenja je bila prosta i dobro poznata. Ako želimo, naprimer, da odredimo odnos L_1/L_2 za neki prelaz, onda merimo odbroj brojača za fiksno vreme, svodimo na istu jedinicu energije, menjajući struju kroz kalem spektrometra.Površine oivičene ovako dobijenim linijama su proporcionalne verovatnoćama za konverziju u L_1, odnnosno L_2 ljusci.Ovako dobijeni odnosi konverzionih koeficijenata uključuju u sebi statističke greške za kojr imamo opravdanje u činjenici da je očitavanjebrojača N, podložno statističkoj fluktuaciji($N^{1/2}$).Slučajne greške u radu smo otklanjali merenjem iste linije više puta.

Kako su u našem slučaju L_1 l L_2 linije prepokrivale jedna drugu, razdvajali smo ih prozorskom„metotom."Tako dobijenu jednu L_1 elektronsku liniju imamo na slici broj 1.

Neka ukupno „n" ekvidistantnih tačaka odredjuje liniju, a n_d broj tačaka fona sa desne strane linije.



Slika broj 1.

Ako je tekući odbroj N_i, onda je intezitet ove linije dat relacijom:

$$A=\sum_{i=1}^{n} N_i-n\bar{N}_f \qquad (2.2.1)$$

gde je $\bar{N}_f$-srednja vrednost fona i data je kao:

$$\bar{N}_f=\frac{1}{n_d}\sum_{i=n}^{n+nd} N_i \qquad (2.2.2)$$

Intezitet A je funkcija od N_i i $\bar{N}_f$, pa grešku za A tražimo na sledeći način:

$$A=A(N_i,N_f)$$

$$\Delta A=\pm\left[\sum_{i=1}^{n}\left|\frac{\partial A}{\partial N_i}\right|^2\Delta N_i^2+\left|\frac{\partial A}{\partial \bar{N}_f}\right|^2\Delta \bar{N}_f^2\right]^{1/2} \qquad (2.2.3)$$

gde je $\Delta N_i=N_i^{1/2}$ a, $\Delta\bar{N}_f=\frac{1}{n_d^2}\, n_d\cdot\bar{N}_f=\frac{\bar{N}_f}{N_d}$

uvrštavanjem ovih izraza u (2.2.3) dobijamo:

$$\Delta A=\pm\left[A+n\left(1+\frac{n}{n_d}\right)\bar{N}_f\right]^{1/2} \qquad (2.2.4)$$

Medjutim, u izraz za ovu grešku nije ušla greška od razdvajanja linija (svodjehja na oblik poznate linije). Zato u (2.2.4) uvodimo dopunski član koji opisuje i ovu intervenciju, Grafička separacija uvodi u liniju neki broj tačaka „m", čije greške ne znamo. Predpostavlja se stoga da je svaka ordinata N_t, tačaka „ m", odredjena sa greškom od 10%, te izraz za statističku grešku intenziteta A dobija oblik:

$$\triangle A = \pm \left\{ A + n\left(1 + \frac{n}{n_d} \right) \overline{N}_f + (0{,}1)^2 \sum_{t=1}^{m} N_t \right\}^{1/2} \qquad (2.2.5)$$

Statističku grešku odnosa inteziteta dve linije A i B nalazimo po formuli

$$\triangle \left(\frac{A}{B} \right) = \pm \frac{A}{B} \cdot \left(\frac{\triangle A^2}{A^2} + \frac{\triangle B^2}{B^2} \right)^{1/2} \qquad (2.2.6)$$

Ovako dobijeni inteziteti linija naknadno su obradjeni na period poluraspada Pa^{233}. Mi smo to radili na samom početku, tj. korigovali smo odbroj detektora na vreme poluraspada. Korekcioni faktor je tražen preko formule:

$$F = \text{ant.log} \frac{I_e}{I_t} = \text{ant.log}(7{,}74254 \; 10^{-6} \, t) \quad \text{za } T_{1/2} =$$

= 27 dana.

Korekciju smo još vršili na mrtvo vreme GM brojača. Ono je iznosilo $\tau = 212 \mu$sec/ imp., a korekcioni faktor:

$$a = \frac{1}{1 - \tau N} = \frac{1}{1 - 35{,}33 \times 10^{-7} N}$$

gde je N tekući odbroj.

3. Eksperimentalno odredjivanjr penetracionog parametra, primese E2 multipola i efektivnog g_s- faktora za prelaze sa K (631) na K'(631), za $\Delta K=1$ u $_{92}U^{233}$.

Poznavanjem odnosa konverzionih koeficijenata, tj. odnosa intenziteta konverzionih linija, $\left(\frac{L_i}{L_k}\right)_{exp}$, za dati dominantni M1 prelaz, moguće je istovremeno odrediti parametar λ i procenat primese višeg multipola δ^2 (E2).

Veličine λ i δ^2 su povezane linearnom relacijom:

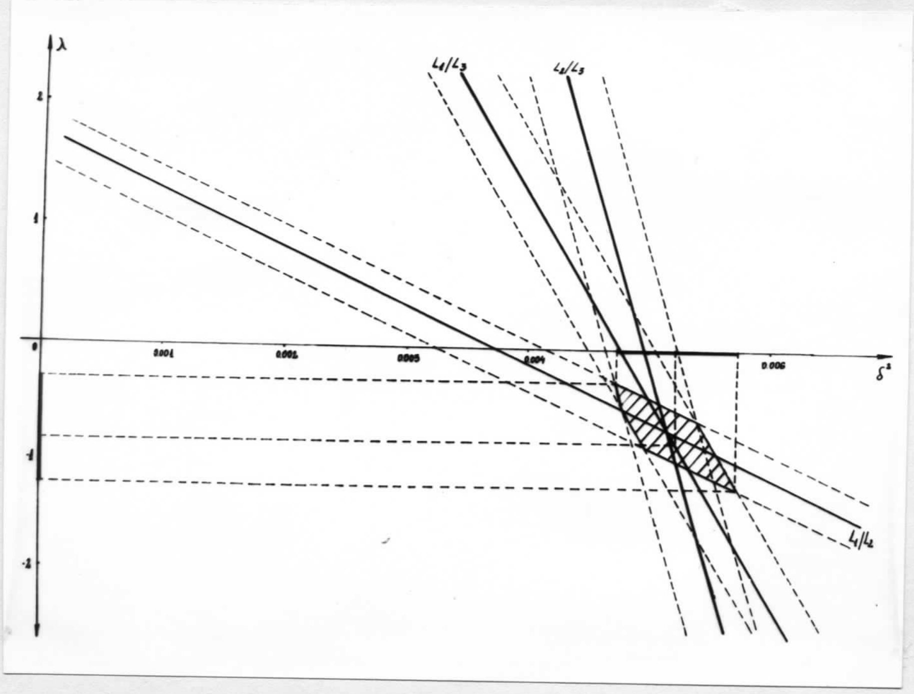
$$\delta^2\left[\left(\frac{L_i}{L_k}\right)_{exp}\cdot\alpha(L_k) - \alpha(L_i)\right] = \beta(L_i) - \left(\frac{L_i}{L_k}\right)_{exp}\cdot\beta(L_k) + \lambda\Big[\beta(L_i) \times$$

$$\times B_1(L_1) - \left(\frac{L_i}{L_k}\right)_{exp}\beta(L_k)\cdot B_1(L_k)\Big] \qquad (2.3.1)$$

gde je $B_1(L_i, L_k)$ takozvana penetraciona funkcija po Hageru i Seltzeru.

Na slici broj 2. prikazan je $\lambda - \delta^2$ koordinatni sistem, koji je korišćen za odredjivanje penetracionog parametra za M1 konverziju i procenat smeše E2 multipola za prelaz od 75,28 KeV-a u $_{92}U^{233}$. Na ovom dijagramu su data tri eksperimentalna konverziona odnosa u L-ljusci, zajedno sa procenjenim statističkim greškama (trake statističkih grešaka su označene isprekidanim linijama oko pune linije srednjih vrednosti). Površina prekrivanja statističkih traka je osenčena. Ona odredjuje eksperimentalnu oblast nalaženja veličina λ i δ^2. Najverovatniji par (λ, δ^2) locirali smo u „ težište" osenčene figure. Eksperimentalne greške smo odredili ortogonalnim projektovanjem figure na osu λ i δ^2.

Prema ref. (2) za prelaze izmedju K (631) i K'(631) za $\Delta K=1$ u $_{92}U^{233}$ moguće je sa velikom tačnošću odrediti efektivni g_s-faktor, jer se



Slika broj 2.

penetracioni parametar λ , kao racionalna funkcija g_s-faktora, brzo menja u intervalu $g_{s,eff} \in (0,5 - 1,0)\ g_{s,free}$.

Radi odredjivanja $g_{s,eff}$, najpre ćemo uvesti tkz. renormalizovani penetracioni parametar λ_R definicijom: to je odnos penetracionog matričnog elementa, datog odredjenim modelom i redukovanog matričnog elementa za gama-emisiju, izraženog preko merljivih (eksperimentalnih) veličina. Fazu λ_R, odredjujemo znakom eksperimentalne vrednosti λ.

$$\lambda_R \stackrel{def}{=} \text{sign.}\ (\lambda_{exp})\ x \frac{|\langle I' \| \hat{P}1 \| I \rangle|}{|\langle I' \| \hat{U}_{1\nu} \| I \rangle|_{exp}} \qquad (2.3.2)$$

$\langle I' \| P_1 \| I \rangle$ je penetracioni matrični element u Nilssonovom bazisu i dat je izrazom (1.13).

Izraz u imeniocu je redukovani matrični element za gama-emisiju i odredjen je relacijom:

$$\langle I' \| \hat{U}_{1\gamma} \| I \rangle_{exp.} = \pm 8{,}1 \cdot 10^{-7} \cdot \sqrt{2I+1} \cdot \sqrt{3/16\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{E_\gamma^3 T_{1/2}(1+\delta^2)(1+\alpha_{tot})}} \qquad (2.3.3)$$

u kojem figurušu merljive veličine:

E_γ - energija prelaza u MeV-ima,

$T_{1/2}$- poluživot inicijalnog stanja u sekundama,

δ^2 - odnos intezivnosti gama-zračenja multipolnosti L i L + 1, tj,

$$\delta^2 = \frac{N_\gamma^{(L+1)}}{N_\gamma^{(L)}} \; ;$$

$\alpha_{tot.}$-totalni konverzioni koeficijet za dati prelaz.

Dobrim poznavanjem ovih veličina za dati prelaz, možemo odrediti eksperimentalnu vrednost redukovanog matričnog elementa za gama-emisiju, a samim tim i λ_R u funkciji $g_{s,eff}$. Izjednačavanjem λ_R i eksperimentalne vrednosti penetracionog parametra λ, dobijamo i numeričke vrednosti za $g_{s,eff}$ koje zatim izražavamo u delovima g_s za slobodnu česticu.

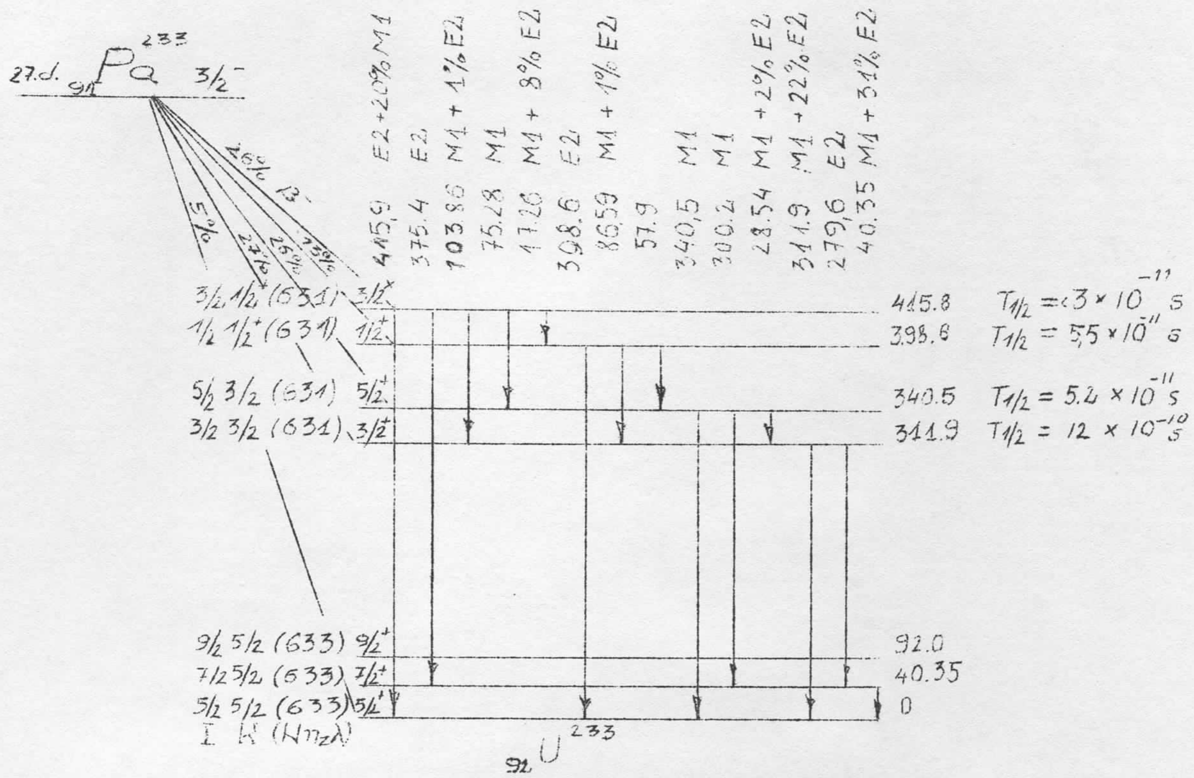
Prelaz od 75,28 KeV-a

Prelaz od 75,28 KeV-a, $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$, je prelaz izmedju Nilssononovih orbita 1/2 (631)$\rightarrow$3/2 (631), kao što se vidi na slici broj 3., koja predstavlja šemu raspada $_{92}U^{233}$.

Za nalaženje eksperimentalnih vrednosti λ i δ^2 koristili smo dijagram na slici broj 2. U tabeli broj 1. dati su eksperimentalni podaci za prelaz od 75,28 KeV-a.

E	L_1/L_2	L_1/L_3	L_2/L_3	λ	δ^2
75,28	7,86 $\pm$ 0,15	64,69 $\pm$ 3,1	-8,22 $\pm$ 3,1	$-0{,}9^{+0{,}6}_{-0{,}3}$	$0{,}0053^{+0{,}0005}_{-0{,}0005}$

Tabela broj 1.



SLIKA BROJ 3.

Za nalaženje efektivnog g_s-faktora za nesparenu česticu-neutron, koristimo renormalizovani penetracioni parametar λ_R.

$$\lambda_R \overset{def}{=} \pm \frac{|\langle I' \| \hat{P}_1 \| I \rangle|}{|\langle I' \| U_{18} \| I \rangle|_{exp}}$$

Za $T_{1/2} = 3 \times 10^{-11}$ sec., $\alpha_{tot} \approx 11$, $E_\gamma = 0{,}07528$ MeV-a i $\delta^2 = 5{,}3 \cdot 10^{-3}$

redukovani matrični element za gama-emisiju ima vrednost:

$$\langle I \| U_{1\gamma} \| I \rangle \exp = \pm 2{,}057 \sqrt{2I+1} \sqrt{3/16\pi}$$

a prnetracioni matrični element za ovaj slučaj, kada je I = 3/2, I'= 5/2, K = 1/2 i K'= 3/2 je:

$$\langle I' \| P_1 \| I \rangle = 0{,}08747 \times \sqrt{2I+1} \sqrt{3/16\pi} \cdot (9{,}934145 g_s - 0{,}1406)$$

Za λ_R dobijamo:

$$\lambda_R = \frac{[0{,}08747 \times \sqrt{2I+1} \sqrt{3/16\pi} \cdot (9{,}934145 g_s - 0{,}1406)}{8{,}057 \sqrt{2I+1} \sqrt{3/16\pi}}$$

$$\lambda_R = + 0{,}4222 \times g_s - 0{,}0060$$

Izjednačavanjem λ_R i eksperimentalno odredjenog penetracionog parametra λ dobijamo:

$$g_{s,\,eff} = 0{,}55 {}^{+0{,}36}_{-0{,}18} \times g_{s,\,free}$$

Prelaz od 86,59 KeV-a

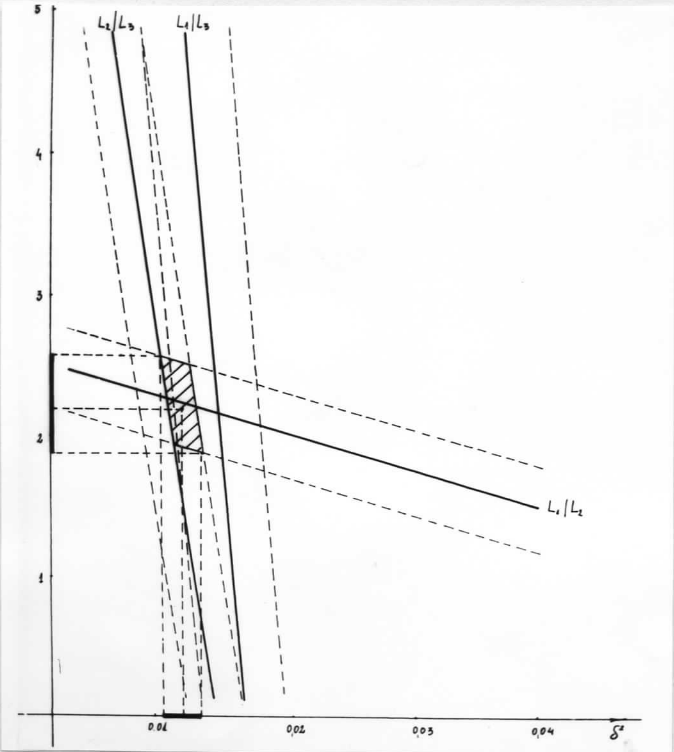
Prelaz od 86,59 KeV-a, $1/2^{+} \rightarrow 3/2^{+}$, je prelaz izmedju Nilssonovih orbita 1/2 (631)→ 3/2 (631).

Eksperimentalni rezultati za konverzione odnose, penetracioni parametar i primesu E2 multipola, za ovaj prelaz su prikazani u tabeli 2.

E_γ	L_1/L_2	L_1/L_3	L_2/L_3	λ	δ^2
86.59	7,25 $\pm$0,15	36,2 $\pm$ 1,5	5,0 $\pm$0,42	2,15 $^{+0,4}_{-0,3}$	0,012 $^{+0,002}_{-0,001}$

Tabela broj 2.

Na slici broj 4. je dat $\lambda - \delta^2$ grafik koji je korišćen za odredjivanje verovatne oblasti penetracionog parametra i smeše zračenja.



SLIKA BROJ 4.

Da bi procenili efektivni gs-faktor nalazimo λ_R. Redukovani matrični element za M1 gama-emisiju iznosi:

$$\langle I' \| \hat{U}_{1\gamma} \| I \rangle_{exp} = \pm 1{,}343 \times \sqrt{2I+1} \times \sqrt{3/16\pi}$$

Za izračunavanje ovog matričnog elementa koristili smo podatke:

$$\alpha_{TOT} \cong 7{,}1 \quad \delta^2 = 0{,}012 \quad T_{1/2} = 5{,}5 \cdot 10^{-11} s \; ; \; E_\gamma = 0{,}08659 \; MeV\text{-}a.$$

Penetracioni matrični element smo ocenili na:

$$\langle I' \| \hat{P}_1 \| I \rangle = 0{,}1144 \times \sqrt{2I+1} \times \sqrt{3/16\pi} \times [9{,}934145 g_s - 0{,}140625]$$

Renormalizovani penetracioni parametar tada ima vrednost:

$$\lambda_R = -0{,}84539 g_s - 0{,}01197$$

Izjednačavanjem renolmalizovane i eksperimentalne vrednosti penetracionog parametra, za odnos efektivnog g_s-faktora i g_s faktora za slobodnu česticu-neutron, dobijamo:

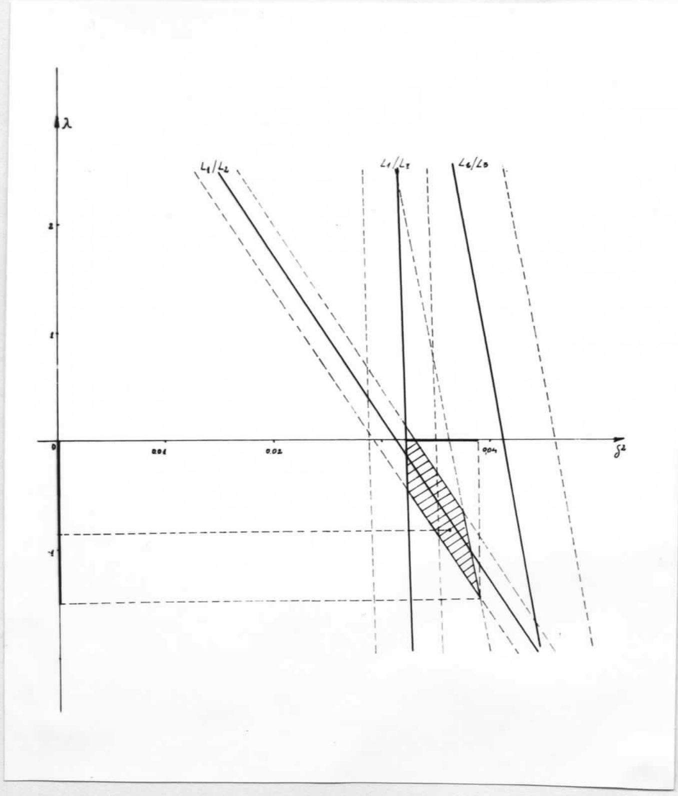
$$g_{s,eff} = 0{,}63^{+0{,}12}_{-0{,}07} \times g_{s,free}$$

Prelaz od 103,86 KeV-a

Ovo je prelaz $3/2^+ \rightarrow 3/2^+$, izmedju Nilssonovih orbita $1/2(631)-3/2(631)$ kao što se vidi i na šemi raspada $_{92}U^{233}$. Na slici broj 5. je dat grafik koji je korišćen za odredjivanje verovatne oblasti penetracionog parametra i smeše zračenja. Eksperimentalni rezultati za konverzione odnose, penetracioni parametar i procenat smeše su dati u tabeli broj 3.

E_γ	L_1/L_2	L_1/L_3	L_2/L_3	λ	δ^2
103.86	5.45 $\pm$0,10	4.40 $\pm$ 0.21	24.05 $\pm$2,4	$-0{,}85^{+0{,}85}_{-1{,}00}$	$0{,}036^{+0{,}004}_{-0{,}003}$

Tabela broj 3.



Slika broj 5.

Penetracioni matrični element smo procenili na:

$$\langle I' \| \hat{P}_1 \| I \rangle = \sqrt{2I+1} \cdot \sqrt{3/16\pi} \cdot \left[0{,}71843 g_s - 0{,}01016 \right]$$

a za redukovani matrični element za gama-emisiju, na osnovu podataka: $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{-11} sec$, $\delta^2 = 0{,}036$, i $\alpha_{TOT} \approx 4.13$, smo dobili:

$$\langle I' \| \hat{U}_{1,8} \| I \rangle_{exp.} = \pm 1{,}966 \cdot \sqrt{2I+1} \cdot \sqrt{3/16\pi}$$

Krajnji izraz za renormalizovani penetracioni parametar u funkciji g_s je:

$$\lambda_R = 0{,}365 g_s - 0{,}0051$$

a za efektivni žiromagnetni faktor:

$$g_{s,eff} = 0{,}61^{+0{,}59}_{-1{,}28} \times g_{s,FREE}$$

ZAKLJUČAK

Zadatak ovog rada je bio: odrediti penetracioni parametar za prelaze od 103,86 KeV-a; 86,59 i 75,28 KeV-a u $_{92}U^{233}$, i na osnovu dobijenih vrednosti λ , odrediti odnos efektivnog spinskog žiromagnetnog faktora sa žiromagnetnim spinskim faktorom za slobodni neutron.

Teorijske vrednosti penetracionog parametra λ na osnovu Nilssonovog modela, smo procenili na λ = 0,91. Za prelaze od 75,28 i 103,89 KeV-a, naše λ se dobro slaže sa predvidjanjima ovog modela, ali se u fazi razlikuje. Medjutim,prema ref. (2), nalazimo opravdanje, jer stoji primedba da neka stanja u Nilssonovim tablicama imaju loše predznake, što se može loše odraziti na fazu λ.

Za oba ova prelaza i odnosi $g_{s,eff}/g_{s,free}$ nam se slažu u granicama eksperimentalne greške, sa odnosom $g_{s,eff}/g_{s,free}$ = 0,6 , kojeg su naveli Browne i Femenia u ref. (8).

Za prelaz od 86,59 KeV-a, iako nam se penetracioni parametar znatno razlikuje od predvidjenog, ipak smo dobili dobro slaganje odnosa $g_{s,eff}/g_{s,free}$ što je prema ref. (2) moguće, ukoliko je nagib krive $\lambda_R = \lambda_R (g_s)$ velik, a to je i kod nas slučaj.

SADRŽAJ

REFERENCE

1. L.A. Sliv, I.M. Band: Tablici koeficijentov vnutrenoj konverziji, u knjizi: " Gama Luči", Izd. ANSSSR 1961.,

2. D.K. Krpić: "Penetracioni efekat u procesu interne konverzije magnetnog dipolnog zračenja", doktorska disertacija 1973.,

3. E.L. Church and Weneser: Annual Rev. Nucl. Sci. 10 (1960)193

4. M.S. Platiša: "Karakteristike dvostruko fokusirajućeg -spektrometra bez željeza", diplomski rad,

5. L.G. Marinkov: "Šeme raspada Os^{192}, Pt^{192}, i Pt^{194}", doktorska disertacija, 1963..

6. R. Hager and E. Seltzer: Nuklear Data A4(1968)1,

7. R. Hager and E. Seltzer: Nuclear Data A6(1969)1,

8. E. Browne and F. Femenija: Nuclear Data Tables 10(1971)81,

9. A. Simon, ORNL-1718(1954) ili "Deformacija atomnih jader", IL,M.; 1959.