

**UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
INSTITUT ZA FIZIKU**

DIPLOMSKI RAD

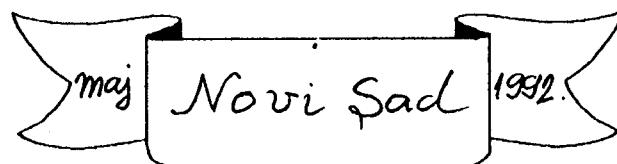
MALO VEROVATNI PRELAZI 137Ba81

Mentor:

Dr Istvan Bikit

Kandidat:

Branislava Lalic



Uvod.....	1
Verovatnoća β -raspada	3
Verovatnoća γ -raspada	8
Model ljeske	17
SQP-model	28
Eksperiment (metod, merna tehnika, rezultati).....	45
Zaključak	52
Reference	54
Literatura	54

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$."

Nesto kao dnevnik rada

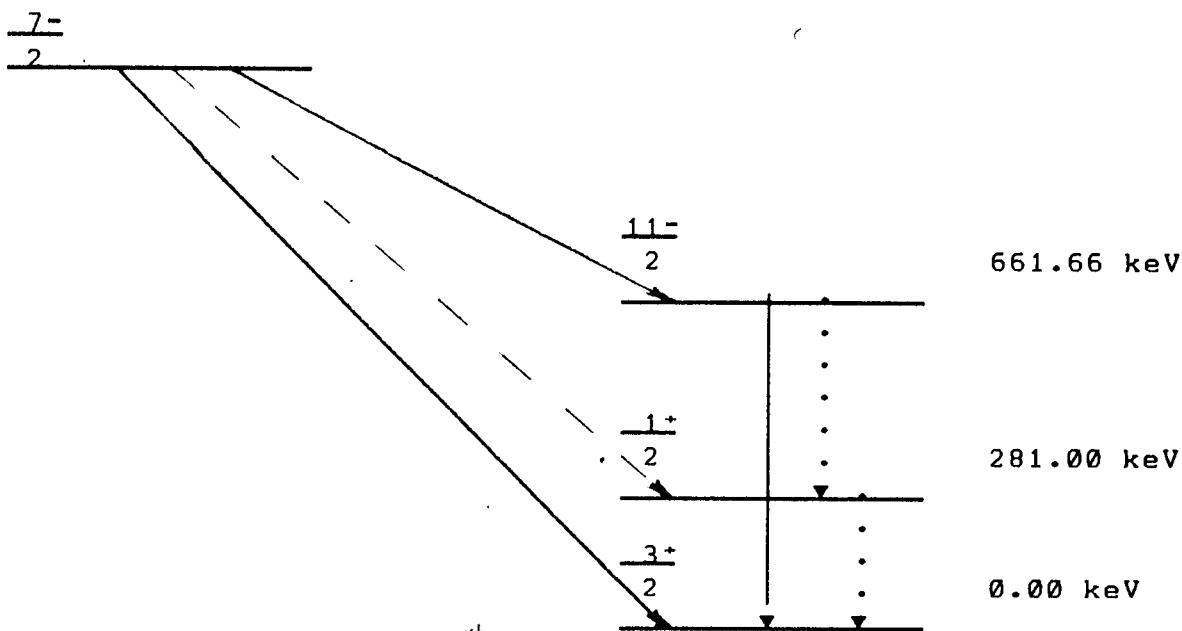
Počev od septembra 1991.g. pa do januara 1992.g. izvršeno je niz eksperimenata koji su imali za cilj posmatranje manje ili više verovatnih β -prelaza $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$ i donošenje zaključaka o karakteristikama γ -raspada $^{137}\text{Cs}_{\alpha_2}$. Šema ovih raspada je data na sl.1., a u Tab.1. su date neke kvantitativne karakteristike ovih raspada neophodne za izračunavanje njihovih verovatnoća.

	β^-	β^-	β^-	γ	γ	γ
prelaz	$7^- \rightarrow 11^-$ 2 2	$7^- \rightarrow 1^+$ 2 2	$7^- \rightarrow 3^+$ 2 2	$11^- \rightarrow 3^+$ 2 2	$11^- \rightarrow 1^+$ 2 2	$1^+ \rightarrow 3^+$ 2 2
$\Delta\pi$	DA	NE	NE	DA	DA	NE
$E\beta/\gamma$ [keV]	514.03	894.69	1176.00	661.66	380.60	281.00
I intenzitet	94.43	<0.00227	5.57			
log ft	9.616	> 14.9	12.08			
multip.i tip				E4/M5	E5/M6	M1/E2

Tab.1. Kvantitativne karakteristike β -raspada $^{137}\text{Cs}_{\alpha_2}$ i γ -raspada $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$.

Na sl.1. punom linijom su predstavljeni sigurni prelazi, koji se mogu relativno lako registrovati, a isprekidanim prelazi koji su malo verovatni i koji se teško mogu registrirati bez obzira na primenjenu tehniku i metod.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$ "



sl.1.šema β -raspada $^{137}\text{Cs}_{\alpha_2}$ i γ -raspada $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$.

Sasvim je izvesno da β -raspadom, tj. emisijom β -čestice i neutrina, pobudjeno jezgro $^{137}\text{Cs}_{\alpha_2}$ prelazi u jezgro $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$, da, ali u koje stanje $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$?

Sa sl.1. vidimo da su moguća različita finalna stanja novog jezgra koja nisu jednako verovatna, već ih prvenstveno uslovjava verovatnoća β -raspada.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$ "

VEROVATNOĆA β -RASPADA

β -raspad se može tumačiti kao specifična interakcija nuklearna jezgra sa elektronsko-neutrinskim poljem. Ova interakcija je prvenstveno nuklearna interakcija, s obzirom da u polju jezgra dolazi do transformacije nukleona.

Enriko Fermi je 1935.g. postulirao kontaktну interakciju između četiri fermiona jačine G_F , da bi opisao β -raspad.

$$G_F = g^2 / M_p^2 \quad (1.1)$$

g – konstanta interakcije

M_p – masa protona

Brojna vrednost se dobija merenjem verovatnoće β -raspada.

Ova interakcija je slaba u odnosu na jaku interakciju između nukleona u jezgru, čime se može objasniti relativno dug život β -aktivnih jezgara. Karakteristično nuklearno vreme je reda 10^{-21} s. Sa druge strane vreme života pobudjenih stanja u odnosu na emisiju γ -kvanta, koje karakteriše dimenzije elektromagnetne interakcije u jezgru je reda veličine $10^{-12} - 10^{-13}$ s. Najkraći do sada registrovani period β -raspada iznosi 0.025 s (B), a najduži je oko 10^{10} g. Relativno mala energija β -prelaza u odnosu na ukupnu energiju jezgra omogućava proračun verovatnoće β -prelaza standardnim metodama perturbacione teorije.

Verovatnoća β -prelaza u jedinici vremena iznosi:

"Malo verovatni prelazi ^{137}Ba ."

$|M|^2$ - kvadrat matričnog elementa koji je proporcionalan verovatnoći prelaza koji matrični element opisuje.

M - matrični element operatora prelaza \hat{O} :

Ψ_1 i Ψ_2 - talasne funkcije početnog i krajnjeg stanja jezgra;

$\rho(E)$ - gustina konačnih stanja;

Operator prelaza β mora opisivati transformaciju neutrona u proton ili obrnuto uz istovremeno ispuštanje para elektron (pozitron) - neutrino (antineutrino). Oblik operatora je uslovljen zahtevom da ovaj operator bude linearno zavisan od talasnih funkcija čestica koje učestvuju u β -prelazu i da je invariјantan u odnosu na Lorencove transformacije.

Pravila izbora (Tab.2.) definisu uslove koji moraju biti zadovoljeni da bi β -raspad bio dozvoljen (ili jedanput, tj. dvaput zabranjen). Međutim postoje dve varijante pravila izbora i to Gamov - Telerova i Fermieva pravila izbora. Razlika između njih se fizički svodi na to da su u prvom slučaju dozvoljeni samo oni prelazi pri kojima nukleon menja orijentaciju svog momenta u suprotnu, a β -čestica i neutrino se emituju sa paralelnim spinovima; u drugom slučaju, β -čestica i neutrino se emituju sa antiparalelnim spinovima.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."

	Fermi-evi prelazi $S=0$			Gammov-Teller-ovi prelazi $S=1$		
Kategorija prelaza	L	ΔI	$\Delta \pi$	L	ΔI	$\Delta \pi$
Dozvoljeni	0	0	Ne	0	1	Ne
Jedanput						
zabranjeni	1	1	Da	1	0,1,2	Da
Dvaput						
zabranjeni	2	2	Ne	2	1,2,3	Ne

Tab.2. Fermieva i Gammov-Tellerova pravila izbora.

Konstanta radioaktivnog raspada se u tom slučaju može izraziti kao:

$f(W_g, Z)$ - energetski integral;

t_0 - univerzalna vremenska konstanta β -raspada;

Na osnovu veze izmedu konstante raspada i perioda poluraspada, period poluraspada možemo napisati u obliku:

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\tau_o \ln 2}{|M_{\nu}|^2 f(W_o, Z)} \quad \dots \dots \dots \quad (1.6)$$

U ovom izrazu samo funkcija $f(W_e, Z)$ koja predstavlja energetski integral uvodi zavisnost perioda poluraspada od energije, zato se uvodi komparativni period poluraspada, tj. ft - proizvod. Energetski integral se izračunava iz relacije: /1/

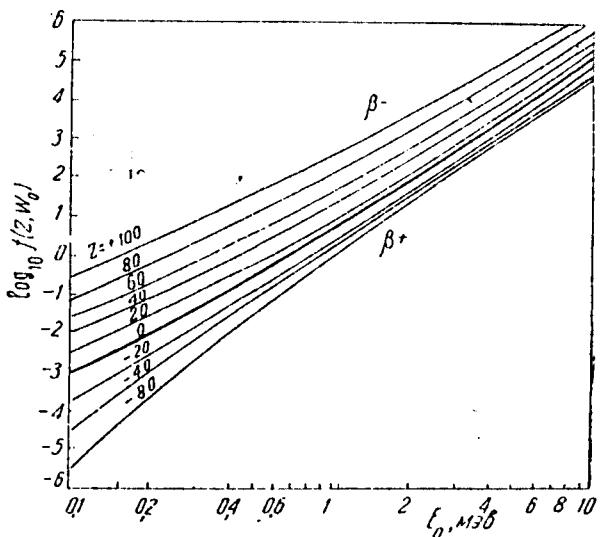
$$f^{\pm} = f^{\pm}(W, Z) = \int_0^{W_o} F^{\pm}(W, Z) (W^2 - 1)^{1/2} (W_o - W)^2 W dW. \dots \dots \dots \quad (1.7)$$

$F_{\pm}(W, Z)$ - je funkcija koja opisuje uticaj Kulonovog polja jezgra i elektronskog omotača (u kojima se raspad i odigrava) na sam proces.

W_s - energija prelaza:

Za grubu procenu vrednosti f_{\pm} , za određenu energiju prelaza W_0 i nanelektrisanje jezgra Z , mogu se iskoristiti grafici prikazani na sl.2.

Na ovaj način se funkcija ukupne verovatnoće prelaza može uslovno podeliti u dve celine, pri čemu jedna zavisi samo od energije (f_{\pm}), a druga od osobina talasne funkcije i operatora prelaza. Na taj



S1.2. Zavisnost energetskog integrala $f(Z, W_0)$ od E_0 i Z .

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_1$."

način se mogu uporedjivati verovatnoće prelaza različitih energija.

Veza između ft-proizvoda i matričnog elementa prelaza (a time i verovatnoće \emptyset -raspada) data je relacijom: /!/

Korišćenjem relacija (1.4), (1.5), i (1.8) uz poznavanje ftnih proizvoda, tj. log ft moguće je grubo proceniti verovatnoće pojedinih β -prelaza $^{137}\text{Cs}_{\alpha\alpha} \rightarrow ^{137}\text{Ba}_{\alpha\alpha}$.

$$(2\pi^3 \ln 2)^{-1} |\mathbf{M}_{r,t}|^2 ft = 1 \dots \dots \rightarrow \dots \dots \log |\mathbf{M}_{r,t}|^2 = \log (2\pi^3 \ln 2) - \log ft$$

Iz ove relacije ćemo antilogaritmovanjem dobiti vrednost $|M_{\pi^0}|^2$; sa grafika na sl.2. možemoочитати $\log f(W_0, Z)$ u zavisnosti od energije emitovane β -čestice. Враћањем у једначину (1.3) можемо израчунати константу распада за pojedina stanja.

$$1.7/2^+ \rightarrow 11/2^-$$

$2.7/2^+ \rightarrow 1/2^+$

$3.7/2^+ \rightarrow 3/2^+$

log ft = 9.616

logft > 14.9

log ft = 12.08

$$\log f(W_B, Z) = 0.42$$

$$\log f(W_a, Z) = 1.2$$

$$\log f(W_0, Z) = 1.5$$

za $E_g = 514.03$ keV

za $E_a = 894.69$ keV

za $E_a = 1175.69$ keV

$$|M_{\pi^+}|^2 \approx 1.04 \cdot 10^{-9}$$

$$|M_{\pi^+}|^2 = 5.77 \cdot 10^{-13}$$

$$|M_{\pi^+}|^2 = 3.58 \cdot 10^{-11}$$

$$\lambda = 3.95 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda < 9.89 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda = 1.28 \cdot 10^{-13} \text{ s}^{-1}$$

Ovi rezultati pokazuju da je, kao što smo i očekivali, verovatnoća prelaza $7/2^+ \rightarrow 1/2^+$ (koji puni za nas interesantno stanje Ba od 281 keV) mnogo (10^4) puta manja od verovatnoće prelaza $7/2^+ \rightarrow 11/2^-$.

Za razliku od γ -raspada, teorija β -raspada u obliku u kome danas egzistira ne uključuje nikakve specijalne pretpostavke o "Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."

obzir formalnih i modelnih predstava o jezgru i nuklearnim stanjima, pri analizi eksperimentalnih rezultata i njihovom tumačenju bilo je neophodno. Od presudnog značaja za određivanje verovatnoće prelaza je određivanje nuklearnog matričnog elementa. Ova veličina se može odrediti bez detaljnijeg ulaženja u prirodu strukture jezgra i njihova stanja, ukoliko se pode od pretpostavke da su početno i krajnje stanje jezgra, od kojih i zavisi matrični element M , određeni stanjem nukleona van zatvorene ljeske. Za ovu procenu se uglavnom koristi šemalj nivoa koju predviđa shell model.

S obzirom na problematiku β -raspada najčešće korишten je formalizam izotopskog spina i shell model.

Postoji mnogo načina pobudivanja jezgra. Velika većina jezgara pri α - i β - raspadu prelazi u pobudena stanja novog jezgra. Prelazi jezgara iz pobudenog u osnovno ili niže pobudeno stanje emisijom kvanta elektromagnetskog zračenja naziva se

γ - RASPAD

Energija emitovanog γ -kvanta je jednaka razlici energije početnog i krajnjeg stanja,

$$Q\gamma = E_i'' - E_f''$$

i raspodeljuje se izmedu γ -kvanta i atoma emitera. Energija koja se predaje atomima emitera je znažajna samo pri razmatranju rezonantnog rasejanja γ -zraka i hemijskih efekata koji su posledica γ -zračenja.

"Malo verovatni prelazi ^{137}Ba ."

Do deekscitacije jezgra, naravno može doći i unutrašnjom konverzijom gde se deo energije troši na izbacivanje elektrona iz električnog omotača jezgra,
ali je tada potrebno da energija kvanta bude odgovarajuća. Otud verovatnoću unutrašnje konverzije uslovjavaju i

Tip i multipo'nost elektromagnetskog zračenja

Elektromagnetno polje zračenja sistema oscilujućih nanelektrisanja se, izvesno je, može predstaviti kao superpozicija zračenja koje odgovara električnim i magnetnim dipolima, kvadrupolima i sl. Tip zračenja se označava slovima E i M, a broj pored njih ukazuje na multipolnost zračenja.

Električni multipolni prelazi odgovaraju periodičnim promenama gustine nanelektrisanja u jezgru. Magnetni multipolni prelazi su povezani sa promenom gustine struje, tj. sa promenom veličine $(v_N/c)Q$, gde je v_N - srednja brzina nukleona u jezgru. Zato je verovatnoća magnetnih prelaza po redu veličine $(c/v_N)^2$ puta manja od verovatnoće električnih prelaza iste multipolnosti.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_1$."

$\Delta I = I_A - I_B$	Menja parnost	Dominantan	Slab
Parno (sem 0)	Ne	$E \Delta I$	$M(\Delta I + 1)$, ods-utan ako je $I_A = 0$ ili $I_B = 0$
Parno (sem 0)	Da	$M \Delta I$	$E(\Delta I + 1)$, ods-utan ako je $I_A = 0$ ili $I_B = 0$
0	Ne	M_1	E_2 , odsutan ako je $I_A = I_B = 1/2$
0	Da	E_1	M_2 , odsutan ako je $I_A = I_B = 1/2$
Neparno	Da	$E \Delta I$	$M(\Delta I + 1)$, ods-utan ako je $I_A = 0$ ili $I_B = 0$
Neparno	Ne	$M \Delta I$	$E(\Delta I + 1)$, ods-utan ako je $I_A = 0$ ili $I_B = 0$

Tab.3. Pravila izbora za prelaze različitih tipova i multi polnosti.

Zračenje multipolnosti 2ℓ , u odnosu na sistem koji emituje ima moment impulsa 0. Ukoliko su I_1 i I_2 momenti impulsa početnog i konačnog stanja jezgra, onda se moment impulsa koji unosi γ -kvant nalazi u intervalu

$$|I_1 + I_2| \geq \ell \geq |I_1 - I_2| \quad (1.8)$$

U skladu sa pravilima izbora po parnosti, pri emisiji električnog 2ℓ -polnog zračenja, parnost talasne funkcije sistema koji emituje zračenje menja se kao $(-1)^\ell$; pri emisiji 2ℓ -polnog magnetnog zračenja parnost talasne funkcije se menja kao

"Malo verovatni prelazi ^{137}Ba ."

(-1) ℓ^{+1} . Pravila izbora za prelaze različitih tipova i multi-polnosti su prikazani u Tab.3.

Električno 2ℓ -polno i magnetno $2\ell^{-1}$ -polno zračenje nastaju samo pri prelazima između nivoa sa istom parnošću ukoliko je ℓ -parno i nivoa sa različitom parnošću ukoliko je ℓ -ne parno. Za izračunavanje verovatnoće elektromagnetskih prelaza u jezgru ponovo polazimo od relacija koje proizilaze iz perturbacione teorije kao i u slučaju ℓ -raspadaj:

pri čemu ćemo za operator perturbacije uzeti operator energije
međudelovanja nukleona jezgra sa elektromagnetskim poljem
zračenja.

Odgovorajući proračuni dovode do sledećih relacija:

$$\lambda_{\gamma KI} = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2l+1} \frac{1}{h} |Q_{KI}|^2 \dots \dots \dots \quad (1.11)$$

$$\lambda \gamma E l = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \cdot \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2l+1} \cdot \frac{1}{h} |Q_{Ml}|^2 \dots \dots \dots \quad (1.12)$$

Q_m i Q_M su električni i magnetni multipolni momenti emitujućeg sistema. Grube procene momenata se mogu dobiti iz prostih proračuna. Recimo, u osnovi je električni moment sistema uslov-

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_1$."

ljen promenom raspodele električnog naboja i jednak je totalnom nanelektrisanju jezgra Z_e , pa je: /1/

$$|Q_{ML}| \approx 3 \left(\frac{h}{M_p CR} \right) |Q_{KL}| \dots \dots \dots \quad (1.14)$$

"Tačno" određivanje multipolnih momenata je veoma komplikovano; zato je potrebno znati mnogo o strukturi samog jezgra, te su pojedini izrazi za Q_{m1} i Q_{M1} direktna posledica uzetog modela jezgra. Verovatnoće električnih i magnetnih prelaza λ i redukovane verovatnoće B , u Weisskopfovoj aproksimaciji (jednočestičnoj) su oblika:

$$\lambda_{\nu}(L) = \frac{8\pi(1+1)}{[1(2l+1)!!]} \frac{1}{\hbar^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2l+1} B_{eg}(L) \dots \dots \dots \quad (1.15)$$

$$B(El) = \frac{e^2}{4\pi} \left(3 \frac{R^1}{l+3}\right)^2 \dots \dots \dots \quad (1.16)$$

Ove relacije možda ne pokazuju u dovoljnoj meri koliko je verovatnoća električnih prelaza veća od verovatnoće magnetnih prelaza iste multipolnosti i koliko verovatnoća prelaza opada sa multipolnošću, ali se to jasno vidi u Tab.4. i Tab.5./3/

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."

multipolnost L	EL		
	W(s-1)		$\Gamma(\text{MeV})$
1	1.02×10^{14}	6.75×10^{-8}	$A^{2/3} E \gamma^3$
2	7.28×10^7	4.79×10^{-14}	$A^{4/3} E \gamma^5$
3	3.39×10^1	2.23×10^{-20}	$A^2 E \gamma^7$
4	1.07×10^{-6}	7.02×10^{-27}	$A^{8/3} E \gamma^9$
5	2.40×10^{-12}	1.58×10^{-33}	$A^{10/3} E \gamma^{11}$

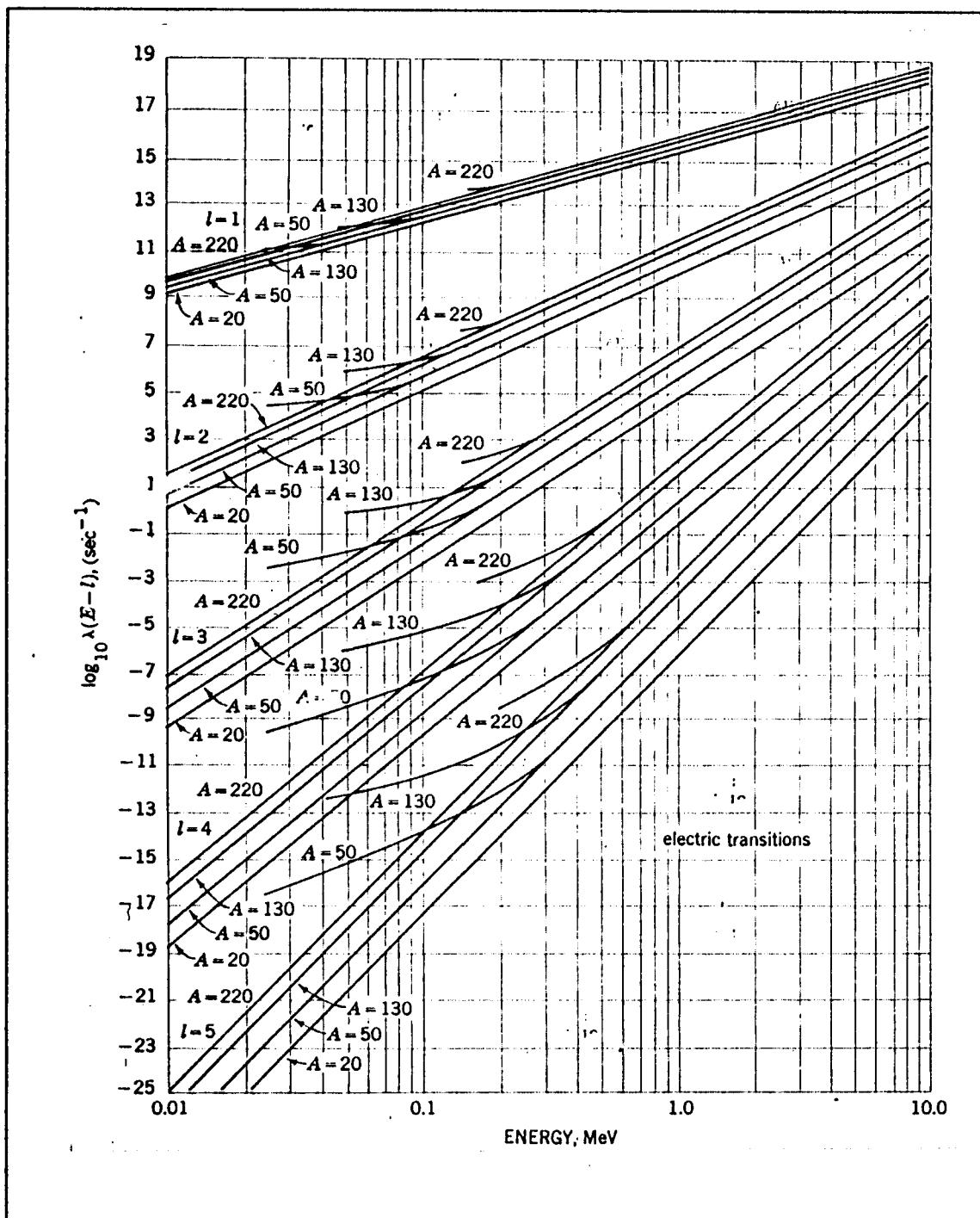
Tab.4.Verovatnoće električnih γ -prelaza multipolnosti L

multipolnost L	ML		
	W(s-1)		$\Gamma(\text{MeV})$
1	3.15×10^{13}	2.07×10^{-8}	$E \gamma^3$
2	2.24×10^7	1.47×10^{-14}	$A^{2/3} E \gamma^5$
3	1.04×10	6.85×10^{-21}	$A^{4/3} E \gamma^7$
4	3.27×10^{-6}	2.16×10^{-27}	$A^2 E \gamma^9$
5	7.36×10^{-13}	4.84×10^{-34}	$A^{8/3} E \gamma^{11}$

Tab.5.Verovatnoće magnetnih γ -prelaza multipolnosti L.

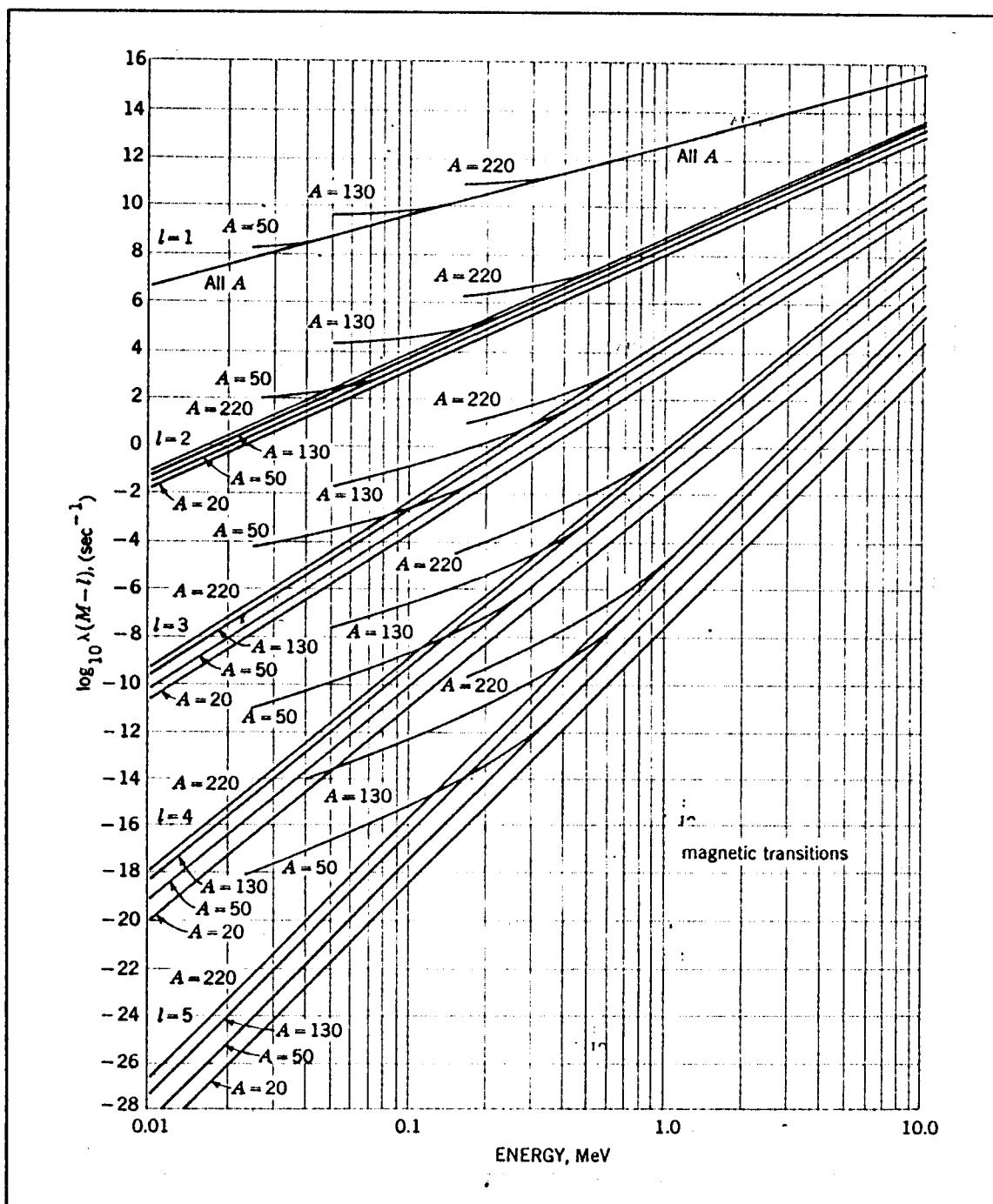
Verovatnoće prelaza se uglavnom ne računaju pomoću relacija (1.15),(1.16) i (1.17) već se očitavaju sa grafika koji su nacrtani na osnovu tih relacija (Sl.3. i Sl.4.)/2/, ili se računaju na osnovu podataka iz Tab.4. i Tab.5. za zračenja različite multipolnosti i elemente različitih masenih brojeva.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."



S1.3.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."



S1.4.

"Malo verovatni prelazi ^{137}Ba si."

Iz Tab.4.se mogu približno odrediti verovatnoće γ -prelaza $^{137}\text{Ba}_1$:

1. $11/2^- \rightarrow 3/2^+$; $E\gamma=661.66 \text{ keV}$

$$\lambda(E4) = 1.07 \cdot 10^{-6} \cdot 137^{4/3} \cdot 0.66166^9 \approx 0.13 \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda(M5) = 7.36 \cdot 10^{-13} \cdot 137^{4/3} \cdot 0.66166^{11} \approx 3.91 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$$

2. $11/2^- \rightarrow 1/2^+$; $E\gamma=380.6 \text{ keV}$

$$\lambda(E5) = 2.4 \cdot 10^{-12} \cdot 137^{10/3} \cdot 0.3806^{11} \approx 7.72 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda(M6) \approx 10^{-10} \text{ s}^{-1}$$

3. $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$; $E\gamma=281 \text{ keV}$

$$\lambda(E2) = 7.28 \cdot 10^7 \cdot 137^{4/3} \cdot 0.281^5 \approx 90.08 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$

$$\lambda(M1) = 3.15 \cdot 10^{13} \cdot 0.281^3 = 6.99 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$$

Iz ovog proračuna se može zaključiti da je verovatnoća za emisiju γ -kvanta sa dominantnom električnom komponentom multipolnosti 4 i energije 661.66 keV, 0.13 s^{-1} (teorijski) i ovaj prelaz se može eksperimentalno registrovati. Za nas zanimljivo pobudeno stanje ^{137}Ba od 281 keV nismo registrovali merenjem γ -kvanta ove energije iako je teorijska verovatnoća za njegovu emisiju vrlo velika. Ovo navodi na zaključak da jezgro ^{137}Cs , verovatno, β -raspadom nikada ne prelazi u pobudeno jezgro Ba sa energijom od 281 keV, niti ovo stanje može nastati emisijom γ -kvanta od 380.6 keV od strane pobudenog jezgra Ba sa energijom od 661.66 keV.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_1$."

S obzirom da danas još uvek ne postoji precizna teorija o strukturi atomskog jezgra i nuklearnim interakcijama, za interpretaciju eksperimentalnih rezultata neophodno je korišćenje uprošćenih nukleanih modela.

Uporedivanje eksperimentalnih podataka, koji se odnose na spektar jezgra i svojstva nuklearnog zračenja, sa vrednostima koje se mogu predvideti na osnovu nekog nuklearnog modela daje mogućnost određivanja granica valjanosti upotrebленог modela, kao i neophodna uopštavanja za strožiji pristup u opisivanju nuklearnih pojava.

Naravno, svaki model ima ograničenu oblast primene. Recimo, model tečne kapi se zasniva na pretpostavci o postojanju jake interakcije između nukleona u jezgru. Ovaj model je omogućio objašnjavanje takvih karakteristika jezgra kao što su: zasićenost nuklearnih sila, konstantna gustina nuklearne supstance u oblastima jezgara za koja je $R \sim A^{1/3}$, približno konstantnu energiju veze po jednom nukleonu, zakonitosti koje su povezane sa zavisnošću mase atoma od broja protona i neutrona i sl. Sa druge strane, najadekvatniji opis karakteristika nuklearnih stanja u oblasti malih energija pobudivanja daje tzv. model ljuske.

MODEL LJUSKE (SHELL - MODEL)

Početkom 30-ih godina je bilo okušaja da se problemi u nuklearnoj fizici razreše metodama koje su razvijane u atomskoj fizici. Na elektrone u atomu deluje Kulonova sila jezgra,

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$."

a električne odbojne sile između elektrona predstavljaju relativno malu smetnju. Talasna funkcija pojedinog elektrona je rešenje šredingerove jednačine sa elektrostatičkim potencijalom. Ukupna talasna funkcija atoma u nultoj aproksimaciji može se predstaviti kao antisimetrični proizvod talasnih funkcija.

U atomskom jezgru nukleoni osciluju pod uticajem ostalih nukleona. Pretpostavlja se da se uticaj svih ovih sila na pojedini nukleon može uglavnom predstaviti srednjim potencijalom čiji je oblik određen distribucijom nukleona u jezgru i kratkim dometom nuklearnih sila. Srednji potencijal je uglavnom konstantan unutar jezgra, a na granici pada na nulu. Najprikladniji analitički izraz za takav potencijal su: sferna jama, sferna jama sa zaobljenim zidovima i trodimenzionalni harmonijski oscilator. Srednji potencijal je identičan za protone i neutrone, a jedina razlika dolazi usled električnih sila.

Rešavanje šredingeove jednačine za nukleon koji osciluje u srednjem polju jezgra, dobija se niz svojstvenih funkcija, kojem odgovara niz energetskih nivoa. Neki od ovih nivoa su grupisani tako da je energija između pojedinih grupa veća nego energetska razlika između nivoa unutar jedne grupe. Nukleoni u jezgru zauzimaju pojedina jednočestična stanja pri čemu je zadovoljen Paulijev princip zabrane. Jezgro je u nanižem stanju ukoliko su popunjena redom najniža moguća stanja. S obzirom da su ta stanja grupisana, popunjavaju pojedinih grupa nukleonima odgovara zatvaranju atomskih lјuski. Svojstva atomskih jezgara posmatrana u zavisnosti od broja protona i neutrona naglo se

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."

menjaju kada N ili Z poprime vrednosti koje odgovaraju popunjenu neke ljudske.

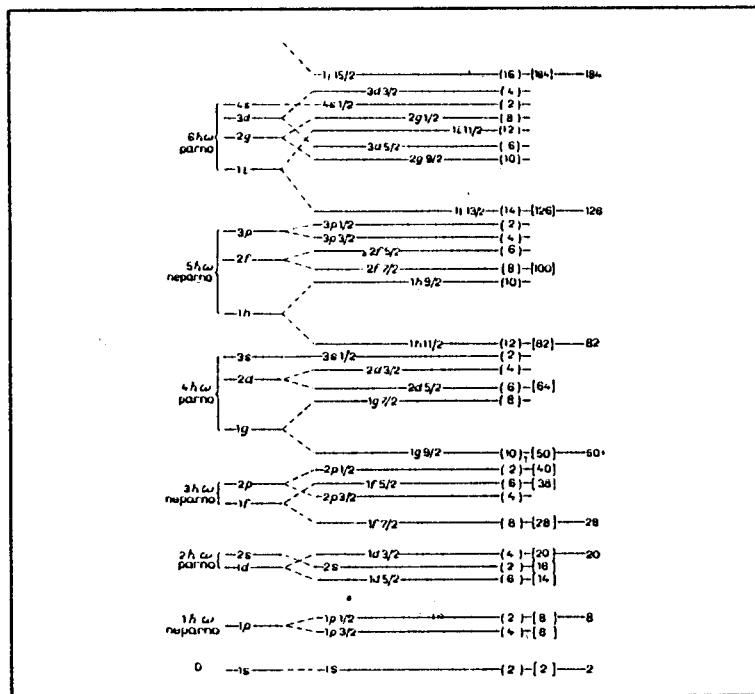
Ljudske čiji je broj protona i/ili neutrona takav da su one upravo popunjene imaju diskontinuitet u energiji veze. Ta jezgra su povezana sa maksimumima u raspodeli elemenata u prirodi. Tešk jezgra se cepaju uvek tako da su nastali fragmenti blizu jezgara sa zatvoreim ljudskama. Udarni presek za brze i spore neutrone jenaročito mali ako jezgra mete imaju konfiguraciju zatvorene ljudske. Energija ekscitacije prvog pobuđenog stanja raste kada je broj nukleona blizu broja koji odgovara zatvaranju ljudske. Sve ove eksperimentalne činjenice pokazuju da postoje ljudske i da se one zatvaraju kod magičnih brojeva: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

Ovi magični brojevi se ne mogu objasniti centralnim potencijalom tipa sferne jame ili harmonijskog oscilatora. Za ove potencijale su magični brojevi: 2, 8, 20, 40, 70 i 112. Međutim, šema nivoa koja se dobija korišćenjem nuklearnog potencijala oblika pravougaone jame sa udelom jake spin - orbitalne sprege objašnjava izuzetnu stabilnost magičnih jezgara, što podrobниje objašnjava Mayer-Jensenov model.

Mayer - Jensenov model

Na sl.4. je prikazan raspored nivoa unutar pojedinih ljudski u Mayer-Jensenovoj varijanti shell modela.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$."



Sl. 5. Šema nivoa Mayer - Jensenovog shell modela.

U osnovi ovog modela leži pretpostavka da se interakcija posmatranog nukleona u jezgru sa preostalim nukleonima može predstaviti sferno simetričnom potencijalnom jamom, kao kombinacijom pavougaone jame i potencijala oscilatora. Predpostavlja se da svaki nukleon osciluje nezavisno u srednjem nuklearnom polju koje obrazuju ostali nukleoni. Većina sudara nukleona unutar ne pobudjenog ili slabo pobudjenog jezgra ne dovodi do razmene energije, a sva ili gotovo sva kvantna stanja na koja jezgro može preti nakon sudara su popunjena. Drugim rečima, na niskim energijama pobudivanja u jezgru nisu ostvareni uslovi za pojavu direktnih efekata jake interakcije među nukleonima; sa druge strane može se govoriti o ne zavisnom orbitalnom kretanju pojedinih nukleona u polju jezgra.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba} \rightarrow \cdot$ "

Kao što su pokazali Mayer, Jensen, Haksel i Sues, da bi se pravilno opisao raspored jednočestičnih stanja potrebno je uvesti sledeće pretpostavke:

1. Nukleoni se kreću u srednjem potencijalu oblika:

$$V=V_c(r)+f(r)\vec{r}\cdot\vec{s} \dots \quad (1.18)$$

Pri čemu drugi član ovog zbora opisuje jaku spin-orbitalnu spregu nukleona koja cepa nivoe za datu vrednost l na $j=l+1/2$ i $j^*=l-1/2$ s tim da je nivo j energetski niži od nivoa j^* .

- \vec{L} -orbitalni moment nukleona;

- s -Paulijev spinski operator;

2. Atomsko jezgro je u osnovnom stanju kada nukleoni popune najniža jednočestična stanja u skladu sa Paulijevim principom zabrane.

3. Parni broj nukleona se sparuje tako da je ukupni moment impulsa konfiguracije jednak nuli.

4. Konfiguracija sa ne parnim brojem protona i neutrona ima moment impulsa jednak momentu ne sparenog nukleona. Talasna funkcija ne sparenog nukleona određuje sva svojstva konfiguracije.

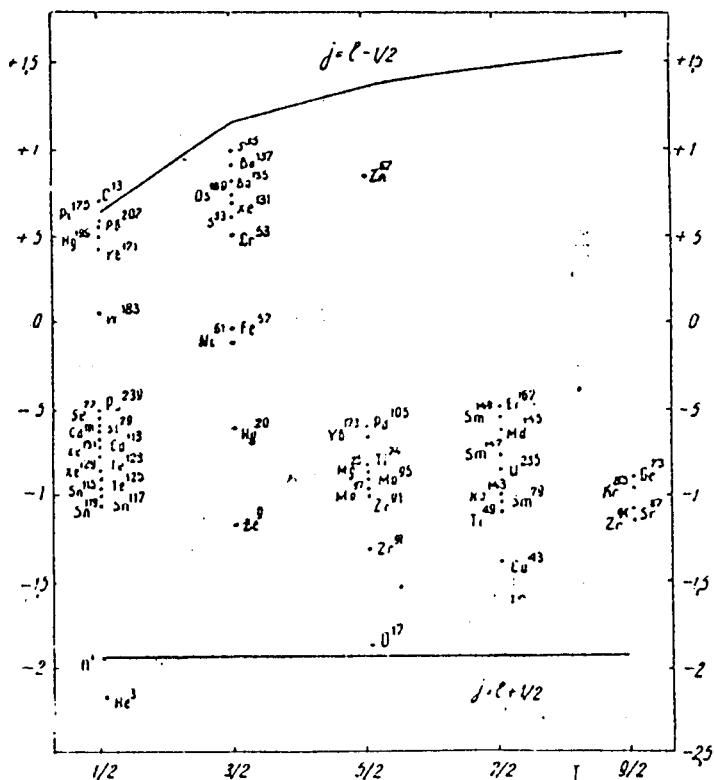
U svakoj grupi nivoa sferne jame sa zaobljenim ivicama stanje sa najvećim orbitalnim momentom impulsa je najniže stanje. S obzirom da spin-orbitalna sprega cepa svaki nivo tako da je razmak između novonastalih nivoa proporcionalan sa $2l+1$, tada nivo sa najvećim j može preći iz jedne grupe stanja u drugu. Kada nukleoni pune prvu g ljudsku ($l=4$) cepanje je tako veliko da se nivo $g_{9/2}$ spusti iz pete grupe u četvrtu i tek njegovim punjenjem dolazi do zatvaranja ljudske. Ovaj "Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{g1}$."

model, pored toga što objašnjava magične brojeve, omogućava da se predskazu spinovi, paritet i nuklearni momenti atomskih jezgara, te da se izračunaju verovatnoće prelaza pri α -, β - i γ -raspadu.

Spinovi osnovnih stanja sfernih jezgara se najčešće slažu sa predviđanjima ovog modela. Najčešće odstupanje je da jeezgro pre ima mali spin jednak orbitalnom momentu impulsa upravo napunjenog nivoa, umesto velikog spina koji bi moralo imati. Ovo odstupanje se objašnjava dodatnim postulatom:

5. Energija veze para čestica je utoliko veća ukoliko je veći orbitalni moment impulsa nivoa u kome se on nalazi. Dakle, konfiguracija $s_{1/2}^2 h_{1/2}^1$ je slabije vezana nego $h_{1/2}^2 s_{1/2}$.

Drugi tip odstupanja se odnosi na smanjenje opaženog spina u odnosu na teorijski za jedinicu $J=j-1$. Sva ostala odstupanja su vezana za jako deformisana jezgra.



s 1.6. Šmitov dijagram za
jezgra sa neparnim
brojem neutrona.
Tačkama su predstav-
ljene eksperimental-
no odredene vred-
nosti magnetnih
momenata jezgara u
osnovnom stanju.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."

Kada bi magnetni moment bio potpuno određen poslednjim nukleonom, on bi odgovarao šmitovim vrednostima, koje su predstavljene na sl.6.

Iako skoro svi magnetni momenti odstupaju od šmitovih linija, ipak se od 89 merenih, 86 njih nalazi u blizini ispravne šmitove linije, dva su na polovini rastojanja između njih, a samo jedan je bliže krivoj liniji (^{153}Eu).

Pri razmatranju dozvoljenih i zabranjenih prelaza pri β -raspadu pogodnije je umesto poluživota stanja t , razmatrati proizvod ft , gde je f takva funkcija energije da ft predstavlja recipročnu vrednost matričnog elementa prelaza između početnog i finalnog stanja. Za dozvoljene prelaze bez promene pariteta i uz izborna pravila $\Delta J=0,1$ $\log ft \approx 4$. Prvi zabranjeni prelazi $\log ft \approx 6,7, \dots$ Predviđanja Mayer - Jensenovog modela da li je neki prelaz dozvoljen ili zabranjen kvalitativno se dobro slažu sa merenjima. Dalju potvrdu modela predstavlja i postojanje velikih vrednosti ft koje se odnose na dozvoljene prelaze, a mogu se objasniti uz pretpostavku da je $|M|=1$ (što se dobija uz zanemarivanje nuklearne strukture).

Ostrva izomera i shell model

Analizom zakonitosti u rasprostranjenosti izomera među atomskim jezgrima, ustanovljeno je da se izomerna stanja uglavnom registruju kod jezgara sa ne parnim masenim brojem. Pri tom se izomeri javljaju samo u određenim oblastima oblastima

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$ ".

vrednosti N i Z, tzv."ostrva izomerije"(Finberg, Hemak,Nord-gejm).To su sledeće oblasti:

$$39 \leq Z, N \leq 49$$

$$63 \leq Z, N \leq 81$$

$$93 \leq Z, N \leq 125$$

Ova pojava se može objasniti u okviru jednočestičnog shell modela.

Iz Mayer-Jensenove šeme nivoa (sl.4.)/4/ može se videti da se u oblasti $39 \leq Z, N \leq 49$ veoma blizu jedan drugom nalaze nivoi $p_{1/2}$ i $g_{9/2}$.Ovi nivoi imaju različitu parnost, a razlika njihovih momenata iznosi 4.U skladu sa pravilima izbora, prelaz jezgra sa nivoa $g_{9/2}$ na nivo $p_{1/2}$ mora biti magnetni 2⁺-polni prelaz (M4).U ovoj oblasti se često mogu registrovati izomerna stanja i prelazi tipa M4 ili E3 (izotopi Y,Zn i Ge).

U oblasti $63 \leq Z, N \leq 81$ veoma blizu jedan drugom su nivoi $h_{11/2}, s_{1/2}$ i $p_{3/2}$.Izmedu ovih stanja mogu nastajati izomerni prelazi M ... ili E....U ovoj oblasti je ustanovljeno postojanje 30 izomernih prelaza.Ono što Mayer-Jensenov model neobjašnjava je činjenica da se izomerna jezgra grupišu uglavnom u oblasti $63 \leq N \leq 81$, a retko se sreću u oblasti $63 \leq Z \leq 75$.

Treće izomerno ostrvo obuhvata oblast $93 \leq N, Z \leq 125$.U ovoj oblasti je ustanovljeno postojanje 15 izomera, pri čemu su oni grupisani u oblasti $115 \leq N, Z \leq 125$, ali se ne sreću u oblasti $93 \leq N \leq 125$.

Odsustvo izomera u oblastima $63 \leq Z \leq 75$ i $91 \leq N \leq 115$ se može objasniti imajući u vidu ne sferičnost srednjih i teških

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."

jezgara. Gornja granica oblasti, na kojoj se izomeri praktično više i ne javljaju, poklapa se sa granicama oblasti u kojoj se nalaze jezgra koja imaju rotacione spektre.

Izomerni prelazi kod jezgara sa $99 \leq N \leq 115$ (Dy, Hf, W) se objašnjavaju Nilsonovom teorijom koja ovog puta neće biti razmatrana s obzirom da se jezgra koja su za nas interesantne ne nalaze u ovoj oblasti. Uprkos značajnim uspesima u kvalitativnom opisivanju svojstava atomskih jezgara, model lјuske ne može da objasni mnoge eksperimentalne činjenice.

1. Energetski nivoi, magnetni momenti i verovatnoće prelaza se nemogu tačno kvalitativno predvideti.

Magnetni momenti jezgra u jednočestičnom modelu moraju zadovoljavati sledeće jednačine:

$$\mu = I + 2.29 \quad (I=j=\frac{Q+1}{2})$$

$$\mu = I - 2.29 \quad I/(I+1) \quad (I=j=\frac{Q-1}{2})$$

za ne spareni proton

$$\mu = -1.91 \quad (I=j=\frac{Q+1}{2})$$

$$\mu = 1.91 \quad I/(I+1) \quad (I=j=\frac{Q-1}{2})$$

za ne spareni neutron

njihove vrednosti moraju biti u skladu sa šmitovim dijagramom $\mu = \mu(I)$ predstavljenim na Sl.6.

Ne slaganje je utoliko veće ukoliko je više nukleona van zatvorena lјuske, što je posledica zanemarivanja rezidualne interakcije između nukleona izvan zatvorene lјuske.

2. Verovatnoća za visoko energetske procese, kao što su npr. sudari protona sa atomskim jezgrom i apsorpcija mezona, zavisi od raspodele impulsa unutar jezgra. Model zanemaruje korelacije

"Malo verovatni prelazi ^{137}Ba ."

u položaju nukleona (osim korelacija koje su uslovljene Paulijevim principom zabrane i konačnom zapreminom jezgra) i daje 50 puta manji udarni presek za te procese. To pokazuje da su korelacije, a samim tim i rezidualne sile između nukleona veoma važne.

3. Međutim, ovaj model čak i sa rezidualnom interakcijom daje suviše male vrednosti za kvadrupolni moment jezgra. Naročito su kvadrupolni momenti jako deformisanih jezgara vrlo veliki. Model se može tako modifikovati da umesto sferno-simetričnog potencijala uzme sferoidalni, tada bi sve čestice doprinosili kvadrupolnom momentu jezgra.

Posmatrajmo sada strukturu jezgra ^{137}Ba sa aspekta shell modela. Sa šeme raspada sl. 1., vidimo da su pobudena stanja ^{137}Ba : $d_{3/2}, s_{1/2}$ i $h_{11/2}$, kao što je prikazano i na sl. 1. (mada se u literaturi mogu sresti i drugačije varijante, u zavisnosti od uzetog modela potencijala a najčešće $s_{1/2}, d_{3/2}$ i $h_{11/2}$ - sa rastućim spinovima).

Lična karta $^{137}\text{Ba}_{\pi 1}$

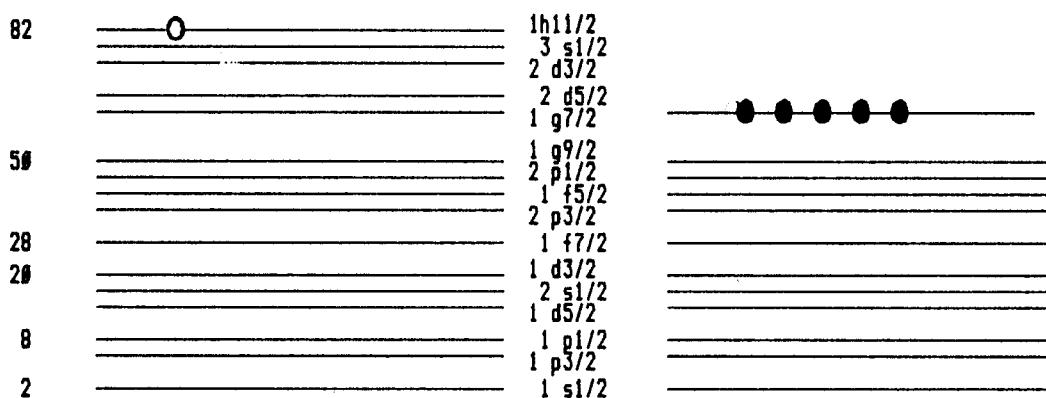
O čigledno je da je šesta lјuska gotovo potpuno popunjena sa samo jednom šupljinom koja u principu može "šetati" po orbitama ove lјuske. Otud je jasno zašto smo se opredelili za jednočestični shell model (pored drugih varijanti shell modela).

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pi 1}$."

Prirodni barijum je smeša sedam izotopa: ^{130}Ba (0.102), ^{132}Ba (0.098), ^{134}Ba (2.42), ^{135}Ba (6.59), ^{136}Ba (7.81), ^{137}Ba (11.32) i ^{138}Ba (71.66).

$N = 81$

$Z = 56$

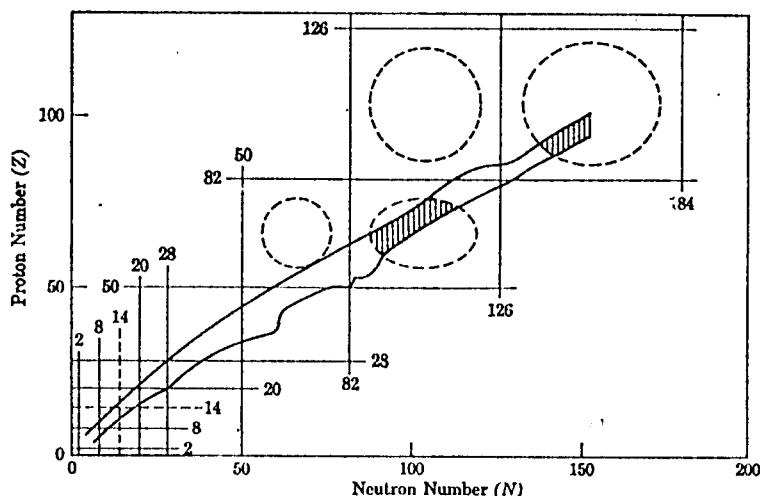


- - nukleoni koji nedostaju za popunjavanje lјuske;
- - nukleoni koji su izvan popunjene lјuske;

Sl.7. Struktura jezgra $^{137}\text{Ba}_{\infty}$ sa aspekta shell modela.

Na sl.8. su prikazane vrednosti N i/ili Z za koje su jezgra trajno deformisana. Očigledno je da jezgro $^{137}\text{Ba}_{\infty}$ nije deformisano, već ga možemo smatrati sfernim jezgrom koje se može analizirati na jednočestičnom shell modelu. Može se reći da, uslovno, postoje dve varijante ovog modela i to strogo jednočestični i SQP-model(jedno kvazi-čestični model).

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\infty}$."

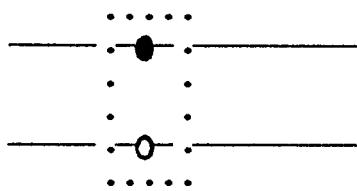


S1.8. Punim linijama su predstavljene popunjene lјuske, a senčene oblasti predstavljaju trajno deformisana jezgra.

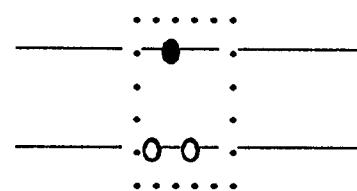
JEZGRO SA NEPARnim BROJEM NUKLEONA U SQP-MODELU

S obzirom da se radi o kvazičestičnom modelu, pozabavimo se pre svega pojmom kvazi čestice.

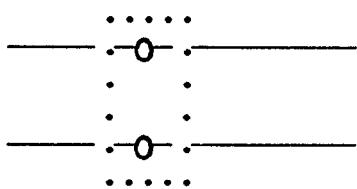
Najjednostavniju kvazi česticu čine jedna šupljina i jedan nukleon. Dakle, pri svakoj ekscitaciji nukleona (bez obzira na kojoj orbiti se on nalazi) on napušta svoj prvobitni položaj i na tom mestu ostaje jedno upražnjeno mesto, šupljina, tj. formira se jedna kvazi čestica (šupljina + nukleon) (sl.9.a). To naravno nije jedina mogućnost, jer kvazi česticu čine i kombinacije više šupljina i nukleona (sl.9.b.c.d.). "Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba} \rightarrow \text{...}$ "



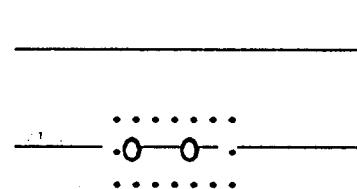
a)



b)



c)



d)

S1.9. Moguće kvazičestice.

Nukleoni i šupljine koji čine kvazi česticu mogu prelaziti na druge orbite i time menjati njenu konfiguraciju, ili postajati deo neke druge kvazi čestice.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_\infty$."

Nekoliko osnovnih pojmljova
sa kojima smo se svi do
sada susretali, ali nismo
posvetili više pažnje
njihovom značenju. /2/

1. Konfiguracija pokazuje koje orbite su zauzete nukleonima
bez uzimanja u obzir vrednosti kvantnog broja m . Na pr.
 $(d_{\alpha}, s_1)^2$ je konfiguracija koja pokazuje da se u orbiti d_{α}
nalaze dva nukleona; ili konfiguracija $d_{\alpha} s_1 s_1, d_{\alpha} d_{\alpha} s_1$
prema kojoj je u svakoj od dve orbite koje čine konfiguraciju
smešten po jedan nukleon. U ovakovom zapisu nije posebno označen
totalni angулarni moment koji nije obavezno jednak nuli. Ener-
gija konfiguracije je jednaka zbiru energija svih popunjениh
orbita.

2. Term - konfiguracija sa kuplovanim angулarnim momentom. Na
pr. $(d_{\alpha}, s_1)_0^2$ je term; term $(d_{\alpha}, s_1)_z^2$ je različit od njega iako
imaju istu konfiguraciju, jer je u prvom slučaju ukupni angu-
larni moment nukleona u orbitama jednak nuli, a u drugom
dva. Za sve termove je, dakle, angулarni moment I jedna od svih
mogućih vrednosti zbiru angулarnih momenata pojedinih
nukleona

$$I = j_1 + j_2$$

(uzimajući u obzir mogućnost različitih projekcija j_1 i j_2)

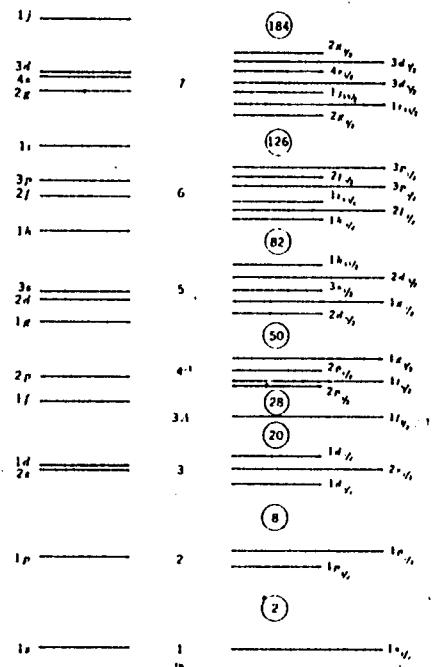
Energija terma je upravo energija konfiguracije iz koje je
izведен.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_1$."

3. Stanje je vrlo određen kvantno mehanički pojam koji ne treba mešati sa sličnim pojmovima koji se mogu sresti u drugim kontekstima. Stanje jedne čestice ili sistema čestica se može dobiti kao rešenje šredingerove jednačine sistema; ima definisanu energiju, talasnu funkciju, totalni angулarni moment i još neke karakteristike kao što su električni i magnetni moment. Talasna funkcija nekog sistema čestica se može predstaviti kao linearna kombinacija odgovarajućih konfiguracija, pri čemu koeficijenti u ovoj talasnoj funkciji moraju zadovoljavati šredingerovu jednačinu za posmatrani sistem.

Ukupni angуларни moment stanja je jednak zbiru angулarnih momenata pojedinih konfiguracija, a parnost talasne funkcije je odredena parnošću zbira $\ell_1 + \ell_2$. Totalni angуларни moment i parnost se po konvenciji pišu zajedno kao I_{\pm} .

Razliku između termova i stanja je lakše razjasniti uz pomoć sl.10.



sl.10. Energetski nivoi prema shell teoriji potencijala.-

Energetski nivoi sa leve strane su dobijeni bez uračunavanja spin-orbitalne sprege. Nivoi sa desne strane su posledica spin-orbitalne interakcije, koja svaki nivo sem ($\ell=0$) cepta na dva sa $j=\ell-1/2$ i $j=\ell+1/2$.

Ako bi se sve sile u problemu opisivale preko shell teorije potencijala, stanja bi bila identična termovima. Međutim, shell teorija potencijala neuvodi u račun kratkodometne interakcije koje zavise od toga u kojoj orbiti su čestice koje posmatramo u našem sudaru. Uključivanje ovih sudara u potencijal V koji figuriše u šredingerovoj jednačini dovodi do razlike između stanja i termova. Posledica uključivanja sudara je prevodenje stanja u linearnu kombinaciju termova. Međutim, postoji fundamentalna teorema kvantne teorije koja zahteva da u ovim procesima broj stanja bude ne promanjen. Upravo zato, broj "Malo verovatni prelazi ^{137}Ba ."

stanja određenog oblika koja opisuju jedno jezgro, mora biti jednak broju termova koji u njima figurišu. Pri tom koeficijenti koji figurišu u ovim funkcijama stanja moraju zadovoljavati uslov normiranja, koji u opštem slučaju ima oblik :

$$\sum a_{i,j}^2 = 1 \quad i, j = 1, 2, 3, 4, \dots, n$$

gde je n broj termova; pored ovog prema kvantnoj teoriji koeficijenti $a_{i,j}$ moraju zadovoljavati i uslov ortogonalnosti.

Ali, vratimo se problemu energije.

Energija konfiguracije ili termova izvedenih iz nje, je samo zbir energija popunjениh orbita.

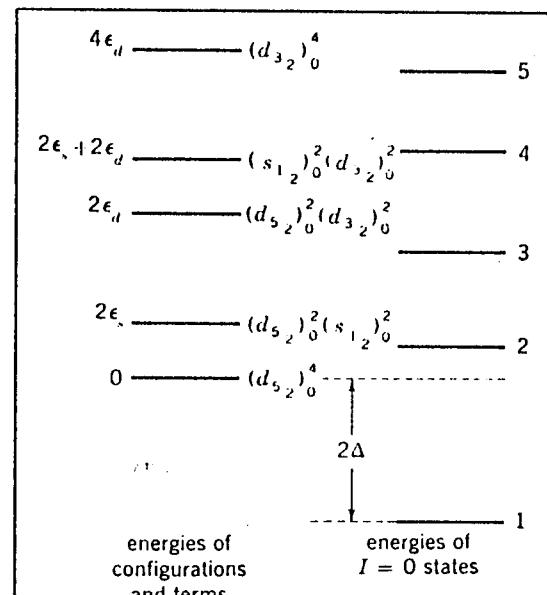
Energija stanja je mnogo komplikovanija i suptilnija problematika. Energije orbita se, u principu, određuju na osnovu shell teorije potencijala, koja reprezentuje srednju silu svih nukleona u jezgru (srednje polje jezgra). Međutim, jedna takva srednja sila ne uzima u obzir kratkodometne sile koje dolaze do izražaja kada se dva nukleona sudsaraju, tj. u rezidualnim interakcijama. Ove sile uzrokuju male promene energije stanja, ostvarujući odstupanje od srednje energije konfiguracije koje se uključuje u račun u zavisnosti od uzetog tipa suda ra. U mnogim slučajevima odstupanja nisu velika i možemo očekivati da ova stanja imaju energije u intervalu od 0 do $2\epsilon_n$, pri čemu je ϵ_n energija najviše konfiguracije. Ovo je zaista tačno za većinu stanja, ali se sa jednim od njih dešava nešto čudno: energetski je mnogo spušteno, kao što je i prikazano na sl. 11. za slučaj kada posmatramo samo tri stanja.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$."

Ovakvo ponašanje se relativno lako može objasniti pomoću matematičkog aparata kvantne mehanike. U do sada korišćenoj slici orbitalnog modela, efekat se čini mogućim ako pretpostavimo da se u tom stanju odigravaju vrlo specifične i ritmične kolizije (sudari) koje se razvijaju tako da sve rezidualne move i energetski gap.

interakcije kombinju u koherentnom pravcu kako bi se postigla maksimalno moguća mreža privlačne sile. U tom slučaju se može pretpostaviti da u ostalim stanjima rezidualne interakcije nisu tako koherentne, već su ponekad privlačne, a ponekad odbojne, dok totalna energija nije mnogo izmenjena.

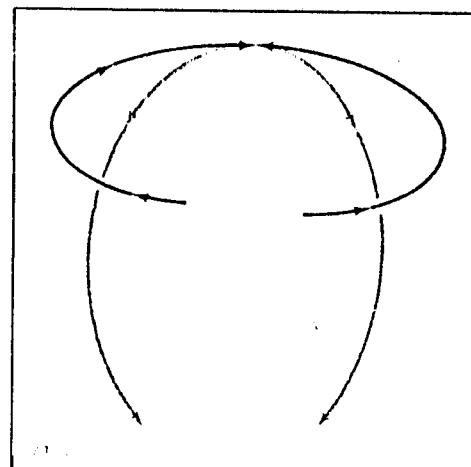
Energija 2Δ za koju je energija najnižeg stanja niža od energije najniže konfiguracije se naziva energetski gap. On igra naročito važnu ulogu u energetskoj strukturi nivoa svetskog parno-parnog jezgra, tj. jezgra sa parnim N i Z , koje ima interesantan analogon u teoriji superprovodljivosti koja je značajan fenomen u niskotemperaturnoj i fizici čvrstog stanja. Ovakav tip sudara se naziva sparivanje. To je interakcija između para čestica koje se kreću u istoj orbiti, ali u suprotnim smerovima. One se podvrgavaju frekventnoj koliziji koja je predstavljena na sl. 12.



S1.11. Relativne energije teraju tako da sve rezidualne move i energetski gap.

"Malo verovatni prelazi ^{137}Ba ."

sl.12.sudar dva nukleona
 koji su se prethodno
 kretali u istoj orbiti
 ali u suprotnom smeru; na
 kon sudara kreću se u
 drugoj orbiti ali i dalje
 u suprotnim smerovima.



Posledica ovakvog sparivanja je prelazak jezgra od jednog do drugog terma istog spina i parnosti, pa je talasna funkcija stanja datog spina i parnosti linearna kombinacija ovih termova. Energije ovih stanja se ponašaju tako da imaju jedno stanje pomereno mnogo niže na skali energije, pa to daje jedan energetski procep - gep.

Brojevi popune ("Occupation numbers") V_{λ^2}

Brojevi popune V_{λ^2} su brojevi koji pokazuju u kojoj meri su popunjene orbite sa datim kvantnim brojevima n, ℓ, i, j .

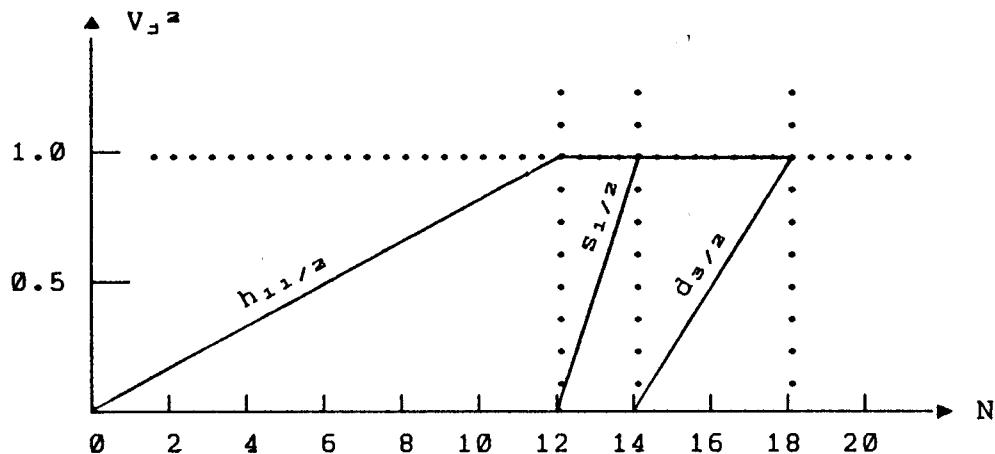
Velika prednost brojeva popune je što se mogu lako izračunati ukoliko zanemarimo sudare u jezgru što nam daje relativno grubu procenu. Ukoliko posmatramo jezgro sa N nukleona koji

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_1$."

popunjavaju orbitu sa kvantnim brojem j (u koju maksimalno staje $2j+1$ nukleona) moguće vrednosti broja V_{j^2} su:

$$V_{j^2} = \begin{cases} 1/(2j+1)N & \text{za } N < 2j+1 \\ 1.0 & \text{za } N \geq 2j+1 \end{cases}$$

Ako ovakvo razmatranje primenimo na jezgro Ba možemo pretpostaviti da će se V_{j^2} ponašati kao što je prikazano na sl.13.



sl.13. Brojevi popune V_{j^2} u zavisnosti od broja nukleona, pod pretpostavkom da ne postoji rezidualna interakcija.

Međutim, izvesno je da sudari u jezgru postoje i da je diskutabilno jedino u kojoj meri oni utiču na promenu energije stanja i njihovu popunjenošt; to istovremeno znači da ni naš jednostavni prikaz popunjavanja nivoa nije dobar, jer su usled kolizije orbite delimično popunjene iako ima dovoljno upražnjenih mesta u njima da bi bile potpuno popunjene. Zato se krive na sl.11. moraju postepeno modifikovati, pri čemu dolazi do zaobljavanja oštih uglova.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."

Ukoliko umesto čestica posmatramo šupljine, broj šupljina u stanju j je proporcionalan sa $1-V_3^2$. Naročito ako se radi o jezgrima sa dve šupljine izvesno je da će one sa mnogo većom verovatnoćom popunjavati orbite sa višom energijom.

činjenica da za V_{s^2} postoje vrlo određena pravila ponašanja, postavlja vrlo stroge restrikcije na komplikovane talasne funkcije pojedinih jezgara, ali ih ne određuju potpuno, izuzev u slučajevima kada su samo dva nukleona van zatvorene ljudske. - Međutim, V_{s^2} daje mnoge značajne informacije o talasnog funkcijama koje su potrebne za mnoga značajna razmatranja. Postojeće metode za izračunavanje V_{s^2} su se pokazale kao uspešne. Jedna od njih poznata kao teorija sparivanja, za V_{s^2} daje sledeću relaciju/2/

$$V_j^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\epsilon - \lambda}{\sqrt{(\epsilon - \lambda)^2 - \Delta^2}} \right] \dots \dots \dots \quad (1.18)$$

gde se λ izvodi iz uslova da broj nukleona u ljušći mora imati određenu vrednost N. To je samo suma po j broja nukleona za svako j,

e je relativna energija nivoa za dato j u posmatranoj ljudsci:

Δ je polovina energetskog gepa koja se za jezgro sa A nukleona može izračunati prema relaciji (1.20)

$$\Delta = 33 \text{ MeV } A^{-3/4} = 33 \text{ MeV } 137^{-3/4} \dots \dots \dots \quad (1.20)$$

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."

No, netreba zaboraviti da nam je sve ovo neophodno kako bi smo bolje shvatili strukturu ^{137}Ba koji spada u sferna jezgra.

Sferna jezgra sa ne parnim brojem nukleona (A)

Jezgro sa ne parnim A mora imati ili Z-parno i N-ne parno, ili N-parno i Z-ne parno.

Najjednostavnija stanja jednog jezgra sa parnim brojem protona Z i ne parnim brojem neutrona N su kvazi jednočestična stanja (SQP) koja se formiraju dodavanjem čestice ili šupljine stanjima najbližeg parno-parnog jezgra.

Kada unutar jezgra nebi bilo sudara orbite bi se pravilno popunjavale sa porastom energije, a energije ovih stanja bille samo suma energija popunjениh orbita. U oblastima u kojima su SQP stanja čestična dolazi do njihovog spuštanja na skali energije sa povećanjem N, a u oblastima u kojima su SQP stanja šupljinska pomeraju se ka višim energijama sa povećanjem N. Za ogromnu većinu jezgara sa ne parnim A sudari unutar jezgra se ne mogu zanemariti i zato treba videti do kakvih promena ovo dovodi.

Umesto postojećih isključivo čestičnih ili šupljinskih stanja SQP stanja su delimično čestična, a delimično šupljinska, dakle, kvazičestična. Srazmerno količini čestica ili šupljina, priroda SQP stanja se ravnomerno menja sa povećanjem N. Potpunim premeštanjem orbita, SQP stanja postaju u većoj meri šupljinska i u manjoj meri čestična. Ovo se može zaključiti iz talasne funkcije za SQP stanje jezgra sa N neutrona.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."

$$\Psi_N(j) = \sqrt{1 - V_j^2} \Psi_{N-1}(j) + V_j \Psi_{N+1}(j^{-1}) \dots \dots \dots \quad (1.21)$$

Jednačina (1.21) pokazuje da je talasna funkcija SQP stanja suma dva terma, osnovnog stanja parno-parnog jezgra ($N-1$) plus čestica u stanju j i osnovnog stanja jezgra ($N+1$) plus šupljina u stanju j . Deo vremena to je stanje šupljine sa popunjenošću V_j^2 koje je ranije definisano kao strogo čestično stanje, a deo vremena to je čestično stanje sa $1 - V_j^2$, u onoj mjeri u kojoj je stanje j prazno.

Kao posledica kolizije ponašanje energije SQP stanja je modifikovano. Postepen prelaz sa čestičnih na stanja šupljina (čiji je uzrok povećanje N) energije stanja pomera postepeno pre nego oštros.

Jedan od najjednostavnijih teorijskih proračuna koji daje prihvatljive vrednosti za energiju SQP stanja je teorija sparivanja:

$$E_j = \sqrt{(\varepsilon - \lambda)^2 + \Delta^2} \dots \dots \dots \quad (1.22)$$

U ovom teorijskom postupku E_j se može izraziti i preko energije energetskog gema i brojeva popunjavanja simultanim rešavanjem jednačina (1.19) i (1.22)

$$E_j = \frac{\Delta}{2V_j\sqrt{1-V_j^2}} \dots \dots \dots \quad (1.23)$$

"Malo verovatni prelazi ^{137}Ba ."

Stanje sa niskom energijom za jedno jezgro sa ne parnim A je kombinacija termova formiranih sparivanjem svakog od stanja susednog parno-parnog jezgra sa različitim SQP stanjima.

Energije termova su jednake zbiru energija koje se kombinuju, njihovi angуларни momenti su dati preko svih mogućih suma dva angуларна momenta, a njihove parnosti su proizvod dve parnosti. Stanja jezgra sa ne parnim A se predstavljaju kao linearna kombinacija odgovarajućih termova parnih jezgara sa istim spinom i parnošću. Rezidualna interakcija koja uzrokuje "mešanje" termova nije ni blizu jaka kao u slučaju sparivanja, dakle, termovi se mešaju samo ako su energetski bliski.

Prvo pobudeno stanje parno-parnog jezgra koje ima popunjenu ljudsku se nalazi na mnogo višoj energiji nego što je to slučaj kod susednih jezgara koja nemaju magični broj protona ili neutrona. Kod susednih jezgara je prvo pobudeno stanje na mnogo višoj energiji, a samim tim i ostala pobudena stanja koja su na približno dvostruko većoj energiji. Za parno - parna jezgra ^{136}Ba i ^{138}Ba stanja sa najnižom energijom su osnovno i dvo- i četvorofononska stanja koja su vibraciona, što se može videti i sa sl.14. Ove energije su, generalno gledano, veoma slične za izotope istog elementa.

Kao posledica kuplovanja 2-0 i 4-0 fononskih stanja ^{138}Ba (koji ima popunjenu ljudsku) i SQP-stanja, teorijski se mogu dobiti mogući termovi ^{137}Ba .

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_1$."

4 + _____

$$\begin{array}{c} \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2} \\ \hline \hline \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \\ \hline \hline \frac{7}{2}, \frac{9}{2}, \frac{11}{2}, \frac{13}{2}, \frac{15}{2} \\ \hline \hline \end{array}$$

$$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$$

2 + _____

$$\begin{array}{ccc} \hline & d_{3/2} & 3/2^+ \\ \hline & s_{1/2} & 1/2^+ \\ \hline & h_{11/2} & 11/2^- \\ \hline & d_{5/2} & 5/2^+ \\ \hline \end{array}$$

0 + _____

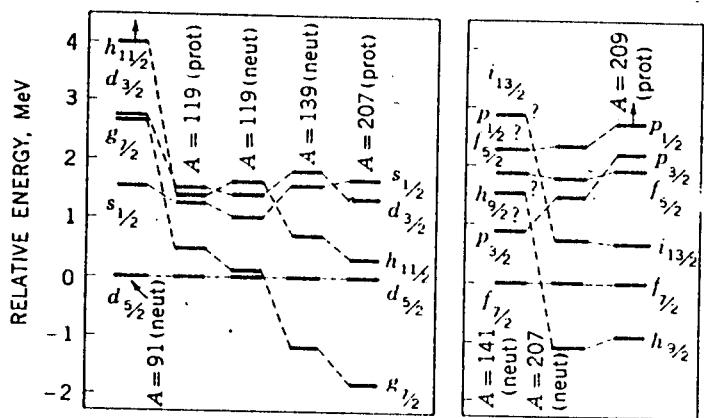
_____ g_{7/2} _____ 7/2^+

Sl.14. Mogući termovi $^{137}\text{Ba}_1$.

Mogućnost pojavljivanja svakog od ovih termova je povezana sa održanjem parnosti talasne funkcije odgovarajućeg stanja.- Dakako,ovo bi bio veoma zanimljiv problem,medutim, mišljenja smo da bi dalje razvijanje ove teme prevazišlo željene okvire rada.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_1$."

Ako u skladu sa do sada iznetom teorijom posmatramo pobudena stanja ^{137}Ba koji u poslednjoj ljesuci ima jednu šupljinu, evidentno je da ova šupljina može da "šeta" unutar ljeske, tj. da nukleoni prelaze iz jedne orbite u drugu ostavljajući u prethodnoj orbiti šupljinu (kreirajući pri tom jednu kvazi česticu). O energiji termova ^{137}Ba možemo govoriti na osnovu rasporeda termova na energetskoj skali za element sa $A=139$ što je vrlo blisko našem ^{137}Ba .



Sl.15. Eksperimentalno određene energije orbita u petoj i šestoj ljesci za različito A .

Na osnovu podataka sa sl.15. i jednačine (1.22.) možemo razmatrati moguće rasporede SQP-stanja ^{137}Ba i neutronske šupljine u ovim stanjima, popunjenošt stanja i teorijsku vrednost odgovarajućeg energetskog gega.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."

$$\begin{array}{lll}
 \text{---} & 3/2 & E_{11/2} - E_{3/2} = 661.66 \text{ keV} \\
 \text{---} & 1/2 & V_{11/2}^2 = 1/(2 \cdot 11/2 + 1) \cdot 11 = 11/12 \\
 \text{---} & 0 & \Delta = E_{11/2} - 2 \cdot V_{11/2} \cdot (1 - V_{11/2}^2)^{1/2} \\
 & & = 365.75 \text{ keV}
 \end{array}$$

$$\begin{array}{lll}
 \text{---} & 3/2 & E_{1/2} - E_{3/2} = 281 \text{ keV} \\
 \text{---} & 1/2 & V_{1/2}^2 = 1/(2 \cdot 1/2 + 1) \cdot 1 = 1/2 \\
 \text{---} & 11/2 & \Delta = E_{1/2} - 2 \cdot V_{1/2} \cdot (1 - V_{1/2}^2)^{1/2} = 281 \text{ keV}
 \end{array}$$

$$\begin{array}{lll}
 \text{---} & 0 & E_{3/2} = 0 \text{ keV} \\
 \text{---} & 1/2 & V_{3/2}^2 = 1/(2 \cdot 3/2 + 1) \cdot 3 = 3/4 \\
 \text{---} & 11/2 &
 \end{array}$$

Najveću popunjenošću ima stanje čiji je spin $11/2$ sa energijom od 661.66 keV, a to je ujedno stanje koje se najčešće "puni" β -raspadom; najmanju popunjenošću ima stanje čiji je spin $1/2$ sa energijom od 281 keV koje se vrlo retko puni β -raspadom. Da li onda u tome možemo tražiti odgovor na pitanje zašto se tako retko (ili uopšte ne) registruje nakon β -raspada ^{137}Cs pobudeno stanje ^{137}Ba sa energijom od 281 keV? Evidentno je da se nakon raspada ^{137}Cs preferira stanje veće popunjenošću sa energijom od 661.66 keV ili eventualno od 0.00 keV čiji je spin $3/2$ i koji ima popunjenošću od 75% .

Ako uporedimo vrednosti za energetski gip koji su dobijene na osnovu popunjenošću pojedinih orbita, sa vrednošću za energetski gip koja proizilazi iz relacije (1.20)

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba} \rightarrow \text{...}$ "

$$\Delta = 33 \text{ MeV} \cdot A^{-3/4} = 33 \text{ MeV} \cdot 137^{-3/4} = 824.09 \text{ keV}$$

evidentno je da se radi o bliskim vrednostima, što ukazuje na činjenicu da SQP-model dobro opisuje ovu problematiku i da ponašanje osnovnog i pobudnih stanja ^{137}Ba možemo tretirati kao što je pokazano na gornjoj šemici.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."

EKSPERIMENT (metod,merna tehnika i rezultati)

Cilj našeg eksperimenta je bio analiza malo verovatnih stanja ^{137}Ba .

Sa sl.1. vidimo da je to stanje od 281 keV koje se izuzetno retko javlja kao rezultat β -raspada ^{137}Cs ili γ -raspada stanja od 661.66 keV.

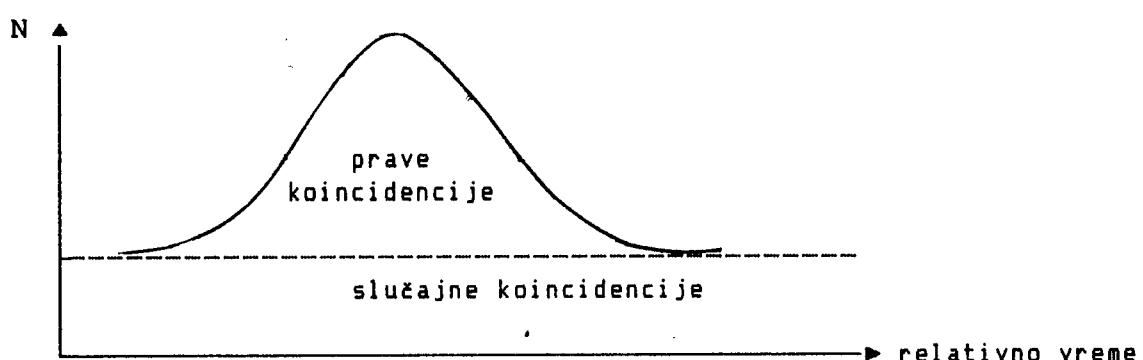
Jedna od ideja eksperimenta je bila da se egzistencija ovog stanja utvrdi na osnovu postojanja kaskade $11/2^- \rightarrow 3/2^+$
 $\rightarrow 1/2^+$.

U tu svrhu se, u principu, najčešće koristi koincidentna merna tehnika.Koincidentije su dogadaji koji se dešavaju istovremeno ili unutar vremena razlaganja koincidentnog kruga.S obzirom da je vreme života stanja od 281 keV manje od 1 ns, a vreme razlaganja koincidentnog kruga u našem služaju 7.5ns, izvesno je da se emisije kvanta od 380.66 keV ($11/2^- \rightarrow 1/2^+$) i 281keV ($1/2^+ \rightarrow 3/2^+$) mogu registrovati kao koincidentni dogadaji.

Pored koincidentne, koristili smo i antikoincidentnu mernu tehniku koja omogućuje značajno smanjenje fona.S obzirom da na ovaj način posmatramo stanje od 281 keV, bez obzira da li je ono nastalo kao posledica β -raspada ^{137}Cs ili γ -raspada pobudenog stanja ^{137}Ba na energiji od 661.66 keV, s pravom smo očekivali da broj registrovanih dogadaja (emisija γ kvanta sa energijom od 281 keV) bude veći nego prilikom "Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\pm 1}$."

primene koincidentne merne tehnike. Na žalost broj registrovanih dogadaja je bio u okviru eksperimentalne greške, verovatno i zato što je verovatnoća nastajanja pobudenog stanja ^{137}Ba (sa energijom od 281 keV) β -raspadom ^{137}Cs vrlo mala, pa mogućnost registrovanja dogadaja ovakvog porekla nije značajno poboljšala rezultate merenja.

Naravno treba imati u vidu da pored pravih postoje i slučajne koincidencije koje uvek ulaze u ukupan broj registrovanih koincidencija što se ne povoljno ispoljava kroz povećanje greške merenja. Odnos pravih i slučajnih koincidencija je predstavljen na sl. 16.

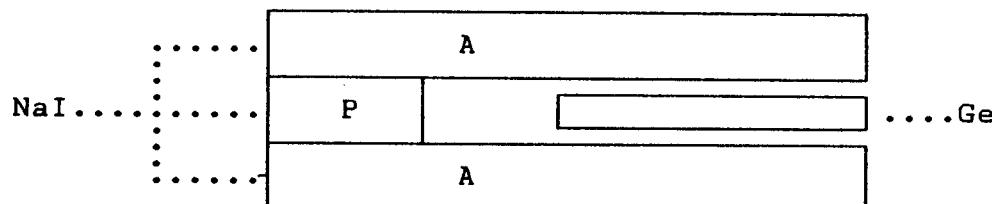


Sl. 16. Odnos pravih i slučajnih koincidencija.

Da bi smo ove događaje registrovali kao koincidencije potrebno je koristiti najmanje dva detektora. Obično se sistem podešava tako da se u jednom detektoru posmatra ceo spektar, a u drugom samo jedna linija.

Korišćena su dva poluprovodnička detektora i to Ge - ski i sistem (plag+anulus) NaI-ovog detektora. Između ova dva detekta "Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$."

tora se postavlja radioaktivni uzorak kao što je prikazano na sl.17.

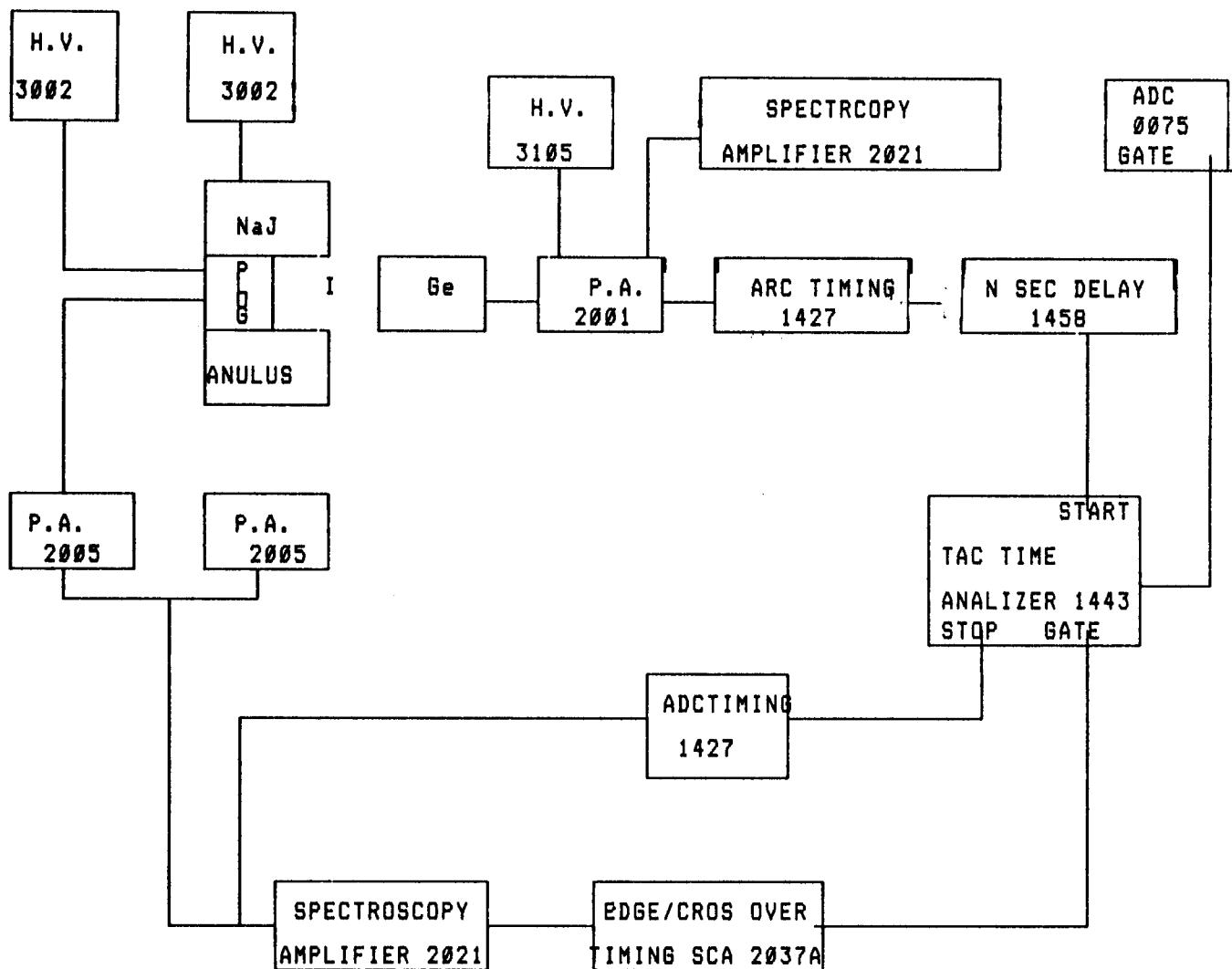


P-plag; A-anulus;

sl.17. Konfiguracija detektorskog sistema.

Naravno,pored detektora za registrovanje koincidentnih događaja i njihovo pretvaranje u signale pogodne za analizu,potrebni su i odgovarajući elektronski uređaji (predpojačavači,pojačavači,brzi diskriminatori,jednokanalni analizator,TAC i ADC). Šema vezivanja ovih uređaja je prikazana na sl.18.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$."



Sl.18. Šema vezivanja aparature.

Elektronski uređaji su povezani u brzo i sporo kolo.

U brzom kolu signal iz detektora prevodimo u vremenski signal pomoću B DISC-a i uvodimo u TAC gde možemo posmatrati koinci

"Malo verovatni prelazi ^{137}Ba si."

dencije između svih dogadaja u NaJ - ovom detektoru i svih dogadaja u Ge - skom detektoru.

U sporom kolu se signal iz NaJ - ovog detektora pojačava i pomoću jednokanalnog analizatora biramo liniju (energiju) na kojoj želimo da posmatramo koincidencije. Iz Ge - skog detektora se signal posle pojačavanja dovodi u ADC. U TAC je ugrađen jednokanalni analizator na kome treba namestiti "prozor" tako da se posmatraju dogadaji u oblasti pravih koincidencija (sl.16.). TAC se okida signalima iz sporog kola tako da iz njega odbijamo signale u slučaju koincidencija između svih dogadaja u Ge - detektoru i izabrane energije u NaJ-detektoru. U ADC "prozor" je otvoren samo za signale iz TAC - a, gde smo odabrali prave koincidencije, tako da u ADC dobijamo spektar Ge-detektora koji je koincidentan sa izabranom linijom u NaI-detektoru.

Koincidencije bi smo mogli ustanoviti i sa sporom granom, međutim, u tom slučaju bi vremensko razlaganje koincidentnog kruga bilo vrlo veliko, pa bi i broj slučajnih koincidencija bio veći.

Jedan od pokušaja da se na energiji od 281 keV registruje veći broj koincidentnih dogadaja je bio i korišćenje olovnog prstena u čiji centar je postavljan radioaktivni izvor, kako bi se smanjio prostorni ugao u kome se emituje zračenje, odnosno rasejanje između detektora.

Na žalost, bez obzira na primenu različitih metoda (koincidentna i antikoincidentna tehnika uz različita poboljšavanja i izvore različite aktivnosti) na energiji od 281 keV u spektru "Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$."

nije registrovana linija na kojoj bi odbroj prevazilazio grešku merenja što se može videti i na osnovu izloženih rezultata.

REZULTATI MERENJA

1. Koincidentna merna tehnika.

No	Aktivnost(μCi)	Nf(imp.)	Np(imp.)	$N \pm \Delta N$ (imp.)	$(A \pm \Delta A)10^{-5}(\text{imp./s})$	t(s)	$p \cdot 10^{-6}$
1.	0.703	1519	1547	28 ± 55	19 ± 38	144489	9.47
1.	7.990	2450	2451	1 ± 70	0.8 ± 53	133013	
2.	7.990	4683	4548	-35 ± 96	-65 ± 178	53791	
Usrednjena vrednost				-18 ± 63			1.37

Tab.6.

2. Antikoincidentna merna tehnika.

No	Aktivnost(μCi)	Nf(imp.)	Np(imp.)	$N \pm \Delta N$ (imp.)	$(A \pm \Delta A)10^{-5}(\text{imp./s})$	t(s)	$p \cdot 10^{-6}$
1.	0.703	154871	154580	-291 ± 556	-119 ± 227	244682	2.2
2.	0.703	28863	28704	-159 ± 240	-323 ± 488	49206	4.7
Usrednjena vrednost				-153 ± 206			2.0

Tab.7.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$."

Ovom prilikom smo koristili radioaktivni ^{137}Cs , i to dva uzorka čije su aktivnosti 1.6.1976.g. bile 1 μCi i 11.36 μCi .

Aktivnost uzorka na dan merenja 1.9.1991.g. su izračunate na osnovu relacije:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\ln 2 \cdot t / T_{1/2}}$$

$T_{1/2}$ je period poluraspada koji u slučaju ^{137}Cs iznosi 30 g.

Kvantni prinos predstavlja verovatnoću emitovanja γ kvanta odredene energije.

- p_{γ_1} je kvantni prinos za γ kvante sa energijom od 281 keV;
- p_{γ_2} je kvantni prinos za γ kvante sa energijom od 380.6 keV;

Kao što se može zaključiti na osnovu rezultata koji su predstavljeni u Tab.6. i Tab.7. merenja sa istim izvorom su vršena u različitim vremenskim intervalima i zato smo zbog uporedivanja rezultata izvršili usrednjavanja izmerenih vrednosti na sledeći način,

$$A_m = (N_1 + N_2) / (t_1 + t_2)$$

$$\Delta A_m = (\Delta N_1^2 + \Delta N_2^2)^{1/2} / (t_1 + t_2)$$

Pojedini kvantni prinosi računaju na osnovu relacija

$$I = A' \cdot p_{\gamma_1} (280) + p_{\gamma_2} (381) E_{\gamma} (\text{Co}^{60}) \cdot p_{\gamma_1} \cdot p_{\gamma_2} = \Delta A$$

$$p_{\gamma_1} \cdot p_{\gamma_2} = \Delta A / A' \cdot p_{\gamma_1} (280) + p_{\gamma_2} (381) E_{\gamma} (\text{Co}^{60})$$

u slučaju koincidentnih merenja;

$$I = A' \cdot p_{\gamma_1} (280) \cdot p_{\gamma_1} = \Delta A$$

$$p_{\gamma_1} = \Delta A / A' \cdot p_{\gamma_1} (280)$$

u slučaju antikoincidentnih merenja.

"Malo verovatno prelazi $^{137}\text{Ba}_{m_1}$ "

ZAKLJUČAK

Analizom β -raspada $7/2^+$ stanja ^{137}Cs može se zaključiti da je verovatnoća nastajanja pobudenog stanja ^{137}Ba sa energijom od 280 keV izuzetno mala (10^4 puta manja nego za stanje sa energijom od 661.66 keV), što je jedan od uzroka male verovatnoće pojavljivanja ovog stanja. Međutim, ovo stanje može nastati i kao rezultat γ -raspada pobudenog stanja ^{137}Ba sa energijom od 661.66 keV, a verovatnoća ovog procesa je, teorijski, vrlo velika. Ove činjenice navode na zaključak da uzrok ne registrovanja stanja od 280 keV ne može biti samo mala osjetljivost detekcije, već i neke karakteristike nuklearne strukture koje dovode do toga da ovo stanje zaista retko nastaje.

Mislim da je odgovor na ovo pitanje ujedno i rešenje suštinskog problema kod malo verovatnih stanja ^{137}Ba .

Imajući u vidu da SQP-model dobro opisuje ponašanje našeg jezgra (vrednost energetskog gepa za jezgo sa 137 nukleona se slaže sa vrednostima koje za energetski gep dobijamo pod pretpostavkom da se stanja ^{137}Ba mogu tretirati kao stanja nastala kuplovanjem SQP-stanja i vibracionih stanja odgovarajućih parno - parnih jezgara) pretpostavka je da se mala verovatnoća pojavljivanja stanja $1/2^+$ od 280 keV može objasniti malom popunjenošću ovog stanja (mala vrednost V_{3^2}). Naime, imajući u vidu i kvantno-mehanički aspekt problema, talasna funkcija ^{137}Ba će pored ostalog zavisiti i od V_{3^2} , što je u prethodnom tekstu detaljnije objašnjeno, koje ulazi u kvadrat modula njegove talasne funkcije koji direktno odreduje verovatnoću pojavljivanja određenog stanja.

"Malo verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$."

Intenzitet linje od 280 keV ($I = \Delta A$) koji smo dobili primenom antikoincidentne mjerne tehnike, je manji od $2.06 \cdot 10^{-3}$ što je za 38.2% manji intenzit od onog koji za ovu liniju dobijen u Vinči (Ref.1.), što je samim tim rezultatski bolje jer se time sužava interval mogućeg intenziteta.

Imajući u vidu da je naš zadatak u ovom slučaju bio ispitivanje (a ne registrovanje) malo verovatnih prelaza ^{137}Ba , možemo prihvati stav da je i ne dobijanje očekivanog rezultata, ipak, rezultat.

Bilo bi pogrešno tumačiti ne pojavljivanje nekih stanja samo kao posledicu male osjetljivosti detekcije.

Ovaj rad je i nastao kao rezultat pokušaja da se malo verovatni prelazi ^{137}Ba objasne na osnovu karakteristika nuklearne strukture i SQP - modela koji očigledno dobro tretira ovu problematiku.

"Malо verovatni prelazi $^{137}\text{Ba}_{\alpha_1}$."

Reference:

1.The Excitation of The 279.2 keV Level in The Decay of ^{137}Cs

A.H.Kukoč,M.M.Marković and I.V.Aničin

The Boris Kidrič Institute,Vinča,Belgrade,Yugoslavia.

2.48 (1986) Nuclear Data Sheets

Literatura:

1.С. Стародубцев, А.М. Романов: "Радиоактивные превращения ядер и атомная оболочка", А.Н. Узбекской ССР. Ташкент 1958.

2.Bernard L. Cohen :"Concepts of Nuclear Physics",McGraw-Hill, Inc. New York, 1971.

3.Samuel S.M.Wong :"Introductory Nuclear Physics" 'Prentice-Hall International, Inc., Toronto 1990.

4.Tehnička enciklopedija,Tom 1., Jugoslavenski leksikografski zavod,Zagreb 1963.

5.C.Sharp :"Structure of Atomic Nuclei",D.Van Nostrand Company, Inc., Princeton, New Jersey 1964.