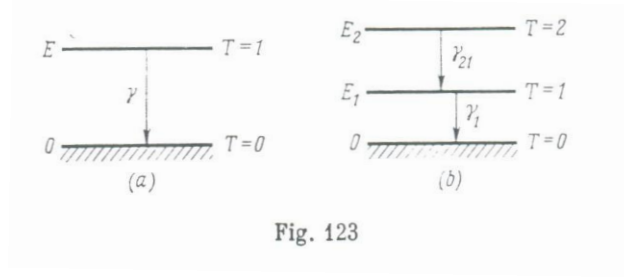


3.4. Gama zračenje jezgra

Gama zračenje je spontana emisija gama kvanta od strane jezgra. Emitujući gama kvant, jezgro prelazi iz ekscitovanog stanja u stanje niže energije (radijacioni prelaz). Postoje „prosti“ radijacioni prelazi kada jezgro emituje jedan kvant i odlazi u osnovno stanje (Slika 123a), ili kaskadni prelaz (Slika 123b) kada se ekscitacija uklanja sukcesivnom emisijom nekoliko gama kvanata.

Gama zračenje je kratkotalasno elektromagnetsko zračenje nuklearnog porekla. Energija gama kvanata varira od 10 keV do 5 MeV ($10^{-8} \geq \lambda_\gamma \geq 2 \cdot 10^{-11} \text{ cm}$)



Energija gama kvanta, E_γ , je određena razlikom energija nivoa jezgra E između kojih se radijacioni prelaz odigrava. Prema zakonu održanja energije i impulsa imamo

$$E = E_\gamma + T_{\text{nucl}}, \quad 0 = \vec{p}_{\text{nucl}} + \vec{p}_\gamma \quad 3.4.1$$

gde su T_{nucl} i p_{nucl} energija i impuls uzmaknutog jezgra. Odavde se lako može dobiti T_{nucl}

$$T_{\text{nucl}} = \frac{E_\gamma^2}{2M_{\text{nuc}}c^2} \cong \frac{E^2}{2M_{\text{nuc}}c^2} \quad 3.4.2$$

Ovo daje $T_{\text{nucl}} \approx 0.1 - 10 \text{ eV} = (10^{-6} - 10^{-5})E$ za $E \approx 0.1 - 1 \text{ MeV}$ i za jezgra sa $A \approx 10^2$. Tako, gama kvanti nose najveći deo ekscitacione energije. Odavde je očito da je gama spektar diskretan.

Postoje razni razlozi zbog kojih se jezgro može naći u pobudjenom stanju. Na primer, alfa ili beta raspad može da dovede do pobudjenog stanja jezgra potomka. Alfa raspad je obično praćen emisijom niskoenergetskog gama kvanta ($E_\gamma < 0.5 \text{ MeV}$) jer je stvaranje visokopobudjenih jezgara potomaka ($E_\gamma > 0.5 \text{ MeV}$) otežano zbog male prozračnosti barijere za niskoenergetske alfa čestice. Energija gama kvanata emitovanih od strane jezgara stvorenih nakon beta raspada može biti znatno veća i dostiže vrednosti do 2-2.5 MeV. Ovo potiče od činjenice da je verovatnoća beta raspada određena slabijom energetsom funkcijom ($F \propto E_\beta^5$) nego u slučaju alfa raspada.

U oba ova razmatrana slučaja, jezgra koja emituju gama kvante imaju relativno nisku ekscitacionu energiju nedovoljnu za emisiju nukleona. Ovaj rezultat može biti proširen na mnoge druge procese koji dovode do stvaranja jezgara sa ekscitacionom energijom manjom od energije odvajanja nukleona. Ovi procesi uključuju razne

nuklearne reakcije uz učešće jezgara. U ovim slučajevima ekscitaciona energija jezgra potomka je manja od energije odvajanja nukleona (ili nekih drugih čestica) i emisija gama kvanta je jedini mogući način uklanjanja ekscitacije (ako izuzmemo proces interne konverzije i formacije e^+e^- para).

Ako ekscitaciona energija jezgra potomka prevazilazi energiju odvajanja nukleona, emisija gama kvanta može biti dominantna ako je emisija nukleona sprečena iz nekog razloga. Karakterističan je slučaj kada ekscitacija jezgra nastaje usled zahvata neutrona jezgrom, i ta ekscitacija se može ukloniti emisijom dva ili tri gama kvanta. Emisija gama kvanta je verovatnija nego emisija neutrona; da bi se emitovao neutron potrebna je koncentracija energije na jedan neutron i to blizu površine jezgra. Ovo je maloverovatno jer se vezivna energija neutrona oslobodjena pri njegovom zahvatu trenutno raspodeli izmedju svih nukleona jezgra.

Emisija gama kvanta od strane jezgara ekscitovanih na energije znatno većim od energije odvajanja nukleona je u vezi sa zabranama koje nameću zakoni održanja parnosti i ugaonog momenta, što čini emisiju gama kvanta relativno verovatnijom. Primer ovakvog događaja je emisija gama kvanta energije 17 MeV kao rezultat reakcije $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + \gamma$.

Gama kvant emitovan pri prelazu jezgra na niže energetske stanje može odneti različite ugaone momente l . Zračenje koje nosi ugaoni momenat $l = 1$ se naziva dipolno, ono koje nosi $l = 2$ je kvadripolno, a $l = 3$ je oktopolno i td. Svako od ovih zračenja se karakteriše odredjenom ugaonom raspodelom. Gama kvanti raznih multipolnosti su rezultat raznih tipova oscilacija nuklearnog fluida; električne oscilacije (E_1 dipolno zračenje, E_2 kvadripolno zračenje i td) i magnetsko (M_1 dipolno zračenje, M_2 kvadripolno zračenje i td).

Prvi tip procesa je izazvan redistribucijom električnog naelektrisanja jezgra, dok drugi tip potiče iz preraspodele spinskih i orbitalnih magnetskih momenata. Preraspodela neutrona, za koje je $Z = 0$ takodje dovodi do emisije električnih gama kvanta, jer je kretanje neutrona praćeno pojavom uzmaca jezgra.

Jasnija ideja o mehanizmu gama prelaza se može formirati na osnovu specifičnog modela jezgra. Tako u tzv. jednočestičnom modelu jezgra, emisija γ^i multipolnosti je u vezi sa prelazom nukleona izmedju dva jednočestična nivoa koji se razlikuju u ugaonim momentima za $\Delta I = l$.

3.4.1 Verovatnoća gama prelaza i selekciona pravila

S obzirom na malu vrednost konstante elektromagnetske interakcija $\alpha = e^2 / \hbar c = 1/137 \ll 1$, verovatnoća radijacionog prelaza, P , se može izračunati metodom vremenski zavisne teorije perturbacija:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{dn}{dE} \quad 3.4.3.$$

Ovde je $M = \int \psi_f^* H' \psi d\tau$ matrični elemenat Hamiltonijana interakcije H' izmedju elektromagnetskog polja, s jedne strane, i naelektrisanja i magnetskih momenata sa druge

strane; dn/dE je gustina finalnih stanja i $\Psi_{i,f}$ su talasne funkcije inicijalnog i finalnog stanja (tj., jezgra prethodnika i potomka).

Elektromagnetska teorija se može koristiti da se ispišu izrazi za H' i dn/dE . Verovatnoća P se može oceniti koristeći neki model jezgra (na primer model ljuski) da se dobiju Ψ_i i Ψ_f . Sledeći, veoma grubi zaključci se mogu izvući iz rezultata te teorije.

Polje zračenja čestice koja se kreće se može predstaviti kao niz sfernih funkcija. Ako se zanemari zavisnost od koordinata i uglova ostaje faktor R/λ u prvom članu niza (odgovara dipolnom zračenju i kvantu sa $l = 1$) gde je R nuklearni radijus i λ je talasna dužina emitovanog zračenja. Drugi član sa $l = 2$ odgovara $(R/\lambda)^2$, a l tom članu odgovara $(R/\lambda)^l$. Za normalne vrednosti $E_\gamma \approx 1$ MeV za jezgra u sredini Periodnog Sistema ($A \approx 100$) imamo

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{RE}{2\pi\hbar c} \cong 10^{-2} - 10^{-3} \quad 3.4.4.$$

te tako niz konvergira brzo.

Kako je P proporcionalno sa $|M|^2$ dobijamo za gama kvant sa multipolnošću l

$$P_l \propto (R/\lambda)^{2l} \propto A^{2/3} E^{2l} \quad 3.4.5.$$

Tako, ako l poraste za jedinicu, intenzitet zračenja opada za faktor $P_{l+1}/P_l \propto (R/\lambda)^2 \cong 10^5$. Ovo znači da je prvi član u nizu (ovo ne znači da to mora biti $l=1$, što može biti usled selekcionih pravila) ujedno i odlučujući.

Slični zaključci se mogu dobiti i za magnetsku multipolnost. Za istu vrednost l , međjutim, intenzitet magnetskog zračenja je $(d/\mu)^2$ puta manji od istog za električno polje, gde su d i μ električni i magnetski momenti jezgra. Ovo potiče od različite strukture Hamiltonijana H' za električne i magnetske prelaze. U prvom slučaju H' sadrži električne nuklearne momente, dok u drugom slučaju sadrži magnetske nuklearne momente. Za $A \approx 100$, veličina d/μ je približno

$$\left(\frac{eR}{e\hbar/m_N c} \right)^2 = \left(\frac{m_N c R}{\hbar} \right)^2 \cong 10^2 - 10^3 \quad 3.4.6.$$

Skup mogućih vrednosti za l_E i l_M je određen selekcionim pravilima angularnog momenta i parnosti. Prema selekcionom pravilu za angularni momenat mora da postoji sledeća veza između ugaonog momenta l odnetog gama kvantom i ugaonih momenata I_i i I_f inicijalnog i finalnog stanja jezgara

$$|I_i - I_f| \leq l \leq I_i + I_f \quad 3.4.7$$

Prema drugom selekcionom pravilu ugaoni momenti l_E i l_M električnog i magnetskog gama zračenja moraju biti u vezi sa parnošću P_i i P_f inicijalnog i finalnog stanja

$$P_i/P_f = (-1)^{l_E}, \quad P_i/P_f = (-1)^{l_M+1} \quad 3.4.8$$

Iz ovih relacija sledi, na primer, da su E_1 prelazi mogući samo između nuklearnih stanja sa raznim parnostima, dok parnosti nuklearnih stanja moraju biti iste za M_1 prelaze. U oba slučaja, nuklearni ugaoni momenti moraju prvo da zadovolje relaciju $\Delta I=0, \pm 1$ (sa izuzetkom, 0-0 prelaza).

Selekciona pravila po pitanju parnosti se očigledno mogu dobiti razmatranjem strukture matičnog elementa $M = \int \psi_f^* H' \psi d\tau$. U slučaju E_1 prelaza, H' u matičnom elementu sadrži električni dipolni momenat, koji se transformiše kao polarni vektor pri inverziji koordinata. Za M_1 prelaz, H' sadrži magnetski dipolni momenat koji ima osobine aksijalnog vektora.

Uzevši sve gore pomenute karakteristike, gama zračenje :

- (1) verovatnoća prelaza opada sa povećanjem l ;
- (2) magnetski prelazi imaju relativno malu verovatnoću u poredjenju sa električnim za isto l ;
- (3) postoje selekciona pravila za ugaone momente i za parnost.

Dominantna uloga radijacionih prelaza između dva nuklearna stanja sa datim P_i i P_f i ΔI je pod "kontrolom" električnih i/ili magnetskih multipola sa najnižom vrednošću l_E i l_M koji zadovoljavaju selekciona pravila za ugaoni momenat i parnost

$$l = |\Delta I| \quad \text{ i } \quad l = |\Delta I| + 1 \quad 3.4.9$$

Jedna od multipolnosti mora biti električna a druga magnetska.

Tabela 18 opisuje glavne gama prelaze za neke vrednosti ΔI kada su parnosti inicijalnog i finalnog stanja iste ili različite.

Tabela 8

| P_i/P_f | $ \Delta I $ | | | |
|-----------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| | 0 | 1 | 2 | 3 |
| -1 | <u>E1, M2</u> | <u>E1, M2</u> | <u>M2, E3</u> | <u>E3, M4</u> |
| +1 | <u>M1, E2</u> | <u>M1, E2</u> | <u>E2, M3</u> | <u>M3, E4</u> |

Prirodno, sledeći prelazi se moraju isključiti iz liste mogućih: 0-0 prelazi sa $|\Delta I|=0$; (0-1) i (1-0) prelazi na $l=2$ sa $|\Delta I|=1$; (0-2) i (2-0) prelazi pri $l=3$ za $|\Delta I|=2$ i td.

Kao po pravilu, jedan od dva glavna gama prelaza dominira nad drugim usled jake zavisnosti verovatnoće gama prelaza od l (dominantni prelaz je podvučen u tabeli 18).

Da bi smo dobili grubu ocenu poluživota $T_{1/2}$ za gama prelaze, možemo da koristimo Weiskopf ovu formulu, dobijenu na osnovu jednočestičnog modela jezgra pod pretpostavkom da je gama prelaz izazvan prelazom jednog nukleona iz jednog stanja u drugo

$$W_{El} \propto E^{2l+1} A^{2l/3}, \quad W_{Ml} \propto E^{2l+1} A^{(l-1)2/3} \quad 3.4.10$$

Tabela 19 pokazuje približne vrednosti za $T_{1/2}$ za električne i magnetske prelaze za $l=1-5$, i tri vrednosti energije $E_\gamma=0.1$ MeV, $E_\gamma=1$ MeV i $E_\gamma=10$ MeV izračunato pomoću ovih formula za jezgro sa $A=125$.

Table 19

| l | $E_\gamma = 0.1$ MeV | | $E_\gamma = 1.0$ MeV | | $E_\gamma = 10$ MeV | |
|-----|------------------------------------|---------------------------------------|------------------------|----------------------------|---------------------|--------------|
| | Electric | Magnetic | Electric | Magnetic | Electric | Magnetic |
| 1 | 10^{-13} s | 10^{-11} s | 10^{-16} s | 10^{-14} s | 10^{-19} s | 10^{-17} s |
| 2 | 10^{-6} s | 10^{-4} s | 10^{-11} s | 10^{-9} s | 10^{-16} s | 10^{-14} s |
| 3 | 10 s | 10^3 s \approx 15 min | 10^{-6} s | 10^{-4} s | 10^{-13} s | 10^{-11} s |
| 4 | 10^8 s \approx 3 years | 10^{10} s \approx 300 years | 10^{-1} s | 10 s | 10^{-10} s | 10^{-8} s |
| 5 | 10^{15} s \approx 10^8 years | 10^{17} s \approx 10^{10} years | 10^4 s \approx 3 h | 10^6 s \approx 10 days | 10^{-7} s | 10^{-5} s |

Pored spina i parnosti, gama prelazi moraju da zadovoljavaju i selekciona pravila za izospin. Za gama zračenje bilo koje multipolnosti, ova pravila imaju oblik:

$$\Delta T = 0, \pm 1 \quad \text{i} \quad \Delta T_\xi = 0. \quad 3.4.11.$$

Eksperimentalni podaci, poznati do sada, nisu u kontradikciji sa ovim rezultatima. Za neka jezgra, pokazano je da se gama prelazi sa nivoa $T=2$ na nivo $T=0$ ne događaju direktno već kaskadno kroz međunivo sa $T=1$.

Gama zračenje je studirano eksperimentalno preko sekundarnih procesa koji prate gama zračenje pri prolazu kroz materiju, tj, Komptonovog efekta, formiranja elektron pozitronskog para i fotoelektričnog efekta. U svim ovim procesima učestvuju elektroni i veličina i pravac njihovih impulsa se mogu iskoristiti za dobijanje ideje o energiji i pravcu gama kvanta koji su ih izazvali.

Na primer, elektroni uzmakli u Komptonovom efektu se mogu analizirati pomoću Wilsonove maglene komore sa magnetskim poljem. Medjutim, ovaj metod ima malu rezoluciju. Statistička tačnost Wilsonove komore se može poboljšati koristeći ploču od lakih materijala u komori.

3.4.2. Interna konverzija elektrona

Pored emisije gama kvanta, postoji još jedan mehanizam gubitka energije ekscitacije, tj. emisije konverzionih elektrona. Pokazano je u teorijskim radovima da se energija ekscitacije jezgra direktno prenosi na orbitalni elektron (bez emisije medjukvanta) usled delimičnog preklapanja talasnih funkcija elektrona i jezgra. U ovom procesu, očito, emituju se monoenergetski elektroni čija je energija određena energijom nuklearne

transformacije i vrstom elektronske orbite. Proces interne konverzije ima najveću verovatnoću za K elektrone. U ovom slučaju

$$T_e = E - I_K \quad 3.4.12$$

gde je T_e kinetička energija elektrona i I_K je jonizacioni potencijal za K elektrone. Ako je energija E oslobodjena u nuklearnoj transformaciji manja od energije veze K elektrona, onda K konverzija nije moguća i može se opaziti L konverzija. Iz same prirode ovog procesa, sledi da konverzioni elektroni moraju biti praćeni emisijom karakterističnog X zračenja i Augerovim elektronima.

Tipičan beta spektar sa vrlo ostrim pikovima koji odgovaraju emisiji konverzionih elektrona je prikazan na slici 124. Pikovi konverzionog porekla se u beta spektrima označavaju sa e^- . Isti simbol se koristi u dijagramima energetske nivoa da se označi prelaz praćen emisijom interno konverzionih elektrona.

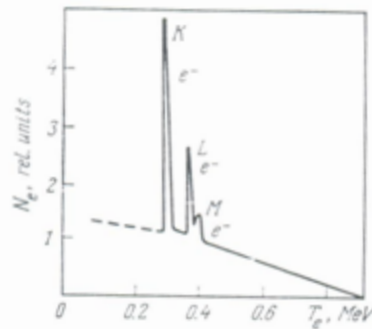


Fig. 124

Konverziono zračenje se može opaziti sa gama zračenjem ili bez njega (u slučaju 0-0 prelaza). Količnik broja emitovanih konverzionih elektrona i broja emitovanih gama kvantata se naziva koeficijent interne konverzije:

$$\alpha = N_e / N_\gamma = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad 3.4.13$$

Ovde je $\alpha_K = (N_e)_K / N_\gamma$ parcijalni koeficijent interne konverzije elektrona na K ljuski, i α_L je za L ljusku i td.

Teorija pokazuje da konverzioni koeficijenti jako zavise od energije prelaza (opadaju sa povećanjem energije), atomskog broja jezgra (rastu sa Z), ljuske iz koje se elektroni izbacuju (opadaju sa povećanjem radijusa ljuski), prirode (električna ili magnetska) i multipolnosti konkurentnog gama zračenja (raste sa multipolnošću gama zračenja).

Kvalitativno, ove regularnosti slede iz specifične prirode promene N_γ (verovatnoća emisije gama zračenja) i N_e koji se pojavljuju u izrazu 4.13. Tabela 20 lista približne vrednosti za α_K za $|\Delta I|=1$ i $|\Delta I|=0$ za razne vrednosti energije prelaza E . Obično je $\alpha_L \approx 0.1 \alpha_K$.

Tabela 20

| E, MeV | α_K | |
|--------|---------------------|------------------------|
| | $ \Delta I =1$ | $ \Delta I =1$ |
| <0.1 | 0.1-0.5 | $10^2 - 5 \times 10^2$ |
| 0.2 | $10^{-3} - 10^{-2}$ | 1 |
| 1. | $10^{-4} - 10^{-3}$ | $10^{-3} - 10^{-2}$ |

Proučavanje interne konverzije je vrlo važno za određivanje raznih karakteristika nuklearnih nivoa.

Pored procesa emisije gama kvanta i interne konverzije, prelaz pobudjenog jezgra na niže stanje se može odigrati preko emisije elektron pozitronskog para (ako je energija pobudjenja veća od 1.022 MeV); međutim, verovatnoća takvog prelaza ne prevazilazi hiljaditi deo verovatnoće gama prelaza.

3.4.3. Nuklearna izomerija

Godine 1921. Hahn je otkrio radioaktivni materijal UZ_1 , koji je izobar dobro poznatog izotopa UX_2 , ali se razlikuju po radioaktivnim osobinama. Obe materije se dobijaju kao rezultat beta raspada istog elementa UX_1 (${}^{234}_{90}Th$):



i sastoje se od istih jezgara ${}^{234}Pa$, ali imaju različita vremena poluraspada (6.7 h, i 1.22 min resp.).

Kasnije je sličan efekat otkriven i na veštačkim radioaktivnim elementima. Smeša izotopa broma ${}^{79}_{35}Br$ i ${}^{81}_{35}Br$ je ozračivana neutronima, nakon čega se dobijaju dva radioaktivna izotopa, ${}^{80}_{35}Br$ i ${}^{82}_{35}Br$:



Iznenadjujući rezultat ovih eksperimenata je bio da su otkrivena tri, a ne dva vremena poluživota, kako se inače očekivalo od dva beta emitera ${}^{80}_{35}Br$ i ${}^{82}_{35}Br$



Odavde, jednom radioaktivnom izotopu broma se moraju pridružiti dva vremena poluživota. Da bi se našlo koji od dva izotopa ima koje vreme poluraspada, korišćeno je gama zračenje za ozračivanje broma.

Odgovarajuće reakcije dovode do formiranja radioaktivnih izotopa broma ^{79}Br i ^{80}Br uz emisiju neutrona



Oba izotopa broma stvorena na ovaj način su radioaktivna i raspadaju se prema sledećim šemama:



I u ovom slučaju se opažaju tri vremena poluživota umesto dva. Poredjenje eksperimentalnih podataka otkriva da u oba slučaja postoje identična vremena poluživota (18 min i 4.4 h), a da u oba slučaja postoji izotop ^{80}Br , kome se mora pripisati ova pojava. Postojanje dva poluživota se može razumeti pretpostavljajući da se jezgro ^{80}Br formira u dva različita izomerna stanja, tj., u osnovnom stanju i dugoživećem (metastabilnom) pobudjenom stanju.

Proces u kome učestvuje jezgro ^{80}Br i koji se odigrava od trenutka njegovog formiranja do emisije elektrona je šematski prikazan na slici 125a. Jezgro ^{80}Br formirano od jezgra ^{79}Br nakon zahvata neutrona je u momentu stvaranja u visoko ekscitovanom stanju (stanje je naznačeno zvezdicom na slici). Deekscitacija se obavlja prelaskom jezgra na niža energetska stanja istovremenom emisijom gama kvanta i/ili internokonverzionih elektrona koji odnose višak energije. Ako postoji metastabilno stanje, prelaz se može odigrati na dva različita načina (na slici označeno sa I i II). Kao rezultat prelaza u prvom slučaju jezgro prelazi vrlo brzo u osnovno stanje (približno sa 10^{-13} s) odakle se beta čestica emituje sa poluživotom $\tau_1 = 18$ min. U drugom slučaju jezgro brzo prelazi na dugoživeće metastabilno stanje $^{80}\text{Br}^m$, odakle vrlo sporo prelazi u osnovno stanje sa poluživotom od $\tau_2 = 4.4$ h pri čemu emituje beta česticu. U ovom slučaju emisija beta čestice je moguća jedino pri prelazu jezgra iz metastabilnog na osnovno stanje sa periodom 4.4 h. Odavde je beta raspad koji odgovara ovom prelazu okarakterisan vremenom poluraspada od 4.4 h. Pošto se beta čestice u oba slučaja emituju sa istog energetskog nivoa, njihovi spektri su identični.

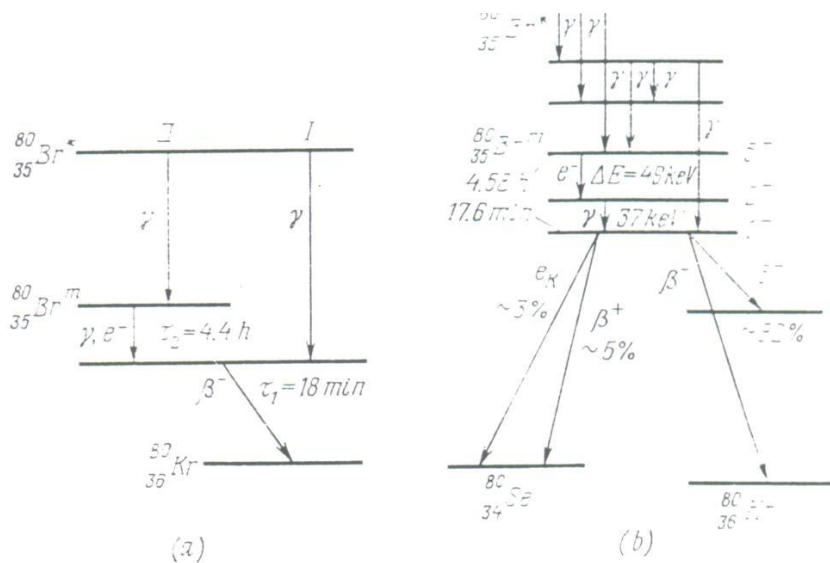


Fig. 125

Nuklearna izomerija je do sada obimno proučavana. Uslov za postojanje nuklearne izomerije je prisustvo energetskog nivoa blizu osnovnog stanja, čiji se spinovi vrlo razlikuju $\Delta I \geq 4$. Ranije je napomenuto da su takvi prelazi jako otežani i odgovarajuće vreme poluživota mora biti reda nekoliko sati, dana ili čak i godina. Postoje dva načina deekscitacije pobuđenih metastabilnih nuklearnih stanja. Prvi od njih je ilustrovan na slici 125 na primeru $^{80}\text{Br}^m$. Slika 125b pokazuje detaljnu šemu raspada $^{80}\text{Br}^m$ sa tačnijim vrednostima poluživota. Jezgro prelazi iz metastabilnog stanja u osnovno stanje emisijom gama kvanta ili interno konverzionih elektrona. Nakon ovoga, beta čestice se emituju iz osnovnog stanja sa istim energetskim spektrom kao i beta čestice emitovane za vreme normalnog beta prelaza. Kako je vreme poluživota metastabilnih stanja duže od poluživota beta raspada, opažamo duži poluživot.

Drugi način je opažanje kada se beta čestica može direktno emitovati iz metastabilnog stanja. Ovo je moguće ako je verovatnoća radijacionog prelaza uporediva sa verovatnoćom emisije beta čestica. Energetski spektar obe vrste beta čestica mora biti različit. Ovo potiče iz činjenice da se u ovim slučajevima, beta prelazi događaju između raznih energetskih stanja. Nisu samo originalna stanja (osnovno stanje u prvom slučaju i metastabilno stanje u drugom) različita, već je i krajnje stanje takodje različito. Inicijalna stanja imaju vrlo različite ugaone momente, i odavde beta prelazi između ovih stanja na isto energetsko stanje jezgra potomka nisu mogući.

Primer ovog tipa raspada je izomerija jezgra $^{60}_{27}\text{Co}$, gde se deekscitacija metastabilnog stanja događa kao rezultat direktnog beta prelaza iz metastabilnog stanja u 10 % slučajeva, dok se u 90 % slučajeva događa emisija gama kvanta.

U nekim slučajevima, jezgro može imati dva metastabilna stanja, i odatle se mogu opaziti tri vrednosti poluživota.

Jedno od takvih jezgara je $^{124}_{51}\text{Sb}$ koje emituje elektrone sa poluživotima 60 dana, 21 minuta i 1.3 min. Dijagram prelaza je prikazan na slici 126.

Izomerizam se može pokazati i u formi nekoliko poluživota spontane fisije jezgra. Jezgro ^{242}Am je dobar primer ovog tipa jezgra. U izomernom stanju, ovo jezgro doživljava spontanu dezintegraciju sa poluživotom $T_{1/2} = 1.4 \cdot 10^{-2}$ s dok je $T_{1/2}$ u osnovnom stanju reda 10^8 godina.

Metastabilna stanja se mogu opaziti i kod jezgara stabilnih na beta raspad. U ovom slučaju metastabilno stanje se deekscituje emisijom gama kvanta i konverzionog elektrona. Primer β stabilnog izomera je jezgro $^{113}_{49}\text{In}$ sa metastabilnim nivoom 0.393 MeV i poluživotom 104 minuta. Tako, u svim slučajevima, postojanje izomerizma leži u postojanju ekscitovanog stanja jezgra sa merljivim poluživotom.

Nuklearna izomerija nije redak fenomen. Poznato je oko stotinu dugoživećih izomernih jezgara. Statistička analiza njihove raspodele prema broju nukleona dovodi do sledećih interesantnih regularnosti. Jezgra sa neparnim masenim brojem A imaju najviše izomernih stanja; izomerna stanja se sreću vrlo često i kod neparno neparnih jezgara, dok su vrlo retka kod parno parnih jezgara. Ako se izomerna jezgra sa neparnim A rasporede u zavisnosti od broja protona ili neutrona, pokazuje se krajnje oštra zavisnost (izomerno ostrva) pokazano na Slici 127 i Tabeli 24.

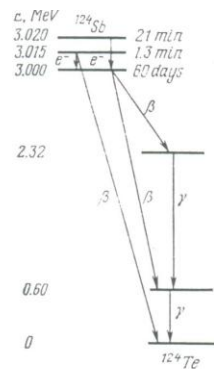


Fig. 126

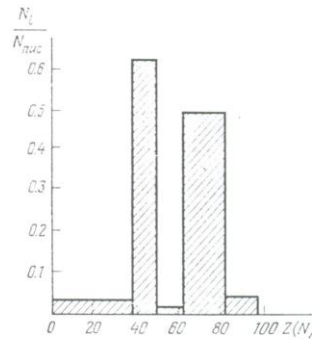


Fig. 127

Tabela 21

| Broj jezgara i izomera | Broj neutrona ili protona (jezgra sa neparnim A) | | | | |
|------------------------|--|-------|-------|-------|-------|
| | 1-37 | 39-49 | 51-61 | 63-81 | 83-97 |
| Broj jezgara N_{nuc} | 106 | 58 | 65 | 69 | 56 |
| Broj izomera N_i | 3 | 36 | 1 | 34 | 2 |
| N_i/N_{nuc} | 0.028 | 0.62 | 0.015 | 0.49 | 0.036 |

Ove regularnosti se mogu objasniti pomoću modela ljuski.

Ranije je pomenuto da, zavisno od multipolnosti gama prelaza, poluživot ekscitovanih stanja može varirati u širokom intervalu. Tako, u principu treba da postoje izomerna stanja sa sasvim različitim periodima (od vrlo malog dela sekunde do reda hiljadu godina). Može se očekivati da će nove eksperimentalne tehnike dovesti do otkrića izomerije sa mnogo kraćim i mnogo dužim periodima. Na primer dobro je poznato da izomer ^{239}Np ima $T_{1/2}=5000$ godina, dok izomer ^{137}Cs , $T_{1/2}=2.8\cdot 10^{-10}$ s.

3.4.4. Mösbauer ov efekat

Pri razmatranju energetskih stanja atomskih jezgara, smatrali smo da su njihove energije tačno definisane. Međutim, ovo nije sasvim tačno.

Razmotrimo na primer jezgro ^{191}Ir koje je u pobudjenom stanju sa energijom $E=129$ keV i odakle može ići u osnovno stanje emisijom gama kvanta sa poluživotom $T_{1/2} \approx 10^{-10}$ s (Slika 128). Prema relacijama neodređenosti energija E ekscitovanog stanja je poznata sa greškom

$$\Delta E \cong \hbar / \Delta t = \frac{10^{-34}}{10^{-10} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ eV}.$$

Što je deekscitacija brža, to je veća neodređenost vrednosti energije ekscitovanog stanja. Samo osnovno stanje jezgra ima $\Delta E = 0$ i okarakterisano je definisanom vrednošću enerijge.

Neodređenost energije ekscitovanog stanja dovodi do nemonohromatičnosti gama zračenja emitovanog u toku prelaza jezgra iz ekscitovanog u osnovno stanja. Ova nemonohromatičnost se naziva prirodna širina linije, Γ , gama zračenja. U razmatranom primeru $\Gamma \cong 5 \cdot 10^{-6}$ eV. Ovo je veoma mala veličina u poredjenju sa gama prelazom energije $E = 129$ keV. Odavde, ako se može detektovati promena energije za iznos koji je reda prirodne širine linije onda bi bilo moguće meriti energije sa veoma visokom relativnom tačnošću, koje je jednako Γ/E . U razmatranom primeru $\Gamma/E=4 \cdot 10^{-11}$. Za najuže linije, tj., za gama prelaze sa velikim periodom, vrednost Γ/E može biti čak i niža.

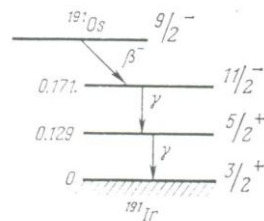


Fig. 128

U principu, moguće je meriti promenu energije jednaku prirodnoj širini linije zračenja pomoću rezonantne apsorpcije. Rezonantna apsorpcija gama zračenja je proces

u kome se jezgro eksituje pod dejstvom gama kvanta emitovanog od strane te iste vrste jezgra u toku inverznog prelaza od datog eksitovanog stanja u osnovno stanje.

Rezonantna apsorpcija se lako može opaziti studiranjem prolaska rezonantnog gama zračenja kroz tanku ploču date supstance. Kada energija gama zračenja postane jednaka energiji prelaza, apsorpcija oštro poraste, i na taj način postaje moguće meriti male varijacije energije blizu rezonantne vrednosti. Medjutim, ovaj metod je do 1958. mogao biti korišćen samo za veoma široke linije.

Prelaz jezgra sa eksitovanog stanja sa energijom E u osnovno stanje je praćen emisijom gama kvanta koji ne odnosi svu celokupnu energiju E , već nešto nižu vrednost E_γ zbog dela energije T_{nuc} koji jezgro preuzima usled uzmaka:

$$E_\gamma = E - T_{nuc} < E \quad 3.4.19$$

gde je T_{nuc} energija uzmaka jezgra koje je emitovao gama kvant. Tako su, emisiona i apsorpciona linija istog stanja datog jezgra pomerene jedna u odnosu na drugu za $2T_{nuc}$ (Slika 129a).

Energija uzmaka se lako može izračunati iz zakona održanja impulsa, $p_\gamma = p_{nuc}$ te mora biti zadovoljeno

$$T_{nuc} = p_{nuc}^2 / 2M_{nuc} = p_\gamma^2 / 2M_{nuc} = E_\gamma^2 / 2M_{nuc}c^2 \cong E^2 / 2M_{nuc}c^2 \quad 3.4.21$$

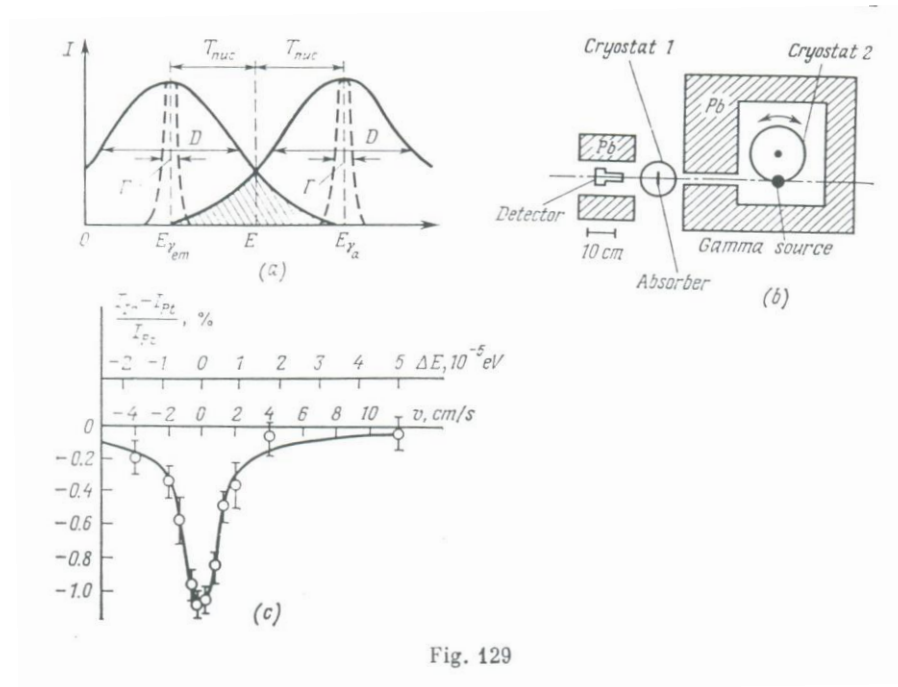


Fig. 129

U razmatranom primeru, dobija se veoma mala energija uzmaka

$$T_{nuc} = (1.29 \cdot 10^5)^2 / 2 \cdot 191 \cdot 931 \cdot 10^6 \cong 0.05 eV$$

Ova vrednost je znatno veća od prirodne širine linije

$$T_{\text{nuc}} \gg \Gamma$$

Čini se na prvi pogled da je apsolutno nemoguće da se dogodi rezonantna apsorpcija. Medjutim, ovo nije tačno pošto su realne širine emisije i apsorpcione linije određene, ne samo prirodnom širinom, Γ , već i Doplerovskim širenjem

$$D = 2\sqrt{T_{\text{nuc}} kT} \quad 3.4.22$$

Na sobnoj temperaturi od $T=300$ K, $kT=0.025$ eV, ova veličina je jednaka

$$D(300 \text{ K}) = 2\sqrt{0.05 \cdot 0.025} \cong 0.07 \text{ eV}$$

Kako je $D \cong T_{\text{nuc}}$ Doplerovski proširene emisiona i apsorpciona linija se delimično preklapaju (šrafiran region na slici 129a) i rezonantna apsorpcija postaje moguća. Medjutim, rezonanca nije veoma oštra jer

$$D/E = 0.07 / 1.3 \cdot 10^5 \cong 0.05 \cdot 10^{-6},$$

i može se opaziti samo za vrlo mali broj gama kvanta koji pripadaju malom regionu preklapanja.

3.4.4.a. Mösbauer ov eksperiment

Nemački fizičar Mösbauer je 1958. proučavao rezonantnu apsorpciju u slučaju delimičnog preklapanja linija usled Doplerovog širenja sa namerom da smanji D hladjenjem izvora i absorbera. Usled opadanja regiona preklapanja prirodno je očekivati opadanje apsorpcije. Medjutim, iznenadjujuće, eksperimenti su otkrili povećanje efekta što je ukazivalo na povećanje preklapanja regiona.

Da bi objasnio ovaj efekat, Mösbauer je pretpostavio da pod izvesnim uslovima (vrlo niska energija prelaza i vrlo niska temperatura u poredjenju sa Debye ovom temperaturom kristala) energija i impuls uzmarka nakon emisije (apsorpcije) gama kvanta se ne koriste za izbacivanje atoma iz rešetke, niti za promenu energije stanja kristala. Umesto toga, energija se predaje kristalu kao celini (preciznije velikoj grupi atoma, reda $N \cong 10^8$ obuhvaćenih akustičnim talasom usled emisije). U ovom slučaju, korelacija izmedju impulsa i energije emitujućeg (apsorbujućeg) jezgra pokazuju diskontinuitet, jer je energija uzmarka praktično jednaka nuli usled velike mase kristala koji prima taj uzmark:

$$R = P_{\text{nuc}}^2 / 2 \cdot 10^8 M_{\text{nuc}} = T_{\text{nuc}} / 10^8 \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ eV} \ll \Gamma$$

Posledično, bezuzmačna emisija (apsorpcija) gama kvanta postaje moguća, ili drugim rečima, pomeraj izmedju apsorpcione i emisije linije nestaje:

$$E_{\gamma_{em}} = E_{\gamma_a}$$

3.4.23

Istovremeno, Doplerovo širenje emisije i apsorpcione linije D, mora nestati, jer je manje od prirodne širine linije

$$D(88K) = 2\sqrt{RkT_{88}} = 2\sqrt{5 \cdot 10^{-10} \cdot 0.0075} \approx 4 \cdot 10^{-6} eV < \Gamma$$

Drugim rečima, pod uslovima pomenutim gore mora se opaziti, oštra bezuzmačna rezonanca sa širinom jednakom prirodnoj širini. Ovo objašnjenje je dokazano u drugom Mösbauerovom eksperimentu.

Mösbauerov eksperiment je šematski prikazan na Slici 129b. Ovde, ^{191}Ir izvor emituje gama zračenje sa energijom 129 keV i absorber je takodje načinjen od iridijuma. Izvor i absorber su smešteni u kriostatima 1 i 2 u kojima se održava temperatura od 88 K. Kriostat 2 sadrži izvor koji može da rotira. Usled rotacije izvora u jednom pravcu izvor se kreće prema absorberu sa izvesnom brzinom, dok pri rotaciji u drugom pravcu izvor se kreće suprotno od absorbera sa istom brzinom.

Apsorpcija gama kvanta je merena u eksperimentu pri raznim brzinama izvora. Rezultat je predstavljen na slici 129c.

Relativna brzina između izvora i absorbera i odgovarajuća promena ΔE (usled Doplerovskog efekta) se predstavljaju na apscisnoj osi. Relativna razlika intenziteta gama zračenja koje prolazi kroz iridijumski i platinski absorber iste debljine (da bi se procenio fon) je predstavljen na ordinatnoj osi. Može se videti sa slike da čak i pri brzinama od nekoliko cm/s što odgovara Doplerovom pomaku od 10^{-5} eV u energiji gama kvanta, rezonanca biva ugušena. Ovo znači da je bezuzmačna linija sa prirodnom širinom gama prelaza $\Gamma \cong 5 \cdot 10^{-5} eV$ zaista primećena u eksperimentu.

Metod rezonantne apsorpcije se može koristiti za merenje vrlo malih varijacija energije. Pomenuto je gore da mera tačnosti ove metode, količnik Γ/E jeste jednak $4 \cdot 10^{-11}$ u razmatranom primeru. Relativna tačnost metode je čak i veća pošto je eksperimentalno moguće opaziti promenu apsorpcije, čak i kada je pomeraj linije 1/100 prirodne širine.

Mösbauerov efekat je opažen kod mnogih materijala, i čak su opažene i uže linije za neke od njih. Veličina ovog efekta je oko 1 % ili čak i manje, radna temperatura varira od sobne, za neke supstance, pa do temperature tečnog helijuma (oko 4 °K) za neke druge. Porastom temperature, efekat postepeno slabi i konačno nestaje.

Mösbauer je 1961. godine dobio Nobelovu nagradu za otkriće bezuzmačne apsorpcije, rasejanja i zračenja.