

Glava 12

Nuklearne reakcije izazvane gama kvantima

12.1. Najprostije reakcije izazvane gama kvantima

Gama kvanti su obično odgovorni za reakcije tipa (γ, n) , (γ, p) i (γ, α) . Sve ove reakcije su slične fotoelektričnom efektu razmatranom u sekciji 4.10, i zato se nazivaju nuklearni fotoelektrični efekat. Nužan uslov za takve reakcije je da energija γ kvanta prevazilazi energiju odvajanja odgovarajuće čestice

$$E_\gamma > \varepsilon_n(\varepsilon_p, \varepsilon_\alpha) \quad 12.1.1$$

Nuklearni fotoelektrični efekat je prvi put primećen 1934. godine od strane Chadwicka i Goldhabera pri razmatranju fotocepanja deuteronu, u kome se reakcije (γ, n) i (γ, p) događaju istovremeno:



U ovom eksperimentu, korišćeni su gama kvanti preparata ${}^{208}_{81}Tl$ (starija oznaka je ThC'') ($E_\gamma = 2.62$ MeV). Protoni energije 0.2 MeV se detektuju u fotocepanju deuteronu. Kako je u to vreme bilo poznato da je masa neutrona približna masi protona, zaključeno je i da neutron nosi kinetičku energiju koja je takodje jednaka 0.2 MeV. Odavde je energija veze deuteronu

$$\Delta W({}^2_1H) = 2.62 - 2 \times 0.2 = 2.22 \text{ MeV}$$

Kasnije su primećene i druge reakcije izazvane gama zračenjem prirodnih radionuklida. Nadjeno je da gama kvant ${}^{214}_{83}Bi$ ($E_\gamma = 1.78$ MeV) izaziva cepanje jezgra 9_4Be



Ovim je isprljena lista nuklearnih reakcija koje mogu da izazovu gama kvanti prirodnih radioaktivnih elemenata. Za sva ostala jezgra, energija odvajanja nukleona prevazilazi energiju gama kvanta emitovanih prirodnim radionuklidima.

Gama kvanti većih energija se dobijaju u reakcijama protona sa jezgrima. Jedna takva reakcija je pomenuta pri razmatranju interakcije protona sa litijumom. Podsetimo se da pobudjeno jezgro 8_3Li odlazi u osnovno stanje emisijom gama kvanta energije 17.3 MeV. Drugi primeri takvih reakcija su



koja dovodi do emisije gama kvanta energije 11.67 MeV i 16.10 MeV, i td., i reakcija



za koju je $E_\gamma=6.13\text{MeV}$.

12.2. Direktna emisija protona izazvana zahvatom gama kvanta

Mogućnost dobijanja visokoenergetskih gama kvanta popločalo je put za sistematsku analizu nuklearnih reakcija izazvanih gama zračenjem.

Kao rezultat ovih proučavanja, nadjeno je da su glavni tipovi reakcija izazvanih gama zračenjem (γ,n) i (γ,p) reakcije. Presek apsorpcije gama kvanta raste linearno sa naelektrisanjem jezgra. Posebne studije na lakim i teškim jezgrima dovele su do sledećih rezultata. Nadjeno je da je ugaona raspodela produkata u (γ,n) i (γ,p) reakcijama na teškim jezgrima ($A>100$), izotropna za neutrone i spore protone i neizotropna za brze protone u pravcu $\theta=90^\circ$. Količnik prinosa (γ,p) i (γ,n) reakcija dobijen eksperimentalno je:

$$\frac{Y(\gamma,p)}{Y(\gamma,n)} \cong 10^{-2} \quad 12.2.1$$

Ovaj rezulta je u suprotnosti sa Borovim mehanizmom nuklearnih reakcija koje podrazumevaju formiranje medjujezgra. Ako se u reakcijama (γ,n) i (γ,p) formira medjujezgro emisija neutrona i protona mora biti okarakterisana Maksvelovskom raspodelom po energiji sa odredenom nuklearnom temperaturom. Štaviše, emisija protona mora biti redja usled prisustva Kulonove barijere. Kako je srednja energija protona znatno niža od maksimalne vrednosti, barijera pokazuje znatan uticaj. Procene pokazuju da količnik prinosa (γ,n) i (γ,p) reakcije mora biti

$$\frac{Y(\gamma,p)}{Y(\gamma,n)} \cong 10^{-3} - 10^{-4} \quad 12.2.2$$

što je mnogo manje od eksperimentalne vrednosti.

Da bi se uklonilo ovo neslaganje izmedju očekivane i eksperimentalne vrednosti, uveden je novi mehanizam nazvan direktna emisija protona. Ovaj mehanizam podrazumeva apsorpciju gama kvanta protonom na površini jezgra, praćen izbacivanjem protona dok se preostala energija rasporedi izmedju nukleona preostalih u jezgru. Maksimalna energija protona u ovom slučaju je data sa

$$(T_p)_{\max} = E_\gamma - \varepsilon_p \quad 12.2.3$$

gde je ε_p vezivna energija protona.

Direktna emisija protona takodje može objasniti relativan porast prinosa (γ,p) reakcije u odnosu na očekivane vrednosti iz modela medjujezgra, kao i anizotropiju ugaone raspodele emitovanih protona.

Direktna emisija protona je odgovorna za mali deo efikasnog preseka apsorpcije gama kvanta. Za (γ,p) reakciju, medjutim, direktna emisija protona može imati značajan uticaj na efikasni presek, usled manje uloge barijere za visoko energetske „površinske“ protone u poredjenju sa protonima koji „isparavaju“.

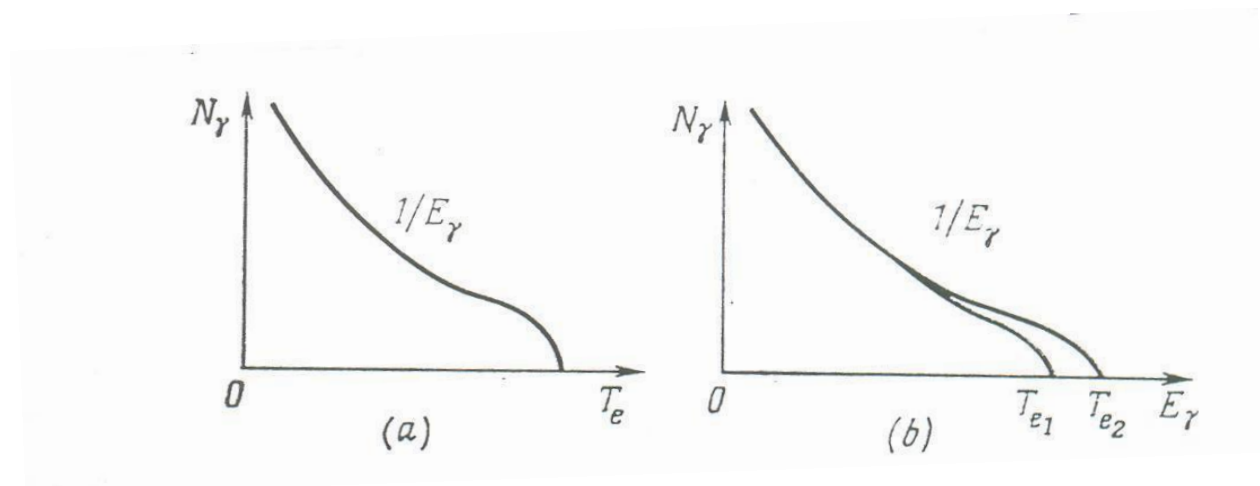
Ovaj mehanizam je posebno važan za reakcije na teškim jezgrima, čija visoka Kulonova barijera sprečava emisiju niskoenergetskih protona isparavanja.

12.3. Gigantska električna dipolna rezonanca

Ograničeni izbor vrednosti energije gama kvanata emitovanih u reakcijama ne omogućuje sistematsku analizu efikasnih preseka fotodezintegracije jezgara u funkciji energije. Takva analiza se može obaviti samo posle generisanja gama kvanata sa bilo kom energijom. Izvor takvih gama kvanata je zaključno zračenje elektrona dobijenih u akceleratorima. Spektar gama zračenja dobijenog na ovaj način je pokazan na slici 313a. Maksimalna energija gama zračenja je jednak kinetičkoj energiji elektrona koji se usporavaju, dok intenzitet opada približno inverzno energiji. Takvo usporavanje elektrona može proizvesti kontinualan spektar gama kvanata sa datim maksimumom energije. Posle ozračivanja jezgara kontinualnim spektrom gama zračenja, opaža se celokupan efekat izazva gama kvantima svih energija u spektru. Da bi se izdvojio efekat od gama zračenja date energije, moramo obaviti dva merenja sa gama zračenjem različite maksimalne energije

$$(E_{\max})_1 = T_{e1} \text{ i } (E_{\max})_2 = T_{e2}$$

Uzimajući u obzir razliku efekta ova dva eksperimenta, možemo dobiti rezultat za uzani interval energije gama zračenja (Slika 313b).



Slika 313

Promenom energije gama zračenja možemo proučavati zavisnost preseka (γ, n) u (γ, p) reakcija od energije gama kvanata. Vrlo interesantan fenomen je otkriven kao rezultat ovakvih analiza. Nadjeno je da $\sigma(\gamma, n)$ i $\sigma(\gamma, p)$ rastu lagano od praga i imaju vrednost oko 1 mb za $E_\gamma=10$ MeV. Za $E_\gamma=15-25$ MeV opaža se rezonantni karakter, koji je zajednički za mnoga proučavana jezgra.

Tipična karakteristika ove rezonance je velika poluširina Γ i pravilna promena energije rezonance sa masenim brojem A:

$$(E_\gamma)_{res} \propto A^{0.2} \text{ MeV}$$

12.3.1.

Tabela 35 sadrži rezultate proučavanja nekoliko jezgara. Vrednosti energije praga su date za svaku reakciju. Ove vrednosti su jednake energiji odvajanja odgovarajućeg nukleona. Pored svega, tabela takodje daje energije rezonance E_γ i poluširine rezonance. Zbog velike veličine poluširine, fenomen je nazvan gigantska rezonance.

Da bi se ona objasnila, razmatrane su nuklearne oscilacije izazvane elektromagnetskim poljem gama kvanata (Migdal, Goldhaber, Teller i dr).

Table 35

Reaction	$(E_\gamma)_{\min} = \epsilon_N$, MeV	$(E_\gamma)_{\text{res}}$, MeV	Γ , MeV
$^{12}_6\text{C} (\gamma, n) ^{11}_6\text{C}$	18.7	22.4	2.8
$^{27}_{13}\text{Al} (\gamma, n) ^{26}_{13}\text{Al}$	14.0	19.2	4.7
$^{27}_{13}\text{Al} (\gamma, p) ^{26}_{12}\text{Mg}$	7.4	21.2	5.4
$^{31}_{15}\text{P} (\gamma, n) ^{30}_{15}\text{P}$	12.4	19.5	6.5
$^{63}_{29}\text{Cu} (\gamma, n) ^{62}_{29}\text{Cu}$	10.9	17.5	6.0
$^{109}_{47}\text{Ag} (\gamma, n) ^{108}_{47}\text{Ag}$	9.3	16.0	4.8
$^{181}_{73}\text{Ta} (\gamma, n) ^{180}_{73}\text{Ta}$	8.0	13.5	5.5

Kvantitativno, ovaj fenomen se može vizuelizirati na sledeći način. Gama kvant sa energijom E_γ ima talasnu dužinu

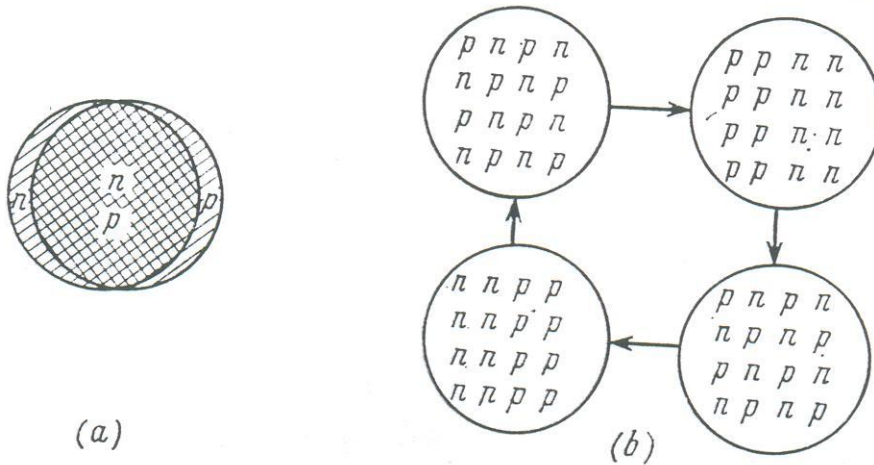
$$\lambda = \frac{hc}{E_\gamma} = \frac{1.2 \times 10^{-10}}{E_\gamma} \quad 12.3.2$$

gde je λ u cm i E_γ u MeV. Ovo znači da je za $E_\gamma = 10\text{-}20$ MeV, $\lambda \gg R_{\text{nuc}}$. Kao rezultat ovoga, svi protoni u jezgru su u istoj fazi u elektromagnetskom polju gama kvanta i električni vektor E ih pomera u ustom smeru. Dva pomalo različita mehanizma se mogu razmatrati ovde.

Prema prvom mehanizmu, svi protoni jezgra se izmeštaju u odnosu na sve neutrona, izazivajući polarizaciju jezgra (Slika 314a). Usled dejstva restitucione elastične sile, jezgro se vraća u ravnotežno stanje oscilujući. Ovo je skup dipolnih oscilacija jezgra čija se frekvencija može oceniti iz oscilatorne formule $\omega = \sqrt{K/M}$, gde je K modul elastičnosti i M je masa jezgra. U ovom mehanizmu ulogu elastične restitucione sile igra interakcija izmeštenih „golih“ nukleona sa ostatkom jezgra. Kako je broj takvih nukleona proporcionalan površini jezgra, $K \propto R^2$, i

$$\omega = \sqrt{K/M} \propto \sqrt{\frac{R^2}{R^3}} = \frac{1}{\sqrt{R}} \propto A^{-1/6}$$

12.3.3.



Slika 314

Goldhaber i Teller su dobili vredost 35 za koeficijent u ovoj formuli, što znači da je $E_{\gamma}^{rez} = 35A^{-1/6}$.

Prema drugom mehanizmu, gigantska dipolna rezonanca se može zamisliti kao istovremeno izmeštanje protona i neutrona na suprotnim krajevima jezgra, pri čemu gustina nukleona ostaje nepromenjena (Slika 314b). U ovom slučaju restituciona sila je proporcionalna rastojanju koje nukleon prelazi sa jednog na drugi kraj jezgra, tj., $K \propto R \propto A^{1/3}$. Odatle je oscilatorna frekvencija jednaka

$$\omega = \sqrt{K/M} \propto \sqrt{\frac{R^2}{R^3}} = \frac{1}{R} \propto A^{-1/3}$$

12.3.4

Za energiju rezonance, Migdal je dobio vrednost (u MeV) $E_{\gamma}^{rez} = 60A^{-1/3}$. Poredjenje rezultata sa eksperimentima je pokazalo da se zavisnost energije ekscitacije od masenog broja korektno može opisati linearnom superpozicijom dva mehanizma

$$W = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6}$$

12.3.5.

gde je W u MeV. Prema ovoj aproksimaciji, položaj gigantske dipolne rezonance varira od 25.5 do 13.5 MeV za masene brojeve A izmedju 16 i 250. Jednostavniji izraz

$$W = 78A^{-1/3}$$

12.3.6.

se ponekada koristi za teška jezgra.

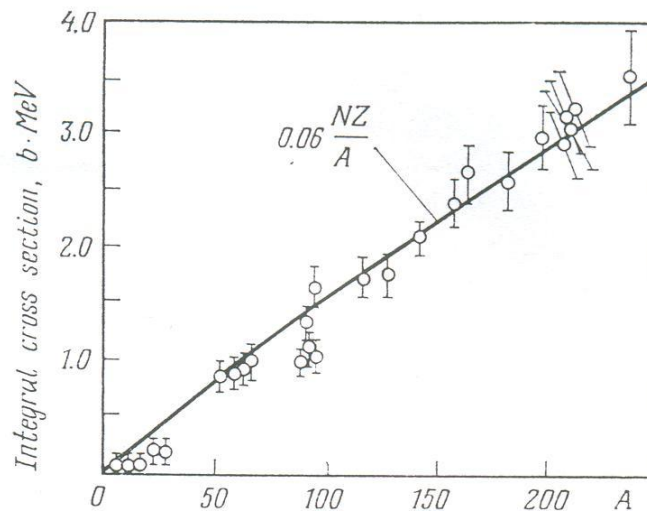
U oba mehanizma razmatrana gore, protoni i neutroni se kreću u suprotnim fazama i kao da zamenjuju jedni druge. Konsekventno, ova rezonanca i druge gigantske rezonance (vidi sekciju 2.4.4), koje podrazumevaju slično kretanje nukleona, nazivaju se izovektorskim rezonancama (izospin jezgra se menja za jedinicu, tj., $\Delta T=1$).

Karakteristična crta gigantske dipolne rezonance je da pokriva znatan deo (do 100 %) pravila utežnjene energetske sume (ESWR). Objasnimo šta ovo znači.

Svako jezgro ima izvestan broj $E_1, E_2, M_1, M_2, \dots$ prelaza. Drugim rečima, postoji gornja granica dipolnih kvadripolnih i drugih nuklearnih sila. Kada se to primeni na fotoapsorpciju, ovo znači da efikasni presek apsorpcije dipolnih gama kvanata, integraljen po energiji, mora biti jednak nekoj određenoj vrednosti kojazavisi od jezgra. Isto se primenjuje i za kvadripolne gama kvante i druge. Suma doprinosa svih multipolnosti fotoapsorpcionom efikasnom preseku, integraljeno do generacijskog praga za π mezone (135 MeV) je data pravilom sumiranja, koje podešava gornju granicu integracije. Pravilo sumiranja za dipolnu fotoapsorpciju je dobijeno od strane Gell Manna i dr, iz sasvim fundamentalnih koncepata (princip kauzalnosti, optička teorema i Tomsonova formula za rasejanje). Kada se izrazi u MeV·mb, ova formula ima oblik

$$\int_0^{m_\pi c^2} \sigma_A(\omega') d(h\omega') = 60 \frac{NZ}{A} (1+W) \quad 12.3.7.$$

gde je $\sigma_A(\omega')$ fotoapsorpcioni presek, N, Z i A su broj neutrona, protona i maseni broj, dok W je korekcionni faktor $W = 0.1A^2 / NZ \cong 0.4$.



Slika 315

Poredjenje pravila sabiranja sa eksperimentalnim presekom fotoapsorpcije pokazuje da gigantska dipolna rezonanca praktično potroši celokupnu tranzicionu energiju jezgara sa masenim brojevima izmedju 50 i 240 (Slika 315).

Konačno, treba zapaziti da se opaža fina struktura gigantske dipolne rezonance (naročito kod lakših jezgara) u eksperimentima sa boljom rezolucijom. Tako, u $\sigma(E_\gamma)$ zavisnosti reakcije $^{16}_8O(\gamma, p)^{15}_7N$ opažaju se tri pika sa energijama 17, 22 i 25 MeV na mestu jednostrukog širokog

pika na $E_\gamma=22$ MeV. Fina struktura gigantske rezonance se objašnjava jednočestičnim prelazima jezgra između ljuški posle apsorpcije dipolnog gama kvanta. Kasnije, ova tri pika su pocepana u 10 (a posle toga u 18) užih pikova. Nema zadovoljavajućeg objašnjenja za ovo cepanje do sada. Najprostija interpretacija ovog efekta je čestica-šupljina prelaz, koji odgovara zahvatu E1 kvanta. Čini se da se više konfiguracije i kolektivni stepeni slobode moraju uzeti u obzir. Ali ovaj pristup ne može da da kvantitativne procene iznosa velikog broja parametara koji se u ovom problemu javljaju.