

potpuno snage snopa. Pri nekoj snazi, koja se naziva kritičnom, snop se prošire bez ikakvog širenja. Konkretno, kada je snaga veća od kritične, snop se sužava, tj. dolazi do njegovog samofokusranja u sredini. Pojava je uslovljena time, što sa porastom jačine električnog polja E , raste i indeks prelamanja. Sredina zbog toga postaje optički gušća u oblasti prolaska snopa, a ovo dovodi do savijanja zraka ka osi snopa, odnosno njegovog skupljanja.

Optički harmonici. Pri rasejanju laserskog snopa u tečnostima i kristalima osim svetlosti upadnog zraka frekvencije ω , registruje se i rasejana svetlost umnožene frekvencije, tj. pojavljuju se zraci svetlosti frekvencije $2\omega, 3\omega$ itd. Ove komponente rasejane svetlosti nazivaju se **optički harmonici**. Intenzitet optičkih harmonika može da bude veoma velik.

Višefotonski fotoefekt. Elektri predstavlja višefotonsku jonizaciju atoma. Običan, jednofotonski, fotoefekt registruje se na frekvencijama na kojima je energija fotona veća od energije jonizacije atoma. Kod snopova svetlosti velike snage višefotonski fotoefekt može da se registruje i na frekvencijama koje su r puta manje od frekvencije potrebne za jednofotonsku jonizaciju (r je broj fotona koji učestvuju u elementarnom aktu interakcije). Danas je pouzdano registrovana sedmofotonska jonizacija plemenitih gasova.

VI

IV. FIZIKA ATOMSKOG JEZGRA I NJENE PRIMENE

Jezgro atoma (nukleus) je otkrio Rutherford 1911. godine u čuvenom eksperimentu rasejanja α -čestica na tankim metalnim folijama. U najvećem broju prirodni procesa na Zemlji jezgro atoma se ponaša kao stabilna, nedeljiva čestica. Ona učestvuju u strukturu atomskog omotača svojom ukupnom masom i svojim ukupnim (pozitivnim) naelektrisanjem, te se procesi vezani za transformaciju elektronskih omotača atoma i molekula (hemijski procesi), koji na našoj planeti dominiraju, mogu razumeti i bez poznavanja unutrašnje strukture jezgra. Međutim, posle otkrića veštačke radioaktivnosti i sve masovnije primene radioizotopa i nuklearnih mehanika u medicini i industriji, u eri nuklearne energije, elementarno poznavanje strukture jezgra i osobina nuklearnog zračenja postaje sastavni deo opšte tehničke kulture. U narednim su poglavljima izložene osnovne osobine jezgra i njegovog zračenja i ukazano je na najpoznatije primene dostignuća nuklearne fizike.

39. OSNOVNE KARAKTERISTIKE JEZGRA

39.1. DIMENZIJE JEZGRA

Osnovna informacija o dimenzijama nekog mikro-objekta dobija se analizom rasejanja različitih čestica na tom objektu. Podsetimo se da sve čestice pokazuju talasna svojstva i da je talasna dužina čestice obrnuto srazmerna njenoj energiji. Može se iz ovog zaključiti da se tačnost informacije o dimenzijama ispitivanog objekta povećava sa energijom snopa čestica.

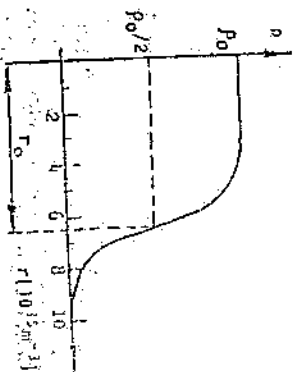
Rasejanjem brzih neutrona i brzih elektrona na različitim atomskim jezgriima ustanovljeno je da jezgro nema oštri ivici, već se gustina jezgra ρ postepeno smanjuje sa povećanjem rastojanja r od centra jezgra (sl. 39.1).

Poluprečnik r_0 je ono rastojanje od centra jezgra na kojem se ρ smanjuje za 50%. Tako se različitim projektilima dobijaju nešto različite vrednosti za r_0 , većina eksperimenata pokazuje da se poluprečnici jezgri menjaju prema zakonu:

$$r_0 = 1.2 \times 10^{-15} A^{1/3} \quad (39.1)$$

gde je A broj nukleona (sastavnih delova) u jezgri. Ova relacija pokazuje da se zapremina jezgra:

$$V = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \sim A$$



Sl. 39.1

inertno povećava sa brojem nukleona. S obzirom da je masa jezgra m takode proporcionalna broju sastavnih delova A , može se videti da je gustina (zapremninska masa) svih jezgura približno konstantna. Zapremninska masa supstance jezgura ima vrednost $\rho = 1,5 \times 10^{18} \text{ kg/m}^3$, koja je otprilike neuporedivo veća od zapremninske mase makroskopskih tela na Zemlji. To što je dimenzija jezgura definisana potpuno nikom, ne znači da su sva jezgura sfernog oblika. Sferni oblik u osnovnom, nepobudnom stanju imaju samo najstabilnija jezgura (tzv. magična jezgura), dok su ostala jezgura deformisana i obično imaju oblik rotacionog elipsoida.

39.2. SASTAVNI DELOVI JEZGURA

U različitim nuklearnim procesima, jezgura emituju protone, neutrone i elektrone ili čestice sastavljene od njih. Kao što je već rečeno, elektroni su čestice negativnog elementarnog naelektrisanja i izgrađuju omotač atoma. Masa im je $m_e = 0,911 \times 10^{-30} \text{ kg} = 5,49 \times 10^{-4} \text{ u}$, čiji je energetski ekvivalent (na osnovu relacije $E = mc^2$) $0,511 \text{ MeV}$. Protoni i neutroni su čestice mnogo veće mase, $m_p \approx 1 \text{ u}$, odnosno $m_n \approx m_p \approx 1,820 \text{ m}$. Proton je jednostruko pozitivno (jedno pozitivno elementarno naelektrisanje) naelektrisan čestica, dok je neutron električno neutralan. Proton, elektron i neutron pripadaju grupi čestica koje se nazivaju *fermioni*, jer im je spin $s = 1/2$.

Ispitajmo, najpre, da li elektron kao slobodna čestica može da egzistira u jezguru. Da bi se kvantomehantička čestica mogla lokalizovati u delu prostora, dimenzija D , potrebno je da ima talasnu dužinu $\lambda \approx D$. Kako je poluprečnik jezgura (za $A \approx 100$) reda veličine $D \approx 5 \times 10^{-15} \text{ m}$, sledi da bi slobodan elektron u jezguru trebalo da ima energiju:

$$E = \frac{hc}{\lambda} \approx \frac{hc}{D} \approx 4 \times 10^{-11} \text{ J} \approx 200 \text{ MeV} \quad (39.2)$$

Ova je energija znatno veća od sopstvene energije (energije mirovanja) elektrona, što pokazuje da bi elektron u jezguru trebalo da se kreće brzinama bliskim svetlosti, sa kinetičkom energijom $E_k = E - m_0 c^2 \approx 200 \text{ MeV}$. Kako se elektroni ovako visokih kinetičkih energija pri raspadu jezgura ne javljaju (jezgro emituje elektrone kinetičkih energija $E_k \approx 1 \text{ MeV}$), može se zaključiti da elektron kao slobodna čestica ne može biti „lokalizovan“ u jezguru. Prethodna analiza ne osporava mogućnost egzistencije slobodnih protona i neutrona u jezguru, jer je njihova energija mirovanja $m_p c^2 \approx 930 \text{ MeV}$, te izračunata donja granica energije čestice u jezguru uopšte ne ograničava vrednosti njihove kinetičke energije.

Sva današnja saznanja o jezguru atoma su u skladu sa pretpostavkama da je ono sastavljeno od protona i neutrona. Ukupno (pozitivno) naelektrisanje jezgura je znači zbir naelektrisanja protona u jezguru. Broj protona u jezguru Z određuje položaj odgovarajućeg atoma u periodnom sistemu. Jezgura sa jednakim brojem protona Z nazivaju se zato *izotopi*. Protoni i neutroni se zajednički imenoma nazivaju *nukleoni*, a ukupan broj nukleona A u jezguru određuje masu jezgura. Broj A se naziva *maseni broj*. Jezgura jednakih masenih brojeva A , a različitih brojeva protona Z i neutrona N , nazivaju se *izobarna jezgura (izobari)*. Kako se izobarna jezgura razlikuju samo po broju naelektrisanih čestica, upoređenjem njihove strukture dobijaju se podaci o ulozi Kulonove sile u jezguru.

U nuklearnoj fizici se jezgura opisuju heimijskim simbolom odgovarajućeg elementa i masenim brojem A . Na primer, dati simboli ^{55}Cu , opisuju jezguru atoma bakra koje sadrži 65 nukleona. Kako je redni broj bakra $Z = 29$, jezguro sadrži: $N = A - Z = 36$ neutrona. Elementi u prirodi mogu da imaju više stabilnih izotopa. Na primer, ugljenik ima dva stabilna izotopa ^{12}C i ^{13}C , čiji su *izotopski prinosi* u prirodnom ugljeniku redom 98,9% i 1,1%. Prirodni elementi su smeše svih stabilnih izotopa i to je jedan od razloga zašto atomske mase nisu celobrojni umnožci mase atoma vodonika.

39.3. SPIN I MAGNETNI MOMENT JEZGURA

Stičeno atomu, spin jezgura \vec{I} je izvesna kombinacija orbitalnih \vec{l} i spinskih \vec{s} momenta količine kretanja njegovih sastavnih delova. Intenzitet vektora \vec{I} iznosi:

$$|\vec{I}| = h\sqrt{I(I+1)} \quad (39.3)$$

i moguće projekcije imaju vrednosti $I_z = mh$, gde m ima ukupno $2I+1$ vrednosti, odnosno $-I, -(I-1), \dots, 0, 1, \dots, I$. Spinovi protona i neutrona, koji se (za razliku od elektrona u omotaču atoma) uzajamno privlače, pokazuju tendenciju sparivanja (dve čestice se kreću tako da su im momenti količine kretanja usmereni antiparalelno, što za par daje ukupni mehanički moment jednak nuli) i zbog toga su spinovi svih parno-parnih jezgura ($N = \text{parno}, Z = \text{parno}$) u osnovnom stanju jednaki nuli:

$$I_{pp} = 0 \quad (39.4)$$

Parno-neparna i neparno-parna jezgura ($A = \text{neparno}$) uvek imaju spin koji je celobrojni umnožak od $1/2$, odnosno:

$$I_{np} = k \frac{1}{2} \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (39.5)$$

Spinovi neparno-neparnih jezgura ($N = \text{neparno}, Z = \text{neparno}$) su uvek celobrojni: ali u osnovnom stanju ne moraju imati vrednost 0.

Na primer, parno-parna jezgura ^{90}Se i ^{90}Kr imaju u osnovnom stanju spin $I = 0$. Neparno-parna jezgura ^{91}K u osnovnom stanju ima spin $I = 3/2$, a neparno-neparno jezguro ^{91}Bi ima spin osnovnog stanja $I = 6$.

Kao što je rečeno, pri opisanju magnetnih svojstava atoma, svaka čestica koja ima mehanički moment količine kretanja \vec{L} ima i dipolni magnetni moment:

$$\vec{M} = \frac{q}{2m} \vec{L} \quad (39.7)$$

Ako se relacija (39.7) primeni na proton, dobija se:

$$|\vec{M}_p| = \frac{e}{2m_p} |\vec{L}| = \frac{eh}{4\pi m_p} \sqrt{L(L+1)} \quad (39.8)$$

gde je sa μ_n označen nuklearni magneton:

$$\mu_n = \frac{eh}{4\pi m_p} = \frac{eh}{2m_p} \quad (39.9)$$

Kako je $m_p \approx 1840 m_e$, vidi se da je vrednost nuklearnog magnetona oko 1840 puta manja od Borovog magnetona.

S obzirom da je magnetni moment jezgra neka kombinacija magnetnih momenta nukleona, vidi se da je njegova vrednost za tri reda veličine manja od magnetnog momenta atoma. Magnetni moment jezgra se ne može izraziti kao prosta aritmetička funkcija magnetnih momenata nukleona i sa spinom jezgra se povezuje relacijom:

$$M_J = g \mu_n I \quad (39.10)$$

gde je g *žiromagnetni odnos jezgra*.

39.4. MASA, ENERGIJA VEZE I STABILNOST JEZGRA

Iako je jezgro atoma sačinjeno od Z protona i N neutrona, ukupna masa jezgra nije jednaka zbiru masa njegovih sastavnih delova, već je uvek manja od ovog zbira. Da bi se ova pojava delimično razjasnila, razmotrimo proces stvaranja jezgra ${}^2\text{H}$ (deuterijum) iz protona i neutrona. Neke se u početnom trenutku proton i neutron nalaze na dovoljno velikom međusobnom rastojanju i u stanju uzajamnog mirovanja. Ukupna energija sistema $n+p$ u datom trenutku ima vrednost:

$$E = m_p c^2 + m_n c^2 \quad (39.11)$$

Ukoliko se sada jedna od čestica ubrza u pravcu druge, uz dovoljnu energiju da se spoje u jezgro ${}^2\text{H}$, energija sistema ima tada vrednost:

$$E' = (m_p + m_n) c^2 + E_k + E_p \quad (39.12)$$

gde je E_k kinetička energija protona i neutrona, a E_p njihova uzajamna potencijalna energija. Kako se u jezgru ${}^2\text{H}$ nukleoni nalaze u vezanom stanju, potencijalna energija je negativna, a kinetička energija je manja od potencijalne (jer bi se inače sistem raspao):

$$|E_k| < |E_p|; \quad E_k + E_p < 0 \quad (39.13)$$

Na osnovu relacija (39.11) i (39.12) sledi:

$$E' < E.$$

Znači, energija ${}^2\text{H}$ je manja od energije njegovih sastavnih delova, tj. u procesu stvaranja jezgra od nukleona uvek se oslobađa energija. Ova se energija naziva *energija veze jezgra*. Ukoliko bi se jezgro raslaivalo na nukleone bilo bi potrebno uložiti jednak iznos energije.

Masa jezgra od Z protona i A nukleona se može izraziti u obliku:

$$m(A, Z) = [Zm_p + (A-Z)m_n - E_b/c^2] \quad (39.14)$$

gde je E_b energija veze. U poređi li se energija veze deuterijuma, koja iznosi: $E_b({}^2\text{H}) = 2.2 \text{ MeV}$ sa energijom veze elektrona u atomu, koja iznosi nekoliko desetina eV,

vidi se da su energije veze jezgra oko 10^7 puta veće od energije veze atoma. To je razlog zašto je uticaj energije veze atoma na masu atoma zanemarljiv. Razlika:

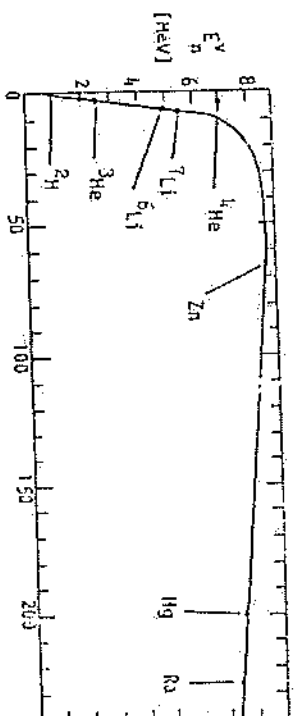
$$\Delta m = [Zm_p + (A-Z)m_n] - m(A, Z) = \frac{E_b}{c^2} \quad (39.15)$$

se često naziva *defekt mase jezgra*.

Vrednost energije veze jezgra pokazuje da su sile koje nukleone povezuju u jezgro daleko jače od Kulonove sile. Pokazano je kako osnovne osobine ove sile utiču na stabilnost jezgra.

Energija veze je tesno povezana sa stabilnošću atomskog jezgra. Što je energija veze veća, veća je i stabilnost jezgra. Kako je, međutim, energija veze jezgra jednaka energiji potrebnoj da se jezgro razbije na protone i neutrone, jasno je da se energija veze povećava se brojem nukleona u jezgru. Zato je prava mera za upoređivanje stabilnosti jezgra energija veze podijeljena sa brojem nukleona. Zavisnost energije veze po nukleonu $E_n = E_b/A$ od broja nukleona A , za stabilna jezgra je prikazana na sl. 39.2. Kao što se vidi, najveću energiju veze po nukleonu ($\approx 8.5 \text{ MeV/nukl}$) imaju srednje teška jezgra ($A \approx 60$). Kasnije se analiza uticaj ovakve raspodele veze na mogućnost dobijanja energije iz nuklearnih reakcija. Da bi se energija veze po nukleonu, odnosno njena data raspodele kvalitativno razumela, navedeni su osnovni činioci koji utiču na stabilnost atomskih jezgara:

1. Nuklearna sila, koja nukleone drži na okupu jednaka je između svih nukleona. Ova sila je privlačna, ne razlikuje protone od neutrona i ima veoma kratak domet (≈ 2 puta manji od poluprečnika teških jezgara). Znači nukleon ovom silom deluje samo na svoje neposredne susede.



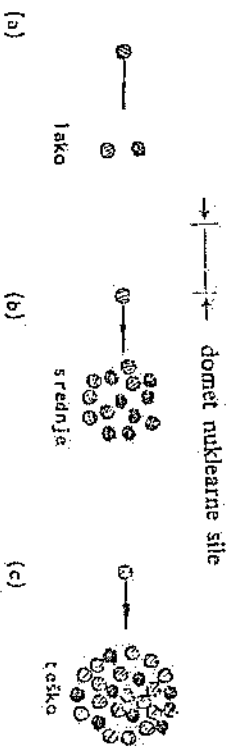
Sl. 39.2.

2. Paulijev princip važi nezavisno za neutrone i protone. Dva protona, odnosno dva neutrona se ne mogu naći u istom kvantnom stanju.

3. Između protona deluju odbojna Kulonova sila. Moguća je sada analiza kako ovi činioci utiču na stabilnost lakih, srednjih i teških atomskih jezgara (sl. 39.3).

Ako se jezgru dodaje jedan nukleon, s obzirom na Paulijev princip treba da zauzme novo (slobodno) kvantno stanje. Nukleon u višem kvantnom stanju je manje vezan za jezgro i manje doprinosi energiji veze. S obzirom da protoni i neutroni kvantna stanja popunjavaju nezavisno, energetski najniže stanje, odnosno

najveću energiju veze ima jezgro sa jednakim brojem protona i neutrona (ukoliko se Kulonova sila između protona zanemara). U slučaju lakih jezgara (sl. 39.3, a) dodatni nukleon uspostavlja vezu samo sa nekoliko jezgara, zbog čega ne povećava energiju veze za onaj iznos, za koji bi to učinio da u blizini ima više suseda. U situaciju srednjih jezgara, novodošli nukleon ima dovoljno suseda (prostor oko njega, unutar dometa nuklearne sile je popunjen) da uspostavi maksimalnu vezu sa jezgrom. Nuklearna sila dolazi u stanje saturacije i daje najveću vrednost energije veze po nukleonu. Kod teških jezgara (sl. 39.2, c) nuklearna sila je već u saturaciji i dodavanje novog nukleona ne povećava saturiranu vrednost energije veze. Energija veze po nukleonu, zbog toga, opada (jer dodavanje novog nukleona raste A).



Sl. 39.3

Sa povećanjem broja protona u jezgri se povećava i odbojna Kulonova sila. Kako se jačina ove sile povećava kao Z^2 , stabilnost teških jezgara se vrlo brzo smanjuje sa povećanjem broja protona i jezgra za koja je $Z > 83$ se spontano raspadaju. Spontani raspad jezgra naziva se *radioaktivni raspad*.

39.5. ENERGETSKI NIVOI JEZGRA

Jezgro je kvantnomehantički sistem sastavljen od A nukleona i slično atomima, može da ima samo diskretna energetska stanja. Da bi se mogle vrednosti energije jezgra izračunale, potrebno je rešiti Šredingerovu jednačinu u koju se uvlaštava potencijal polja u kojem se nukleoni kreću. Ovakav se problem veoma teško rešava, jer u jezgri ne postoji (kao kod atoma) izvor centralne sile, već se polje u jezgri izgrađuje interakcijom svih nukleona. Sila između nukleona naziva se *sila jake interakcije* i kao što je već rečeno, ne zavisi od naelektrisanja nukleona. Na veoma malim rastojanjima između nukleona ova je sila odbojna, dok na rastojanjima reda veličine 3×10^{-15} m, postaje privlačna. S obzirom na ovu osobinu, sila jake interakcije potseća na međumolekularne sile i ona je i danas predmet intenzivnih izučavanja. Eksperimentalno ustanovljena energetska stanja jezgra tamne se danas kao jednočestična i kolektivna, jednočestično stanje je energetski nivo koji može da zauzme nukleon u polju jake interakcije; Nukleoni po Paulijevom principu popunjavaju ova stanja i kada su sva najniža stanja zauzeta, jezgro se nalazi u osnovnom stanju. Ako interakcijom sa česticama ili poljima jezgro dobije odgovarajuću energiju, može da pređe u pobuđeno stanje. Kolektivno pobuđena stanja jezgra imaju znatno manju energiju od jednočestičnih i ostvaruju se rotacijom i oscilacijama celog jezgra. Ako je energija pobude manja od energije separacije (odvajanja) čestica iz jezgra, jezgro se iz pobuđenog u osnovno stanje vraća emisijom γ -kvanata.

40. RADIOAKTIVNI RASPAD

Već je rečeno da su sva teška jezgra, sa više od 83 protona, radioaktivna; spontano se raspadaju emisijom čestica i γ -zračenja. Sam akt radioaktivnog raspada je statistički proces, što znači da se trenutak raspada datog jezgra ne može tačno predvideti, ali se može odrediti broj jezgara koji se u određenom vremenskom intervalu raspadne. Ako radioaktivna supstanca u početnom trenutku sadrži N_0 jezgara iste vrste, tada do vremena t ostane neraspadnuto

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (40.1)$$

jezgara. U zakonu (40.1) radioaktivnog raspada λ se naziva *konstanta raspada* datog radioizotopa. Konstanta raspada određuje verovatnoću raspada datog jezgra. Ona je povezana sa *periodom poluraspada* izotopa relacijom:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T} = \frac{0.693}{T} \quad (40.2)$$

Neka je uzorak analiziran u vremenu $t = T$. Za ovo se vreme, prema (40.1) i (40.2) raspadne

$$N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\ln 2}) = \frac{1}{2} N_0 \quad (40.3)$$

jezgara. Znači, u trajanju od jednog perioda poluraspada raspadne se polovina od početnog broja jezgara. Broj radioaktivnih raspada u jedinici vremena u jednom uzorku naziva se *aktivnost radioaktivnog izvora*:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N \quad (40.4)$$

i izražava se u bekerelima — Bq. Jedan bekerel odgovara aktivnosti od jednog raspada u sekundi — 1 Bq = 1/s.

40.1. VRSTE RADIOAKTIVNOG RASPADA

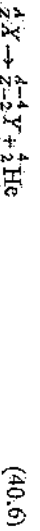
Na osnovu izložene analize sastava atomskog jezgra, moglo bi se očekivati da pri radioaktivnom raspadu jezgro emituje neutrone ili protona. Međutim, energija veze nukleona u jezgri ima relativno veliku vrednost (oko 8 MeV), koja je znatno veća od energije veze α i β čestica. Jezgra se, zbog toga, spontano raspadaju α i β raspadom, a ne emisijom nukleona.

a. α -raspad

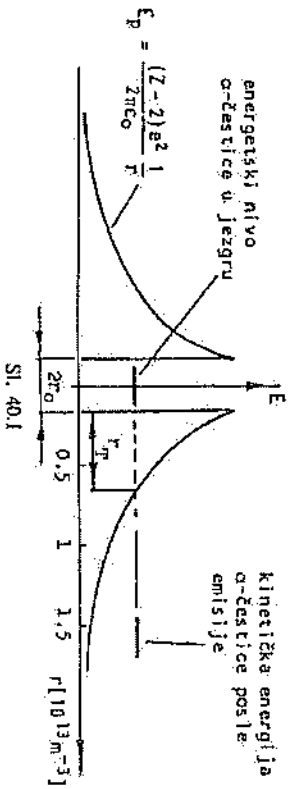
α -čestica je atomsko jezgro sastavljeno od dva protona i dva neutrona. To je jezgro izotopa helijum sa dva neutrona, zbog čega se označava kao ${}^4\text{He}$. Ova dvostruko pozitivno naelektrisana čestica se obično emituje iz teških atomskih jezgara. Na primer, izotop radijuma ${}^{226}\text{Ra}$ se raspada, emisijom α -čestice u izotop ${}^{222}\text{Rn}$ koji se javlja u gasovitom agregatnom stanju:



U opštem slučaju α -raspad je oblika:



Ede su X i Y jezgro prečka i potomka, redom α -čestica se u jezgru obrazuje slučajnim susretom dva protona i dva neutrona. Može se postaviti pitanje: zašto ovako obrazovana čestica ne napusti jezgro trenutno? Približavajući se ivici jezgra α -čestica nailazi na Kurlonovu potencijalnu barijeru (sl. 40.1). Ebergija α -čestica u jezgru je niža od visine barijere i prema zakonima klasične fizike, čestica nikako ne bi mogla da napusti jezgro. Međutim, kao što je pokazano ranije prema zakonima kvantne



mehanike postoji konačna, veoma mala verovatnoća da čestica pređe rastojanje r_r , tj. da prođe kroz barijeru. Od mnoštva stvorenih α -čestica samo poneka može, ovim tunel-efektom, da napusti jezgro. Verovatnoća prolaska kroz barijeru (verovatnoća „tunelovanja“) $\lambda(\alpha) \approx 1/T(\alpha)$ se povećava sa energijom α -čestice, pa se, na osnovu pomenutog mehanizma raspada, može očekivati da se period poluraspada α -emitera smanjuje sa povećanjem energije α -zračenja. Zakonitost oblika:

$$\ln T(\alpha) \approx 1/\sqrt{E_\alpha} \quad (40.7)$$

je proverena i eksperimentalno.

b. β -raspad

Kod ovakvih raspada povećava se pozitivno naelektrisanje jezgara, što znači da se iz njih emituju elektroni, koji su nazvani β^- -česticama. Kao što je već rečeno, u jezgru ne mogu da postoje slobodni elektroni, te se mora pretpostaviti da se oni stvaraju u toku emisije. Elektroni se u jezgru mogu stvoriti transformacijom neutrona u proton, slično raspadu slobodnog neutrona:

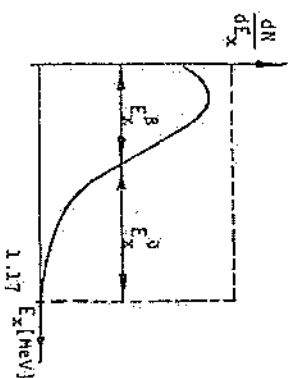


gde je $\bar{\nu}$ oznaka za antineutrino. Nastali elektron na ivici jezgra ne nailazi na bilo kakvu potencijalnu barijeru (kao α -čestica), već slobodno može da napusti jezgro. Relativno dug poluživot β^- -emitera se može protumačiti jedino malom verovatnoćom stvaranja elektrona u jezgru. Uzrok stvaranja elektrona u jezgru je sila *slike interakcije*, jedna od četiri osnovne sile u prirodi. U relaciji (40.8) je navedeno da se pri β^- -raspadu neutrona emituje antineutrino. Antineutrino (kao i neutrino) ima nultu masu mirovanja, nije naelektrisan i praktično ne interaguje sa ostalim delovima

materije, te se ne može detektovati bez posebnih uslova eksperimenta. Ova čestica prati sve vrste β raspada, a analiza se odnosi na njenu ulogu u primeru β^- raspada:



Raspada se vrši između diskretnih energetskih nivoa ${}^{210}\text{Bi}$ i ${}^{210}\text{Po}$, pri čemu se uvek oslobađa energija od 1.17 MeV. Međutim, ne emituje se kod svakog raspada β^- -čestica jednake energije, već različita jezgra (iste vrste) emituju β^- -čestice čija kinetička energija varira u intervalu od 0 do 1.17 MeV, pri čemu se broj emitovanih elektrona u elementarnom intervalu energije dN/dE menja kontinuirano sa energijom (sl. 40.2). Energiju raspada međusobno dele β^- -čestica i antineutrino, tj. zbir njihovih kinetičkih energija je jednak ukupnoj energiji oslobodenoj u raspadu. Sem do sada razmotrenog β^- raspada, konačno su još poznati i radioaktivni prelazi između *izobarnih jezgara*, koji se nazivaju β^+ raspad i *zdrpar* atomskih elektrona.



Sl. 40.2

Kod β^+ raspada jezgro emituje pozitron: Pozitron ima iste osobine kao i elektron, s tim što ima pozitivno elementarno naelektrisanje. Pozitron je antičestica elektrona. U sudaru čestice i antičestice njihova se ukupna masa mirovanja, prema relaciji $E=mc^2$, pretvara u energiju. Kao primer β^+ raspada može se navesti proces:



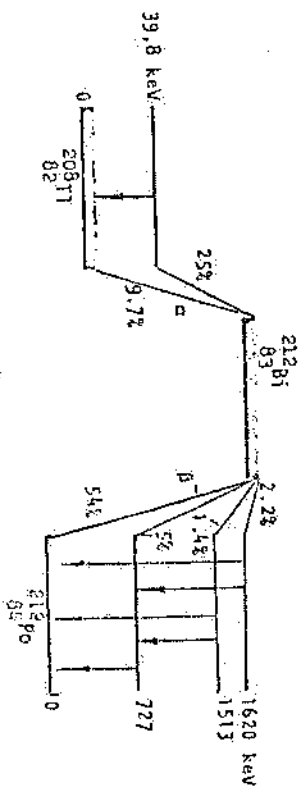
gde je ν oznaka za neutrino.

Elektronski zahvat je takav proces radioaktivnog raspada pri kojem se jezgro oslobađa viška energije zahvatom jednog elektrona iz atomske orbite (obično iz K-ljuske). U ovom procesu je jedina emitovana čestica neutrino:



Na kraju razmatranja radioaktivnog raspada treba istaći da su različite vrste raspada uglavnom konkurentni procesi. Znači, da se jedan izotop može sa određenom verovatnoćom raspadati na više načina. Na primer, prirodni radioaktivni izotop (Prirodni radioaktivni izotopi nazivaju se radioaktivna jezgra, koja nisu rezultat rada čoveka, već su nastala tokom stvaranja elemenata u zvezdama. Ili ih stvaraju kosmički zraci. Ona uglavnom potiču od raspada dugovječih izotopa torijuma i urana, čiji su period poluraspada od oko 10^{10} godina.) ${}^{232}\text{Bi}$ pokazuje α i β raspad. Na sl. 40.3 prikazana je delimična shema raspada ovog izotopa. Deblje horizontalne linije predstavljaju osnovna stanja jezgra, a tanje pobudena stanja. 54% jezgra

^{212}Bi u osnovnom stanju se raspada β^- raspadom u osnovno stanje ^{212}Po , a 9,7% se α -zračenjem raspada u ^{208}Tl . U ostalim slučajevima raspada jezgara potomci nastaju u pobuđenom stanju iz kojeg u osnovno stanje prelaze emisijom γ -zračenja.



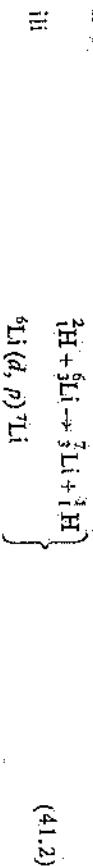
Sl. 40.3

41. NUKLEARNE REAKCIJE

Nuklearna reakcija je proces transformacije atomskih jezgara pri uzajamnom sudaru. Obično se reakcija odvija između čestice (projektila), koja se određenom brzinom kreće prema meti i atomskih jezgara u meti. Na osnovu zakona održanja mase i zakona održanja broja nukleona, u opštem slučaju, reakcija između jezgra projektila x i jezgra mete Y se piše u obliku:

$${}_{Z_1}^{A_1}x + {}_{Z_2}^{A_2}Y \rightarrow {}_{Z_3}^{A_3}Y + {}_{Z_4}^{A_4}y \quad (41.1)$$

gde su Y i Y produkti reakcije, a $A_1 + A_2 = A_3 + A_4$ i $Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4$. U skraćenom obliku ova se reakcija može napisati kao $X(x, y)Y$. Na primer, reakcija u kojoj teški vodonik ${}^2\text{H}$, ili deuterijum (d), predaje jedan neutron jezgru ${}^6\text{Li}$, može da se napiše kao:



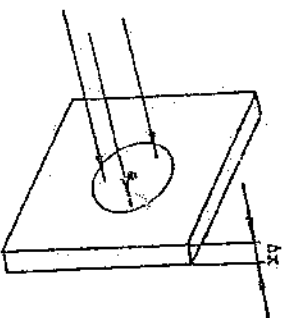
41.1. VEROVATNOĆA NUKLEARNIH REAKCIJA

Da bi se pokazalo kako se definiše verovatnoća nuklearnih reakcija, posmatrajmo rasipanje snopa čestica srednje brzine v , na tankoj meti debljine Δx u kojoj po jedinici zapremine ima N jezgara (sl. 41.1). Proizvod $N \cdot \Delta x$ određuje ukupan broj jezgara u meti sa kojima čestice mogu da interaguju (jer je Δx veoma mala debljina i čestice iz snopa prolaze pored svih jezgara koja se nalaze na jedinici površine mete). Verovatnoća interakcije sa datim jezgrom u meti zavisi od dometa sile između upadne čestice i tog jezgra. Jezgro interaguje sa česticom ako ona prođe kroz polje dejstva sile, tj. kroz površinu σ (sl. 41.2). Ova se površina naziva presjek za interakciju. Presjek ima dimenzije površine i u nuklearnoj fizici se upotrebljava za veličina površine od 10^{-28} m^2 (u ranijoj literaturi poznata pod nazivom barn). Ukupna verovatnoća da jedna čestica interaguje sa atomima u meti može se izraziti kao:

$$P = \sigma N \Delta x \quad (41.3)$$

Ako se broj čestica po jedinici zapremine u snopu označi sa n i ako se uzme u obzir da za vreme Δt snop prelazi put $\Delta x = v \Delta t$, broj reakcija za vreme Δt može se napisati kao:

$$R = n P = \sigma N v \Delta t \quad (41.4)$$



Sl. 41.1

U jedinici vremena se odigrava:

$$R = \frac{R}{\Delta t} = n \sigma N v = \sigma N \Phi \quad (41.5)$$

interakcija. Simbolom $\Phi = n v$ označen je *fluks* čestica u snopu.

41.2. ENERGETSKI BILANS NUKLEARNIH REAKCIJA

Za reakciju $X(x, y)Y$, koja se odvija na mirujućem jezgru Y , zakon o održanju energije se može napisati u obliku:

$$E_x + (m_x + m_y)c^2 = (m_x + m_y)c^2 + E_x' + E_y' \quad (41.6)$$

gde je E_x kinetička energija. Veličina:

$$Q = E_x' + E_y' - E_x = (m_x + m_x - m_x - m_y)c^2 \quad (41.7)$$

se naziva *energija reakcije*. Energija reakcije može da se izračuna iz razlike mase čestica koje u reakciju ulaze i iz nje izlaze. Ova veličina može biti pozitivna ili negativna. Ako je $Q > 0$ pri reakciji se oslobađa energija i reakcija se naziva *egzotermna*. Reakcija je endotermna ako je $Q < 0$ i ona se ostvaruje na račun uložene energije za ubrzanje čestice x . Najmanja kinetička energija projektila x za ostvarenje endotermne reakcije $X(x, y)Y$ naziva se *energija praga*. Energija praga se može izračunati iz zakona o održanju energije i količine kretanja. Ako se reakcija odvija na slobodnom jezgru, produkti reakcije se ne razdvajaju, već se kao jedna čestica kreću zajedno. Poмену ti zakoni o održanju energije i količine kretanja mogu se napisati kao:

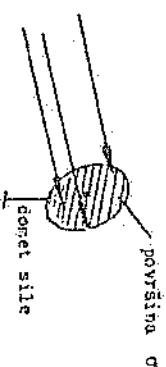
$$E_x' = |Q| + E_x^{*+}; \quad K_x = K_x^{*+} \quad (41.8)$$

Kako je $E_x = K_x/2$ m, zakon o održanju količine kretanja može se izraziti u obliku:

$$2 m_x E_x' = 2 (m_x + m_x) E_x^{*+} = 2 (m_x + m_x) (E_x' - |Q|)$$

odakle je:

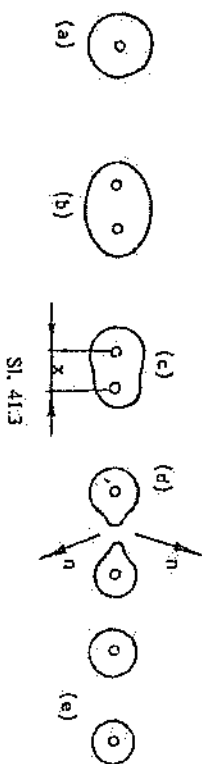
$$E_x' = \frac{m_x + m_x}{m_x} |Q| \quad (41.9)$$



Sl. 41.2

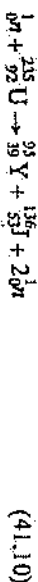
41.3. FISIJA JEZGRA ATOMA

Fisijom (cepanjem) jezgra se naziva proces u kojem se teško jezgro raspada na fragmente. Ovaj se proces kod jezgra sa $A > 238$ može odvijati spontano, ali je od daleko većeg značaja indukovana fisija, koja nastaje posle reakcije sa nekom česticom. Nakon prijema energije, jezgro počinje da osciluje sve većim amplitudama i ce pa se obično na dva dela. Proces je po fazama shematski prikazan na sl. 41.3. a—e.



Sl. 41.3

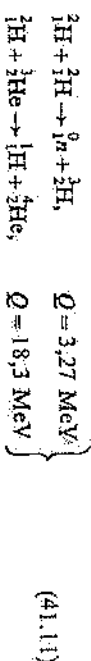
Mnoga se jezgra mogu cepati na delove pri interakciji sa visokoenergetskim česticama, međutim ^{235}U je jedini prirodni izotop, koji pokazuje proces fisije pri interakciji sa sporim (termalnim) neutronima. Tipičan primer ovakve reakcije je:



Energija ove egzotermne reakcije dobija se na račun razlike energija veze ^{235}U i fisionih fragmentata (v. sl. 39.2). Fisioni fragmenti su jezgra bogata neutronima i zbog toga su nestabilna i raspadaju se radioaktivnim raspadom. U porede li se energije veze po nukleonu za ^{235}U ($\approx 8,5 \text{ MeV}$) i za oblast stabilnih produkata fisije ($\approx 7,6 \text{ MeV}$), vidi se da se kod fisije osloboda energija $235 - 7,6 \approx 200 \text{ MeV}$. Od ove energije oko 160 MeV odnose fragmenti fisije u vidu kinetičke energije, dok se ostatak energije osloboda kod radioaktivnog raspada fisionih produkata. Iz reakcije (41.10) se vidi da je cepanje ^{235}U uvek praćeno emisijom neutrona, što omogućuje cepanje ostalih jezgara ^{235}U fisijom materijala. Ova je činjenica od osnovnog značaja za dobijanje *lančane reakcije*, odnosno u primeni procesa fisije za dobijanje energije.

41.4. FUZIJA ATOMSKIH JEZGARA

Na osnovu raspodele energije veze u atomskim jezgrima (sl. 39.2) može se uočiti da je i spajanje lakih atomskih jezgara (fuzija) takođe egzotermna reakcija. U tip fuzionih reakcija ubrajaju se:



Vidi se da drugi primer navedene fuzione reakcije osloboda daleko veću energiju po nukleonu (odnosno po jedinici mase reakcionog materijala) nego u slučaju fisije. Osnovni problem u ostvarivanju ovakvih nuklearnih reakcija predstavlja Kulonova barijera, koja se javlja pri interakciji dva pozitivna naelektrisanja. Ako kinetička energija jezgara pri sudaru nije dovoljna da savlada elektrostatičko odijanje, jezgra se neće približiti u domeni dejstva sile jake interakcije i reakcija se neće odigrati.

Za savladavanje Kulonove odbijajuće sile jezgra je potrebna kinetička energija od oko 10 MeV. Toľka se energija jezgrima može lako snopšiti pomoću akceleratora. Na ovaj naćin, međutim, fuzija se može ostvariti samo na malom broju jezgara. Ako se zahteva da većina jezgara u gorivu dostigne dovoljku energiju, tj. da srednja kinetička energija u materijalu ima toľku vrednost, prema $E_k = kT$, potrebno je materijal zagrejati do temperature od oko 10⁸ K. Na ovako visokom temperaturama materija je potpuno jonizovana (umesto atoma, postoji smeša pozitivni jezgara i elektrona) i prelazi u plazmu. Čine se danas mnogi pokušaji da se stane ovako visokotemperaturne plazme stabilizuje, odnosno da se osvari *kontrolisana fuzija*. Eksplozivni (nekontrolisani) proces fuzije odigrava se prilikom eksplozije hidrogenske bombe čiji je upaljać (generator toplote) fisiona (atomska) bomba.

42. DETEKCIJA NUKLEARNOG ZRAĆENJA

42.1. INTERAKCIJA ZRAĆENJA SA MATERIJALOM

Kako bi osnovni principi detekcije zraćenja jezgra postali razumljivi, upoznajmo se u najkratćim crtama sa osnovnim procesima interakcije razlićitih vrsta zraćenja sa materijalom.

a. α -zraćenje

Prilikom prolaska kroz materijal dvostruko naelektrisane α -čestice interaguju sa elektronima iz atomskog omotaća i vrše aksocijaciju ili jonizaciju atoma. Zbog svoje velike mase α -čestice kroz materijal prolaze pravolinijski i brzo gube svoju energiju zbog brojnih interakcija sa elektronima atoma. Njihov je domat relativno mali i u vazduhu iznosi oko 10 cm.

b. β -zraćenje

Pri sudaru sa elektronima atoma β -zraci (elektroni) bitno menjaju pravac svog kretanja i kreću se izlomljenom putanjom. Oni takođe vrše jonizaciju atoma, ali s obzirom na malu sopstvenu masu, gube energiju i emisijom zakodnog zraćenja (poznato je iz elektrodinamike da je svako usporavanje, odnosno ubrzavanje, naelektrisanja praćeno elektromagnatnim zraćenjem). Ovi radijacioni gubici energije su posebno izraženi pri kretanju brzih elektrona kroz materijal. Tipičan domat β -čestica u vazduhu nije veći od nekoliko metara.

c. γ -zraćenje

Pri interakciji sa atomskim elektronima γ -zraci, koji su po svojoj prirodi visokoenergetski elektromagnatni talasi, mogu celokupnu svoju energiju predati vezanim elektronima u atomu. To je već ranje opisani fotoelektrićni efekat. Proces rascepanja γ -zraćenja na elektrona, u kojem γ -zraci prenose samo deo svoje energije na elektrone, naziva se *Komptonovo rascepanje*. *Efekat kreacije (stvaranja) para* u materijalu mogu izazvati samo γ -kvantii čija je energija $E_\gamma > 2 m_0 c^2$ (gde je m_0 masa mirovanja elektrona). Kod ovog efekta γ -kvantii u poľju jezgra atoma vrše transformaciju svoje energije u masu i stvaraju par elektron-pozitron. S obzirom na

ponemite procese broj γ -kvantata koji prolaze kroz materijal se smanjuje eksponencijalno sa debljinom materijala x :

$$N_x = N_0 e^{-\mu x} \quad (42.1)$$

U relaciji (42.1) sa μ je označen linearni koeficijent apsorpcije γ -zračenja, koji zavisi od vrste materijala i energije γ -zračenja.

42.2. DETEKTORI JONIZUJUĆEG ZRAČENJA

Detektori jonizujućeg zračenja su uređaji koji mikroskopske efekte jonizacije pojačavaju do potrebnog nivoa, kako bi se ljudskim čulima mogli zapaziti. S obzirom na pojačanje, detektori se dele na električne i vizuelne detektore zračenja. U električnim detektorima proces jonizacije se koristi za stvaranje merljivih električnih signala, dok se kod vizuelnih detektora dejstvo zračenja pretvara u vidljivu informaciju. Prema svojoj nameni detektori se dele na dozimetri, brojače i spektrometre. Dozimetrima se određuje ukupan efekat zračenja na dati materijal. Kao merljivi efekat zračenja obično se uzima ukupno naelektrisanje stvoreno jonizacijom, po jedinici mase materijala, odnosno *ekspoziciona doza*. Brojačima zračenja se registruje broj jonizujućih čestica ili fotona, bez obzira na njihovu vrstu i energiju. Spektrometri zračenja daju makrofizičku informaciju, kako o broju jonizujućih kvantata tako i o njihovoj energiji. Jedna od osnovnih karakteristika svih pomenutih instrumenata (uređaja) je njihova efikasnost detekcije. Naime, instrumenti ne registruju sve interakcije zračenja sa detektorom. Efikasnost detekcije se definiše kao:

$$\varepsilon = \frac{N_r}{N_i} \quad (42.2)$$

gde je N_r broj registrovanih interakcija, a N_i broj čestica ili γ -kvantata koji dopiru do detektora. Efikasnost detekcije obično opada sa porastom energije zračenja. Važna karakteristika spektrometara zračenja je njihova moć razlaganja. Što je ona veća, time više može da razlikuje dve bliške energije zračenja. Kao mera za moć razlaganja spektrometra može da se uzme relativna širina registrovane spektralne linije:

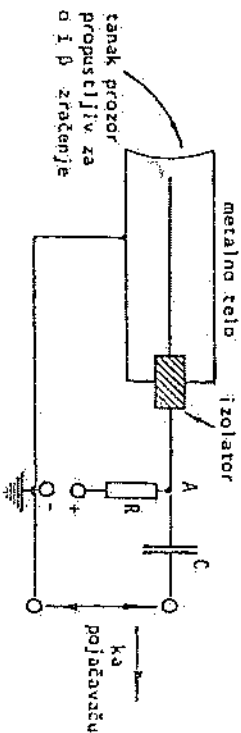
$$R = \frac{\Delta E}{E} \quad (42.3)$$

gde je ΔE širina spektralne linije energije E .

a. Detektori električnog tipa

Gasni detektori. Zračnjke se kod ovih uređaja registruje putem jonizacije nastale u gasu kojim je telo detektora napunjeno (sl. 42.1). Između tela brojača i centralne elektrode (anode) priključen je napon od nekoliko stotina V. Gasno punjenje pod sniženim pritiskom ne provodi struju zbog čega je potencijal tačke A jednak potencijalu neuzemljenog pola izvora napajanja. Ako u gas dopre jonizujuće zračenje, on postaje jonizovan, a pozitivni i negativni nosioči naelektrisanja (joni, elektroni) sakupljaju se na elektrodama. Kako sada kroz kolo protiče struja razlika potencijala na krajevima otpornika R nije više nula, pa se ova promena, kao naponski signal prenosi preko kondenzatora C na ulaz pojačavača i registruje. Ulazak

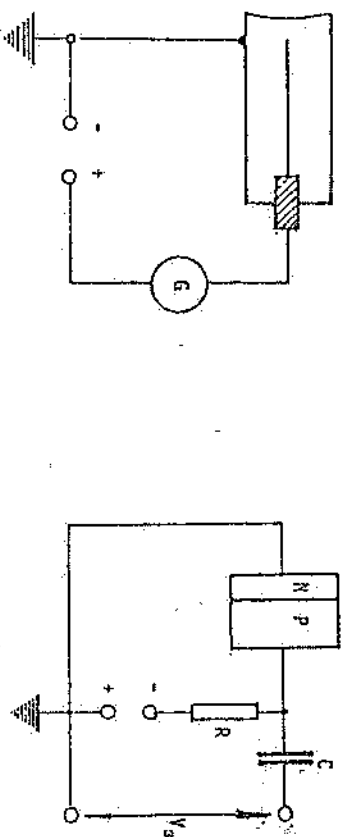
svakog kvantata zračenja je na taj način praćen naponskim impulsom, koji brojač registruje. Ukoliko visina ulaznog impulsa zavisi od energije upadne čestice, tada je reč o *proporcionalnom brojaču*, koji spada među najjednostavnije spektrometre. Zbog male koncentracije molekula gasa ovi spektrometri imaju malu efikasnost pri detekciji γ -zračenja, ali imaju relativno veliku moć razlaganja. Ako se električno



Sl. 42.1

polje u brojaču povećava na takve vrednosti da, usled ubrzanog kretanja jona, u gasu započne proces udarne jonizacije, visina impulsa znatno poraste, ali više ne zavisi od energije upadnog zračenja. U ovoj oblasti napona radi *Geiger-Milnerov brojač*. Ukoliko se gasna cev poveže direktno sa osetljivim galvanometrom (sl. 42.2) uređaj meri struju jonizacije, koja je proporcionalna ekspozicionoj dozi ostvarenoj u jedinici vremena.

Poluprovodnički detektori. Kod ovih se detektora zračnjke registruje u inverzno polarizovanom PN-spoju poluprovodnika (sl. 42.3), ili u čistom, besprimesnom, poluprovodniku. U ovačvoj sredini zračenje kreira parove elektron-šupljina, za što je potrebna znatno manja energija nego za jonizaciju. Broj obrazovanih parova je



Sl. 42.2

Sl. 42.3

proporcionalan energiji zračenja i nakon proticanja struje kroz kolo, signal (naponski impuls) na kondenzatoru je takođe proporcionalan energiji zračenja. S obzirom na solidnu efikasnost i veoma dobro energijsko razlaganje, poluprovodnički spektrometri se u praksi često koriste za sve vrste zračenja.

b. Vizuelni detektori

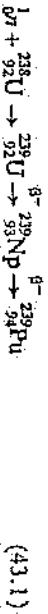
Fotografska emulzija. Fotosensitivni materijali se mogu koristiti i za detekciju jonizujućeg zračenja. Jonizujuće zračenje, slično kao i svetlost oštećuje kristalnu rešetku u emulziji i efekti ovih oštećenja postaju vidljivi tek nakon hemijske obrade (razvijanja). Ukoliko se u emulziji prate tragovi pojedinih čestica, moguće je iz izmerenog dometa zaključiti i o vrsti i energiji čestica. Ako se emulzija koristi kao dozimetri, meri se samo ukupno zadržanje cele površine, koja je bila izložena zračenju.

Maglena i mehurasta komora. Osetljiva oblast ovih detektora je ispunjena prezasićenom parom (maglena komora), odnosno pregrijanom tečnošću (mehurasta komora). Fazi prelaz u ovakvim sredinama započinje na mestima gde se nalaze nečistoće i na mestima gde jonizujuće zračenje oslobodi energiju. Trag čestice u maglenoj komori obeležen je, prema tome, kondenzacijom pare u tečnost, a u mehurastoj komori lokalnim ključanjem tečnosti. Mehurasta se komora koristi posebno pri ispitivanju interakcija visokoenergetskih čestica.

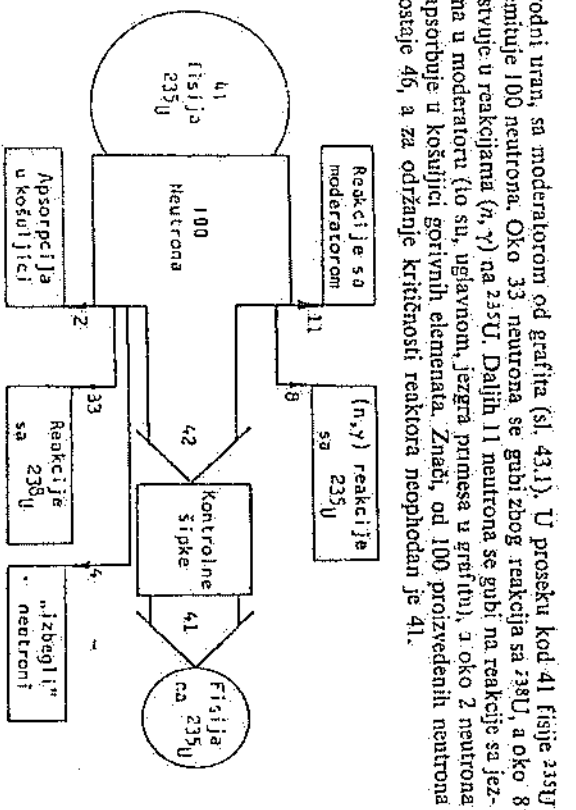
43. PRIMENE NUKLEARNE FIZIKE

43.1. PROIZVODNJA NUKLEARNE ENERGIJE

Nuklearna energija se danas proizvodi kontrolisano u nuklearnim fisijomnim reaktorima. Osnovno gorivo u reaktorima je izotop ^{235}U , kojeg u prirodnom uranu ima 0,7% dok preostali deo prirodnog urana sačinjava izotop ^{238}U , koji može da se raspada fisijom samo posle zahvata visokoenergetskih neutrona. Posle zahvata termalnih neutrona ^{235}U lancem β -raspada prelazi u ^{239}Pu , koji je takođe fisijoni materijal:

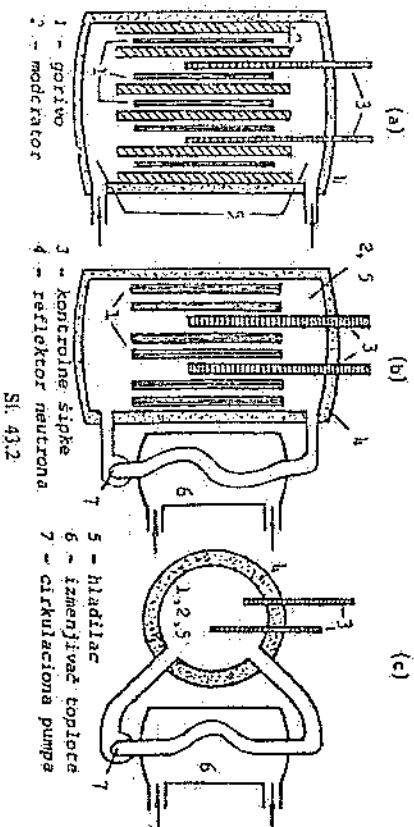


Osnovni problem u radu nuklearnih reaktora je kontrola umnožavanja neutrona u procesu lančane reakcije. Ukoliko je faktor umnožavanja neutrona $k < 1$, reaktor je u potkritičnom stanju i lančana reakcija se zaustavlja. Za $k = 1$ u reaktoru se troši onoliko neutrona koliko se fisijom i oslobađa, a reaktor se nalazi u kritičnom (stacionarnom) režimu. U nakritičnom stanju kada je $k > 1$ neutroni se nekontrolisano umnožavaju što stalno ubrzava proces lančane reakcije i dovodi do eksplozije. U akta fisije se dobijaju neutroni sa početnom kinetičkom energijom od oko 2 MeV. Presek za proces fisije ^{235}U sa ovim visokoenergetskim neutronima je veoma mali, što znači da samo nekoliko od mnoštva neutrona dovodi do novih cepanja jezgara. Da bi reaktor mogao efikasno da sagoreva ^{235}U , neophodno je da se neutroni dobijeni u akta fisije uslove do veoma niskih (termalnih) energija. Ovo se postiže pomoću *moderatora*. Materijali moderatora treba da budu od lakih elemenata čija jezgra ne stupaju u reakciju sa neutronima da bi se dobilo što više sporih neutrona na izlazu iz moderatora. Kao moderator danas se najčešće koristi grafita, voda ili teška voda (voda obogaćena izotopom ^2D). Obična voda je veoma efikasna u usporavanju neutrona, ali se u njoj deo neutrona gubi reakcijom $^1\text{H}(\text{n}, \gamma)^2\text{H}$. Usporavanje neutrona je manje efikasno u teškoj vodi, ali se u njoj gubi znatno manje neutrona nego u običnoj vodi. Ovde se nešto detaljnije razmotreni procesi koji utiču na multiplikaciju neutrona u slučaju reaktora koji kao gorivo koristi



Sl. 43.1

I pored upotrebe *neutronskeg reflektora* koji okružuje aktivnu zonu reaktora, izvestan broj neutrona može da napusti tu zonu. Broj ovako izbeglih neutrona zavisi od odnosa površine prema zapremini aktivne zone. Da bi broj izbeglih neutrona bio, recimo, oko 4, neophodno je da jezgro reaktora ima određenu minimalnu veličinu. U takvom jezgrou preostaje još samo jedan neutron za regulaciju naze. Broj ovih neutrona se reguliše pomoću *kontrolnih šipki* koje se obično izrađuju od štitika legiranog B, Cd, koji ima veliki presek za zahvat termalnih neutrona. Podizanjem ili spuštanjem kontrolnih šipki u jezgrou reaktora, broj neutrona nastalih posle četrdeset jedna odigrane fisije se svodi tačno na 41, čime se reaktor dovodi u stacionarno stanje. Shema ovakvog reaktora je data na sl. 43.2. a. Kao što se vidi, kod ovakve konstruk-



Sl. 43.2

cije gorivo i moderator se nalaze prostorno odvojeni i zbog toga je reaktor *heterogen*. Heterogeni reaktor sa tečnim moderatorom (vodi ili teška voda) je prikazan na sl. 43.2. b. Kao što je već rečeno, u prirodnom uranu se veliki broj neutrona gubi na reakcije sa ^{238}U . Reaktor sa prirodni uranom, zbog toga, treba da ima velike dimenzije. Kod ovakvih reaktora se u energetskim primenama kao moderator bavek upotrebljava teška voda. Za proizvodnju energije pretežno se koriste reaktori koji kao gorivo koriste uran obogaćen izotopom ^{235}U , jer se takvim gorivom mogu dobiti velike snage iz relativno male zapremine jezgra reaktora. Sa visokom obogaćenim gorivom moguće je izraditi i *homogene* reaktore, čija je skica pokazana na sl. 43.2. c. Kod ovih je reaktor vodeni rastvor soli obogaćenog urana i gorivo i moderator.

Danas se posebno radi na razvoju tzv. *plodnih* (breeder) reaktora, koji za proizvodnju energije koriste brze neutrone. Relativno malo aktivno jezgro (zapremine svega nekoliko litara) ovih reaktora sadrži visokobogaćeni uran bez moderatora. Kako u gorivu ima veoma malo jezgara ^{238}U , lančana se reakcija može održavati i fisijom ^{235}U pod dejstvom brzih neutrona. Veliki broj neutrona napušta jezgro i dolazi do sloja prirodnog urana kojim je obuhvaćeno celo jezgro i tada reakcijom (43.1) proizvodi plutonijum. Kod ovakvih reaktora se pri 40 fisija ^{235}U stvara oko 100 neutrona. Za održavanje lančane reakcije je dovoljno 40 neutrona, oko 10 se gubi apsorpcijom i drugim procesima, a oko 50 proizvodi iz ^{238}U fisijom izotop ^{239}Pu . Kao što se vidi, ovakav reaktor sem proizvodnje energije stvara više fisijoni materijala nego što troši. Ovakvi reaktori oplođuju prirodni uran i stvaraju fisijoni materijal za rad drugih reaktora. S obzirom da se brzim neutronima može stvoriti fisijoni materijal i iz torijuma, kojeg na Zemlji ima više nego urana, posle rešavanja svih tehnoloških zadataka vezanih za rad ovakvog reaktora, očekuje se prevazišćenje jednog od osnovnih problema fisijone nuklearne energije, problema fisijonog goriva. Međutim, problem bezbednosti rada reaktora i problem čuvanja radioaktivnih otpadnih materijala i dalje ostaje otvoren.

Svi ovi problemi su znatno manje izraženi u radu *fuzionih* reaktora. Kontrola procesa fizije podrazumeva održavanje i stabilizaciju guste i visokotemperaturne plazme lakih elemenata. Danas se u svetu ulaže veliki napori na razvoju različitih metoda za kontrolu procesa fizije, od kojih najviše obećavaju metode stabilizacije u magnetnom polju (Tokamak reaktori) i inerciono održavanje sa proizvodnjom plazme pomoću više intenzivnih laserskih snopova.

43.2. PROIZVODNJA RADIOIZOTOPA I NJHOVA PRIMENA

a. Proizvodnja radioizotopa

Radioaktivni izotopi se proizvode od prirodnih elemenata putem nuklearnih reakcija. Radioizotopi koji (kao proizvod) nastaju reakcijom prirodnih izotopa mogu se termalnim neutronima proizvoditi u fisijonim reaktorima. Za proizvodnju izotopa, koji nastaju interakcijom visokoenergetskih čestica (elektrona, protona i ostalih jona) upotrebljavaju se ubrzavači čestica ili *akceleratori*. Osnovni delovi akceleratora su izvor jona i snop za ubrzavanje. U izvoru jona se različitim metodama jonizacije materijala (zagrevanje, radiofrekventna pobuda) proizvode veliki broji visokoenergetskih jona, koji se prenose u ubrzavački deo. Ubrzanje električnih čestica se vrši pomoću električnih i magnetnih polja. U elektrostatičkim akceleratorima joni se ubrzavaju prelomom velike razlike potencijala koji se uspostavlja između jonskog

izvora i mete (u meti se nalaze jezgra izotopa na kojima se vrši reakcija). Tipičan predstavnik ovakvih mašina je akcelerator Van de Grafa, koji je opisan ranije. Joni se mogu ubrzavati na pravolinijskoj putanji i primenom naizmeničnog elektromagnetnog polja.

Kod cikličkih akceleratora joni mnogo puta dobijaju relativno mala ubrzanja, što omogućuje da se umerenim ubrzavajućim naponima dođu čestice velike kinetičke energije. Najstariji predstavnik ovakvih akceleratora je *ciklotron* u kojem se čestice kreću u stalnom magnetnom polju indukcije B (sl. 43.3). U polju se nalaze dva šuplja metalna suda oblika slova D (duant), između kojih se nalazi proces. Na ove sudove se dovodi naizmenični napon frekvencije ν . Izvor jona se nalazi u blizini sredine procesa i u procesu se joni kreću ubrzano pod dejstvom električnog polja. Unutar D sudova na jone deluje samo Lorenцова sila, koja ih primorava na kružno kretanje. Pri svakom oblišanju u polovine kružne putanje menja se polaritet duanta i tako se joni ubrzavaju pri svakom prolasku kroz proces i kreću se spiralnom putanjom sve većeg poluprečnika. Da bi se proces ubrzanja jona održao, potrebno je da frekvencija naizmeničnog napona bude jednaka frekvenciji obliaska čestice na kružnoj putanji poluprečnika r :

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{v}{2\pi r} \quad (43.2)$$

gde je v brzina čestice.

Na osnovu zakona kretanja naelektrisanе čestice u polju Lorenbove sile (20.34):

$$\frac{mv^2}{r} = qvB \quad (43.3)$$

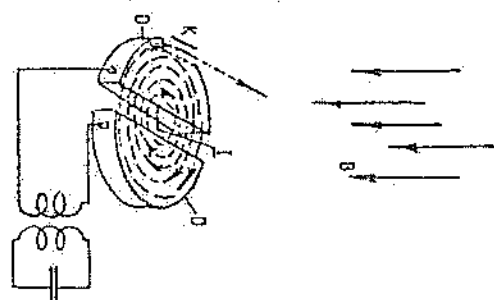
gde je q naelektrisanje čestice, može se brzina čestice izraziti u obliku:

$$v = \frac{rqB}{m} \quad (43.4)$$

Na osnovu relacije (43.4) uslov sinhronizacije ciklotrona (43.2) se može napisati u obliku:

$$\nu = \frac{qB}{2\pi m} \quad (43.5)$$

iz kojeg se vidi da se čestice mogu ubrzavati naizmeničnim naponom stalne frekvencije, sve dok masa čestice ostaje konstantna. Da bi se čestice mogle ubrzavati do velikih brzina, kada se manifestuje i relativističko povećanje mase, neophodno je da se ovaj efekat kompenzuje, ili smanjenjem frekvencije naizmeničnog napona ili povećanjem jačine polja tokom procesa ubrzanja. Kod *sinhroklotrona* se čestice ubacuju u grupama u polje i proces ubrzanja svake grupe prati odgovarajuće sniženje frekvencije. *Sinhroklotroni* kod relativističkih brzina održavaju uslov za sinhronizaciju i sniženjem frekvencije naizmeničnog napona i povećanjem jačine magnetnog polja.



Sl. 43.3

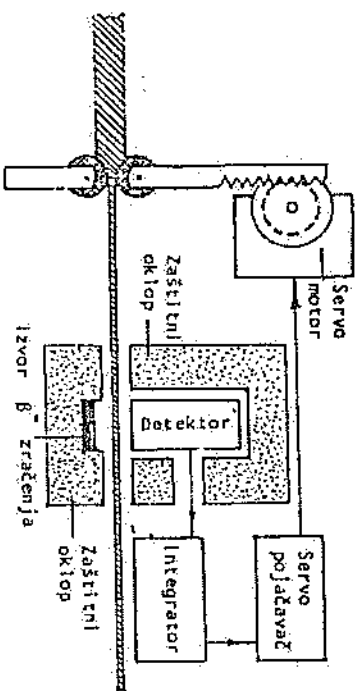
b. Primene radioizotopa

Pomoću nuklearnih reaktora i akceleratora proizvodi se danas veliki broj radioizotopa, koji se široko primenjuju u svim oblastima tehnike, tehnologije i medicine. Sve ove primene se mogu uglavnom podeliti u dve grupe: na upotrebu radioizotopa, kao izvora β i γ -zračenja i na njihovu primenu kao obeležavača (traseira) molekula u različitim procesima.

Radioaktivni izvori zračenja su daleko manjih dimenzija i jeftiniji od ostalih izvora jonizujućih zračenja, kao što su, na primer, ređeni aparati. I veoma aktivni izvori imaju obično vrlo male dimenzije (tačkasti izvori) i proizvode snop β ili γ -zračenja poznatog (stabilnog) intenziteta, što ih čini nezamenjivim u sledećim primenama:

Defektoskopija limova i varova. Odlivci i varovi komadi metala se osvetljavaju γ -zračenom i iza njih se stavlja film, koji je osetljiv, na jonizujuće zračenje. Na nepravilnostima (šupljine, nehomogenosti, porozni delovi) u metalu menja se apsorpcija γ -zračenja, što na filmu uzrokuje različita zacrtnjenja, čime se registruju defekti na materijalu.

Automatska kontrola debljina. Tanke metalne ili plastične folije se proizvode valjanjem (sl. 43.4).



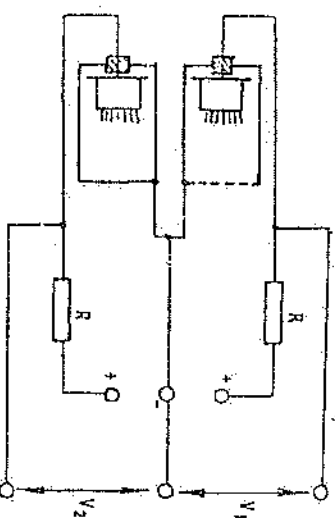
Sl. 43.4

Posle valjanja se folije prosvetljavaju β -zračenom, koji se posle prolaska kroz tanku foliju detektuju u Geiger-Milerovom brojaču. Promenom debljine folije menja se i odbruj brojača. Promena signala iz brojača preko pojačavača se dovodi do servomotor, koji reguliše rastojanje između valjaka. Na taj se način rastojanje između valjaka, koje određuje debljinu folije, automatski održava na željenoj vrednosti.

Na principu apsorpcije zračenja rade i automatski regulatori nivoa tečnosti u rezervoarima.

Automatska dojava požara. Nastanak požara se može registrovati preko pojave dima u prostoriji. Shema jonizacionog detektora dima prikazana je na sl. 43.5. Dve identične jonizacione komore sa ugrađenim izvorima α -zračenja povezane su u bateriji. Jedna je komora u kontaktu sa vazduhom u prostoriji, a druga je hermetički zatvorena. U slučaju pojave dima jonizaciona struja se u otvorenoj ko-

mori smanjuje, zbog čega se na otpornicima R javljaju različite promene potencijala. Ova razlika, kao naponski signal uključuje odgovarajući alarm u centrali za dojavu požara.



Sl. 43.5

Sterilizacija i uništavanje malignih ćelija. Velike doze jonizujućeg zračenja potpuno uništavaju ćelije živih organizama. Pomoću intenzivnih izvora zračenja vrši se jednostavno sterilizacija hrane i medicinske opreme. Usmereni snopovi γ -zračenja (kobalt-bomba) efikasno se koriste za uništavanje malignih tumora u unutrašnjosti ljudskog organizma.

Radioaktivno obeležavanje omogućuje precizno praćenje puta određenih jedinjenja, kako u tehnološkim procesima tako i u istraživanjima funkcionsanija živih organizama. Ako se jedan atom u molekulu zameni radioaktivnim izotopom, praćenjem emitovanog zračenja pri raspadu izotopa može se pratiti kretanje molekula. Na taj se način, sa izuzetnom tačnošću mogu izračunati uslovi fizičko-hemijskih ravnoteža, preseći difuzije i različite hemijske reakcije, jer se radioaktivni molekuli mogu detektovati u veoma malim koncentracijama. Pomoću raznih tehnika obeležavanja prate se i procesi metabolizma živih organizama. Na primer, prilikom ishrane životinja glukozom, obeleženom sa ^{14}C , ustanovljeno je da ubrzo posle uzimanja hrane životinje izdišu radioaktivni $^{14}CO_2$, što pokazuje da je proces sagoravanja šećera u organizmu veoma brz. Funkcionisanje štitne žlezde kod čoveka standardno se ispituje kratkoživim izotopom ^{131}I .

Interesantno je isnaći da se tokom svog života biljke i životinje spontano obeležavaju dugooživim izotopom ^{14}C ($T=5568$ godina) koji se u Zemljinoj atmosferi stvara pod dejstvom kosmičkih neutrona, reakcijom $^{14}N(\alpha, p)^{14}C$. U živim organizmima ravnotežna specifična aktivnost ovog izotopa iznosi oko 260 Bk po kilogramu ugljenika, a posle njihove smrti ova aktivnost opada. Ova činjenica omogućuje da se precizno odredi starost arheoloških uzoraka.