

(npr. prirodnoj gumi) smanjuje se nezasićenost, a nezasićenost početno zasićenih polimera raste s dozom. Pojava nezasićenih dvostrukih veza u ozračenim polimerima može rezultirati konjugacijom, što se očituje kao obojenost. Ponekad obojenost potječe i od slobodnih radikala stabiliziranih u stupicama.

Umrežavanje i degradacija simultane su pojave i konačni učinak ozračivanja zavisi od odnosa radijacijskокemijskih prinosa tih dvaju procesa. Odziv polimera na ozračivanje zavisi i od različitih tvari koje se redovito nalaze u industrijskim polimerima (antioksidansi, omešivači, boje, punila).

Odnos umrežavanja i degradacije u ozračenim polimerima opisan je sljedećom osnovnom jednadžbom:

$$\frac{1}{M_w} = \frac{1}{M_w^0} + \left( \frac{1}{2} p_0 - q_0 \right) \frac{D}{M_r}, \quad (19)$$

gdje je  $\overline{M}_w^0$  težinska prosječna molekularna masa neozračenog polimera,  $M_w$  težinska prosječna molekularna masa polimera ozračenog dozom  $D$ ,  $p_0$  udio monomernih jedinica prekinutih po jedinici doze,  $q_0$  udio monomernih jedinica umreženih po jedinici doze, a  $M_r$  relativna molekularna masa monomerne jedinice.

Ako je  $p_0/q_0 > 2$ ,  $\overline{M}_w$  se smanjuje s dozom i polimer ostaje topljiv u svojim uobičajenim otapalima; ako je  $p_0/q_0 < 2$ ,  $\overline{M}_w$  raste s dozom zračenja do točke u kojoj se u prosjeku uspostavlja jedna poprečna veza između svakih dviju početnih prisutnih molekula. Takva umrežena trodimenzionalna struktura netopljiva je u otapalima koja otapaju izvorni polimer i zove se *gel*, a pripadna se doza zove *doza gel-a*,  $D_{\text{gel}}$ :

$$D_{\text{gel}} = \frac{M_r}{M_w^0} \cdot \frac{1}{\left( q_0 - \frac{1}{2} p_0 \right)}. \quad (20)$$

Ozračivanje dozom većom od  $D_{\text{gel}}$  povećava udio polimera u gelu, ali i nakon ozračivanja vrlo visokim dozama postoji dio polimera koji ostaje topljiv (*sol*). Udio sola  $S$  u polimeru ozračenom dozom većom od  $D_{\text{gel}}$  opisan je Charlesby-Pinnervovom jednadžbom:

$$S + \sqrt{S} = \frac{p_0}{q_0} + \frac{M_r}{q_0 \overline{M}_w D}, \quad (21)$$

koja omogućuje mjerjenje radijacijskокemijskih prinosa umrežavanja i degradacije.

Umreženje uzrokovano zračenjem uzrok je nekih neuobičajenih svojstava polimera. Tako se, npr., polietilen niske gustoće tali na 115 °C, ali zračenjem umreženi polietilen ne prelazi zagrijavanjem u tekuće, nego u stanje slično gumi. Ta je promjena ozračivanjem blizu doze gela relativno nagla, a doza gela predstavlja točku diskontinuiteta i za niz drugih svojstava polimera. Dimenzijska stabilnost umreženih polietilena i poli(vinil-klorida) na povišenim temperaturama nalazi svoju industrijsku primjenu: za elektroizolaciju kabela zahtjeva se oko 70% gela, dok su zahtjevi kod folija za pakovanje niži, oko 30% gela, pa su tada potrebne i niže doze.

Važno je svojstvo zračenjem umreženih polukristaličnih polimera tzv. efekt pamćenja oblika. Polimer se prvo ozrači dozom većom od doze gela, zatim se zagrije da bi se rastalile kristalične regije i da se polimer istegne. Dok je još napregnut, naglo se ohladи, čime se reformira kristaličnost i materijal zadrži nametnuti oblik i na sobnoj temperaturi. Ako se sada ponovno zagrije na temperaturu višu od tališta kristalita, napregnuta umreženja uzrokuju kontrakciju materijala u početni oblik. Taj se efekt primjenjuje prilikom izradbe elektroizolacijskih spojnica u obliku crijeva i za izradbu folija za pakovanje.

Za industriju je potencijalno važna cijepljena kopolimerizacija iniciirana ionizirajućim zračenjem. Komparativne su prednosti ionizirajućeg zračenja prema ultraljubičastom zračenju ili kemijskim iniciatorima (peroksidima) u tome što je stvaranje slobodnih radikala u polimeru jednoliko, nezavisno od temperature, i zahvaljujući tome što je proporcionalno brzini doze, može se lako kontrolirati, pa se tako kontrolira i molekularna masa produkta. Osim površine, tako se mogu

modificirati i svojstva polimera u masi. Podloge kojima se svojstva modifciranju mogu biti i različiti prirodni polimeri (drvo, tekstilna vlakna, papir), a tako se poboljšavaju njihova mehanička, kemijska ili estetska svojstva.

Kombinacija cijepljene kopolimerizacije i umrežavanja jest radijacijsko otvrđivanje nezasićenih poliesterskih smola; industrijski važna primjena nalazi se u otvrđivanju boja i površinskih premaza koji sadrže nezasićene poliestere, npr. na automobilskim karoserijama.

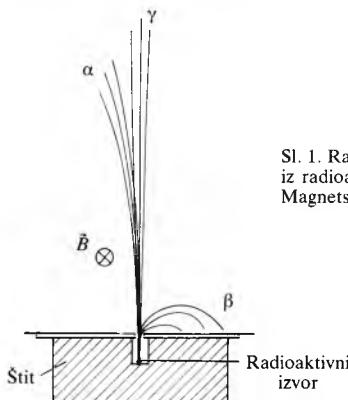
LIT: A. Charlesby, Atomic Radiation and Polymers. Pergamon Press, London 1960. – A. Chapiro, Radiation Chemistry of Polymeric Systems. Wiley-Interscience, New York 1962. – S. J. Jefferson (Editor), Massive Radiation Techniques. G. Newnes Ltd., London 1964. – Ionizing Radiation and the Sterilization of Medical Products. Proceedings of the First International Symposium on the Use of Ionizing Radiation for the Sterilization of Medical Products, Roskilde, Denmark, 6–9. 12. 1964. Taylor and Francis, London 1965. – Food Irradiation. Proceedings of the IAEA Symposium, Karlsruhe, 6–10. 6. 1966. IAEA, Vienna 1966. – Radiosterilization of Medical Products. Proceedings of the IAEA Symposium, Budapest, 5–9. 6. 1967. IAEA, Vienna 1967. – Large Radiation Sources for Industrial Processes. Proceedings of the IAEA Symposium, München, 18–22. 8. 1969. IAEA, Vienna 1969. – G. G. Eichholz, Radioisotope Engineering. Marcel Dekker Inc., New York 1972. – W. Stoltz, Strahlensterilisation. Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1972. – M. Dole (Editor), The Radiation Chemistry of Macromolecules, Vol. I, II. Academic Press, New York 1972, 1973. – E. R. L. Gaughran, A. J. Goudie (Editors), Sterilization by Ionizing Radiation. Proceedings of the Johnson and Johnson International Conference, Vienna, 1–4. 4. 1974. Multiscience Publication Ltd., Montreal 1974. – Radiosterilization of Medical Products 1974. Proceedings of the IAEA Symposium, Bombay, 9–13. 12. 1974. IAEA, Vienna 1975. – F. A. Makhilis, Radiation Physics and Chemistry of Polymers. John Wiley and Sons, New York 1975. – P. S. Elias, A. J. Cohen (Editors), Radiation Chemistry of Major Food Components. Elsevier, Amsterdam 1977. – J. Silverman, A. R. van Dyken (Editors), Radiation Processing. Vol. I, II. Proceedings of the First International Meeting, Puerto Rico, 9–13. 5. 1976. Pergamon Press, Oxford 1977. – J. Silverman (Editor), Advances in Radiation Processing, Vol. I, II. Proceedings of the Second International Meeting, Miami, 22–26. 10. 1978. Pergamon Press, Oxford 1979. – J. Silverman (Editor), Trends in Radiation Processing, Vol. I, II, III. Tokyo, 26–30. 10. 1980. Pergamon Press, Oxford 1981. – E. S. Josephson, M. S. Peterson, Preservation of Food by Ionizing Radiation, Vol. I–III. CRC Press, Boca Raton, FL 1982, 1983. – P. S. Elias, A. J. Cohen, Recent Advances in Food Irradiation. Elsevier, Amsterdam 1983. – V. Marković, Radiation Processing, Vol. I, II. Proceedings of the Fourth International Meeting, Dubrovnik, 4–8. 10. 1982. Pergamon Press, Oxford 1983. – Food Irradiation Processing. Proceedings of the IAEA/FAO Symposium, Washington, D. C., 4–8. 3. 1985. IAEA, Vienna 1985. – S. V. Nabro, Progress in Radiation Processing, Vol. I, II. Proceedings of the Fifth International Meeting, San Diego, 21–26. 10. 1984. Pergamon Press, Oxford 1985. – W. M. Urbain, Food Irradiation. Academic Press, Orlando, FL 1986.

D. Ražem

**RADIOAKTIVNOST**, pojava pri pretvorbi atoma u kojоj atomske jezgre zrače čestice ili elektromagnetsko zračenje. Mnoge atomske jezgre nisu u stanju svoje najniže energije. Kako svaki sustav u prirodi teži da se mijenja prema stanju niže energije, takve se jezgre raspadaju i oslobadaju višak energije emisijom čestice ili fotona (kvanata elektromagnetskog zračenja). U tim pretvorbama treba atom, tj. nukleone u jezgri i elektrone u omotaču razmatrati kao cjelinu (v. Atom, TE 1, str. 456; v. Atomska jezgra, TE 1, str. 479; v. Defektoskopija, TE 3, str. 183; v. Detekcija nuklearnog zračenja, TE 3, str. 240; v. Elektronička instrumentacija u nuklearnoj fizici, TE 4, str. 443; v. Fizija atomskog jezgra, TE 5, str. 445; v. Kemijski elementi, TE 7, str. 50; v. Mehanika, kvantna, TE 8, str. 188; v. Nuklearna energija, TE 9, str. 431; v. Nuklearna fizika, TE 9, str. 448; v. Nuklearno gorivo, TE 9, str. 513; v. Nuklearno zračenje, TE 9, str. 535; v. Radiokemija i radionuklidi).

Otkriće rendgenskog zračenja (W. C. Röntgen, 1895) i otkriće radioaktivnosti (H. Becquerel, 1896) uzbudili su znanstvenu i širu javnost potkraj XIX. i početkom XX. stoljeća. Otkriće radioaktivnosti bilo je slučajno. U svojim istraživanjima luminiscencije Becquerel je ostavio sol na fotografskoj ploči koja je bila umotana u crn papir. Nakon razvijanja na ploči se pojavilo neočekivano zacrnjenje (jedino ranije poznato zračenje koje je moglo prodrjeti kroz crn papir bilo je rendgensko zračenje, a ploča nije bila izložena tom zračenju). Pažljivim ponavljanjem Becquerel je ustanovio da uranove soli, bez vanjskih utjecaja, zrače do tada nepoznato prodorno zračenje. Našao je također da se zračenje otklanja u magnetskom polju poput negativno nabijenih čestica.

Ispitivanje uranova smolinca (rude) pokazalo je intenzivnije zračenje nego iz uranovih soli s jednakim udjelom urana. To je navelo na pomisao da ta ruda sadrži i druge radioaktivne elemente. Već 1898. P. Curie i M. Curie-Sklodowska otkrivaju nove elemente, polonij i radij, kojima je specifična radioaktivnost mnogo veća od radioaktivnosti urana. Iduće godine supruzi Curie te E. Rutherford otkrivaju u zračenju dvije komponente: slabije prodorno (i jako ionizirajuće), nazvano  $\alpha$ -zračenje, i prodornije  $\beta$ -zračenje. P. Villard otkriva 1900. i treću vrstu, nazvanu  $\gamma$ -zračenje. Ispitivanjem u magnetskom polju nadeno je da se  $\alpha$ -zračenje otklanja malo i poput snopke električki pozitivno nabijenih čestica, da se  $\beta$ -zračenje otklanja i kao da je negativno nabijeno, dok na  $\gamma$ -zračenje magnetsko polje ne djeluje (sl. 1). Rutherford i F. Soddy 1903. pretpostavljaju da se u radioaktivnom raspodu mijenjaju atomi iz jedne vrste u drugu, a K. Fajans i Soddy daju 1905. pravila za te promjene. J. Elster i H. Geitel otkrivaju 1899. eksponencijalni pad radioaktivnosti, a 1905. von Schweidler utvrđuje statističku narav raspada atomske jezgre. Rutherford i T. D. Royds nalaze 1909. da su  $\alpha$ -čestice jezgre helijevih atoma. Rutherford objavljuje 1911. hipotezu o atomskoj jezgri, koju 1913. potvrđuju mjerjenja H. Geigera i E. Marsdena. I. Chadwick nalazi 1914. da su energije  $\beta$ -čestica raspodijeljene kontinuirano do neke maksimalne energije. Mjerjenjem otklona u električnom i magnetskom polju utvrđeno je da su  $\beta$ -čestice iste kao i elektroni iz atomskog omotača. Mjerjenja difracije  $\gamma$ -zračenja pokazala su da su to elektromagnetski valovi slični rendgenskom zračenju. Vrlo opsežna istraživanja radioaktivnosti, koja se i dalje rade, utvrdila su niz drugih svojstava tog zračenja, otkrila su druge vrste raspada (unutrašnju konverziju, uhvat elektrona, spontanu fizijsku i druge), a mjerjenjem zračenja istražena su stanja mnogih atomske jezgre.



Sl. 1. Rastavljanje triju komponenata zračenja iz radioaktivnog izvora u magnetskom polju. Magnetsko polje  $B$  usmjerenje je u ravnnu crteža

**Vrste atoma, nuklid. Naučni naziv nuklid upotrebljava se za vrstu atoma koji imaju određen broj protona (atomski broj  $Z$ ), koji je i redni broj u Mendeljejevljevu periodnom sustavu elemenata) i određen broj neutrona  $N$  u jezgri atoma. Neutralan atom sadrži još  $Z$  elektrona u elektronskom omotaču atoma (elektroni, a ni pozitroni, ne nalaze se u atomske jezgre). Zbroj  $A = Z + N$  naziva se nukleonski, masevi a u novije vrijeme i barionski broj atoma. Oznaka nuklida jest  ${}^A_Z E$ , gdje je  $E$  simbol kemijskog elementa kojemu atom pripada i potpuno je određen brojem protona  $Z$ . Na primjer  ${}^1_H$  je oznaka za atom vodika (jedan proton i jedan elektron),  ${}^{16}_8 O$  za atom kisika sa 8 protona i 8 neutrona u jezgri, te 8 elektrona),  ${}^{56}_{26} Fe$  za atom željeza (sa 26 protona i 30 neutrona u jezgri, te 26 elektrona),  ${}^{238}_{92} U$  za atom urana (sa 92 protona i 146 neutrona u jezgri, te 92 elektrona) itd. Uz isti broj protona u jezgri može biti različit broj neutrona. Nuklidi nekog elementa (određen  $Z$ ) s različitim brojem neutrona (različit  $N$ ) jesu izotopi tog elementa. Na primjer nuklidi  ${}^{16}_8 O$ ,  ${}^{17}_8 O$  i  ${}^{18}_8 O$ , koji se nalaze u prirodnom kisiku, stabilni su izotopi kisika. Kisik ima i nestabilne radioizotope. Oznake su nuklida katkada detaljnije: upisuje se i  $Z$ , a katkada i  $N$ , npr. uranov nuklid  ${}^{238}_{92} U$  ili  ${}^{235}_{92} U_{146}$ .**

U prirodi se nalaze elementi s rednim brojevima  $Z = 1$  (vodik) do  $Z = 92$  (uran), s izuzetkom tehnecija ( $Z = 43$ ) i prometija ( $Z = 61$ ). Međutim, za sve elemente iza bizmuta ( $Z = 83$ ) nadeno je da su radioaktivni. Tako u prirodi postoji 81 element koji ima bar jedan stabilan izotop (ili izotop koji se tako sporo raspada da se to još nije utvrdilo). Broj je stabilnih nuklida (prema tom kriteriju) 266. Broj stabilnih izotopa varira od elementa: od jednog (npr. berilijev  ${}^4 Be$ , fluorov  ${}^{19} F$ , aluminijev izotop  ${}^{27} Al$ , itd.) do najviše deset (izotopi kositra  ${}^{50} Sn$ , gdje je  $A = 112, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120, 122$  i 124).

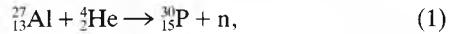
**Prirodna radioaktivnost.** U prirodi je nađeno još oko 45 radionuklida. Neki su od njih zaostali od vremena stvaranja elemenata (zbog svog vrlo sporog raspadanja), drugi nastaju

raspadima prvih, a treći grupu čine radionuklidi koji se neprekidno stvaraju (najviše kozmičkim zračenjem).

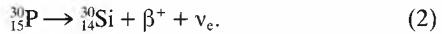
Starost elemenata, tj. koliko je vremena prošlo od nastanka atoma od kojih je sagrađen naš svijet, ocjenjuje se na oko  $1,3 \cdot 10^{10}$  godina. U prirodi je nađen 21 radionuklid, kojima je vrijeme poluraspada između  $0,7 \cdot 10^8$  i oko  $10^{16}$  godina, a očekuje se da će biti ustanovljena radioaktivnost još oko deset nuklida koji se vrlo sporo raspadaju. Količina svake od tih vrsta neprekidno se eksponencijalno smanjuje, ali to ide tako sporo da se mnoge vrste još uvijek nalaze u velikim količinama. Najpoznatiji su radionuklidi u toj grupi dva uranova izotopa,  ${}^{235} U$  i  ${}^{238} U$ , koji se nalaze s udjelom 0,72%, odnosno 99,27% u prirodnom uranu, torijev izotop  ${}^{232} Th$ , kalijev  ${}^{40} K$  i rubidijev  ${}^{87} Rb$ . Pri raspodu triju nuklida iz te grupe, uranovih izotopa  ${}^{238} U$  i  ${}^{235} U$  te torijeva  ${}^{232} Th$  nastaje mnogo radionuklida kojima su vremena raspada relativno kratka. Bez tog stvaranja ti se radioaktivni potomci ne bi nalazili u prirodi.

Kozmičko zračenje u međuplanetarnom prostoru sastoji se najvećim dijelom od protona i  $\alpha$ -čestica (jezgra helija visoke energije), te elektrona i fotona. U sudarima s atomskim jezgrama u zraku (pretežno u višim slojevima atmosfere) među njima nastaju i neki radionuklidi. Među njima najpoznatiji su ugljikov  ${}^{14} C$ , tricijev  ${}^{3} H$  i klorov izotop  ${}^{36} Cl$ .

**Umjetna radioaktivnost.** Frédéric i Iréne Joliot-Curie istraživali su 1934. zračenje koje nastaje kada se listići aluminijske ozače  $\alpha$ -česticama iz polonija. Utvrdili su da ozačeni listići zrače pozitrone. U prvi su mah mislili da pozitroni nastaju u procesu raspršenja  $\alpha$ -čestica na jezgrama aluminija. Međutim, opazili su da se pozitronsko zračenje nastavlja i nakon uklanjanja polonija, i da se ono smanjuje eksponencijalno, s vremenom poluraspada  $\sim 3$  min. Svoje otkriće protumačili su kao nuklearnu reakciju



a novi, prvi nađeni radioaktivni nuklid koji se ne nalazi u prirodi, fosfor  ${}^{30} P$ , raspada se emisijom pozitrona u silicij:



E. Fermi je također 1934. godine našao da se ozračivanjem neutronima mnogi elementi mogu načiniti radioaktivnim (aktivirati). Nadalje, da se aktivacija znatno pojača ako se neutronski izvor i zračena tvar stave u oveći blok parafina. Tumačenje je bilo jednostavno: brzi se neutroni iz neutronskog izvora u sudarima s protonima u parafinu uspore do termičkih brzina (tako je Fermi otkrio termičke neutrone; v. *Neutronika*, TE 9, str. 331) i kao spore neutralne čestice apsorbiraju se s velikom vjerojatnošću u mnogim nuklidima. Tako se dobivaju novi, najčešći radionuklidi s jednim neutronom više. Fermijeva je zamisao da se dodavanjem neutrona uranovu izotopu  ${}^{238} U$  proizvede uranov izotop  ${}^{239} U$ , za koji je očekivao da je  $\beta^-$ -radioaktiván i tako bi dobio element s atomskim brojem  $Z = 93$ , koji se također trebao raspadati  $\beta^-$ -zračenjem i voditi do elementa sa  $Z = 94$ . Kasnije su nuklidi neptunij  ${}^{239} _{93} Np$  i plutonij  ${}^{239} _{94} Pu$  proizvedeni na taj način. Višestrukim apsorpcijama neutrona proizvode se i teži elementi

**Razvoj akceleratora.** Otkriće cijepanja atomske jezgre i usavršeni kemijski postupci omogućili su tvorbu i izdvajanje više od 2000 radionuklida koji se ne nalaze u sustavu prirodnih elemenata. Proizvode se također i stabilni nuklidi. Međutim, svaki umjetno proizvedeni stabilni nuklid nalazi se u prirodnim elementima. Zato se smatra da su prilikom stvaranja elemenata nastale sve poznate, te možda, i niz nepoznatih atomske vrste. Do danas su zaostali samo stabilni nuklidi, radionuklidi koji se sporo raspadaju i nuklidi koji nastaju u tim raspadima.

### Zakoni radioaktivnog raspada

Pri jednostavnom raspadanju, tj. u određenom izvoru koji sadrži radioaktivne atome samo jedne vrste, broj radioaktivnih atoma eksponencijalno se smanjuje s vremenom:

$$n(t) = n_0 e^{-\lambda t}, \quad (3)$$

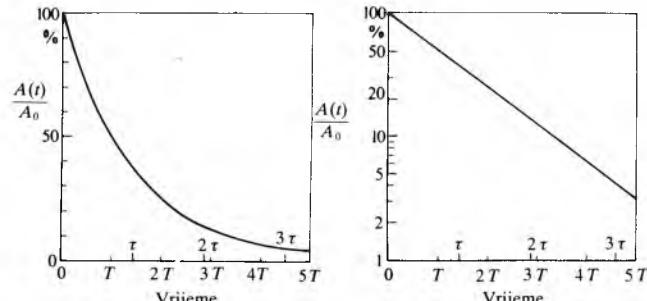
gdje je  $n_0$  broj radioaktivnih atoma u trenutku  $t=0$ , a  $n(t)$  u trenutku  $t$ ,  $\lambda$  konstanta raspada (koja se zove također prijelazna vjerojatnost). Svaki je raspad posljedica pretvorbe jednoga radioaktivnog atoma u drugi atom (u ovom slučaju u stabilni), pa je negativna promjena broja atoma jednaka broju raspada. Aktivnost uzorka definira se brojem raspada radioaktivnih atoma u vremenu:

$$A = -\frac{dn}{dt}. \quad (4a)$$

Deriviranjem relacije (3) slijedi da je aktivnost

$$A(t) = \lambda n_0 e^{-\lambda t} = \lambda n(t) = \left( \frac{dn}{dt} \right)_0 e^{-\lambda t}, \quad (4b)$$

gdje  $(dn/dt)_0$  označuje aktivnost uzorka u trenutku  $t=0$ . Broj atoma u izvoru i njegova aktivnost smanjuju se pri jednostavnom raspodu prema istom eksponencijalnom zakonu (sl. 2). Relacija (4) vrijede općenito, tj. ako je u izvoru više radionuklida koji se mogu raspadati neovisno ili jedan u drugi, tada u svakom trenutku i za svaku vrstu  $k$  posebno vrijedi da je njena aktivnost  $A_k$  jednaka umnošku konstante raspada  $\lambda_k$  te vrste i broja  $n_k$  trenutno prisutnih atoma tog radionuklida:  $A_k = \lambda_k \cdot n_k$ . Jedinica aktivnosti radioaktivnog izvora u SI je bekerel (znak Bq) (v. *Nuklearno zračenje*, TE 9, str. 557). U jednom raspodu jezgra može zračiti više vrsta zračenja (npr.  $\alpha$ -česticu i više  $\gamma$ -kvantanata). Ako je u izvoru više radionuklida, zbog različitosti njihova zračenja aktivnost se redovno izražava posebno za svaki radionuklid.



Sl. 2. Vremenska ovisnost aktivnosti  $A$ , odnosno broja atoma  $n(t)$ . Vrijeme je izraženo pomoću vremena poluraspađa  $T$ ; odnosno prosječnog vremena života  $\tau$ ; a linearno-linearni, b logaritamsko-linearni dijagram

Iz prethodnih relacija slijedi da je

$$\lambda = \frac{1}{n(t)} \cdot \frac{dn(t)}{dt}, \quad (5)$$

tj. konstanta je raspada vjerojatnost raspada u vremenu i po atomu. Kako ta konstanta za određeni nuklid ima stalnu vrijednost, tj. ne ovisi o vremenu, vjerojatnost raspada pojedine jezgre ne ovisi o njenoj starosti. Stanja su atomske jezgri koje se raspadaju kvantna stanja koja se ne mijenjaju do trenutka raspada. Svaka jezgra raspada se neovisno o drugim jezgrama, i samo u rijetkim slučajevima mogu vanjski činioći utjecati na njen raspad (v. npr. pri elektronskom uhvatu). Zbog tih je razloga broj raspada u određenom vremenskom intervalu podložan statističkim zakonitostima neovisnih malo vjerojatnih slučajnih događaja, za koje vrijedi Poissonova statistička raspodjela. Ako je prosječan broj događaja  $x$  ( $0 \leq x \leq \infty$ ), vjerojatnost da će se opaziti  $n$  događaja jednaka je

$$P_x(n) = \frac{x^n}{n!} e^{-x}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (6)$$

Varijanca (srednje kvadratno odstupanje od srednje vrijednosti) te raspodjele jednaka je  $x$ , tj. srednjoj vrijednosti broja događaja. Stoga se, ako se u nekom vremenskom intervalu izbroji  $n$  impulsa, stavlja da je neodređenost tog broja (s pouzdanošću 68%) jednaka  $\pm \sqrt{n}$ .

Kako se broj radioaktivnih atoma u izvoru s jednim radionuklidom smanjuje prema eksponencijalnom zakonu (3), u vremenskom intervalu  $t \dots t+dt$  raspast će se  $-dn = \lambda n_0 e^{-\lambda t} dt$  atoma. Svaki od tih atoma trajeao je od početnog trenutka ( $t=0$ ) do trenutka  $t$ , pa je njihovo zajedničko trajanje  $t(-dn)$ . Prosječno trajanje  $\tau$  (obično se kaže *prosječan život*) svih radioaktivnih atoma u izvoru bit će zbroj svih vrijednosti  $t(-dn)$  podijeljen s ukupnim (početnim) brojem radioaktivnih atoma u izvoru:

$$\tau = \frac{1}{n_0} \int_{n_0}^0 t(-dn) = \frac{1}{n_0} \int_0^\infty t \lambda n_0 e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}. \quad (7)$$

Dakle, recipročna vrijednost konstante raspada jednaka je prosječnom životu jednog atoma. Stoga se zakon raspada (3) može pisati

$$n(t) = n_0 e^{-\lambda t}. \quad (8)$$

U vremenu  $\tau$  broj atoma smanjiće se za faktor  $e^{-1} = 0,3679$ , tj. na 36,79% početne vrijednosti, u vremenu  $2\tau$  za faktor  $e^{-2} = 0,1353$ , tj. na 13,53% itd. Umjesto *prosječnog života*  $\tau$  češće se upotrebljava veličina *vrijeme poluraspađa*  $T$ , tj. vrijeme u kojem se broj radioaktivnih atoma promatrane vrste smanji na polovicu:

$$n(T) = \frac{1}{2} n_0 = n_0 e^{-T/\tau}. \quad (9)$$

Stoga je

$$T = \tau \ln 2 = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,69315}{\lambda}. \quad (10)$$

Ta je zamjena pogodna jer se eksponencijalni zakon (3) s bazom  $e$  zamjenjuje eksponencijalnim zakonom s bazom 2:

$$n(t) = n_0 2^{-t/T}. \quad (11)$$

U jednostavnom radioaktivnom izvoru nakon jednog vremena poluraspađa broj radioaktivnih atoma i aktivnost smanji se na polovicu, nakon  $2T$  na četvrtinu, nakon  $3T$  na osminu itd., dakle općenito nakon  $mT$  smanji se  $2^m$  puta.

Molarna je masa  $M$  pojedine vrste molekula (atoma) masa jednog mola, tj. masa  $n_A = 6,022 \cdot 10^{23}$  molekula (atoma) te vrste ( $n_A$  je Avogadrovo broj). Molarna masa izražena u gramima približno je jednaka barionskom broju molekule (atoma), tj. ukupnom broju nukleona u molekuli (atomu). Na primjer molarna masa vodikovih molekula,  $H_2$ , iznosi  $M = 2,0158$  g, ugljikovih atoma,  $^{12}C$ , iznosi  $M = 12,000$  g (prema definiciji), kisikovih molekula,  $O_2$ , iznosi  $M = 31,999$  g itd. Masa  $m$  uzorka od  $n$  atoma, kojemu je molarna masa  $M$ , iznosi  $m = (n/n_A)M$ . Za radioaktivne tvari obično je poznata aktivnost  $A$ , pa je masa radioaktivnih atoma određene vrste

$$m = \frac{ATM}{n_A \ln 2}. \quad (12)$$

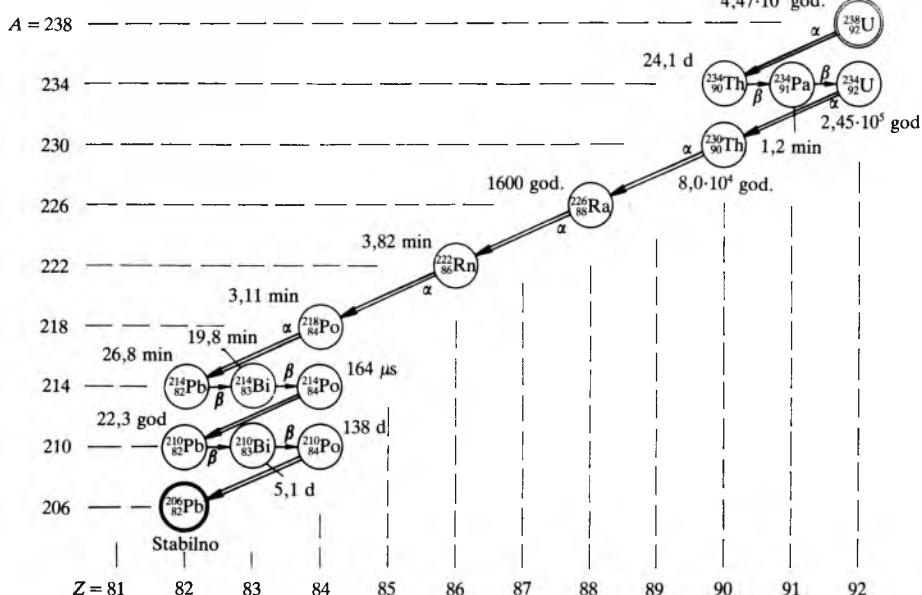
Na primjer masa svih jodovih atoma  $^{131}I$  u izvoru aktivnosti  $A = 10^{10}$  Bq (pričinjeno opasan izvor) iznosi  $2,2 \mu\text{g}$  (zrnce promjera  $\sim 0,045$  mm).

**Grananje.** Često se atom iz pojedinog stanja raspada na dva ili više načina. Ta se pojava zove *grananje*. Može se uočiti u raspadima torijeva i uran-aktinijeva niza (bizmut  $^{211}\text{Bi}$  i  $^{212}\text{Bi}$  te aktinij  $^{227}\text{Ac}$  mogu se raspadati bilo zračenjem  $\alpha$ -čestice, ili zračenjem  $\beta$ -čestice). U tim nizovima, kao i u uran-radijevu nizu, nalazi se još nekoliko grananja, no zbog toga što su te grane vrlo malo vjerojatne i radi jasnoće one nisu naznačene na slikama. Ako se atom iz nekog stanja može raspadati na više načina, onda je ukupna prijelazna vjerojatnost (konstanta raspada) jednak zbroju parcijalnih vjerojatnosti raspada po svim granama:  $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots$

**Raspad u nizu.** Mnogi se radionuklidi raspadom pretvaraju u nuklide koji su također radioaktivni. Primjer su nizovi prirodnih radionuklida: uran-radijev, sl. 3 (vodeći član je uran  $^{238}\text{U}$ ,  $T = 4,47 \cdot 10^9$  god.,  $A = 4n+2$ ,  $n$  je cijeli broj), uran-aktinijev, sl. 4 (vodeći član je uran  $^{235}\text{U}$ ,  $T = 7,04 \cdot 10^8$  god.,

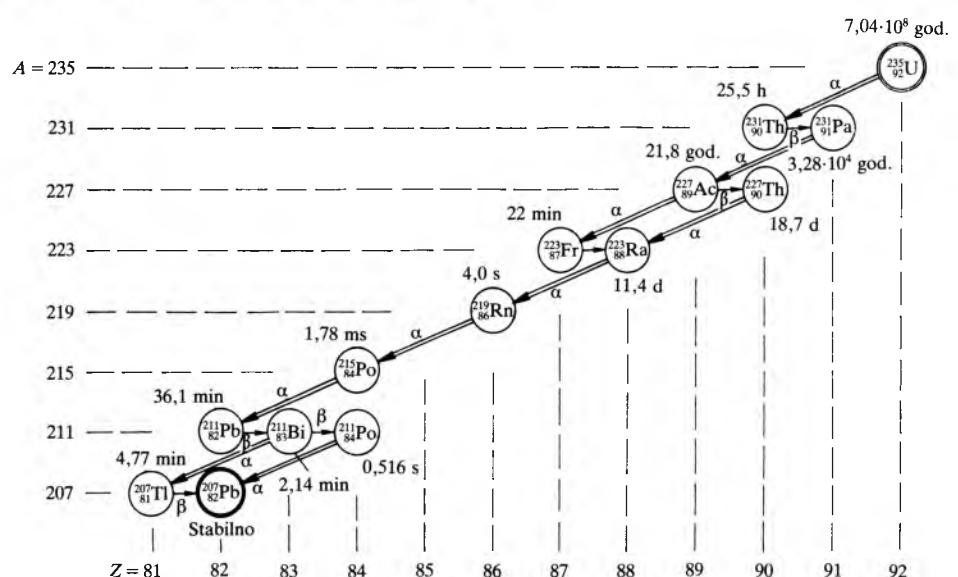
$A = 4n + 3$ ), i torijev niz, sl. 5 (vodeći član je torij  $^{232}\text{Th}$ ,  $T = 1,40 \cdot 10^{10}$  god.,  $A = 4n$ ). Barionski brojevi svih nuklida u jednom nizu imaju isti ostatak nakon diobe sa 4, jer se  $A$  mijenja samo u  $\alpha$ -raspadu, i to za 4. Smatra se da je postojao i četvrti niz sa  $A = 4n + 1$ , a vodeći član, neptunij  $^{235}\text{Np}$ ,

$T = 2,14 \cdot 10^6$  god., i njegovi potomci raspali su se davno zbog kratkog vremena poluraspada. Pored nizova prirodnih radio-nuklida postoje mnogi nizovi umjetnih (tj. laboratorijski proizvedenih) radionuklida.

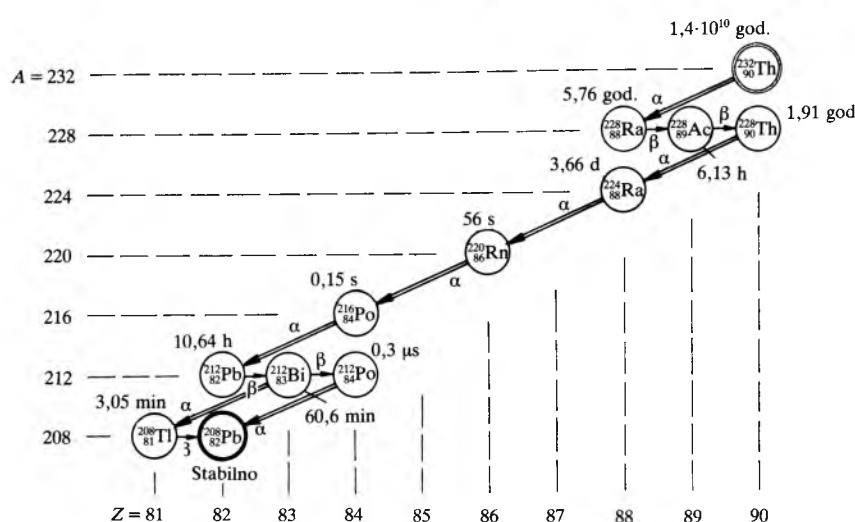


Sl. 3. Uran-radijev niz. Uz oznaku radionuklida naznačena je vrsta raspada ( $\gamma$ -raspadi nisu označeni jer ne mijenjaju nuklid) i vrijeme poluraspada

Sl. 4. Uran-aktinijev niz



Sl. 4. Uran-aktinijev niz



Ako se broj atoma prvog člana niza jednostavno eksponencijalno smanjuje prema (3) s konstantom raspada  $\lambda_1$  i pri svakom raspadu atoma prvog člana nastaje jedan atom drugog člana (potomka), a konstanta raspada za drugi član je  $\lambda_2$ , tada je promjena broja atoma drugog člana jednaka razlici broja raspada prvog i broja raspada drugog člana:

$$\frac{dn_2}{dt} = \lambda_1(n_1)_0 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 n_2. \quad (13)$$

Rješenje je ove diferencijalne jednadžbe

$$n_2(t) = (n_2)_0 e^{-\lambda_2 t} + (n_1)_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (14)$$

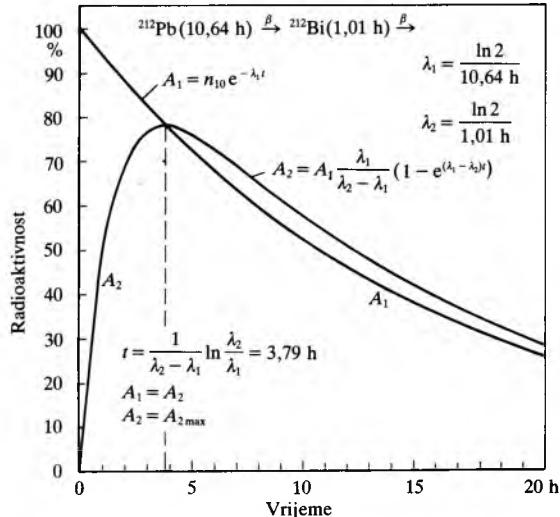
Ako je početni broj atoma potomka  $(n_2)_0$  jednak nuli, aktivnost potomka opisuje relacija

$$A_2(t) = \lambda_2 n_2 = (n_1)_0 \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (15)$$

Aktivnost potomka raste do trenutka

$$t_{\max} = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}, \quad (16)$$

kada se aktivnost drugog člana ( $\lambda_2 n_2$ ) i prvog člana ( $\lambda_1 n_1$ ) izjednače. Tada je  $dn_2/dt = 0$ , pa su aktivnost i broj atoma drugog člana maksimalni (sl. 6).



Sl. 6. Radioaktivnost olovnog nuklida  $^{212}\text{Pb}$  i radioaktivnost njegovog potomka bizmutova nuklida  $^{212}\text{Bi}$  (uz pretpostavku  $A(^{212}\text{Bi}) = 0$  u  $t = 0$ ) u ovisnosti o vremenu. U trenutku  $t_{\max}$ , kada se radioaktivnosti izjednače, aktivnost potomka je maksimalna

Ako je  $\lambda_1 > \lambda_2$ , tj. prosječno trajanje  $\tau_1$  prvog člana je kraće od  $\tau_2$  drugog člana, nakon vremena koje je mnogo duže od prosječnog trajanja prvog člana svi se atomi prvog člana raspadnu u drugi član, a aktivnost drugog člana jednaka je  $\lambda_2(n_1)_0 e^{-\lambda_2 t}$ , tj. ista kao da je  $(n_1)_0$  bio početni broj atoma drugog člana niza.

Za  $\lambda_1 < \lambda_2$ , dakle  $\tau_1 > \tau_2$ , u vremenu koje je mnogo duže od  $\tau_2$ , uspostavlja se tzv. sekularna ravnoteža:

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} = \text{const.} \quad (17)$$

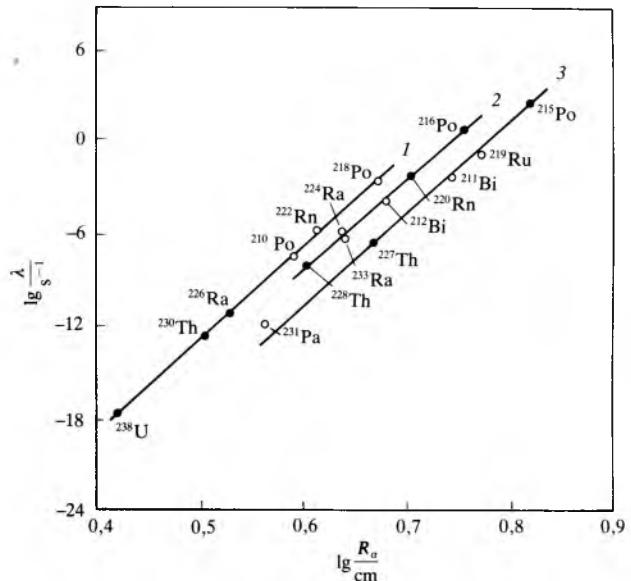
Ako je  $\lambda_1 \ll \lambda_2$ , tj.  $\tau_1$  prvog člana mnogo je dulji od  $\tau_2$  drugog člana, aktivnosti se izjednačuju,  $A_1 = A_2$ , odnosno  $\lambda_1 n_1 = \lambda_2 n_2$ . Ta se razmatranja mogu proširiti i na niz od više članova. Ako se niz nastavlja, u sekularnoj ravnoteži će biti

$$\lambda_1 n_1 = \lambda_2 n_2 = \lambda_3 n_3 = \dots = \lambda_i n_i + \lambda'_i n'_i = \dots \quad (18)$$

Dakle, aktivnost svakog člana je ista, osim u granjanju niza, kada je zbroj aktivnosti grana jednak aktivnosti članova koji nemaju usporedne grane. Granjanje se pojavljuje npr. u torijevu nizu (sl. 5): bizmut  $^{212}\text{Bi}$  raspada se u 35,4% slučajeva emisijom  $\alpha$ -čestice, a u 64,6% slučajeva emisijom  $\beta$ -čestice.

## α-RASPAD

Istoimeni se električni naboji odbijaju, pa je za približavanje čestica s istoimenim nabojima potrebno uložiti vanjski rad, tj. povećati im potencijalnu energiju. Svaki proton sadrži pozitivan kvant elektriciteta. Stoga u težim jezgrama, u kojima je broj protona velik, električna potencijalna energija znatno povećava energiju jezgri. To je razlog da se mnoge teške jezgre raspadaju izbacivanjem nakupina nukleona, obično lakših jezgri, i tako smanjuju svoj broj protona.



Sl. 7. Geiger-Nuttallovo dijagram (načinjen još 1921). Prikazuje se ovisnost konstante raspada (izražene u  $s^{-1}$ ) o dosegu  $\alpha$ -čestica u zraku u logaritamski-logaritamskom dijagramu. Pravci povezuju članove uran-radijeva (1), torijeva (2) i uran-aktinijeva niza (3), označene današnjim oznakama nuklida

Najčešće se izbacuju  $\alpha$ -čestice (v. *Nuklearno zračenje*, TE 9, str. 536). Tome je razlog relativno nisko energijsko stanje dvaju protona i dvaju neutrona u  $\alpha$ -čestici (energija vezanja  $E_B(^4\text{He}) = 28,3 \text{ MeV}$ ), zbog čega je energija prijelaza veća, pa stoga i vjerojatnost raspada. Mnoge se superteške jezgre i spontano cijepaju na dva podjednaka dijela fisijom.

Već rana istraživanja  $\alpha$ -raspada prirodnih radionuklida pokazala su među njima goleme razlike u konstantama raspada  $\lambda$ , odnosno vremenima poluraspada  $T = \ln 2/\lambda$ . Na primjer, vrijeme poluraspada urana  $^{238}\text{U}$  iznosi  $4,47 \cdot 10^9$  godina, radija  $^{226}\text{Ra}$  1600 godina, a polonija  $^{210}\text{Po}$  138 dana. H. Geiger i J.M. Nuttall otkrili su 1911. da su konstante raspada izravno povezane s dosezima  $\alpha$ -čestica koje ti elementi zrače. Rezultate svojih istraživanja saželi su u dijagramu na sl. 7, u kojemu se vidi da je za svaki od triju nizova prirodnih radionuklida logaritam konstante  $\alpha$ -raspada približno linearne funkcije logaritma doseg-a  $\alpha$ -čestica u zraku. Tu su ovisnost izrazili formulom koja se prema njima naziva Geiger-Nuttallovo pravilo

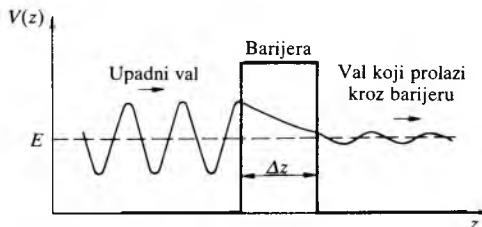
$$\lg \lambda = a + b \lg R_a, \quad (19)$$

gdje su  $a$  i  $b$  konstante, a  $R_a$  doseg  $\alpha$ -čestica. Kako je doseg  $\alpha$ -čestica izravno ovisan o njihovoj energiji, Geiger-Nuttallovo pravilo može se prikazati dijagramom u kojemu je logaritam vremena poluraspada funkcija energije  $\alpha$ -čestice, (sl. 8). Vidi se da povećanje energije približno od samo 1% poveća konstantu raspada za faktor  $\sim 2$ . Ta izvanredno snažna ovisnost predstavlja je veliku zagonetku, dok 1928. G. Gamow nije razvio teoriju  $\alpha$ -raspada na osnovi kvantne mehanike (W. Heisenberg, 1925, E. Schrödinger, 1926). Prema kvantnoj teoriji elektroni, protoni i druge čestice imaju valna svojstva. Valnu duljinu čestica izražava de Broglieova relacija  $\lambda = h/p$ , gdje je  $h$  Planckova konstanta, a  $p$  impuls čestice. Valni broj, tj.  $2\pi$  puta broj valova po

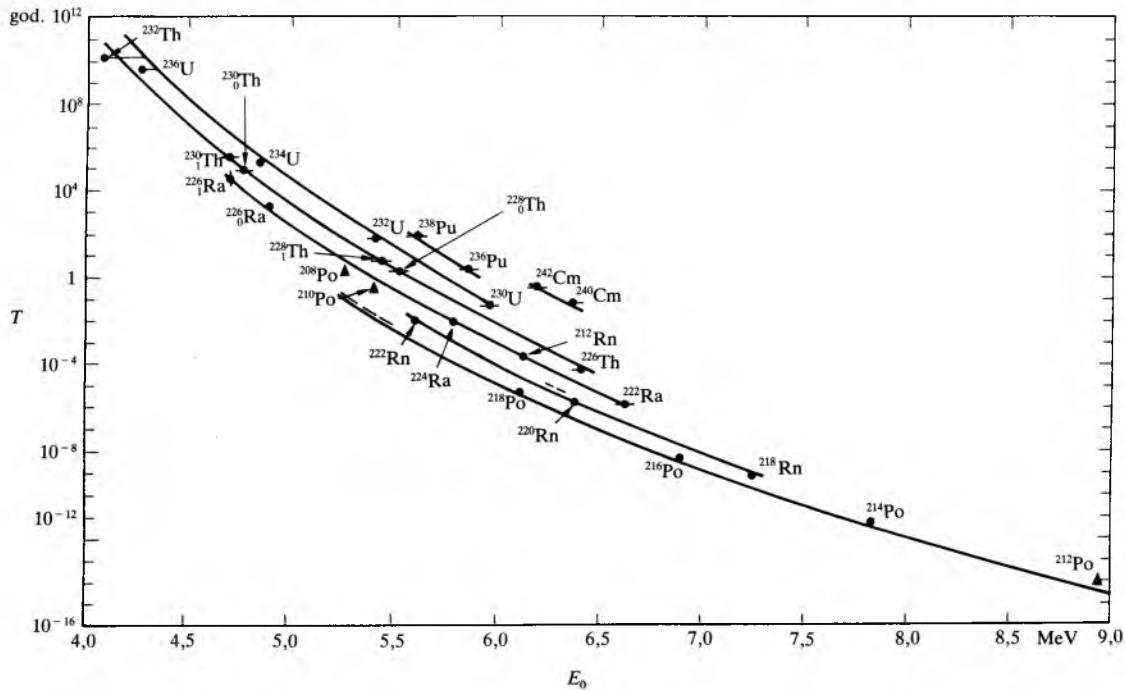
duljini, jednak je:  $k = 2\pi/\lambda = p/\hbar$ , gdje je  $\hbar = h/(2\pi)$ . Valno gibanje koje se širi samo u jednom smjeru opisuje jednadžbu vala:  $f(x, t) = a \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} Z - 2\pi v t\right) = a \cos(kz - \omega t)$ , gdje je  $f$  otklon od ravnotežnog položaja,  $\omega = 2\pi v$  kutna frekvencija, a  $v$  frekvencija titranja. Ako sustav u kojem se val širi nije jednolik, mijenjat će se valna duljina  $\lambda$ , odnosno valni broj  $k$ . U opisivanju takvih zamršenijih valnih gibanja pogodno je opisivati otklon od ravnotežnog položaja eksponencijalnom funkcijom s kompleksnim eksponentom:  $\Psi(z, t) = a(z) e^{i(kz - \omega t)}$ . Kada je frekvencija stalna, vremenski se faktor može ispuštiti, pa ostaje samo prostorna valna funkcija:  $\Psi(z) = a(z) e^{ikz}$ . Funkcije ovog tipa, ali predstavljene u prostoru, osnovne su veličine u Schrödingerovoj kvantnoj teoriji i upotrebljavaju se redovno u kvantnoj teoriji atoma, atomske jezgri, molekula i drugih sustava čestica.

oscilatoran oblik (sl. 9), već postaje eksponencijalna funkcija ( $ikz = i \cdot i \propto z = -\propto z$ ):

$$\Psi(z) = a(z) e^{-\propto z}. \quad (22)$$



Sl. 9. Shematski prikaz vala koji nailazi na pravokutnu potencijalnu barijeru. Slijeva od barijere javlja se i reflektirani val (koji radi jasnoće slike nije ukrutan)



Sl. 8. Ovisnost vremena poluraspada  $T$  o prijelaznoj energiji za  $\alpha$ -raspade teških elemenata

Valni vektor u valnoj funkciji određuje se iz zakona o održanju energije (pretpostavlja se da je u promatranom procesu energija održana):  $E = E_k + V(z) = \text{const}$ , gdje je  $E_k = \frac{1}{2}mv^2 = p^2/(2m) = \hbar^2 k^2/(2m)$  kinetička, a  $V(z)$  o z ovisna potencijalna energija čestice,  $E$  njihov (prema pretpostavci) stalni zbroj, te  $m$  masa čestice. Iz tih je relacija valni broj

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - V(z))}. \quad (20)$$

Uvrštanje tog valnog broja u valnu funkciju  $\Psi(z) = a(z) e^{ikz}$  daje valni oblik ovisan o potencijalnoj energiji. U razmatranje nije uzeta amplituda vala,  $a(z)$ , koja se mijenja sa  $z$ , a te se promjene dobivaju rješavanjem Schrödingerove jednadžbe.

U razmatranjima  $\alpha$ -raspada (i mnogih drugih pojava koje se zajednički nazivaju tunelskim efektom) posebno je važno područje u kojem je potencijalna energija  $V(z)$  veća od ukupne energije  $E$ . Kako je masa uvijek pozitivna veličina, izraz  $2m(E - V(z))$  je negativan, a valni broj postaje imaginarna veličina,  $k = i\propto$ , gdje je  $i^2 = -1$ , odnosno  $i = \sqrt{-1}$ . Veličina

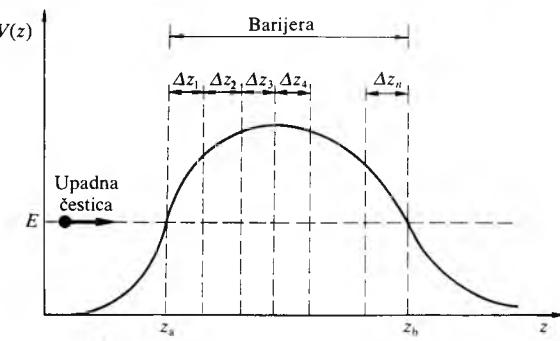
$$\propto = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(V(z) - E)} \quad (21)$$

naziva se *koeficijentom slabljenja*. Valna funkcija nema više

Kako je eksponencijalna ovisnost vrlo snažna, obično se zanemaruju promjene  $a(z)$ . Stoga je faktor  $a$  smanjenja amplitude pri prolazu kroz sloj debljine  $\Delta z$  približno jednak  $e^{-\propto(z)\Delta z}$ . Ako je *potencijalna barijera* promjenljive visine, ukupni je faktor smanjenja amplitude po cijeloj debljini barijere (sl. 10) približno jednak

$$\alpha = e^{-\propto(z_1)\Delta z_1} \cdot e^{-\propto(z_2)\Delta z_2} \cdots e^{-\propto(z_n)\Delta z_n} = e^{-\sum \propto(z_i)\Delta z_i}. \quad (23a)$$

Izraz u eksponentu može se predstaviti integralom  $\int_{z_a}^{z_b} \propto(z) dz$ ,



Sl. 10. Shematski prikaz vala čestice koji nailazi na potencijalnu barijeru promjenljive visine

pa je faktor smanjenja amplitude vala približno jednak

$$\alpha \approx e^{-\int_{z_a}^{z_b} \kappa(z) dz}. \quad (23b)$$

Ako, dakle, val čestice nađe na potencijalnu barijeru u području od  $z_a$  do  $z_b$  za koje je  $V(z)$  veće od energije čestice  $E$ , amplituda vala smanjić će se za navedeni faktor, a tok, koji je razmjeran kvadratu amplitude vala, za transmisijski Gamowljev faktor  $e^{-G}$ , gdje je

$$G = 2 \int_{z_a}^{z_b} \kappa(z) dz = \frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_{z_a}^{z_b} \sqrt{V(z) - E} dz. \quad (24)$$

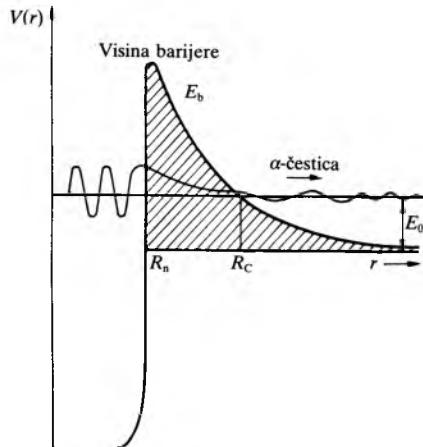
U svojoj teoriji  $\alpha$ -raspada Gamow je pretpostavio jednostavno da u jezgri postoji grupa nukleona koji čine  $\alpha$ -česticu. Zbog vrlo snažnih privlačnih nuklearnih sila među nukleonima, koje nadjačavaju odbojne električne sile među protonima, potencijalna energija  $\alpha$ -čestice je negativna. Nuklearne sile imaju vrlo kratak doseg, pa je ta potencijalna energija približno stalna (sl. 11). Za odvajanje izvan područja djelovanja nuklearnih sila moraju se svladati nuklearne sile, što dovodi do naglog porasta potencijalne energije. Izvan dosega nuklearnih sila djeluju samo odbojne Coulombove sile, kojima je potencijalna energija  $V(r) = q_1 q_2 / (4\pi \epsilon_0 r)$ . Za  $\alpha$ -raspad jezgre vrijedi relacija

$$(Z, A) \rightarrow (Z', A') + \alpha, \quad (25)$$

gdje je  $Z' = Z - 2$  i  $A' = A - 4$ . Stoga je Coulombova potencijalna energija  $\alpha$ -čestice i ostatka jezgre, za  $r > R_n$ , jednaka

$$V(r) = \frac{Z' z e^2}{4\pi \epsilon_0 r}, \quad Z' = Z - 2, \quad z = 2, \quad (26)$$

gdje je  $r$  udaljenost  $\alpha$ -čestice od središta ostatka jezgre,  $R_n$  polumjer na kojem prestaju djelovati nuklearne sile a  $z = 2$ . Opisanu ovisnost potencijalne energije  $\alpha$ -čestice o udaljenosti, koju prikazuje sl. 11, treba zamisliti za sve smjerove od središta ostatka jezgre. Dakle, dok je  $\alpha$ -čestica u jezgri, ona je u svim smjerovima okružena potencijalnom barijerom u obliku lopte.



Sl. 11. Shematski prikaz potencijalne energije  $\alpha$ -čestice u polju ostatka jezgre i valne funkcije  $\alpha$ -čestice u jezgri, unutar barijere i nakon izlaska iz jezgre. U području  $R_n < r < R_C$  valna funkcija eksponencijalno trne

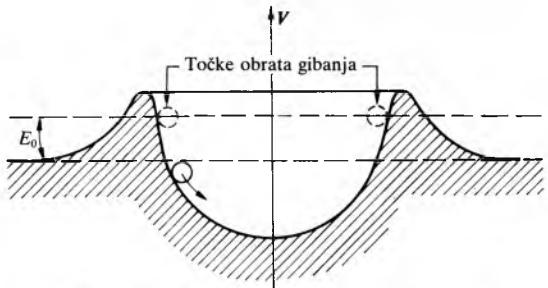
Visina barijere  $E_b$ , tj. maksimalna potencijalna energija koju  $\alpha$ -čestica ima na udaljenosti  $R_n$  iznosi

$$E_b = V(R_n) = \frac{Z' e^2}{2\pi \epsilon_0 R_n}, \quad (27)$$

i mnogo je veća od energije s kojom  $\alpha$ -čestica napusti jezgru. To je eksperimentalno utvrđeno proučavanjem raspršenja brzih  $\alpha$ -čestica na teškim jezgrama. Mjerenja kutnih raspodjela elastično raspršenih  $\alpha$ -čestica na energijama koje znatno nadmašuju energije prijelaza  $E_0$  poznatih  $\alpha$ -raspada pokazuju kutne raspodjele za Rutherfordovo raspršenje, tj. raspršenje

pod djelovanjem Coulombovih (električnih) sila. Tek na energijama koje su bliske ili premašuju visinu barijere nalaze se odstupanja zbog djelovanja nuklearnih sila.

Klasična slika stanja  $\alpha$ -čestice (u dvije dimenzije) jest čestica koja se nalazi u jami s podignutim rubom (sl. 12). Ukupna je energija čestica (zbroj kinetičke i potencijalne energije) stalna, pa čestica titra u jami izmjenjujući kinetičku i potencijalnu energiju. Kad bi čestica naišla na neki prolaz kroz rub jame (tunel), ona bi napustila jamu s energijom  $E_0$ . Bez prolaza i bez vanjskih utjecaja klasična čestica ne može napustiti jamu.



Sl. 12. Titranje klasične čestice u potencijalnoj jami

Valna mehanika opisuje česticu kao val. U području pozitivne kinetičke energije val je oscilatoran (stojni ili putujući), a u području negativne kinetičke energije val eksponencijalno trne.

U jezgri  $\alpha$ -česticu opisuje stojni val koji se odražava od potencijalne barijere. Frekvencija sudaranja s barijerom može se približno izraziti kao omjer brzine vala  $\alpha$ -čestice (grupna valna brzina) i polumjera jezgre,  $v = v_\alpha / R_n \approx 10^{21} \text{ s}^{-1}$ . Vjerovatnost izlaska po vremenu, tj. konstanta  $\alpha$ -raspada, jednaka je umnošku frekvencije sudaranja  $\alpha$ -čestice s barijerom i transmisijskog faktora:

$$\lambda_\alpha = \frac{\ln 2}{T} \approx v e^{-G}, \quad (28)$$

gdje je

$$G = \frac{2\sqrt{2m_\alpha}}{\hbar} \int_{R_n}^{R_C} \sqrt{\frac{Z' \cdot 2e^2}{4\pi \epsilon_0 r} - E_0} dr. \quad (29a)$$

Integracijom dobiva se

$$G = \frac{2\sqrt{2m_\alpha}}{\hbar} \cdot \frac{Z' \cdot 2e^2}{4\pi \epsilon_0 \sqrt{E_0}} \cdot f\left(\frac{R_n}{R_C}\right), \quad (29b)$$

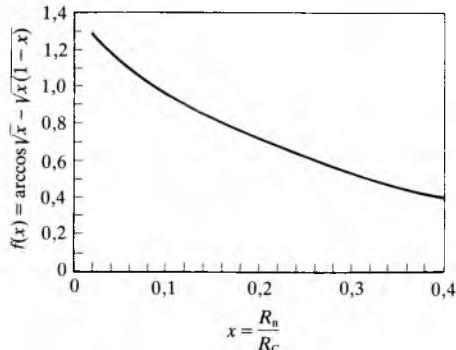
gdje je  $f(x) = \arccos \sqrt{x} - \sqrt{x(1-x)}$ , a  $R_C$  udaljenost  $\alpha$ -čestice na kojoj je  $V(R_C) = E_0$ , tj. polumjer na kojem kinetička energija  $\alpha$ -čestice postaje pozitivna. Funkciju  $f(x)$  prikazuje sl. 13. Logaritmiranjem izraza za  $\lambda_\alpha$  uz  $v \approx 10^{21} \text{ s}^{-1}$  dobiva se približna teorijska relacija

$$\lg \lambda_\alpha (\text{s}^{-1}) \approx 21 - \frac{\sqrt{2m_\alpha}}{\hbar} \cdot \frac{Z' \cdot 2e^2}{2\pi \epsilon_0 \sqrt{E_0}} \cdot f\left(\frac{R_n}{R_C}\right) \cdot 0,434 \dots \quad (30)$$

Jedina veličina koja se u ovom izrazu može podešavati jest polumjer  $R_n$  na kojem prestaju djelovati nuklearne sile. Pogodnim izborom  $R_n$  postignuti su uskladieni rezultati za  $\lambda_\alpha$  u golemom rasponu. Sjajan uspjeh Gamowljeve teorije za objašnjenje  $\alpha$ -raspada bio je osnova za određivanje polumjera atomskih jezgri. Kasnije su načinjena mjerena nizom drugih metoda (raspršenje brzih neutrona, mionska stanja u atomima itd.) i postignut je vrlo dobar sklad. Polumjer na kojem u  $\alpha$ -raspadu prestaje djelovanje nuklearnih sila vrlo je dobro opisan relacijom  $R_n = R(A') + R_\alpha$ , dakle zbrojem polumjera ostatka jezgre  $R(A') = R(A-4)$  i polumjera  $\alpha$ -čestica  $R_\alpha = R(4)$ . Polumjer atomske jezgre koja ima nukleonski broj  $A$  iznosi:  $R(A) = R_0 \sqrt[3]{A}$ , gdje je  $R_0 = 1,2 \text{ fm}$ .

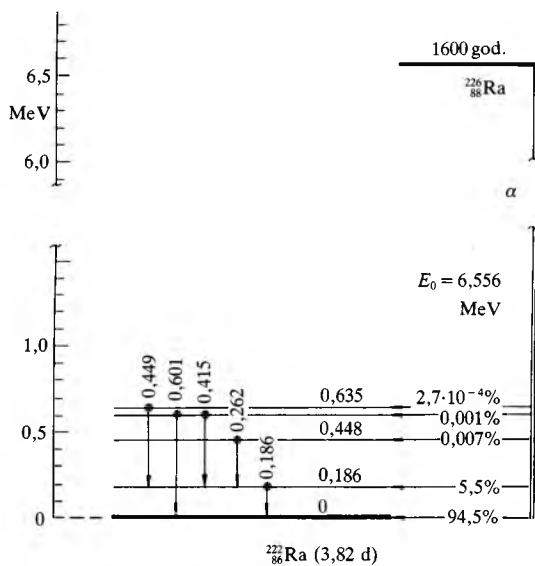
Prema Gamowljevoj teoriji goleme razlike vrijednosti konstanata  $\alpha$ -raspada posljedica su snažne ovisnosti vjerojatnosti prolaska  $\alpha$ -čestice kroz Coulombovu barijeru (područje negativne kinetičke energije) o energiji  $\alpha$ -čestice.

Jednostavna originalna teorija  $\alpha$ -raspada znatno je usavršena, međutim mnogi detalji još nisu uspješno objašnjeni. Vrlo je teško kvantitativno objasniti proces formiranja  $\alpha$ -čestice u jezgri kao i prijelazna stanja tijekom izlaska  $\alpha$ -čestice iz jezgre. Mikroskopska teorija tih procesa (kao i mikroskopska teorija drugih svojstava teških jezgri) nailazi na velike matematičke teškoće jer su to sustavi s mnogo (preko dvjesto) čestica.



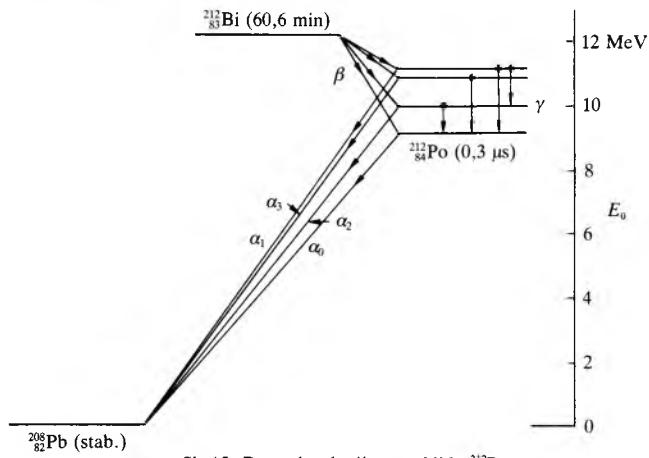
Sl. 13. Graf funkcije  $f(x) = \arccos\sqrt{x} - \sqrt{x(1-x)}$

Većina  $\alpha$ -radionuklida zrači  $\alpha$ -čestice više energija, tj. energijski spektar ima više linija  $\alpha$ -zračenja. Tome je razlog što se osnovno stanje početne jezgre može raspasti na osnovno ili jedno od uzbudjenih stanja konačne jezgre. Točno određene energije  $\alpha$ -čestica pokazuju da atomske jezgre imaju stacionarna kvantna stanja određenih energija (poput kvantnih stanja elektronskog omotača atoma). Energije  $\alpha$ -prijelaza određene su razlikama energija (odnosno masa mirovanja) početnih i konačnih stanja. Sl. 14 prikazuje shemu  $\alpha$ -raspada radija,  $^{226}\text{Ra}$ , kojim prelazi u osnovno i četiri uzbudena stanja  $^{222}\text{Rn}$ . Za njih postoji pet linija  $\alpha$ -zračenja s prijelaznim energijama  $E_0 = 6,556 \text{ MeV}$  (u 94,5% raspada),  $E_1 = 6,370 \text{ MeV}$  (5,5%),  $E_2 = 6,108 \text{ MeV}$  (0,007%),  $E_3 = 5,955 \text{ MeV}$  (0,001%) i  $E_4 = 5,92 \text{ MeV}$  ( $2,7 \cdot 10^{-4}$ ). Smanjena prijelazna energija s obzirom na  $E_0$  je posljedica prijelaza u uzbudena stanja radona  $^{222}\text{Rn}$ . Ta uzbudena stanja raspadaju se  $\gamma$ -zračenjem i elektronskom konverzacijom. Detekcijom  $\alpha$ -čestica i  $\gamma$ -kvantata utvrđene su se sheme raspada svih poznatih  $\alpha$ -radioaktivnih nuklida.



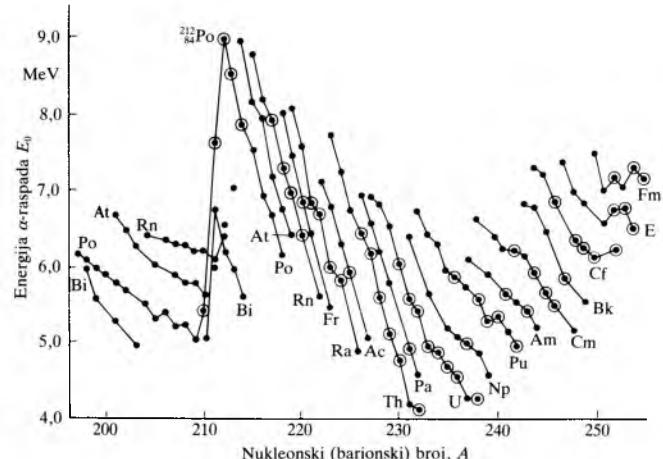
Sl. 14. Raspad radijeva nuklida  $^{226}\text{Ra}$ . Ova i druge sheme raspada utvrđene su mjerjenjima istodobne emisije  $\alpha$ -čestica i  $\gamma$ -kvantata

Višelinjski spektri  $\alpha$ -zračenja mogu nastati također zbog raspada različitih početnih stanja  $\alpha$ -radioaktivnog nuklida. To se događa ako su vremena  $\alpha$ -raspada vrlo kratka (energijske  $\alpha$ -čestice veće od 8 MeV). Tada za uzbudena stanja početne jezgre postoji grananje ( $\alpha$ -raspad ili  $\gamma$ -raspad), jer su periodi tih raspada usporedivi. Slika 15 prikazuje raspad  $^{212}\text{Bi} \xrightarrow{\beta} {}^{212}\text{Po} \xrightarrow{\alpha} {}^{208}\text{Pb}$ , u kojem postoji i  $\alpha$ -raspad uzbudenih stanja polonija  ${}^{212}\text{Po}$ . Uzbudena stanja polonija  ${}^{212}\text{Po}$  mogu se raspadati  $\gamma$ -prijelazima (prema osnovnom stanju) ili  $\alpha$ -raspadima. Tako se uz  $\alpha$ -prijelaz iz osnovnog stanja ( $E_0 = 8,946 \text{ MeV}$ ) javljuju  $\alpha$ -prijelazi iz uzbudenih stanja. Njihove energije i relativni intenziteti su  $E_1 = 8,946 \text{ MeV}$  (99,98%),  $E_2 = 10,536 \text{ MeV}$  (0,017%),  $E_3 = 9,671 \text{ MeV}$  (0,0035%) i  $E_4 = 10,617 \text{ MeV}$  (0,002%).



Sl. 15. Raspad polonijeva nuklida  ${}^{212}\text{Po}$

Ovisnost prijelazne energije  $\alpha$ -raspada o  $Z$  i  $A$  za prijelaze osnovnog u osnovno stanje prikazuje sl. 16. Iznad  $A \approx 210$  nalazi se za svaki element (određeni  $Z$ ) pad  $E_0$  s porastom  $A$ . Ta se ovisnost može objasniti pomoću poluempijirskih formule mase koju je izveo C. F. Weizsäcker, uvezvi da se atomska jezgra može predstaviti kao električno nabijena kapljica nestlačive tekućine (tzv. *model kapljice*). Međutim, za  $A \approx 210$ , točnije za  $N = 126$ , nalazi se izražen skok vrijednosti  $E_0$ , koji je posljedica zatvaranja neutronske ljske. Naime, do popunjavanja ljske ( $122 \leq N \leq 126$ ) jezgre su relativno snažno vezane, a nakon popunjavanja ( $N > 126$ ) dodatni su neutroni, pa i jezgra mnogo slabije vezani, što znatno povećava energiju  $\alpha$ -raspada.



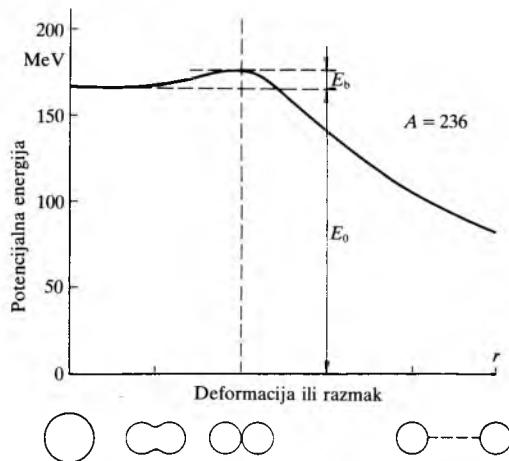
Sl. 16. Prijelazne energije  $\alpha$ -raspada nekih nuklida iz osnovnih stanja u osnovna stanja teških elemenata redom od bizmata ( $Z = 83$ ), polonija ( $Z = 84$ ), astatina ( $Z = 85$ ) i radona ( $Z = 86$ ) do fermija ( $Z = 100$ ). Kružići oko točaka označuju jezgre koje su stabilne s obzirom na  $\beta$ -raspad. Zatvaranje neutronske ljske na  $N = 126$  opaža se u malim vrijednostima  $E_0$  ispod i mnogo većim iznad  $A \approx 210$

**Spontana fisija** je proces u kojem se atomska jezgra, bez vanjskih utjecaja, dijeli na dvije jezgre podjednake mase (v.

Fisija atomskog jezgra, TE 5, str. 445). Opaža se samo kod vrlo teških jezgri, iako je, s gledišta energije, spontana fisija moguća za približno 2/3 svih poznatih jezgri. Naime, energija prijelaza za fisiju na dva jednakata dijela

$$E_0 = \left[ M(Z, A) - 2M\left(\frac{1}{2}Z, \frac{1}{2}A\right) \right] c^2 \quad (31)$$

veća je od nule za sve  $A \geq 90$ . Glavni razlog da se ne opaža (tj. da su vremena poluraspada veća od oko  $10^{20}$  god.) jest Coulombova barijera. Potencijalna energija dvaju dijelova može se prikazati dijagramom na sl. 17. Spontana fisija je moguća samo ako je početno stanje vrlo blizu maksimumu barijere. Tome je razlog što eksponent  $G$  u izrazu (24) za vjerojatnost probijanja barijere sadrži faktor  $\sqrt{2m}$ , koji je bitno veći za fizijske dijelove nego npr. za  $\alpha$ -raspad, pa integral mora biti mnogo manji, tj.  $E_0$  mnogo bliže  $V_{\max}$ .



Sl. 17. Shematski prikaz ovisnosti potencijalne energije dvaju fizijskih dijelova o deformaciji jezgre, odnosno razmaku dijelova. Oblici jezgara, odnosno dijelova prikazani su ispod osi  $r$ . Visina Coulombove barijere označena je sa  $E_b$ .

Spontana fisija je posljedica nestabilnosti oblika jezgre. Prema modelu kapljice energija vezanja atomske jezgre može se objasniti zbrojem doprinosa pet članova: volumnom, površinskom i Coulombovom energijom, te energijom asimetrije i energijom sparivanja. Ako se oblik jezgre promjeni od sfernog na elipsoidni, površina tekućine može se predstaviti izrazom

$$r(\vartheta) = R(1 + a_2 P_2(\cos \vartheta)), \quad (32)$$

gdje je  $r(\vartheta)$  udaljenost površine jezgre od njena središta za polarni kut  $\vartheta$ ,  $R(A)$  polumjer atomske jezgre definiran uz (30), a  $P_2(\cos \vartheta) = (3\cos^2 \vartheta - 1)/2$  funkcija koja opisuje odstupanja od sfernog oblika (izabrana je tako da volumen jezgre ostane nepromijenjen). Pri promjeni oblika jezgre dva člana u modelu kapljice mijenjaju svoju vrijednost: površinska energija  $E_s = c_s A^{2/3}$  i Coulombova energija  $E_c = c_c Z^2 / A^{1/3}$ , gdje je  $c_s = 15,76 \text{ MeV}$ , a  $c_c = 3e^2 / (5 \cdot 4\pi \epsilon_0 R_0) = 0,690 \text{ MeV}$ . Promjene tih članova daju ukupnu promjenu energije jezgre

$$\Delta E = c_s A^{2/3} \frac{2}{5} a_2^2 - c_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \frac{a_2^2}{5}. \quad (33)$$

Promjena oblika jezgre uzrokuje povećanje površinske energije i smanjenje Coulombove energije. Trenutna fisija nastaje kada  $\Delta E$  raste s parametrom izobličenja  $a_2$ , tj. ako je  $d(\Delta E) / da_2 \geq 0$ . Na osnovi toga dobiva se uvjet trenutne nestabilnosti jezgre za spontanu fisiju

$$\frac{Z^2}{A} \geq \frac{2c_s}{c_c} \approx 47. \quad (34)$$

Spontana je fisija moguća i za manje vrijednosti  $Z^2/A \approx 36$ , kakva je na primjer za uran  $^{238}\text{U}$ , međutim veoma je usporena zbog efekta probijanja Coulombove barijere. Uran i svi

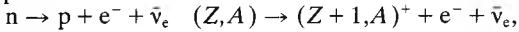
umjetno načinjeni elementi iznad urana imaju jedan ili više izotopa koji se spontano cijepaju. Spontano cijepanje super-teških jezgri ograničuje proizvodnju novih teških elemenata.

### $\beta$ -RASPAD

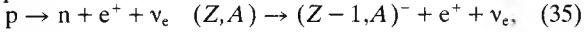
Zacrnjenje fotografске ploče koje je Becquerel opazio 1896. bilo je uzrokovan β-zračenjem iz uranove soli. Od tog vremena opsežno je istraživan β-raspad, otkrivena je nova osnovna sila u prirodi, *slaba sila*, nađeni su mnogi novi procesi, nove čestice i niz drugih pojava koje su vezane uz slabu silu.

U raspadima atomskih jezgara poznate su tri vrste pretvorbi koje se nazivaju β-raspad:  $\beta^-$ -raspad,  $\beta^+$ -raspad i elektronski uhvat. U  $\beta^-$ -raspadu jedan neutron ( $n$ ) u jezgi pretvori se u proton ( $p$ ), elektron ( $e^-$ ) i elektronski antineutrino ( $\bar{\nu}_e$ ). U  $\beta^+$ -raspadu jedan proton u jezgi pretvori se u neutron, pozitron ( $e^+$ ) i elektronski neutrino ( $\nu_e$ ), dok se pri elektronskom uhvatu proton s jednim elektronom iz atomskog omotača pretvori u neutron i elektronski neutrino. Shematski se to može ovako prikazati:

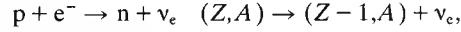
$\beta^-$ -raspad



$\beta^+$ -raspad



elektronski uhvat



gdje je  $(Z, A)$  oznaka za početni neutralni atom,  $(Z+1, A)^+$  za jednostruko pozitivno ioniziran atom koji nastaje jer se broj protona u jezgri poveća za jedan, a  $(Z-1, A)^-$  za jednostruko negativno ioniziran atom koji nastaje jer se broj protona smanji za jedan. U ovim razmatranjima pretpostavlja se da atom ne izbacuje elektron iz omotača nekim drugim procesom. Pri elektronskom uhvatu jezgra smanji broj protona za jedan, ali se i broj elektrona u plaštu smanji za jedan, pa je novi atom neutralan.

Zanemare li se male promjene energije vezanja elektronskog omotača (zbog promjene  $Z$ ) i uzme u obzir da je masa neutrina zanemarivo mala, energije prijelaza mogu se izraziti pomoću masa potpunih (neutralnih) atoma:

$\beta^-$ -raspad

$$E_0 = [M(Z, A) - M(Z+1, A)] c^2,$$

$\beta^+$ -raspad

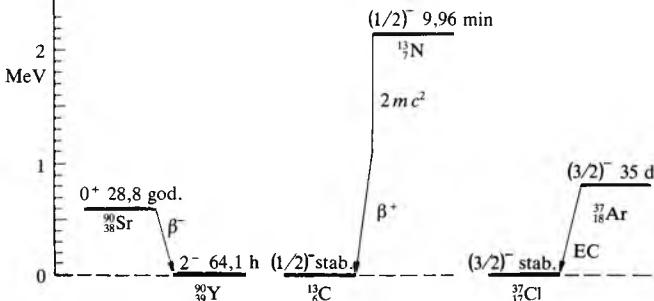
$$E_0 = [M(Z, A) - M(Z-1, A) - 2m_e] c^2, \quad (36)$$

elektronski uhvat

$$E_0 = [M(Z, A) - M(Z-1, A)] c^2.$$

Uzeto je u obzir da u  $\beta^-$ -raspadu konačno stanje ima jedan elektron manje nego neutralan konačni atom, a u  $\beta^+$ -raspadu jedan elektron više.

Relacije (36) za energije prijelaza osnova su za prikazivanje β-raspada u energijskim dijagramima koje prikazuje sl.

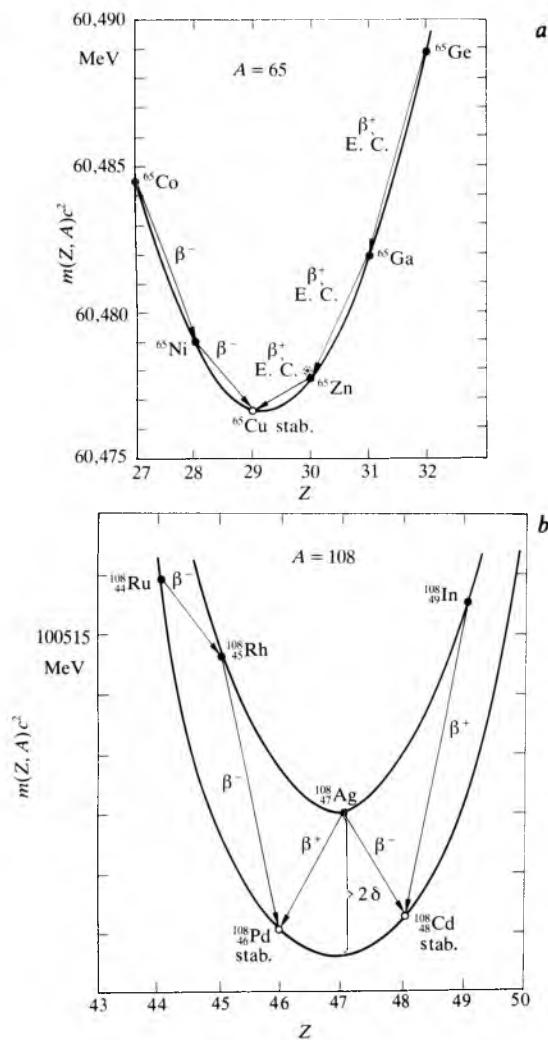


Sl. 18. Primjeri jednostavnih (tzv. čistih) β-raspada. Oznake iznad vodoravnih crta koje označuju stanja impulsnu moment i paritet ( $J^\pi$ ), te vrijeme raspada, odnosno oznaka da je nuklid stabilan. Ljestvica energije na lijevoj strani označuje energiju stanja iznad energije osnovnog stanja konačne jezgre. Stroncijev nuklid  $^{90}\text{Sr}$  raspada se izravno u osnovno stanje itrijeva nuklida  $^{89}\text{Y}$  koji je takoder  $\beta^-$ -radioaktiv. Dušikov nuklid  $^{15}\text{N}$  raspada se  $\beta^+$ -raspadom izravno u osnovno stanje stabilnog ugljikova nuklida  $^{15}\text{C}$ , argonov nuklid  $^{37}\text{Ar}$  raspada se elektronskim uhvatom izravno u osnovno stanje klorova nuklida  $^{37}\text{Cl}$ .

18. Može se uočiti da je uz  $\beta^+$ -raspad uvijek moguć i elektronski uhvat.

Svaki od gornjih prijelaza pretvara jedan atom s određenim barionskim brojem (brojem protona i neutrona) u njegov izobar (atom s istim barionskim brojem) koji mu je susjedni prema atomskom broju ( $Z$  se poveća ili smanji za jedan). No, pojedini nuklid ima ili veću, ili manju masu od tog susjednog izobara. Čim su im mase različite,  $\beta^-$ -raspadom ili elektronskim uhvatom može se nuklid veće mase pretvoriti u nuklid manje mase. Tako je ustanovljeno pravilo da nema dvaju susjednih izobara koji su oba stabilni.

Ovisnost mase atoma o  $Z$  za određeni  $A$ , dakle za izobare nuklide, može se vrlo dobro prikazati pomoću Weizsäckerove formule. Za neparno  $A$  ta je ovisnost dana jednom parabolom (sl. 19a), a za parno  $A$  dvjema parabolama (sl. 19b). Dvije se parabole javljaju jer su mase atoma s neparnim  $Z$  i neparnim  $N$  u prosjeku veće od masa s parnim  $Z$  i parnim  $N$ .

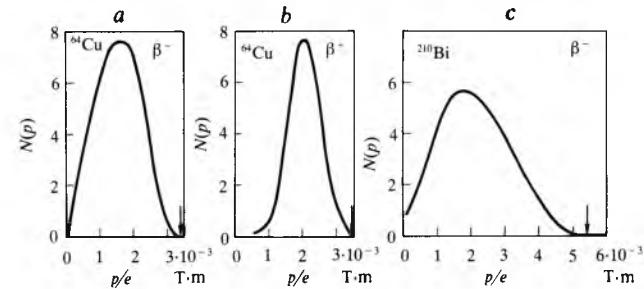


Sl. 19. Ovisnost masa izobara za a) neparno  $A = 65$  i b) parno  $A = 108$ . Na ordinatama je energijski ekivalent mase nuklida. Za neparno  $A$  postoji jedna paroba i samo jedan stabilni nuklid ( $^{65}\text{Cu}$ ), a za parno  $A$  dvije parbole (donja je za parno  $Z -$  parno  $N$ , a gornja za neparno  $Z -$  neparno  $N$ ). Za  $A = 108$  postoje dva stabilna nuklida, paladijev  $^{108}\text{Pd}$  i kadmijev  $^{108}\text{Cd}$ .

Iz sl. 19a može se zaključiti da za određeno neparno  $A$  samo jedna vrijednost  $Z$  daje stabilan nuklid, onaj najbliže minimumu parabole. Tablica nuklida potvrđuje to pravilo. Iz sl. 19b vidi se da je za parno  $A$  moguće više stabilnih nuklida, kojima su vrijednosti  $Z$  parne. Tako su poznati 54 para (od  $^{36}\text{S} - ^{36}\text{Ar}$  do  $^{204}\text{Hg} - ^{204}\text{Pb}$ ) i 4 trojke stabilnih izobara ( $^{96}\text{Zr} - ^{96}\text{Mo} - ^{96}\text{Ru}$ ,  $^{124}\text{Sn} - ^{124}\text{Te} - ^{124}\text{Xe}$ ,  $^{130}\text{T} - ^{130}\text{Xe} - ^{130}\text{Ba}$  te  $^{136}\text{Xe} - ^{136}\text{Ba} - ^{136}\text{Ce}$ ). Međutim nuklidima nađeno je da

se tri ( $^{82}\text{Se}$ ,  $^{128}\text{Te}$  i  $^{130}\text{Te}$ ) raspadaju dvojnim  $\beta^-$ -raspadom, ali su vremena poluraspada tih raspada duža od  $10^{19}$  godina.

**Neutrino.** Spektri  $\alpha$ -zračenja i  $\gamma$ -zračenja jesu linijski spektri, tj.  $\alpha$ -čestice, pa kao i fotoni što ih jezgre zrače imaju oštro određene energije. Ti prijelazi, dakle, povezuju kvantna stanja sa strogo određenom energijom. J. Chadwick je 1914. opazio da je spektar  $\beta$ -zračenja kontinuiran, što su potvrdili mnogi kasniji eksperimenti. Rezultati mjerjenja za broj  $\beta$ -čestica po jediničnom intervalu impuls-a,  $N(p) = dn/dp$ , prikazani su na sl. 20. U betaspektrometrima impuls čestica je određen polumjerom zakrivljenosti staze nabijene čestice  $r$  i jakošću magnetskog polja  $B$ ,  $p = QrB$ , gdje je  $Q$  naboј čestice (za elektron i pozitron je  $|Q| = e$ ). Pokušaj da se kontinuirani spektar protumači gubicima energije  $\beta$ -čestica pri izlasku iz atoma je odbačen kada je kalorimetrijskim mjerjenjima utvrđeno da je prosječna energija  $\beta$ -čestica (određena na osnovi stvorene topline) jednak prošječnoj energiji izračunatoj na osnovi oblika spektra. Jedno tumačenje bilo je da u  $\beta$ -raspadu ne vrijedi zakon održanja energije. Dalja proučavanja pokazala su da bi se trebalo odustati i od zakona održanja impuls-a i zakona održanja impulsnog momenta.



Sl. 20. Ovisnost broja  $\beta$ -čestica o omjeru impuls-a i naboja čestice  $p/e = B \cdot r$ : a za  $\beta^-$ -raspad i b za  $\beta^+$ -raspad bakrenog nuklida  $^{64}\text{Cu}$ , c za  $\beta^-$ -raspad bizmutova nuklida  $^{210}\text{Bi}$

W. Pauli je 1930. pretpostavio da se u  $\beta$ -raspadu zrače dvije čestice, elektron i neutralna čestica vrlo male mase mirovanja, koju je nazvao neutrino. Tom hipotezom mogle su se objasniti mnoge zagonetke u  $\beta$ -raspadu, posebno kontinuiran energijski spektar.

Godine 1934. E. Fermi je razvio teoriju  $\beta$ -raspada koja se zasnivala na hipotezi o neutrino. Ta se teorija pokazala izvanredno uspješnom, pa je i danas osnova za tumačenje svih procesa koji su posljedica slabih sila.

Konačnu potvrdu o postojanju neutrina i o njihovu zračenju u  $\beta$ -raspadima načinili su F. Reines i C. L. Cowan 1959. kada su izravno detektirali antineutrine što ih zrače atomske jezgre nastale fisijom u atomskom reaktoru. Od tada su načinjeni mnogi eksperimenti u kojima su proučavane reakcije brzih neutrina u tvarima.

Rezultati opsežnih eksperimentalnih istraživanja pokazali su niz vrlo zanimljivih čestica. Neutrini su neutralni, imaju svoj impulsni moment jednak  $\hbar/2$  (kao elektron, proton i neutron). Njihov je magnetski moment manji od  $10^{-7} \mu_B$ , a apsorpcija u tvarima nevjerojatno slaba. Da bi se snop neutrina energije 1 MeV oslabio dva puta, potreban je sloj tvari normalne gustoće deboeo oko 100 godina svjetlosti!

**Fermijeva teorija  $\beta$ -raspada.** U kvantnoj teoriji zračenja foton pretvara početnog uzbudenog stanja u konačno stanje, sustav čestica i foton, opisuju se kao uzajamno djelovanje čestica sustava i elektromagnetskog polja. Te sile imaju konačan doseg i opisuju se hamiltonijanom interakcije, koji se izvodi iz poznate Lorentzove sile. U takvu elektromagnetskom prijelazu stvara se foton.

Fermi je razvio teoriju  $\beta^-$ -raspada prema uzoru na teoriju zračenja fotona. Početno stanje sustava je stanje  $\beta$ -nestabilne jezgre koje opisuje valna funkcija  $\Psi_i = \psi_i$ , a konačno stanje opisuje se valnom funkcijom  $\Psi_f$ , koja je umnožak valnih funkcija konačne jezgre ( $\psi_f$ ), elektrona ( $\psi_e$ ) i antineutriona ( $\psi_\nu$ ). Kako je sila koja uzrokuje tu pretvorbu vrlo slaba, Fermi je pretpostavio da je njen doseg jednak nuli, tj. da djeluje samo ako su sve četiri čestice koje sudjeluju u

pretvorbi  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  na istom mjestu. Matrični element prijelaza u kvantnoj mehanici je volumni integral  $H_{if} = \int \Psi_i^* H_{int} \Psi_f dV$ , gdje je  $H_{int}$  hamiltonijan interakcije. Taj se hamiltonijan, uz pretpostavku nultog doseg, svodi na umnožak konstante  $g$  koja opisuje jakost sile (tzv. Fermijeva konstanta slabe interakcije) i integrala umnoška svih četiriju valnih funkcija ( $\psi_i$ ,  $\psi_f$ ,  $\psi_e$  i  $\psi_{\bar{\nu}}$ ) (jer se uzimaju na istom položaju). Tako je matrični element  $\beta^-$ -prijelaza

$$H_{if} = g \int \psi_i^* \psi_e^* \psi_{\bar{\nu}}^* \mathcal{O}_w \psi_f dV, \quad (37)$$

gdje je radi kasnijeg opisa uveden i operator slabe interakcije  $\mathcal{O}_w$ , koji je u izvornoj Fermijevoj teoriji bio jednak jedan.

Između neutrina i jezgre djeluju zanemarivo slabe sile, pa se on giba kao slobodna čestica. Takvo se stanje u kvantnoj teoriji opisuje valnom funkcijom  $\psi_v = \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}/\hbar)$ , tzv. ravnim valom. I elektron gotovo slobodno prolazi kroz atomsku jezgru, ali zbog Coulombovih sila njegova se valna funkcija promijeni nakon izlaska iz jezgre. Stoga se valna funkcija elektrona u jezgri može napisati kao ravni val s promijenjenom amplitudom,  $\psi_e = \psi_e(o) \exp(i\vec{p} \cdot \vec{r}/\hbar)$ . Integral kojim se određuje  $H_{if}$  ograničen je samo na volumen jezgre, jer su izvan jezgre funkcije  $\psi_i$  i  $\psi_f$  jednake nuli. Stoga je

$$|H_{if}|^2 = g^2 |\psi_e(o)|^2 |M_{if}|^2, \quad (38)$$

gdje je

$$M_{if} = \int \psi_f^* \left( \exp \frac{-i(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}}{\hbar} \right) \mathcal{O}_w \psi_i dV \quad (39)$$

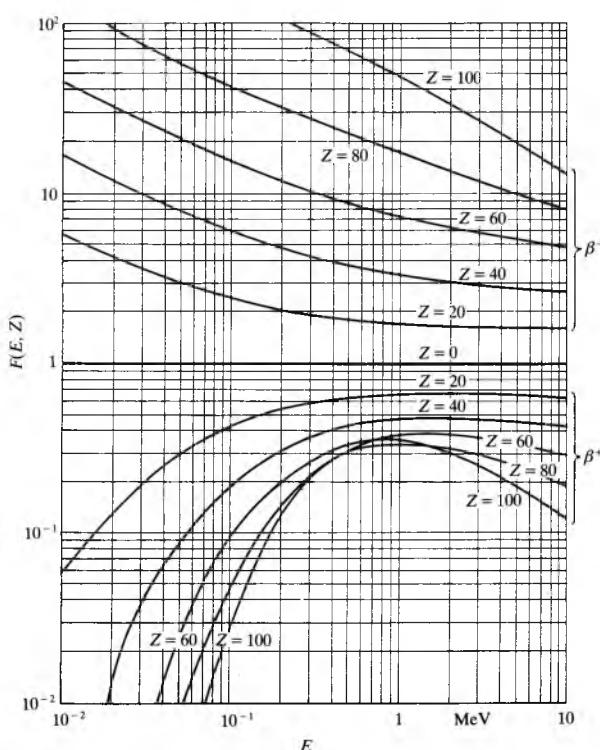
tzv. nuklearni matrični element  $\beta$ -raspada.

Diferencijal prijelazne vjerojatnosti za elektron impulsu između  $p$  i  $p + dp$  i antineutrino impulsa između  $q$  i  $q + dq$ , prema tzv. Fermijevu zlatnom pravilu kvantne mehanike, jednak je

$$dw = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{if}|^2 \frac{d^2 n}{dE}, \quad (40a)$$

gdje je  $d^2 n = \frac{4\pi p^2 dp}{h^3} \cdot \frac{4\pi q^2 dq}{h^3}$  broj stanja elektrona i antineutrina nakon raspada, a  $dE$  diferencijal energije prijelaza.

Veličina  $d^2 n/dE$  naziva se broj stanja konačnog sustava po jedinici energije, gustoća konačnih stanja ili statistički faktor.



Sl. 21. Ovisnost Fermijeve diferencijalne funkcije  $F(E, Z)$  o kinetičkoj energiji  $E$  za  $\beta^-$ -čestice, odnosno  $\beta^+$ -čestice

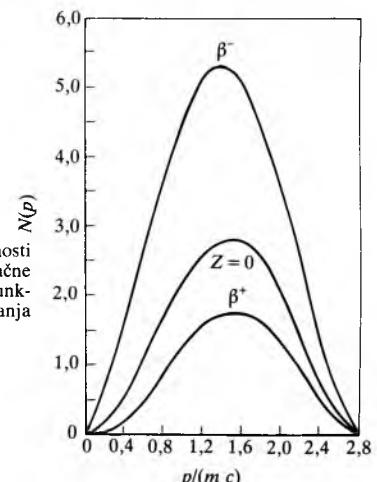
Prijelazna vjerojatnost je, očito, razmerna broju stanja u koja se početno stanje može pretvoriti. Prema zakonu održanja energije  $E = E_e + E_{\bar{\nu}}$ , te ako se pretpostavi da se promatraju elektroni odredene energije, onda je  $dE = dE_{\bar{\nu}}$ . No, pretpostavi li se da je masa neutrina jednaka nuli, tada je  $E_{\bar{\nu}} = cq$  (kao što je i energija fotona,  $h\nu = cp$ ) i  $dE = cdq$ . Tako se dobiva poznati Fermijev izraz za diferencijal prijelazne vjerojatnosti  $\beta$ -raspada

$$dw = \frac{2\pi}{\hbar} g^2 |M_{if}|^2 |\psi_e(o)|^2 \frac{4\pi p^2 \cdot 4\pi q^2 dp}{h^6 c}. \quad (40b)$$

Impuls neutrina je  $q = E_{\bar{\nu}}/c = (E_0 - E)/c$ , pa je impulsna gustoća vjerojatnosti  $\beta$ -raspada

$$\frac{dw}{dp} = \frac{g^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} |M_{if}|^2 F(E, Z) p^2 (E_0 - E)^2, \quad (41)$$

gdje je za  $|\psi_e(o)|^2$  uvedena uobičajena oznaka  $F(E, Z)$ , tzv. Fermijeva diferencijalna funkcija (sl. 21). Općenito se nalazi da ta funkcija povećava vjerojatnost za zračenje  $\beta^-$ -čestica, a smanjuje vjerojatnost za zračenje  $\beta^+$ -čestica (sl. 22). Ona odgovara transmisijskom faktoru  $e^{-G}$  kod  $\alpha$ -raspada.



Sl. 22. Ovisnost gustoće vjerojatnosti  $N(p)$  u jezgri o impulsu konačne točke veća je prema Fermijevu funkciji za elektrone ( $\beta^-$ -čestice), a manja za pozitrone ( $\beta^+$ -čestice)

Za mnoge raspade matrični element  $H_{if}$  ne ovisi o energiji elektrona. Kako je broj raspada u izvoru razmjeran prijelaznoj vjerojatnosti, broj impulsa po jediničnom intervalu impulsa  $\beta$ -čestice za  $|M_{if}|^2 = \text{const.}$  jednak je

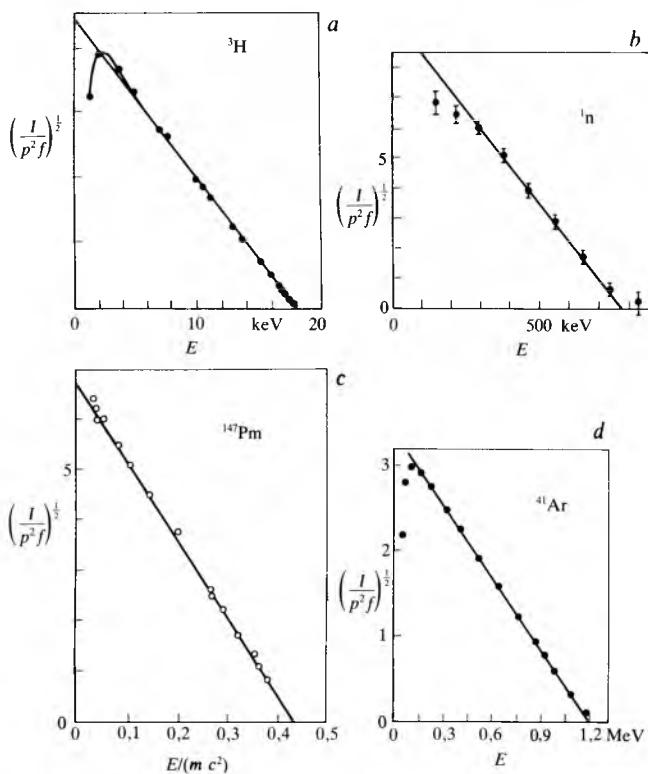
$$N(p) = \frac{dn_\beta}{dp} = \text{const.} \cdot F(E, Z) \cdot p^2 (E_0 - E)^2. \quad (42)$$

Ta ovisnost se redovno prikazuje u lineariziranom obliku, odnosno u tzv. Fermi-Kuriejevu dijagramu:

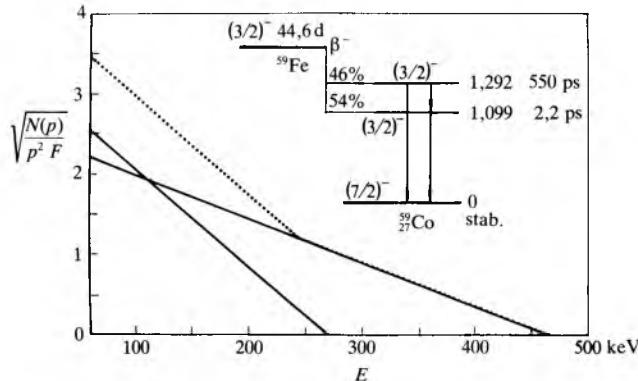
$$\sqrt{\frac{N(p)}{p^2 F}} = \text{const.} (E_0 - E). \quad (43)$$

Kontinuirani spektar  $\beta$ -zračenja iz nekog izvora mjeri se tako da se odredi broj  $\beta$ -čestica za niz uzastopnih intervala njihovih impulsa (v. Beta-spektrometri, TE 1, str. 710) i rezultati prikazuju (sl. 20) u obliku  $N(p) = \Delta n_\beta / \Delta p$ . Kada se na osnovi tih eksperimentalnih rezultata prikaze  $\sqrt{N/(p^2 F)}$  prema energiji  $\beta$ -čestica dobiva se Fermi-Kuriejev dijagram. Za sve dozvoljene prijelaze dobivaju se odlične linearne ovisnosti (sl. 23, 24), što je bila prva potvrda Fermijevе teorije. Tako je otkrivena nova, tzv. slaba sila, koja s gravitacijskom, elektromagnetskom i nuklearnom (jakom) silom čini četiri osnovne sile u prirodi. Prema današnjim shvaćanjima pomoću tih četiriju sile mogu se objasniti sva uzajamna djelovanja čestica i tijela u prirodi.

Linearna ovisnost  $\sqrt{N/(p^2 F)}$  o energiji  $\beta$ -čestica dobiva se uz pretpostavku da je masa neutrina jednaka nuli (odnosno da je  $E_{\bar{\nu}} = cq$ ). Pretpostavi li se konačna masa neutrina, dobivaju se odstupanja od linearne ovisnosti. Na toj osnovi određuju se granice masa neutrina. U više svjetskih istraživačkih središta u toku su precizna mjerena spektra  $\beta^-$ -zračenja tricija



Sl. 23. Fermi-Kuriejevi dijagrami za  $\beta$ -spektre: a tricija ( ${}^3\text{H}$ ), b neutriona, c  ${}^{147}\text{Pm}$  i d  ${}^{41}\text{Ar}$ . Mala odstupanja od pravca na niskim energijama elektrona uzrokovana su mjerilim metodama



Sl. 24. Radionuklid željeza  ${}^{59}\text{Fe}$  može se iz osnovnog stanja raspadati  $\beta$ -prijeđima na prvo i na drugo uzbudeno stanje kobaltova nuklida  ${}^{59}\text{Co}$ . Iz uzbudenog stanja kobaltov nuklid  ${}^{59}\text{Co}$  gotovo trenutno prelazi  $\beta$ -prijeđima u svoje osnovno stanje. Spektar  $\beta$ -zračenja pokazuje složen Fermi-Kuriejev dijagram s dvjema energijama prijeđa 0,462 MeV i 0,269 MeV

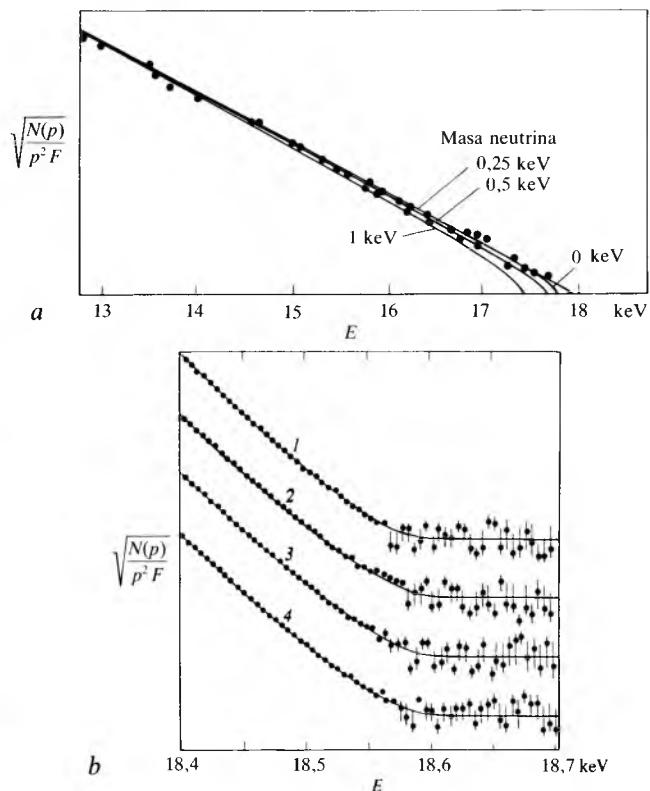
( ${}^3\text{H}$ ), kojima je cilj utvrditi da li elektronski antineutrini ( $\bar{\nu}_e$ ) imaju konačnu masu (sl. 25). Sadašnja gornja granica jest  $m(\bar{\nu}_e) < m_e/28000$ . Druga mjerena daju gornje granice za mase mionskih i tauonskih neutrina, koji se javljaju u raspadiima miona i tauona,  $m(\nu_\mu) \leq 0,53 m_e$ , a  $m(\nu_\tau) < 110 m_e$ .

Cjelokupna vjerojatnost  $w$   $\beta$ -raspada jednaka je zbroju svih diferencijalnih vjerojatnosti:

$$w = \int_0^{p_{\max}} dw = \frac{g^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} \int_0^{p_{\max}} |M_{if}|^2 F(E, Z) (E_0 - E)^2 p^2 dp. \quad (44a)$$

Pogodno je taj integral pretvoriti u bezdimenzijski izraz uvodeći zamjene  $p = \eta m_e c$ ,  $E_0 = W_0 m_e c^2$  i  $E = W m_e c^2$ :

$$w = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\eta_0} |M_{if}|^2 F(E, Z) (W_0 - W)^2 \eta^2 d\eta, \quad (44b)$$



Sl. 25. Rezultati određivanja mase elektronskog antineutrina analizom Fermi-Kuriejeva dijagrama za  $\beta$ -raspad tricija. a mjerena 1952. god. dala su energijski ekvivalent  $m(\bar{\nu}_e) < 250$  eV, b mjerena 1986. god. dala su  $m(\bar{\nu}_e) < 18$  eV

gdje je opća vremenska konstanta  $\beta$ -raspada  $\tau_0 = \frac{2\pi\hbar^7}{g^2 m_e^5 c^4}$ .

**Dopušteni i zabranjeni  $\beta$ -raspadi.** Valne funkcije elektrona i neutriona daju faktor  $\exp \frac{-i(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}}{\hbar}$  u nuklearnom matičnom elementu. Eksponencijalna funkcija može se razviti u red

$$\exp \frac{-i(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}}{\hbar} = 1 - i \frac{(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}}{\hbar} - \frac{1}{2} \left( \frac{(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}}{\hbar} \right)^2 + \dots \quad (45)$$

Za elektron i neutrino energije oko 1 MeV mjer je impuls  $i/\hbar$  oko  $10^{13} \text{ m}^{-1}$ . Budući da se integracija matičnog elementa provodi samo po volumenu jezgre, a polumjeri jezgre su najviše oko  $10^{-14} \text{ m}$ , umnožak  $(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}/\hbar$  unutar jezgre iznosi najviše 0,1. Stoga je doprinos pojedinog člana u gornjem redu oko deset puta manji od prethodnog. Valne funkcije početnog ( $\psi_i$ ) i konačnog ( $\psi_f$ ) stanja atomske jezgre i operatori slabe interakcije  $\mathcal{O}_w$  imaju određena svojstva simetrije s obzirom na središte jezgre (zamjene  $\vec{r}$  u  $-\vec{r}$ ). Ta svojstva članova reda (45) mijenjaju se od simetričnosti prvog člana, 1, na antisimetričnost drugog člana,  $(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}$ , pa na simetričnost  $[(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}]^2$  itd. Stoga dva uzastopna člana tog reda ne mogu doprinositi nuklearnom matičnom elementu.

Dopušteni se prijeđi javljaju ako prvi član gornjeg reda daje doprinos. Tada nuklearni matični element ne ovisi o  $\vec{p}$  i  $\vec{q}$ . Stoga za dopuštene prijeđe točke u Fermi-Kuriejevu dijagramu leže na pravcu. Tada se  $|M_{if}|^2$  može izlučiti iz integrala u izrazu za  $w$ :

$$w = \frac{\ln 2}{T} = \frac{1}{\tau_0} |M_{if}|^2 f(E_0, Z), \quad (46)$$

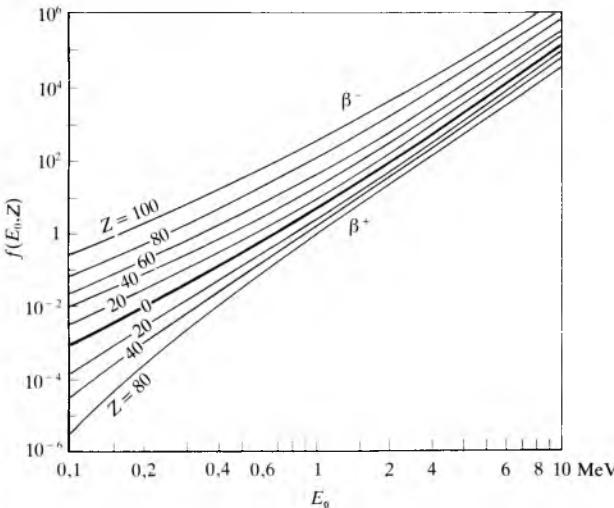
gdje je  $f(E_0, Z) = \int_0^{\eta_0} F(E, Z) (W_0 - W)^2 \eta^2 d\eta$  Fermijeva inte-

gralna funkcija (sl. 26), a  $\eta_0 = P_{\max}/(m_e c)$ . Običaj je da se za  $\beta$ -raspade navode tzv.  $ft$ -vrijednosti:

$$ft = f(E_0, Z) \cdot T = \frac{\tau_0 \ln 2}{|M_{if}|^2}. \quad (47)$$

Te su vrijednosti izravni pokazatelji kvadrata apsolutne vrijednosti nuklearnog matričnog elementa  $|M_{if}|^2$ .

Ako su valne funkcije početnog i konačnog stanja atomske jezgre jednake ili vrlo slične, tada su nuklearni matrični elementi najveći i iznose  $\sim 1$  (bezdimenzijske su veličine). To su tzv. superdupošteni prijelazi za koje su  $ft$ -vrijednosti  $10^3 \dots 10^4$  s. Obični dopušteni prijelazi imaju širok raspon  $ft$ -vrijednosti, od približno  $10^4$  do približno  $10^8$  s.



Sl. 26. Ovisnost Fermijeve integralne funkcije  $f(E_0, Z)$  o maksimalnoj kinetičkoj energiji  $\beta$ -čestica,  $E_0 = \sqrt{p_{\max}^2 c^2 + m^2 c^4 - m^2 c^2}$

Ako je zbog simetrije doprinos prvog člana u redu (45) jednak nuli, a drugi član,  $-i(\vec{p} + \vec{q}) \cdot \vec{r}/\hbar$ , daje doprinos, tada se kaže da je  $\beta$ -raspad jednostruko zabranjen. Fermi-Kurijev dijagram nije linearan, a, zbog smanjenja vrijednosti  $|M_{if}|^2$ ,  $ft$ -vrijednosti su oko 100 puta veće, između  $10^6$  i  $10^{12}$  s. Ako tek treći član reda (45) daje doprinos, prijelazi su dvostruko zabranjeni, a  $ft$ -vrijednosti su  $10^{10} \dots 10^{14}$  s, itd.

**Elektronski uhvat.** Atomi mase  $M(Z, A)$  mogu se raspadati elektronskim uhvatom u atome susjednog izobarnog nuklida mase  $M(Z-1, A)$  ako je  $M(Z, A) > M(Z-1, A)$ . Jezgra apsorbira elektron iz atomskog omotača, a atom napušta samo neutrino energije  $E_\nu = [M(Z, A) - M(Z-1, A)] c^2 - E_B$ , gdje je  $E_B$  energija vezanja uhvaćenog elektrona iz  $K, L, \dots$  ljuške. Prijelazna vjerojatnost (tzv. Fermijev zlatno pravilo) jednaka je

$$w = \frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{if}|^2 \frac{dn}{dE}. \quad (48)$$

Statistički faktor, ako je  $dE = cdq$ , jednak je

$$\frac{dn}{dE} = \frac{4\pi q^2 dq}{\hbar^3 dE} = \frac{4\pi q^2}{\hbar^3 c}. \quad (49)$$

Kvadrat apsolutne vrijednosti matričnog elementa prijelaza može se i u ovom slučaju razdijeliti na tzv. leptonski i nuklearni dio:

$$|H_{if}|^2 = g^2 |\psi_e(o)|^2 |\psi_\nu(o)|^2 |M_{if}|^2. \quad (50)$$

Valna funkcija neutrina u jezgri, kao i u  $\beta$ -raspadu, jednaka je  $e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}}$ , što je sadržano u  $|M_{if}|^2$ . Njena amplituda u  $\vec{r} = 0$  jest  $\psi_e(o) = 1$ . Valna funkcija elektrona u jezgri posve je različita od one u  $\beta$ -raspadu. Elektron postoji u početnom, a ne konačnom stanju, apsorbira ga jedan od protona u jezgri i on nestaje. Početna valna funkcija elektrona je valna funkcija elektrona u omotaču atoma. U jezgri, tj. za  $\vec{r} = 0$ , ona se za uhvat  $K$ -elektrona može (uz zanemarivanje utjecaja drugih elektrona i relativističkih efekata) napisati

$$\psi_e(o) \rightarrow \psi_K(o) = \left[ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{Z}{a_0} \right)^{3/2} e^{-\frac{Zr}{a_0}} \right]_{r=0}, \quad (51)$$

pa je za  $K$ -elektrone

$$|\psi_K(o)|^2 = \frac{1}{\pi} \left( \frac{Z}{a_0} \right)^3 = \frac{1}{\pi} \left( \frac{Z m_e e^2}{4\pi \epsilon_0 \hbar^2} \right)^3, \quad (52)$$

gdje je  $a_0 = \frac{4\pi \epsilon_0 \hbar^3}{m_e e^2} = 0,5292 \cdot 10^{-10}$  m tzv. Bohrov poljumer.

Energija izlaznog neutrina jednaka je energiji prijelaza umanjenoj za energiju vezanja uhvaćenog elektrona,  $E_\nu = E_0 - E_B$ , gdje je  $E_0 = [M(Z, A) - M(Z-1, A)] c^2 = W_0 m_e c^2$ . Ako se energije izraze pomoću  $m_e c^2 = 0,511$  MeV, tj. zamjeni li se  $q$  sa  $(W - \epsilon_B) \cdot m_e c$ , dobiva se jednostavan izraz za prijelaznu vjerojatnost  $K$ -uhvata

$$w_K = \frac{\ln 2}{T} = \frac{1}{\tau_0} |M_{if}|^2 [4\pi (Z\alpha)^3 (W_0 - \epsilon_B)^2], \quad (53)$$

gdje je  $\alpha = e^2/(4\pi \epsilon_0 \hbar c) = 1/137$  tzv. konstanta fine strukture. Izraz u uglastoj zagradi može se interpretirati kao  $f$ -vrijednost za  $K$ -elektronski uhvat, i na toj osnovi odrediti  $ft$ -vrijednost  $K$ -uhvata. Kao i kod  $\beta$ -raspada za dopuštene prijelaze te vrijednosti iznose  $10^3 \dots 10^8$  s.

Prijelazna vjerojatnost za elektronski uhvat razmjerna je  $|\psi_e(o)|^2$ , tj. gustoći elektronskog oblaka u jezgri. Za luke elemente ta gustoća ponešto ovisi o kemijskom spaju. Tako su utvrđene male promjene konstante raspada berilija  ${}^7\text{Be}$  (za metalni berilij  ${}^7\text{Be}$  je  $T = 53,3$  d); za berilij-oksid,  ${}^7\text{BeO}$ ,  $T$  je veće za 0,013%, a za berilij-fluorid,  ${}^7\text{BeF}$ , za 0,074%. To su vrlo male promjene, koje se ne nalaze (i ne očekuju) za druge raspade radionuklida. Stoga se može prihvati zaključak Becquerela i bračnog para Curie da se kemijskim i fizikalnim uvjetima (gotovo) ne može utjecati na radioaktivni raspad.

**Opći hamiltonijan slabe interakcije.** Dosadašnje je izlaganje vrlo pojednostavljen opis dinamike  $\beta$ -raspada. Zanimljivo je proučavati razvoj zamisli i spoznaja o novoj osnovnoj sili o kojoj se prije 1934. nije znalo, a od tada je kroz pedeset godina ona istražena u mnogim detaljima i postignuti su izvrsni rezultati. Taj je razvoj klasičan primjer gradnje mozaika znanja slaganjem doprinosa mnogih znanstvenika, suradnje i uzajamnog poticanja eksperimentalnih i teorijskih istraživanja i otkrivanja niza novih, neočekivanih pojava, što je dovelo do vrlo detaljne slike o procesima uzrokovanim slabim silama.

Pretvorbe nukleona u  $\beta$ -raspadima događaju se zračenjem čestica kojima su brzine blizu brzine svjetlosti. Stoga se dobra teorija tih procesa mora zasnivati na relativističkoj kvantnoj teoriji. Kako sve četiri čestice koje u pojedinom  $\beta$ -raspadu nastaju ili nestaju ( $p$ ,  $n$ ,  $e^-$  ili  $e^+$  i  $\nu_e$  ili  $\bar{\nu}_e$ ) imaju spin  $1/2$ , osnova opisa je Diracova valna jednadžba. U Diracovoj teoriji valne se funkcije čestica predstavljaju jednostupčanim četverorednim ( $\psi$ ) ili jednorednim četverostupčanim matričama ( $\psi$ ). Operator slabe interakcije  $\mathcal{O}_w$  je matrica sa četiri retka i četiri stupca. Relativistička (Lorentzova) invarijantnost dozvoljava pet vrsta interakcija, koje pri Lorentzovim transformacijama imaju svojstva skalara (S), vektora (V), tenzora (T), aksijalnog vektora (A) i pseudoskalara (P). Stoga operator  $\mathcal{O}_w$  ima pet oblika:  $\mathcal{O}_i$ ,  $i = 1 \dots 5$ , gdje ove vrijednosti indeksa  $i$  odgovaraju oznakama S, V, T, A ili P.

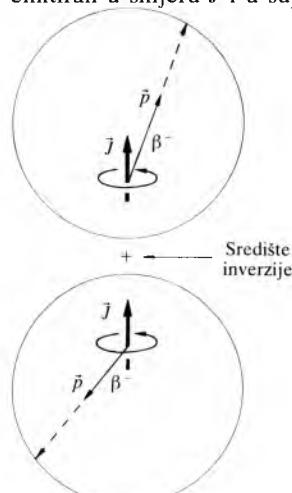
U tzv. dvokomponentnoj teoriji neutrina opći hamiltonijan slabe interakcije je zbroj doprinosa pet gornjih operatora u njihovu parnom obliku  $\mathcal{O}_i$  i neparnom  $\mathcal{O}'_i$ , svaki sa svojom, općenito, kompleksnom konstantom vezanja  $C_i$ , odnosno  $C'_i$ . To je 10 kompleksnih konstanti. U četverokomponentnoj teoriji javlja se 20 kompleksnih konstanti, dakle 40 veličina. Golem je eksperimentalni i teorijski rad uložen da se utvrde te konstante i odrede vrste slabih interakcija koje se nalaze u prirodi.

Skalarna i vektorska interakcija opisuju zračenje para elektron-antineutrino (odnosno pozitron-neutrino) sa suprotno usmjerenim spinovima (u tzv. singletnom stanju). Prijelazi te vrste nazivaju se Fermijevi prijelazi. Tenzorska i

aksijalnovektorska interakcija odgovaraju zračenju para s usporedno usmjerenim spinovima (u tzv. tripletnom stanju). Takvi  $\beta$ -raspadi nazivaju se Gamow-Tellerovim prijelazima ili GT-prijelazima. Na primjer između početne jezgre u stanju  $0^+$  i konačne jezgre također u stanju  $0^+$  ( $0^+ \rightarrow 0^+$ ) moguć je samo čisti dopušteni Fermijev prijelaz (također  $0^- \rightarrow 0^-$ ), a  $1^+ \rightarrow 0^+$  i  $1^- \rightarrow 0^-$  (dvije strelice znače bilo  $\rightarrow$  ili  $\leftarrow$ ) čisti su GT-prijelazi. Poznati su mnogi miješani Fermijevi i GT-prijelazi. Na primjer takav miješani  $\beta$ -raspad je raspad slobodnog neutrona,  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ , u kojem se početno stanje  $1/2^+$  neutrona raspada u konačno stanje  $1/2^+$  protona s vremenom poluraspada  $T = 10,5$  min.

**Neodržanje parnosti u slabim interakcijama.** T. D. Lee i C. N. Yang 1986. objavili su hipotezu da se u procesima koji uzrokuju slabe sile ne održava parnost, tj. krši se pravilo o simetriji sustava pri zamjeni  $\vec{r}$  u  $-\vec{r}$  (inverzija prostora). Njihove su analize pokazale da, iako su prethodna opsežna istraživanja utvrdila mnoge činjenice o  $\beta$ -raspadima, veličine koje mijenjaju predznak pri inverziji prostora nisu bile mjerene. Takve veličine su tzv. pseudoskalari, skalari koji mijenjaju predznak pri prostornoj inverziji. Općenito su to skalarni umnošci vektora i pseudovektora. Primjeri vektora su položajni vektor ( $\vec{r}$ ), brzina ( $\vec{v}$ ), impuls ( $\vec{p}$ ) itd., koji mijenjaju predznak pri inverziji prostora. Primjeri aksijalnih vektora su impulsni moment,  $\vec{J} = \vec{r} \times \vec{p}$  (pri prostornoj inverziji  $\vec{r}$  i  $\vec{p}$  mijenjaju predznak), vektor kutne brzine  $\vec{\omega}$  i drugi. Važni su skalarni umnošci impulsne i impulsne momente (spina), veličine tipa  $(\vec{J} \cdot \vec{p})$  ili  $(\vec{\sigma} \cdot \vec{p})$ .

Eksperimentalnu potvrdu neodržanja parnosti u  $\beta$ -raspadu dala je C. S. Wu sa suradnicima 1957. U tom eksperimentu utvrđeno je da ne postoji simetrija u broju  $\beta$ -čestica koje zrače kobaltove jezgre  $^{60}\text{Co}$  u smjeru spina jezgre i u suprotnom smjeru. U mjerjenjima intenzivnosti  $\beta^-$ -čestica koje zrače polarizirane jezgre  $^{60}\text{Co}$  (predstavljene debelim strelicama na sl. 27) Wu i suradnici su otkrili da je broj čestica emitiranih u smjeru impulsnog momenta  $\vec{J}$  manji nego u suprotnom smjeru (vanjska kružnica predočuje intenzivnost). Ta činjenica je oborila postulat o simetriji s obzirom na prostorno inverziju. Gornji dio slike dobiva se prostornom inverzijom (zamjenom  $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ ). Tom inverzijom impulsni moment  $\vec{J}'$  (određen smjerom rotacije) ne mijenja smjer, a mijenja se smjer gibanja (impuls  $\beta^-$ -čestice). Ako bi vrijedila simetrija pri prostornoj inverziji, gornja slika bila bi jednaka donjoj. To bi bilo moguće samo ako bi broj  $\beta^-$ -čestica emitiran u smjeru  $\vec{J}$  i u suprotnom smjeru bio jednak.

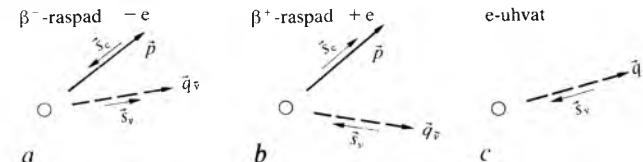


Sl. 27. Dijagram prostorne raspodjele intenzivnosti  $\beta^-$ -zračenja iz polariziranih jezgri  $^{60}\text{Co}$  (donja slika). Ta je raspodjela nesimetrična s obzirom na smjer impulsnog momenta  $\vec{J}$  (intenzivnost je najmanja u smjeru  $\vec{J}$  a najveća u suprotnom). Pri prostornoj inverziji dobiva se gornja slika. Budući da gornja slika nije identična donjoj, zaključuje se da parnost nije održana

Tako se za slabe (ali ne i za jake, elektromagnetske i gravitacijske) interakcije odstupilo od postulata o simetriji svih sustava sa središnjom simetrijom, koji je bio jedna od osnovnih postavki kvantne mehanike kroz prošlih tridesetak godina.

Ubrzo su slijedile druge potvrde neodržanja parnosti. Nađeno je da su  $\beta^-$ -čestice longitudinalno polarizirane protivno smjeru impulsa (imaju negativan helicitet), a isto tako i neutrini, dok su  $\beta^+$ -čestice i antineutrini longitudinalno

polarizirani u smjeru svojih impulsa. Spin elektrona ( $\vec{s}_e$ ) emitiranih u  $\beta^-$ -raspadu orijentiran je suprotno njihovu impulu (sl. 28a). To vrijedi također za neutrne koji se emitiraju u  $\beta^+$ -raspadu, odnosno u elektronskom uhvatu (sl. 28b i c). Spin pozitrona emitiranih u  $\beta^+$ -raspadu orijentiran je u smjeru njihova impulsa, a to vrijedi i za antineutrini emitirane u  $\beta^-$ -raspadu. Ti su rezultati pokazali da također nema simetrije pri zamjeni čestica u antičestice (konjugacija naboja).



Sl. 28. Shema odnosa smjerova spina  $s$  i impulsa elektrona  $p$  i neutrina  $q$ : a) pri  $\beta^-$ -raspadu, b) pri  $\beta^+$ -raspadu i c) pri elektronskom uhvatu

Istraživanje treće osnovne simetrije, vremenske inverzije, (promjena pri zamjeni  $t \rightarrow u - t$ ), pokazalo je da ta simetrija vrijedi u  $\beta$ -raspadima.

Rezultati tih vrlo opsežnih istraživanja mogu se sažeti ovako. Od pet mogućih vrsta slabih interakcija nađene su samo dvije, vektorska (V) i aksijalnovektorska (A), dakle konstante vezanja ostalih triju vrsta jednake su nuli:  $C_S = C'_S = C_T = C'_T = C_P = C'_P = 0$ . Za konstante vektorskog i aksijalnovektorskog vezanja nađeno je da su realne i da je  $C'_V = C_V$  i  $C'_A = C_A$  te  $C_A = -(1,18 \pm 0,02) \cdot C_V$ .

Hamiltonian  $\beta$ -raspada može se napisati u obliku

$$H_\beta = \frac{1}{\sqrt{2}} g_F \left[ \psi_p \gamma_\mu \left( 1 - \frac{C_A}{C_V} \gamma_5 \right) \psi_v \right] \cdot [ \psi_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_v ], \quad (54)$$

gdje su  $\gamma_\mu$  ( $\mu = 1, 2, 3, 4$ ) Diracove  $4 \times 4$  matrice, a  $\gamma_5 = \gamma_1 \cdot \gamma_2 \cdot \gamma_3 \cdot \gamma_4$ .

Precizna mjerjenja energija prijelaza i poluraspada utvrdila su i Fermijevu konstantu slabe interakcije  $g_F = (1,4061 \pm 0,0034) \cdot 10^{-62} \text{ J m}^3$ .

Teorija elektromagnetskih i teorija slabih interakcija ujedinjene su prije desetak godina u tzv. teoriju elektroslabih interakcija (Weinberg-Salamov model, v. Subatomske čestice). U toj su teoriji bile predviđene čestice  $W^\pm$  i  $Z^0$ , mase između 80 i 90 protonskih masa (tzv. vektorski bozoni), koje prenose slabu silu. Nedavna istraživanja u Evropskom središtu za nuklearna istraživanja (CERN) u Ženevi koja je vodio C. Rubbia utvrdila su postojanje tih čestica i potvrdila postavke teorije elektroslabih interakcija.

### $\gamma$ -RASPAD I DRUGI ELEKTROMAGNETSKI PRIJELAZI

U elektromagnetskim prijelazima atomske jezgre broj protiona  $Z$  i broj neutrona  $N$  ostaje nepromijenjen. Atomska jezgra prijede iz jednog u drugo kvantno stanje, a višak energije odašilje se kao kvant elektromagnetskog zračenja, foton ( $\gamma$ -raspad), ili se preda elektronu iz atomskog omotača (unutrašnja konverzija), ili paru elektron–pozitron (unutrašnja tvorba parova).

Sve atomske jezgre, s izuzetkom nekoliko najlakših, imaju mnogo uzbudjenih kvantnih stanja koja se mogu raspadati jedino elektromagnetskom interakcijom. Ta se uzbudjena stanja dobivaju  $\alpha$ -raspadima i  $\beta$ -raspadima, u nuklearnim reakcijama i drugima procesima. Ako je početno stanje neko više uzbudjeno stanje, prijelaz na osnovno stanje može biti preko više međustanja, pa se dobiva kaskadni niz zračenja. Takvi se raspadi obično prikazuju u shemama raspada (sl. 14, 15, 24, 29). Linijski spektri  $\gamma$ -zračenja i konverzijskih elektrona karakteristični su za pojedini nuklid, kao što su optički i rendgenski spektri karakteristični za pojedini elementi.

U elektromagnetskim interakcijama održava se parnost, a zakon održanja impulsnog momenta općenito vrijedi. Ako početno stanje ima parnost  $\pi_i$  (dvije su vrijednosti:  $+i-$ ) i impulsni moment  $J_i$ , a konačno stanje  $\pi_f$ , odnosno  $J_f$ , tada

promjenu impulsnog momenta

$$\vec{L} = J_i - J_f \quad (55a)$$

i promjeni parnosti

$$\pi = \pi_i \cdot \pi_f \quad (55b)$$

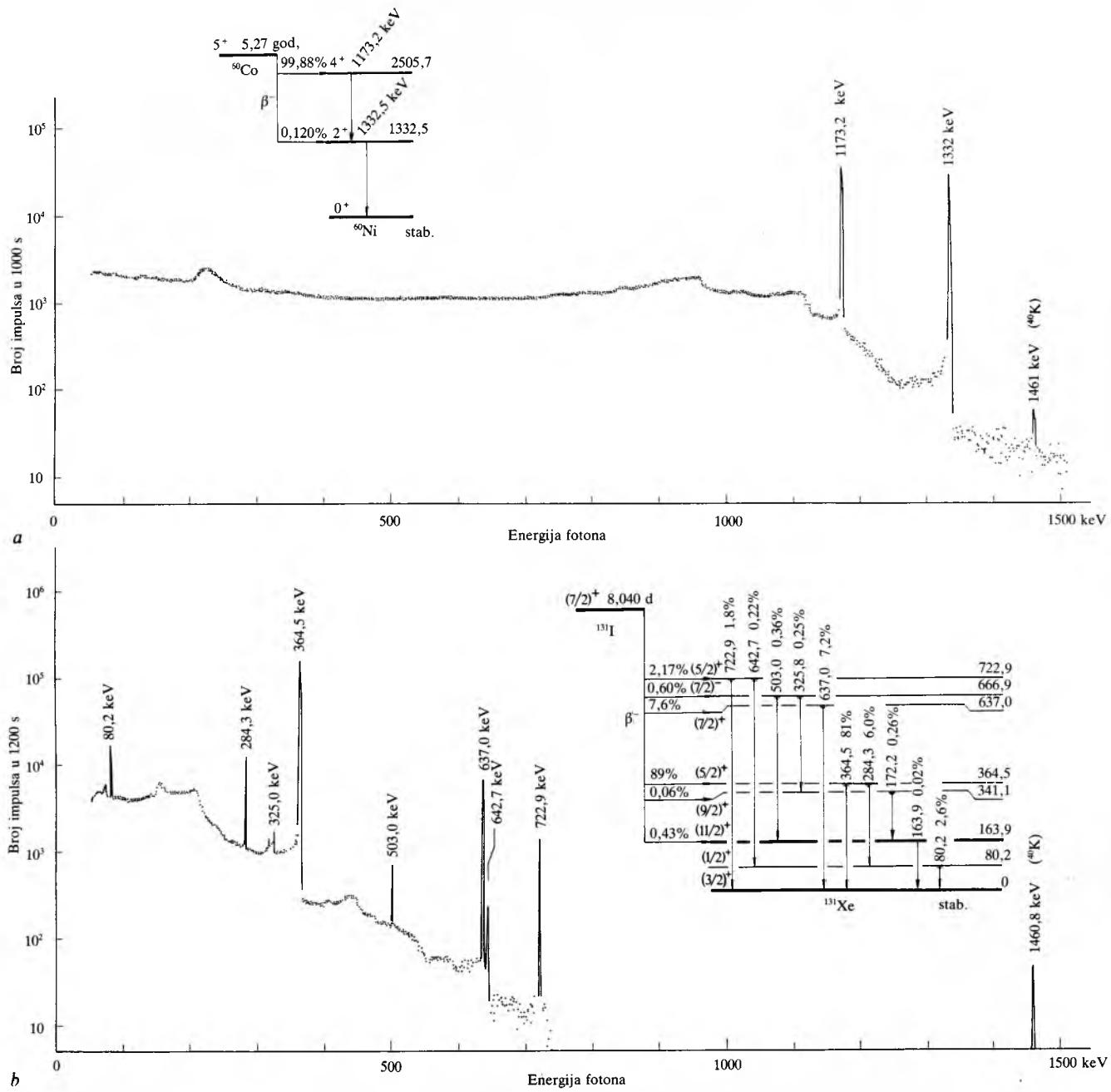
preuzima foton, konverzijски elektron, odnosno par elektron-pozitron. Mogуе vrijednosti apsolutnog iznosa impulsnog momenta koje zraчење odnosi iz atoma ogrаничene su:

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f. \quad (56)$$

Zračenje fotona sa  $L = 0$  nije moguće jer fotoni imaju samo transverzalne komponente električnog i magnetskog polja s obzirom na smjer širenja. Stoga je striktno zabranjena emisija fotona između sferno simetričnih stanja  $J_i = 0$  i  $J_f = 0$ . Naime, ako je početna i konačna raspodjela električnog naboja sferno simetrična, ne može nastati transverzalno polje. Međutim, prijelazi  $0 \rightarrow 0$  između stanja iste parnosti mogući su procesom unutrašnje konverzije i unutrašnjom tvorbom parova. Tome je razlog što sferno simetrična radikalna

oscilacija može prenijeti energiju elektronu iz omotača atoma ako je vjerojatnost da se elektron nađe u jezgri konačna. Još nije nađen nijedan prijelaz  $0^+ \rightarrow 0^-$ , a stanje s višom energijom moglo bi se raspasti dvojnim raspadom (dva fotona ili sl.).

Za  $\gamma$ -raspad impulsni moment  $L$  zračenja je izravno vezan s tzv. multipolnošću zračenja. Na primjer dipolno zračenje antene za radio-valove odgovara  $L = 1$ . Dva suprotno orijentirana oscilirajuća dipola (ukupno četiri pola) proizvode kvadrupolno zračenje, koje odgovara  $L = 2$ . Općenito, zračenje koje po fotonu sadrži impulsni moment  $L$  odgovara multipolu  $2^L$ . Pri prostornoj inverziji za svako  $L$  može polje biti simetrično ili antisimetrično ( $\pi = +$  ili  $\pi = -$ ). Usporedljivom s klasičnom teorijom zračenja elektromagnetskih valova uvedeni su nazivi i u nuklearnu fiziku. Tako se zračenje impulsnog momenta  $L$  (po fotonu), ako je parnost  $\pi = (-)^L$ , naziva električnim multipolom  $2^L$  (oznaka je EL), a ako je  $\pi = (-)^{L+1}$  magnetskim multipolom  $2^L$  (oznaka je ML). Oznake i nazivi multipola (tabl. 1) prenose se i na elektronsku konverziju i unutrašnju tvorbu parova.



Sl. 29. Spektri  $\gamma$ -zračenja: *a* iz kobaltova nuklida  $^{60}\text{Co}$ , *b* iz jodova nuklida  $^{131}\text{I}$  izmjereni germanijskim detektorom. U spektru se opaža i linija kalijeva nuklida  $^{40}\text{K}$ , kojemu zračenje dospijeva iz okoliša zbog velike rasprostranjenosti kalija. Prikazane su i sheme raspada tih nuklida

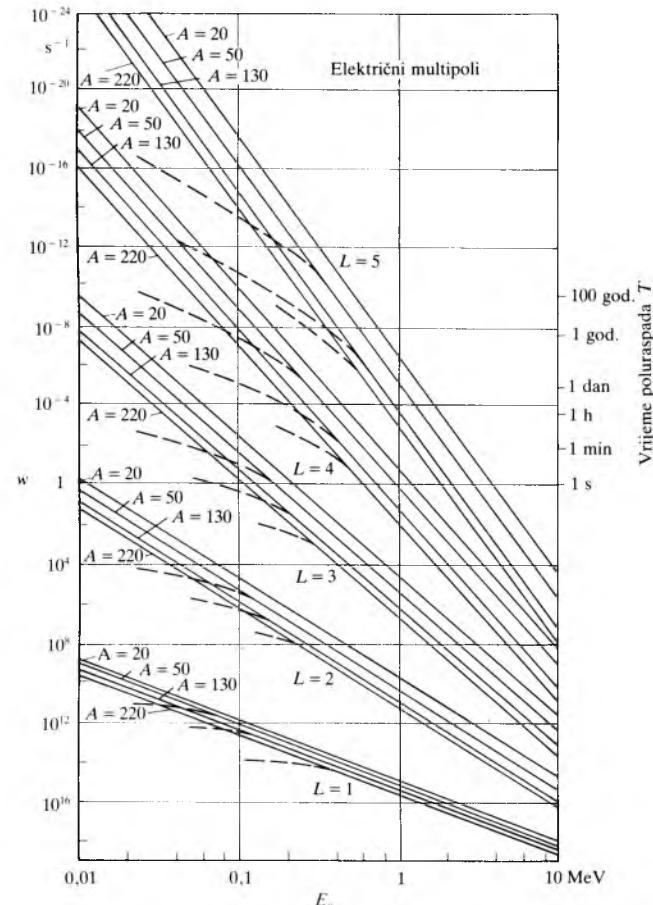
Tablica 1  
OZNAKA MULTIPOLA ZA ELEKTROMAGNETSKE PRIJELAZE

Promjena parnosti početnog i konačnog stanja $\pi = \pi_i \cdot \pi_f$	Promjena impulsnog momenta početnog i konačnog stanja $L =  \vec{J}_i - \vec{J}_f $						
	0	1	2	3	4	5	
-	E0*	E1	M1	M2	E3	M4	E5
+		M1	E2	M3	E4	M5	

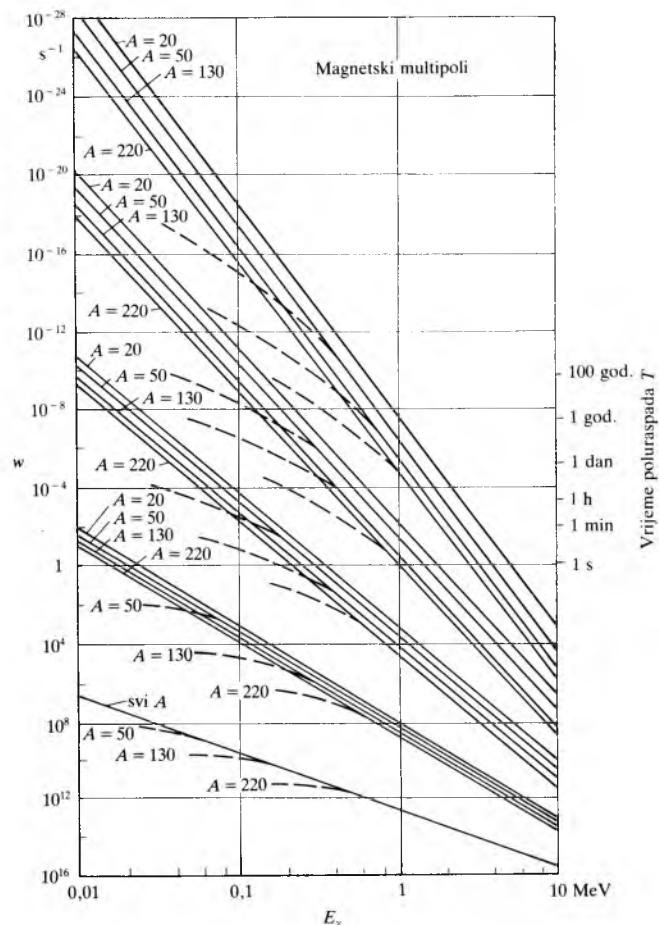
\* Jednofotonska emisija je striktno zabranjena

$\gamma$ -raspad. Poznate su mnoge metode za opažanje  $\gamma$ -zračenja što ga daje neki radioaktivni izvor. Vrlo točno mjerjenje spektra može se načiniti pomoću germanijskog detektora. Kako je  $\gamma$ -zračenje redovno vrlo prodorno, nema posebnih teškoća u pripremanju izvora (v. Nuklearno zračenje, TE 9, str. 542). Spektri  $\gamma$ -zračenja kobaltova  $^{60}\text{Co}$  i jodova nuklida  $^{131}\text{I}$ , izmjereni pomoću germanijskog detektora, prikazani su na sl. 29. Na osnovi takvih izravnih mjerjenja i nizom složenijih metoda (istodobna mjerjenja s dva ili više detektorâ, mjerena kutnih ovisnosti i druge) istraženi su spektri  $\gamma$ -zračenja, a na toj osnovi i sheme raspada gotovo svih poznatih nuklida. Detaljni podaci mogu se naći u više knjiga, a najpoznatiji je priručnik Lederer-Shirley: Table of Isotopes.

Elektromagnetsko zračenje iz nekog sustava u kojemu titraju električni naboji veoma ovisi o odnosu dimenzija tog sustava i valne duljine zračenja. Ako je sustav manji od valne duljine te ako su to čisti multipolni prijelazi, ta je ovisnost približno dana sa  $(R/\lambda)^{2L+1}$ , gdje je  $\lambda = \lambda/(2\pi)$  tzv. reducirana valna duljina. Za većinu  $\gamma$ -prijelaza je omjer polumjera jezgre i reducirane valne duljine zračenja manji od 0,1. Viši multipoli slabije zrače energiju, pa su njihove prijelazne vjerojatnosti manje nego za niže multipole. Prijelazna vjerojatnost za magnetski multipol ML manja je oko 100 puta od



Sl. 30. Prijelazne vjerojatnosti u jednočestičnom modelu za električne multipolne (EL) prijelaze. Crtkane linije označuju povećane prijelazne vjerojatnosti zbog unutrašnje konverzije



Sl. 31. Prijelazne vjerojatnosti u jednočestičnom modelu za magnetske multipolne (ML) prijelaze. Crtkane linije označuju povećane prijelazne vjerojatnosti zbog unutrašnje konverzije

prijelazne vjerojatnosti za električni multipol EL. Ako je u  $\gamma$ -raspadu između dvaju stanja moguće više multipola, opaža se samo najniži ili dva najniža. Npr. u raspodu kobaltova nuklida  $^{60}\text{Co}$  (sl. 29a) između drugog ( $J'' = 4^+$ ) i prvog ( $J'' = 2^+$ ) uzbudjenog stanja moguće vrijednosti za  $L$  jesu 2, 3, 4, 5 i 6, a  $\pi_i \cdot \pi_f = +$ . Dakle, mogući su multipolni prijelazi E2, M3, E4, M5 i E6, ali se opaža samo E2. Ako je najniži multipol magnetski, zbog manje prijelazne vjerojatnosti magnetskih multipola s obzirom na električne, česte su smjese multipola (najčešće M1 + E2).

Teorija  $\gamma$ -raspada polazi od klasičnog hamiltonijana za interakciju sustava nabijenih čestica i elektromagnetskog polja. Taj je hamiltonijan

$$H_\gamma = - \int \vec{j} \cdot \vec{A} dV, \quad (57)$$

gdje je  $\vec{j}$  gustoća električne struje u sustavu čestica, a  $\vec{A}$  vektorski potencijal polja (gustoća naboja i skalarni potencijal posredno su uključeni). Matrični je element prijelaza

$$M_{if} = \int \Psi_i^* H_\gamma \Psi_f dV. \quad (58)$$

Budući da se impulsni moment jezgre mijenja od jedne određene ( $\vec{J}_i$ ) u drugu određenu vrijednost ( $\vec{J}_f$ ), polje zračenja opisuje ograničen broj multipolnih polja. Stoga se vektorski potencijal  $\vec{A}$  prikazuje redom po multipolima. Kako se radi o vektorskem polju, taj je red prilično zamršen. Prijelazna se vjerojatnost računa prema Fermijevu zlatnom pravilu, slično (48),

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{if}|^2 \frac{dn}{dE}, \quad (59)$$

gdje je (kao i za neutrine)  $dn/dE = 2 \cdot 4\pi p^2 / (h^3 c)$ , jer za fotone vrijedi  $E_\gamma = cp = c\hbar k$ . Faktor 2 dolazi zbog dviju mogućih polarizacija fotona. Prijelazna se vjerojatnost može izraziti ovako

$$w(\text{EL ili ML}, k) = \frac{8\pi}{L} \cdot \frac{L+1}{[1 \cdot 3 \cdots (2L+1)]^2} \cdot \frac{k^{2L+1}}{\hbar} \cdot B(\text{EL ili ML}; J_i \rightarrow J_f), \quad (60)$$

gdje je funkcija  $B$  tzv. reducirana prijelazna vjerojatnost za multipol EL ili ML. Opći izraz za reduciranu prijelaznu vjerojatnost prilično je zamršen, međutim za jednostavne modele atomske jezgre dobivaju se neveliki izrazi. Za jednočestični model, u kojemu se jezgra zamišlja kao sredica (koja ne sudjeluje u zračenju) i jedan nukleon, dobiva se za prijelaze tog nukleona

$$B(\text{EL}; J_i \rightarrow J_f) = \frac{e^2}{16\pi^2 \epsilon_0} \left( \frac{3R^L}{L+3} \right)^2 \quad (61a)$$

i

$$B(\text{ML}; J_i \rightarrow J_f) = 10 \left( \frac{\hbar}{M_p c R} \right)^2 \cdot B(\text{EL}; J_i \rightarrow J_f), \quad (61b)$$

gdje je  $R$  polumjer jezgre, a  $M_p$  masa protiona. Ti se rezultati zovu Weisskopfove vrijednosti. Pomoću njih se često izražavaju rezultati mjerjenja ili drugih teorija. Sl. 30 i 31 prikazuju prijelazne vjerojatnosti (i neke vrijednosti za vremena poluraspada) prema formulama (61a) i (61b).

Za prijelaze E2 među stanjima  $J_i = J + 2$  i  $J_f = J$ , koji se javljaju u mnogim jezgrama, kolektivni model daje reduciranu prijelaznu vjerojatnost

$$B(\text{E2}; J+2 \rightarrow J) = \frac{15e^2}{128\pi^2 \epsilon_0} Q_0 \frac{(J+1)(J+2)}{(2J+3)(2J+5)}, \quad (61c)$$

gdje je  $Q_0$  statički kvadrupolni moment osnovnog stanja jezgre. Vrijednosti  $B(\text{E2})$  prema kolektivnom modelu mogu biti i tisuću puta veće od vrijednosti  $B(\text{E2})$  prema jednočestičnom modelu, i u dobrom su skladu s eksperimentalnim rezultatima.

**Izomerna stanja.** Gornji teorijski rezultati objašnjavaju pojavu koja se naziva izomerizam atomskih jezgri. Mnoge jezgre uz osnovno stanje koje se ne može raspadati elektromagnetskim prijelazom (može biti stabilno ili se raspadati  $\alpha$ -zračenjem ili  $\beta$ -zračenjem) imaju i relativno dugotrajna uzbudena, tzv. izomerna stanja. Razlog je uvijek u tome što se svako izomerno stanje može raspadati samo uz veliku promjenu impulsnog momenta ( $L$  je 3, 4 ili 5), a takvi su prijelazi veoma usporeni (imaju malu prijelaznu vjerojatnost).

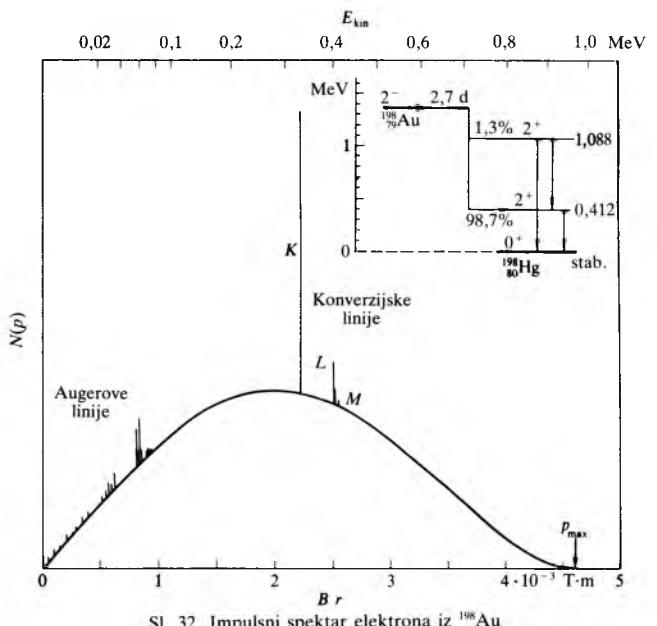
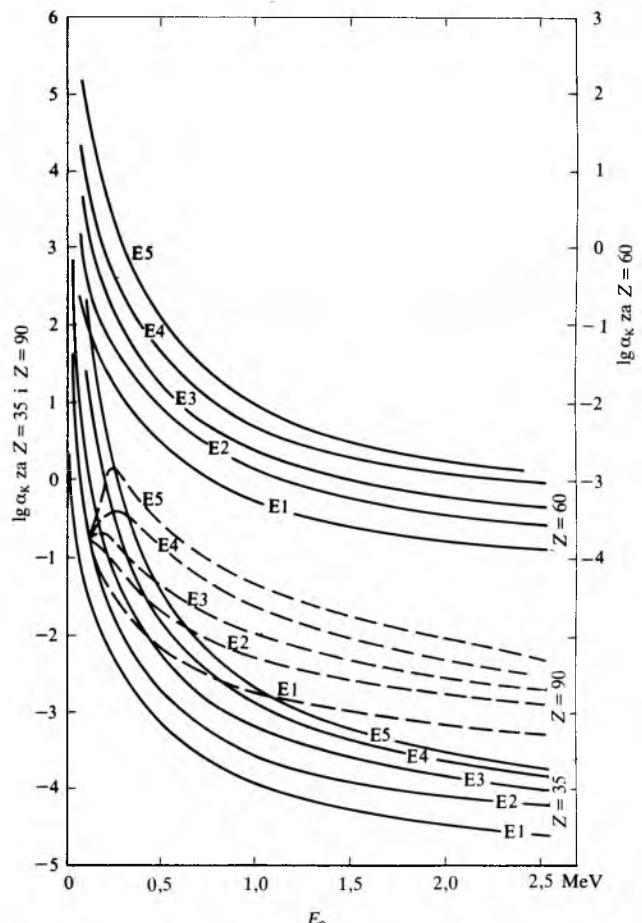
**Unutrašnja konverzija.** Atomska jezgra u uzbudjenom stanju može prijeći u niže kvantno stanje izravnim prenošenjem energije elektronu iz  $K$ ,  $L$ , ... ljsuke u istom atomu unutrašnjom (elektronskom) konverzijom. Vjerojatnost dvo-stepenog procesa, tj. zračenja fotona i fotoelektričnog efekta u istom atomu je zanemarivo malena. Izravnu interakciju elektrona i uzbudene jezgre potvrđuju mjerjenja unutrašnje konverzije u prijelazima  $0^+ \rightarrow 0^+$ , za koje je zračenje fotona striktno zabranjeno. Poznate su četiri jezgre koje u osnovnom i prvom uzbudjenom stanju imaju  $J^\pi = 0^+$ :  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{72}\text{Ge}$  i  $^{90}\text{Zr}$ , s energijskim razlikama 6,05 MeV, 3,35 MeV, 0,69 MeV, odnosno 1,76 MeV, no unutrašnja konverzija se opaža i za druge prijelaze  $0^+ \rightarrow 0^+$  kada su mogući prijelazi preko međustanja drugih impulsnih momenata i parnosti.

Energija konverzijskih elektrona jednaka je energiji prijelaza, koja je jednaka energiji fotona ako se zrači, umanjenoj za energiju vezanja elektrona u ljsuci, odnosno podljusci:

$$E_e = E - E_B(e) \quad e = K, L_1, L_2, L_3, M_1, \dots \quad (62)$$

U teškim atomima razlike energija vezanja dovoljno su velike da se u konverzijskim spektrima mogu izmjeriti intenziteti mnogih linija.

Impulsni spektar elektrona iz nuklida zlata  $^{198}\text{Au}$  prikazan je na sl. 32. Kontinuiran spektar do  $p_{\max} = 4,6 \cdot 10^{-3} \text{ T-m}$  je od  $\beta^-$ -raspada zlata u prvo uzbudeno stanje živina nuklida  $^{198}\text{Hg}$  na 0,412 MeV. Konverzijske linije  $K$ ,  $L$  i  $M$  u raspodu stanja na 0,412 MeV u  $^{198}\text{Hg}$  pridodane su spektru. Izbacivanje elektrona iz  $K$ ,  $L$ ,  $M$ , ... ljsuke daje šupljine koje se

Sl. 32. Impulsni spektar elektrona iz  $^{198}\text{Au}$ Sl. 33. Ovisnost  $K$ -konverzijskih koeficijenata za električne multipolne prijelaze o energiji prijelaza  $E_0$  za  $Z = 35, 60$  i  $90$ 

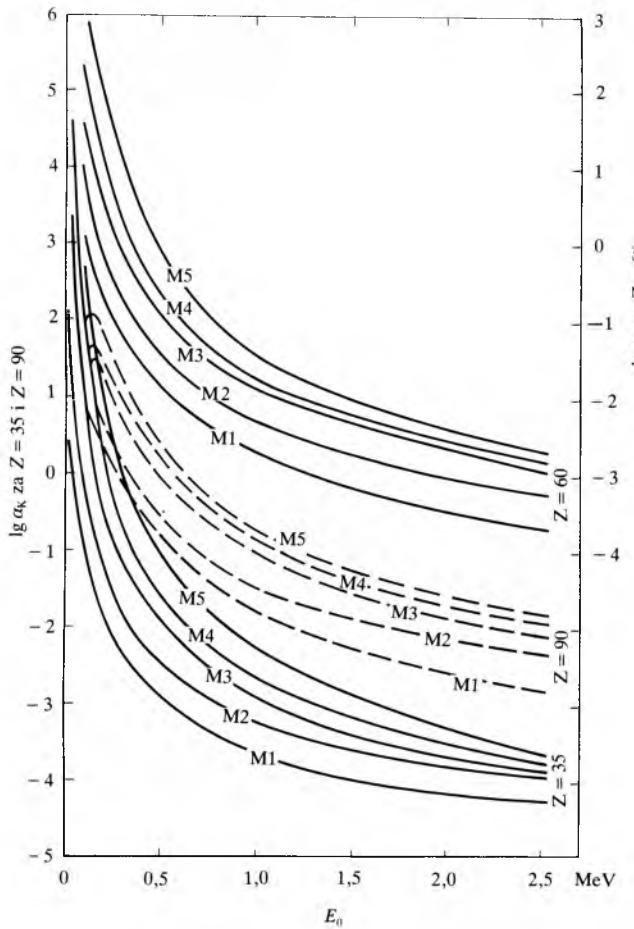
popunjavaju atomskim prijelazima, rendgenskim zračenjem ili Augerovim prijelazima. Augerovi prijelazi također daju elektrone određenih energija.

Koeficijent unutrašnje konverzije je omjer prijelaznih vjerojatnosti za unutrašnju konverziju i za emisiju fotona. Za prijelaze  $0^+ \rightarrow 0^+$  taj je koeficijent beskonačan, a inače može imati vrijednosti između 0 i  $\infty$ . Kako je ukupna vjerojatnost za izbacivanje elektrona jednaka zbroju vjerojatnosti po svim

ljuskama, odnosno podljuskama u atomskom omotaču, ukupni koeficijent unutrašnje konverzije jednak je zbroju koeficijenata unutrašnje konverzije

$$\alpha = \frac{w_e}{w_\gamma} = \frac{w_K + w_{L_1} + w_{L_2} + w_{L_3} + w_{M_1} + \dots}{w_\gamma} = \alpha_K + \alpha_{L_1} + \alpha_{L_2} + \alpha_{L_3} + \alpha_{M_1} + \dots \quad (63)$$

Koeficijenti unutrašnje konverzije imaju izraženu ovisnost o atomskom broju nuklida  $Z$ , o energiji prijelaza  $E_0$ , o ljsuci, odnosno podljusci iz koje se izbacuje elektron, te o tipu i multipolnosti prijelaza (EL, odnosno ML). Teorijske vrijednosti tih koeficijenata vrlo su pouzdane (sl. 33 i 34), te se često na osnovi usporedbe izmjerena i teorijskih rezultata utvrđuje i multipolnost prijelaza, pa i pomješanost multipoła.



Sl. 34. Ovisnost  $K$ -konverzijskih koeficijenata za magnetske multipolne prijelaze o energiji prijelaza  $E_0$  za  $Z = 35, 60$  i  $90$

**Unutrašnja tvorba parova.** Ako energija prijelaza premaže  $2m_ec^2 = 1,022$  MeV, uz zračenje fotona i unutrašnje konverzije moguć je također proces unutrašnje tvorbe parova. Iz atoma izlaze pozitron i elektron energije  $E_+$ , odnosno  $E_-$ , kojima je zbroj energija jednak energiji prijelaza umanjenoj za  $2m_ec^2$ :

$$E_+ + E_- = E_0 - 2m_ec^2. \quad (64)$$

Prijelazne vjerojatnosti za unutrašnju tvorbu parova redovno su vrlo male, npr. u raspodu  $0^+$  stanja na  $6,05$  MeV u  $^{16}\text{O}$  samo  $0,012\%$ , s obzirom na elektronsku konverziju (nema  $\gamma$ -zračenja).

LIT.: R. D. Evans, The Atomic Nucleus. McGraw-Hill, New York 1955. – W. E. Burcham, Nuclear Physics. Longmans Green and Co. Ltd., London 1965. – P. Marmier, E. Sheldon, Physics of Nuclei and Particles, Vol. I. Academic Press, New York 1969. – C. M. Lederer, V. S. Shirley, Table of Isotopes. John Wiley & Sons, New York 1978.

**RADIOKEMIJA I RADIONUKLIDI**, radiohemija je dio kemije koji se bavi radioaktivnim tvarima i njihovom primjenom u rješavanju hemijskih problema, a radionuklidi su vrsta atoma karakteriziranih brojem protona i neutrona te energetskim sadržajem svoje jezgre, koji se odlikuju radioaktivnošću.

Opća radiohemija proučava svojstva radioaktivnih elemenata, radionuklida i spojeva obilježenih radionuklidima, te hemijske procese koji prate nuklearne pretvorbe. Primjenjena radiohemija bavi se dobivanjem i separacijom radionuklida, sintezom radioaktivno obilježenih spojeva te metodama njihove primjene.

Glavna obilježja po kojima se radiohemija razlikuje od ostalih hemijskih disciplina jesu prisutnost radioaktivnosti kao bitnog svojstva tvari s kojom se radi i specifične metode rada koje se često nazivaju radiohemijskim. Naziv radiohemija predložio je 1910. godine A. G. W. Cameron, a 1911. F. Soddy za područje koje se bavilo proučavanjem svojstava radioaktivnih elemenata i produkata njihova raspada, što je bilo u skladu s dotadašnjim spoznajama. Nesumnjivo je da je razvoj radiohemije i drugih nuklearnih znanosti, posebno nuklearne fizike, tekao paralelno i da je njihov međusobni utjecaj bio znatan. Otuda vjerojatno i potječe neslaganje mnogih današnjih istraživača o nazivu i području interesa radiohemije. Često upotrebljavani termin *nuklearna kemija* prema nekima obuhvaća i radiohemiju, pa čak i radijacijsku kemiju. Ipak, češće se nuklearna kemija definira mnogo uže i ograničuje se na primjenu hemijskih metoda u nuklearnoj fizici, tj. u proučavanju strukture stabilnih i nestabilnih atomske jezgri i mehanizama nuklearnih reakcija, dok *radijacijska kemija* istražuje fizikalno-kemijske promjene koje nastaju kao posljedica apsorpcije ionizirajućeg zračenja u tvarima (v. *Radijacijska kemija*).

Osnove radiohemije postavili su 1898. godine Marie Curie-Sklodowska i Pierre Curie, koji su otkrili i izolirali, te proučili svojstva prirodnih radioaktivnih elemenata polonija i radija. Zahvaljujući radu mnogih istraživača otkrivena je i proučena u idućih 15 godina većina prirodnih radioaktivnih elemenata, ustanovljeno je njihovo mjesto u periodnom sustavu elemenata i u prirodnim radioaktivnim nizovima (v. *Radioaktivnost*). Ta su istraživanja dovela i do koncepcije izotopnosti koju je postavio F. Soddy 1913. godine. Do napretka radiohemije došlo je istraživanjem (F. Paneth, K. Fajans, O. Hahn i dr.) fizikalno-kemijskog ponašanja, koprecipitacije i adsorpcije radioaktivnih tvari prisutnih u otopinama u vrlo niskim koncentracijama. G. Hevesy i F. Paneth postavili su princip za primjenu radioaktivnih obilježivača ili indikatora. Među najvažnijima dostignućima radiohemije ubrajaju se otkriće umjetne radioaktivnosti (I. i F. Joliot-Curie, 1934) i fizijske urana (O. Hahn i F. Strassmann, 1938), jer je upravo identifikacija nekih fizijskih produkata radiohemijskim metodama omogućila ispravno tumačenje fizijske urana. L. Szilard i T. A. Chalmers započeli su 1934. proučavanje kemijskih procesa koji prate nuklearne reakcije, čime su postavili temelje kemije tzv. vruchičkih atoma koja se zatnije razvili tek nakon rata. Prvi transuranski element, neptunij, identificirali su 1940. godine E. M. McMillan i P. Abelson proučavajući fizijske produkte. Iste je godine otkriven i plutonij, a kasnije i drugi transuranski elementi (v. *Aktinijum i aktinidi*, TE 1, str. 46), pri čemu su glavne zasluge imali predvodnici istraživačkih ekipa: G. T. Seaborg te u novije doba A. Ghiorso i G. N. Flervog.

U toku drugoga svjetskog rata istraživanja u SAD bila su usmjerenja na proizvodnju nuklearnog oružja. Prvi nuklearni fizijski reaktor pušten je u pogon 1942., prije svega radi proizvodnje fizijskog plutonija ( $^{239}\text{Pu}$ ). U radu na njegovoj kemijskoj izolaciji razrađene su metode radiohemijskog odvajanja produkata fisijske, pri čemu je otkriveno više radioizotopa različitih elemenata.

Ubroj nakon zastrašujuće upotrebe nuklearnog oružja 1945. godine većina se istraživača usmjerava osnovnim istraživanjima i mirnodopskoj primjeni nuklearne energije. Tako je W. Libby 1946. ustanovio prisutnost radioaktivnog ugljika ( $^{14}\text{C}$ ) i tritija atmosferi, što ga je navelo da razradi metodu za određivanje starosti organskog materijala. Početkom pedesetih godina M. Calvin i suradnici uverljivo su demonstrirali mogućnost upotrebe radioaktivnih obilježivača, objasnivši time složene procese fotosinteze u biljkama.

Gradnjom brojnih nuklearnih reaktora i akceleratora nakon drugoga svjetskog rata započinje industrijska proizvodnja radionuklida i njima obilježenih spojeva. Time oni postaju lako dostupni širem krugu istraživača koji se upućuju u radiohemijske postupke. Usavršavaju se metode rada s radioaktivnim obilježivačima i započinje njihova primjena u rješavanju najrazličitijih znanstvenih i praktičnih problema, ne samo u kemiji već i u biologiji, medicini, poljoprivredi, geologiji, kozmologiji i u različitim granama industrije i tehnologije. Istodobno se spoznaju brojne mogućnosti primjene radionuklida kao izvora zračenja (u medicini, analizi materijala, kontroli tehnoloških procesa) i energije (radionu-