

O sestavi atomskih jeder različnih atomov sklepamo s pomočjo eksperimentalnih podatkov o masi, naboju in velikosti jeder. Pomembna sta tudi spin in magnetni moment različnih jeder.

Vemo (str. 181), da v atomskem jedru prevladuje pozitiven električni naboj. Atomsko jedro vsebuje ves pozitiven naboj atoma, naboj jedra elementa z vrstnim številom Z je $+Ze_0$. Kakor je negativen naboj atoma razdeljen po enakih deležih ($-e_0$) med elektrone, je tudi pozitiven naboj v jedru kvantiziran: atomsko jedro vsebuje Z pozitivnih osnovnih nabojev ($+e_0$). Te pripišemo osnovnim delcem – **protonom**, ki sestavljajo atomsko jedro.

Mereč odklon curka močno ioniziranih atomov v močnem magnetnem polju ter hiperfino strukturo njihovega emisijskega spektra (fina razcepitve sevanih spektralnih črt zaradi interakcije med elektronskimi in jedrskimi spini, gl. str. 194), lahko določimo spin in magnetni moment atomskih jeder. Ugotovimo, da je spin atomskih jeder ali nič ali celoštevilčni mnogokratnik količine $0,5\hbar$. Iz tega sklepamo, da je jedro sestavljeno iz delcev (**nukleonov**), ki imajo podoben spin ($= 0,5\hbar$) kot elektroni. Spini posameznih nukleonov, ki so v splošnem različno usmerjeni (podobno kot spini elektronov v elektronskem plašču atoma), se namreč vektorsko seštevajo v spin celotnega atomskega jedra, ta pa učinkuje na energijska stanja okolišnih atomskih elektronov. Vendar ti delci (nukleoni) ne morejo biti elektroni, kajti s spinom povezan magnetni moment atomskega jedra je skoraj 1840 krat manjši od magnetnega momenta elektronskega spina. Ker je magnetni moment električnega delca obratno sorazmeren z maso delca (gl. npr. 3.35 na strani 97), sklepamo, da je masa nukleona približno 1840 krat večja od mase elektrona, to je približno $1u$ (atomska enota mase).

Glede na maso in spin atomskih jeder bi morale biti v jedrih (predvsem v težkih jedrih) veliko več protonov, kot jih dovoljuje električni naboj jeder (to je več kot Z protonov). Zato sklepamo, da atomska jedra vsebujejo poleg protonov tudi električno nevtralne nukleone – **nevtrone**, ki imajo enak spin kot protoni ($= 0,5\hbar$) in tudi približno enako maso.

Velikost atomskih jeder eksperimentalno določimo s sipanjem hitrih delcev (npr. elektronov, nevtronov, delcev alfa) na atomih. Vpadni delci imajo dovolj veliko energijo, da neovirano prodre skozi elektronske plašče atomov in se sipljejo (odklanjajo od vpadne smeri) le ob atomskih jedrih. Kotna porazdelitev sipanih delcev je (pri dani energiji in vrsti delcev) odvisna predvsem od velikosti atomskih jeder (gl. str. 181). Meritve z različnimi vpadnimi delci nakazujejo premer atomskih jeder od nekaj fm (femtometer $= 10^{-15}$ m) do okrog 10 fm. Polmer atomskega jedra je torej v primerjavi s polmerom celotnega atoma ($\approx 10^{-10}$ m) v podobnem razmerju kot polmer Sonca v primerjavi s polmerom Osončja (orbite zunanje planeta Plutona). V splošnem

VIII. ATOMSKO JEDRO IN JEDRSKE REAKCIJE

polmer jedra (r) narašča z njegovo maso (ni pa neposredno odvisen od naboja, to je od vrstnega števila Z , kemične narave elementa, ki mu jedra pripadajo). Eksperimentalne podatke o polmerih različnih jeder lahko strnemo v empirično enačbo:

$$r = r_0 A^{1/3} \quad (8.1)$$

A je relativna atomska masa elementa (praktično enaka masi jedra), r_0 pa parameter, ki podaja polmer vodikovega jedra ($A = 1$). S sipanjem pospešenih elektronov dobimo $r_0 = 1,1$ fm, s sipanjem električno nevtralnih nevtronov pa 1,4 fm. Razlika je zato, ker elektroni sodelujejo z jedri električno, nevtroni pa z mnogo močnejšimi jedrskimi silami (gl. str. 219).

Izotopi

Maso atomov različnih elementov izmerimo z masnim spektrometrom (gl. str. 90). Atome ioniziramo in opazujemo odklon curka ionov v električnem in magnetnem polju. Od izmerjene mase ionov (meritve so zelo natančne, do petega ali šestega decimalnega mesta) odštejemo maso elektronov, ki obdajajo atomska jedra, in dobimo maso atomskih jeder.

Pomembno je, da je relativna atomska masa A (to je masa atomov, izražena v atomskih enotah mase u) različnih atomov vedno blizu celim številom (masa helijevega jedra je npr. 4,0026 u , glej tabelo izotopov na koncu knjige). Sklepamo, da so atomska jedra sestavljena iz različnega števila delcev nukleonov, katerih masa je blizu 1 u .

Število nukleonov v jedru se imenuje **masno število jedra**; enako je (na celo število) zaokroženi relativni atomski masi, zato ga označimo kar z A . Od tega je Z protonov in $A - Z = N$ nevtronov:

A = celotno število nukleonov v jedru

Z = število protonov

$N = A - Z$ = število nevtronov

Število protonov v jedru (Z) določa naboj jedra in s tem število elektronov v plašču atoma, od katerega so odvisne kemične in makroskopske fizikalne lastnosti elementa. Število nevtronov v jedru ($A - Z$) ne vpliva neposredno na kemične in makroskopske fizikalne lastnosti elementa (razen nekoliko pri lahkih elementih, gl. str. 216). Pač pa skupaj s protoni določa maso in jedrske lastnosti atomov. Zato vsako jedro specificiramo tako s številom protonov kot s številom vseh nukleonov oziroma protonov, npr.:



X je kemični znak elementa. Ker sta X in Z medse-

bojno povezana, oba nista potrebna, zadostuje le kemični znak X , npr. X^A . Primer: ${}_6 C^{12}$.

Do zdaj smo predpostavljali, da so vsi atomi danega kemičnega elementa (to je za dano vrstno število Z) enaki, da imajo enaka tudi atomska jedra. Merjenje mas jeder pa nasprotno temu pokaže, da so mase atomskih jeder danega elementa v splošnem različne. To pomeni, da imajo atomska jedra danega elementa (pri enakem številu protonov, to je pri enakih kemičnih lastnostih) v splošnem različno število nevtronov. Pravimo, da je element v splošnem sestavljen iz izotopov.

Izotopi danega kemičnega elementa imajo enako vrstno število Z , razlikujejo pa se v relativni atomski masi A . Jedra izotopov imajo enako število protonov, a različno število nevtronov, to je različno število vseh nukleonov (A). Ker so kemične lastnosti izotopov danega elementa praktično enake, teh ni mogoče razločevati ali identificirati s kemičnimi metodami.

Atomska masa elementa, kot jo navajajo kemiki, je povprečna atomska masa izotopov, ki sestavljajo element; odvisna je od atomskih mas posameznih izotopov in od njihove relativne pogostnosti v elementu (to je od t.i. **izotopske sestave elementa**). Primer: svinec iz običajne svinčeve rude je sestavljen iz štirih izotopov z atomskimi masami 204, 206, 207 in 208, ki se v svincu pojavljajo v naslednjih razmerjih: 1,5%, 23,6%, 22,6% in 52,3%. Povprečna atomska masa svinca iz te rude zato znaša: $0,015 \cdot 204 + 0,236 \cdot 206 + 0,226 \cdot 207 + 0,523 \cdot 208 = 207,2$. Naravni ogljik je pretežno (98,9%) sestavljen iz izotopa C^{12} , vsebuje (1,1%) pa še težji izotop C^{13} . Spomnimo se, da je atomska enota mase (u) definirana kot 1/12 mase ogljikovega izotopa C^{12} . Relativna atomska masa tega izotopa je torej natanko 12,000000, za naravni ogljik pa znaša 12,011037 (glej tabelo izotopov na koncu knjige). Zgodi se, da ima isti kemični element v različnih rudah različno izotopsko sestavo in zato tudi različno povprečno atomsko maso. Tako ima svinec atomsko maso 207,2, če ga dobimo iz običajne svinčeve rude, 206 iz uranove rude in 208, če izhaja iz torijeve rude (gl. str. 227). Izotopsko sestavo elementov lahko izkoristimo za identifikacijo vira (nahajališča) posameznih elementov (uporaba npr. v kriminologiji, geologiji in arheologiji).

Z masnim spektrometrom so sistematično izmerili izotopsko sestavo vseh kemičnih elementov. Ugotovili so, da je večina elementov sestavljena iz več izotopov. Le približno četrtina vseh znanih kemičnih elementov je brez izotopov, med njimi npr. berilij, fluor, natrij, aluminij, fosfor, mangan, kobalt, arzen, jod, cezij, zlato, bizmut in nekatere redke zemlje. Atomi vsakega od teh elementov so enaki.

Razlika v atomski masi izotopov je pomembna predvsem pri lahkih elementih. Najlažji element **vodik** ($Z = 1$) ima tri izotope. Poleg običajnega

vodika, ki ima atomsko maso 1 in se imenuje **lahki vodik (H)**, poznamo še izotop z atomsko maso 2; imenuje se **težki vodik** ali **devterij (D)**. Naravni vodik (npr. v vodi in v organskih snoveh) vsebuje pretežno (99,985%) lahki vodik in le nekaj sledi (0,015%) devterija. Znan je še tretji vodikov izotop **tritij (T)** z atomsko maso 3, ki pa je radioaktiven in ga pridobivamo umetno (v naravi ne obstaja, gl. str. 237).

Razlika v masi atomov lahkega in težkega vodika je relativno precejšnja (100%), tako da vpliva celo na makroskopske fizikalne lastnosti obeh izotopov. Emisijski spekter lahkega vodika npr. ni povsem enak kot pri težkem vodiku, čeprav izotopa pripadata istemu kemičnemu elementu.

Računajoč energijska stanja vodikovega elektrona po Bohrovem modelu (str. 183), smo vzeli, da elektron kroži okrog mirujočega jedra, kot da bi bila masa vodikovega jedra neskončno velika. Dejansko se tako elektron kot atomsko jedro vrtita okrog skupnega težišča (podobno kot Zemlja in Luna, gl. I. del, str. 37). Pokaže se, da moramo v enačbi za energijo elektrona (7.7) maso elektrona (m) nadomestiti s t.i. reducirano maso $\mu = mM/(M + m)$, kjer je M masa atomskega jedra. Pri neskončno težkem jedru ($M \gg m$) dobimo za konstanto R (gl. 7.8) vrednost 109737/cm, pri devterijevem jedru 109708/cm in pri lahkem vodiku 109678/cm. Sledi, da so valovne dolžine črt spektra lahkega vodika za faktor 1,00027 večje od valovnih dolžin ustreznih črt devterijevega spektra. Spektroskopske meritve so dovolj natančne, da lahko zaznajo tudi tako majhne razlike. Z natančnim merjenjem valovnih dolžin črt vodikovega spektra so ugotovili (s pomočjo korigiranega Bohrovega modela), da je vodikovo jedro (proton) 1836,1 krat masivnejše od elektrona.

Kakor se lahki vodik (H) spaja s kisikom (O) v vodo (H_2O), se tudi težki vodik (D) spaja s kisikom v spojino D_2O , ki se imenuje **težka voda**. Da se poudari razlika, se spojina H_2O imenuje **lahka voda**. Težka voda se v naravi pojavlja kot neznačajna (0,015%) primes v naravni vodi, ki pretežno (99,985%) vsebuje lahko vodo. V enem litru navadne vode je le 0,15 ml težke vode. Ker ima težka voda skoraj povsem enake kemične lastnosti kot lahka, ju ne moremo razdvojiti s kemičnimi metodami. Lahko izkoristimo le nekoliko različne makroskopske fizikalne lastnosti, ki so posledica razlike v masi molekul D_2O in H_2O (glej tabelo).

	H_2O	D_2O
največja gostota (g/cm^3)	1,00	1,11
dosežena pri temperaturi ($^{\circ}C$)	4,0	11,6
tališče ($^{\circ}C$)	0,0	3,8
vrelišče ($^{\circ}C$)	100,0	101,4

Težko vodo najenostavneje pridobivamo z elektrolizo navadne vode. Med elektrolizo vode potujejo skozi vodno raztopino vodikovi in devterijevi ioni (gl. str. 56). Ker so ioni devterija težji od

vodikovih, potujejo počasneje in se manj izločajo kot vodikovi ioni. Preostala vodna raztopina je zato bogatejša s težko vodo. Po večkratnih elektrolizah dobimo (elektrolitsko) čisto težko vodo. To je treba shranjevati v hermetično zaprtih posodah, da se prepreči stik z vlago iz ozračja (težka voda je močno higroskopična in se hitro »onesnaži« z lahko vodo).

Izotopi težjih elementov (predvsem elementov s konca periodnega sistema) se relativno malo razlikujejo v atomski masi in imajo praktično povsem enake kemične in fizikalne makroskopske lastnosti. Zato se zanje niso udomačila posebna imena (kot npr. pri izotopih vodika). Posamezne izotope danega elementa označujemo zgolj z masnim številom A , ki ga dodamo kemičnemu znaku elementa. Npr. naravni kisik je mešanica izotopov O^{16} (99,76%), O^{17} (0,04%) in O^{18} . Naravni ogljik pretežno (98,89%) vsebuje izotop C^{12} , nekaj (1,11%) težjega izotopa C^{13} ter neznačajne sledi (le približno $10^{-14}\%$) izotopa C^{14} . Zadnji je zaradi svoje radioaktivnosti zelo pomemben (gl. str. 250).

Sestava atomskega jedra

Kako so zgrajena atomska jedra različnih izotopov, vzemo največ iz podatkov o velikosti, masi, naboju in spinu oz. magnetnem momentu različnih atomskih jeder.

Od eksperimentalnih podatkov je npr. pomembno dejstvo, da polmer atomskega jedra narašča (neodvisno od naboja) s tretjim korenem masnega števila jedra A (to je z maso jedra), pa je zato gostota mase v jedrih za vse izotope (neodvisno od A) enaka:

$$\rho = m/V = Au/(4\pi r^3/3) = 3u/(4\pi r^3) = 1,4 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3$$

Snov je v vseh jedrih zbita približno enako močno. Gostota mase v jedrih (v t.i. **jedrski snovi** ali **nuklearni materiji**) je za naše vsakdanje predstave osupljivo velika. 1 cm^3 jedrske snovi (če se atomska jedra dotikajo drugo drugega) ima maso kar $1,4 \cdot 10^{11} \text{ kg}$ oz. 140 milijonov ton. Tolikšna gostota mase je predvsem vzrok, da so spremembe v atomskih jedrih (jedrske reakcije) povezane s precejšnjimi spremembami energije.

Nukleoni

Iz dejstva, da so mase atomskih jeder različnih izotopov približno celi mnogokratniki atomske enote mase u (glej tabelo izotopov; pri lahkih jedrih je razlika šele na tretjem decimalnem mestu), sledi preprost zaključek, da so atomska jedra izotopov sestavljena iz delcev – nukleonov, katerih masa je blizu 1 u . Lahka jedra vsebujejo malo nukleonov; z dodajanjem nukleonov nasta-

jajo težka jedra. Maso atomskih jeder potemtakem spreminjamo z dodajanjem ali odvzemanjem nukleonov. Ti so v vseh jedrih približno enako močno zgoščeni (se tiščijo drug drugega), tako da imajo vsa jedra približno enako gostoto mase.

Nukleoni atomskih jeder so v različnih stanjih (podobno kot so elektroni v atomskem plašču v različnih energijskih stanjih). Jedrsko stanje nukleona, ki je v zvezi s pozitivnim nabojem $+e_0$, se imenuje **protonsko stanje nukleona**, električno nevtralno stanje pa **nevtronsko stanje nukleona**. Nukleoni so ali v protonskih ali nevtronskih stanjih. Nukleon v protonskem stanju se imenuje **proton**, v nevtronskem stanju pa **nevtron**. Drugače povedano: jedrski nukleoni so dvoji – protoni in nevtroni.

Najlažje in najenostavnejše je jedro lahkega vodika (${}_1\text{H}^1$). Ima naboj $+e_0$ in maso okrog 1 u ; je zelo stabilno, tudi s pospeševanjem v močnih pospeševalnikih ga ne moremo razbiti na sestavne dele. Zato ga lahko obravnavamo kot osnovni delec, kot osnovni gradnik materije; to je **proton** (p). S spektrometrom so natančno določili njegovo maso:

$$m_p = 1,007\,277\text{ u} = 1\,836,1\, m_e$$

Proton je nukleon z nabojem $+e_0$. Prosti protoni v naravi ne obstajajo dolgo; z elektroni se poveže v atome lahkega vodika.

Jedro težkega vodika (${}_1\text{H}^2$) ali devterija ima naboj $+e_0$ in masno število 2. Kar se tiče naboja in mase, bi lahko bilo sestavljeno iz elektrona in dveh protonov. Toda njegov magnetni moment bi v tem primeru moral biti veliko večji, kot dejansko je (gl. str. 97). Da elektroni ne morejo obstajati na majhnem območju atomskega jedra (premer nekaj fm), sledi tudi iz Heisenbergovega načela nedoločljivosti (gl. str. 176). V jedru bi namreč elektron moral imeti energijo več sto MeV (in maso blizu masi nukleona). Elektron je pač prelahak, da bi se lahko drenjal na majhnem območju atomskega jedra.

Jedro devterija ali **devteron** (d) je sestavljeno iz protona in električno nevtralnega nukleona – nevtrona (n):

$$d = p + n$$

Da so devteroni zares sestavljeni iz protonov in nevtronov, se prepričamo, če devterij (npr. led iz težke vode) obsevamo z močnimi žarki gama. Nekateri fotoni gama (ki slučajno zadenejo ob devterone) razbijejo devterone na protone in nevtrone. Sproščenih nevtronov ne moremo registrirati in meriti podobno kot protone (npr. z masnim spektrometrom), saj so električno nevtralni in se zato v elektromagnetnem polju ne pospešujejo in ne odklanjajo. Njihove lastnosti ugotovimo posredno. Maso nevtrona npr. določimo s pomočjo mase devterona in protona. Dobimo:

$$m_n = 1,008\,665\text{ u} = 1\,838,6\, m_e$$

Nevtron ima torej za približno 2,5 mase elektrona večjo maso kot proton. Kot nukleon ima nevtron enak spin kot proton, to je $0,5\, \hbar$. Zanimivo je, da ima kljub električni nevtralnosti magnetni moment; ta je nasprotno usmerjen kot spin (pri protonu pa je enako usmerjen). Sklepamo, da nevtron vsebuje pozitivni naboj in enako velik negativni naboj, pri čemer je zadnji na periferiji nevtrona. Takšno sestavo nevtrona potrjuje tudi dejstvo, da prost nevtron ni stabilen – razpada na proton in elektron (gl. str. 226).

Tritijevo jedro ${}_1\text{H}^3$ (**triton**, t) ima naboj $+e_0$ in masno število 3; sestavljeno je iz enega protona in dveh nevtronov. Videli bomo, da takšna sestava ni stabilna, zato tritij v naravi ne obstaja, pridobivamo ga umetno (gl. str. 237).

Jedra helijevih atomov ${}_2\text{He}^4$ (**helioni**) imajo naboj $+2e_0$ in masno število 4, torej so zgrajena iz dveh protonov in dveh nevtronov. So zelo stabilna (težko jih je razbiti na protone in nevtrone) in se obnašajo kot samostojni delci (**žarki α**):

$$\alpha = 2p + 2n$$

Če delec alfa v zraku ujame dva elektrona, nastane atom helija.

Atomi ogljikovega izotopa C^{12} imajo v jedrih po 6 protonov in 6 nevtronov, kisikovega izotopa O^{16} po 8 protonov in 8 nevtronov itd. Od težkih izotopov omenimo uranova izotopa ${}_{92}\text{U}^{238}$ in ${}_{92}\text{U}^{235}$, katerih jedra vsebujejo po 92 protonov in 146 oz. 143 nevtronov.

Jedra izotopov danega kemičnega elementa vsebujejo enako število protonov, a različno število nevtronov. Jedra z enakim številom vseh nukleonov (enako masno število A) se imenujejo **izobari**, npr. ${}_{16}\text{S}^{36}$ in ${}_{18}\text{Ar}^{36}$ ter ${}_{40}\text{Zr}^{96}$, ${}_{42}\text{Mo}^{96}$ in ${}_{44}\text{Ru}^{96}$. Ta jedra so sicer enako težka, vendar pripadajo kemično različnim elementom.

Če jedro z Z protoni in $N = A - Z$ nevtroni zajame Z elektronov, dobimo atom elementa z vrstnim številom Z in atomsko maso A. Kemične lastnosti (in ime) elementa so torej določene s številom protonov v jedrih atomov. Če se število protonov v jedrih spremeni, nastane element z drugačnimi kemičnimi in fizikalnimi lastnostmi. Spreminjati element v drug element, se torej pravi, spreminjati število protonov v atomskih jedrih. To ni tako preprosto, kot se sliši. Sanje starih alkimistov so še vedno pobožne želje, čeprav je načeloma znano, kako je mogoče elemente spreminjati v bolj žlahtne elemente, npr. svinec v zlato.

Masni defekt atomskega jedra, vezalna energija

Pregled mas atomskih jeder različnih izotopov pokaže, da je **masa jedra vedno manjša od vsote mas vseh nukleonov, ki jedro sestavljajo**. Pri spojitvi nukleonov (protonov in nevtronov), v atomsko jedro, se torej izgubi nekaj mase.

Manjkajoča masa se imenuje **masni defekt atomskega jedra** (Δm):

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_x \quad (8.2)$$

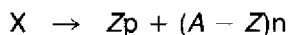
Tu je m_x masa jedra, ki ga sestavlja Z protonov in $A - Z$ nevtronov.

Masni defekt jedra (Δm) je merilo za energijo (W), ki se sprosti ob spojitvi nukleonov v jedro (gl. 5.21):

$$W = c^2 \Delta m \quad \text{vezalna energija jedra} \quad (8.3)$$

Spajanje nukleonov v jedro je primer reakcije, pri kateri se masa in energija prepletata; na račun izgubljene mase se sprošča energija. Pri tej reakciji se masa sama ne ohranja in tudi energija se navidezno sprošča iz nič, pač pa se ohranjata masa in energija skupaj.

Nasprotni primer je razbijanje jedra na sestavne nukleone:



Razbijanje je povezano s povečanjem mase (za masni defekt jedra Δm), za kar je potrebna energija $W = c^2 \Delta m$, ki krije povečanje mase.

Sklepamo, da je jedro tem bolj stabilno (da so nukleoni v jedru tem močnejše medsebojno povezani), čim več energije je potrebne za razbitje jedra, to je, čim večji je masni defekt jedra. Energija $W = c^2 \Delta m$ je tako merilo za **vezalno energijo jedra**.

Kot primer izračunamo vezalno energijo lahkega, srednjega in težkega jedra. Uporabimo tabelo atomskih mas izotopov s konca knjige, kjer so sicer podane mase atomov (jedro + elektroni), vendar lahko te podatke uporabimo tudi kot mase samih jeder, saj masa elektronov (ki se enako pojavljajo na obeh straneh enačbe) izpade iz računa. Upoštevamo še, da je atomska enota mase (u) ekvivalentna energiji $c^2 u = 931,48 \text{ MeV}$.

Vezalna energija devterona: $\Delta m = 2m_p + 2m_n - m_d = 0,002388 \text{ u}$, $W = 0,002388 c^2 u = 0,002388 \cdot 931,48 \text{ MeV} = 2,22 \text{ MeV}$. Foton gama potemtakem lahko razbije devteron na proton in nevtron le, če je njegova energija večja od $2,22 \text{ MeV}$ (njegova valovna dolžina manjša od $0,56 \text{ pm}$, gl. 6.4). Na en nukleon v devteronu (proton ali nevtron) odpade vezalna energija $1,11 \text{ MeV}$.

Vezalna energija jedra ogljikovega izotopa C^{12} : $\Delta m = 6m_p + 6m_n - m_{C^{12}} = 0,098940 \text{ u}$, $W = 92,2 \text{ MeV}$. Na en nukleon jedra C^{12} odpade vezalna energija $92,2/12 \text{ MeV} = 7,7 \text{ MeV}$.

Za težko jedro ${}_{92}U^{238}$ dobimo celotno vezalno energijo 1800 MeV , na en nukleon pa odpade

energija $7,6 \text{ MeV}$, torej le nekoliko manj kot pri srednjetežkih jedrih (glej sliko 8.1).

Predpostavljamo, da je vezalna energija jedra enakomerno razporejena med nukleone, da so torej vsi nukleoni v povprečju enako močno priklenjeni na jedro. To verjetno ne drži. Nukleoni s površine jedra so gotovo šibkeje vezani na jedro kot tisti iz notranjosti. Pričakujemo pa, da ta predpostavka dobro velja za težka jedra, pri katerih je vpliv površinskih nukleonov na vezalno energijo jedra manj pomemben. Pomembno je, da je vezalna energija na nukleon v prvem približju odvisna le od števila nukleonov (A) v jedru, da je torej za izobarna jedra približno enaka. Njena odvisnost od masnega števila A je skicirana na sliki 8.1. Neregularen potek krivulje opazimo pri lahkih jedrih (za katera povprečna vezalna energija na nukleon ni pomembna). Z razmeroma veliko vezalno energijo izstopajo jedra (zgornje konice krivulje) He^4 , C^{12} in O^{16} , ki vsebujejo sodo število protonov in sodo število nevtronov, spodnje konice (majhna vezalna energija) pa predstavljajo jedra Li^6 , B^{10} in N^{14} z lihim številom protonov in lihim številom nevtronov. Vezalna energija na nukleon je največja (okrog $8,5 \text{ MeV}$) pri srednjetežkih jedrih (z masnim številom med 40 in 100), proti težkim jedrom pa se počasi zmanjšuje. To pomeni, da so srednje težka jedra najbolj stabilna. Težka jedra so tem manj stabilna, čim več nukleonov vsebujejo. Toda tudi zelo lahka jedra (z majhnim številom nukleonov) niso močno stabilna. Izstopata predvsem jedri z masnim številom 5 in 8 , ki sploh nista obstojni.

Iz poteka krivulje vezalne enegije sklepamo, da se energija sprošča, če težka jedra razpadajo na srednje težka jedra (gl. cepitev jeder, str. 237) ter predvsem, če se lahka jedra spajajo v srednje težka jedra (gl. zlitje jeder, str. 251).

Tabela izotopov – stabilna in nestabilna jedra

Poznamo 83 kemičnih elementov s stabilnimi jedri. Elementi z $Z > 83$ (ki v periodnem sistemu elementov sledijo svincu in bizmutu) imajo v jedrih preveč protonov, da bi bili obstojni; so radioaktivni. Večina stabilnih elementov ima po več izotopov, tako da je v naravi v celoti 284 različnih stabilnih izotopov. Poleg njih poznamo še umetno pridobljene izotope. Skoraj vsakemu izotopu lahko umetno ustvarimo radioaktivne izotope z nestabilnimi jedri (gl. Umetna radioaktivnost, str. 234).

Različne izotope sistematsko razvrstimo v **tabelo izotopov** (slika 8.2). Na vodoravno koordinatno os nanašamo število protonov (Z) v jedrih izotopa (to je vrstno število elementa, ki mu izotop pripada), na navpično os pa število nevtronov ($N = A - Z$) v jedrih izotopa. V tabeli so z velikimi črnimi krogci označeni zelo stabilni izotopi (z veliko vezalno energijo na nukleon), z majhnimi črnimi krogci manj stabilni in z belimi krogci nestabilni oz. radioaktivni izotopi. Izotopi istega

kemičnega elementa leže na skupni pokončni črti (enak Z), izotopi z izobarnimi jedri pa na prečni črti, za katero velja: $A = Z + N = \text{konst}$. Jedra na isti vodoravni črti imajo enako število nevtronov, npr. ${}^6\text{C}^{14}$, ${}^7\text{N}^{15}$, ${}^8\text{O}^{16}$ in ${}^9\text{F}^{17}$ (imajo po 8 nevtronov). Za stabilne elemente z začetka tabele (lahka jedra) je značilno, da se število nevtronov približno ujema s številom protonov ($Z \approx N$), npr. ${}^2\text{He}^4$, ${}^3\text{B}^{10}$, ${}^6\text{C}^{12}$, ${}^7\text{N}^{14}$, ${}^8\text{O}^{16}$ itd. Ti izotopi leže na simetrali tabele (črtkana simetrala na sliki 8.2). Pri težjih izotopih pa število nevtronov prevladuje nad številom protonov. Očitno je, da je za stabilnost jeder z velikim številom nukleonov potrebnih več nevtronov kot protonov. Da je npr. najtežje jedro ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ stabilno, mora vsebovati kar 43 več nevtronov kot protonov.

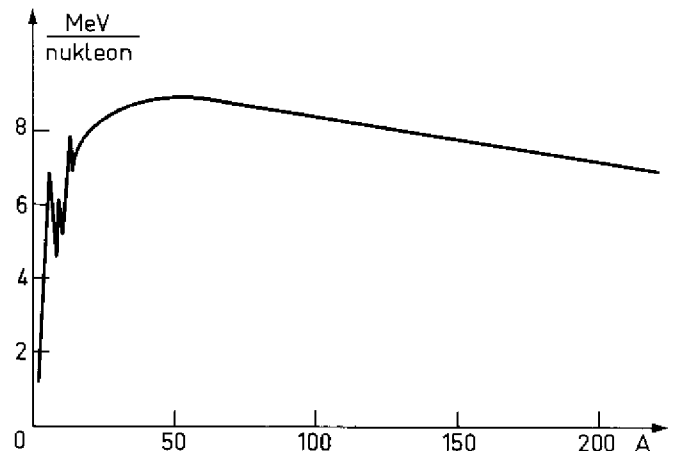
Od skupno 284 stabilnih izotopov ima 166 izotopov (to je 58%) v jedrih po sodo število protonov in sodo število nevtronov, 57 izotopov ima lihi N in sodi Z , 53 izotopov ima sodi N in lihi Z ter le 8 izotopov vsebuje v jedrih liho število protonov in liho število nevtronov. Sklepamo, da je najbolj stabilna takšna sestava jeder, pri kateri so tako protoni kot nevtroni v parih. To nakazuje tudi dejstvo, da radioaktivna težka jedra pogosto oddajajo delce alfa (helijeva jedra ${}^2\text{He}^4$, gl. Razpad alfa, str. 226) in da so ti kot prosti delci zelo stabilni. Vsak odvečni nukleon (proton ali nevtron) zmanjša stabilnost jedra. Jedro je najmanj stabilno, če vsebuje liho število protonov in liho število nevtronov. Dodani ali odvzeti nevtron lahko bistveno spremeni stabilnost jedra. Zgodi se, da so jedra kakega izotopa stabilna, jedra sosednjega izotopa, ki morda vsebuje en nevtron več ali manj, pa nestabilna. To posebej velja za lahka jedra, npr. devterijeva jedra ${}^1\text{H}^2$ so stabilna, tritijeva ${}^1\text{H}^3$ pa nestabilna.

Jedrske sile

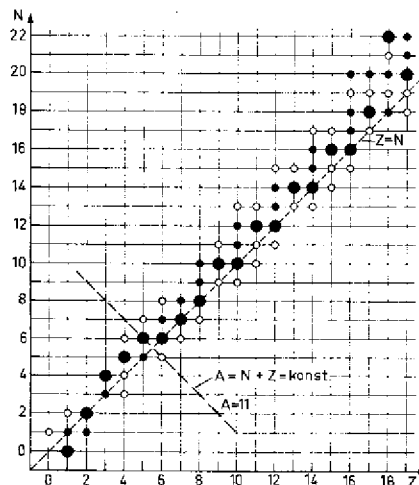
Nukleoni v atomskem jedru so medsebojno povezani z jedrskimi silami. To so pretežno privlačne sile (postanejo odbojne le, če se nukleoni preveč tiščijo drug drugega), ki nimajo nič skupnega z električnimi, magnetnimi ali gravitacijskimi silami. Jedrske sile so izredno močne, vendar imajo izredno **kratek doseg** (približno 2 fm); učinkujejo le v neposredni soseščini nukleonov. Pomembno je, da so **neodvisne od električnega naboja nukleonov**. Jedrske sile med protoni so enako velike kot med nevtroni ter med protoni in nevtroni. To potrjujejo poskusi sipanja pospešenih protonov na nevtronih in protonih. Zaradi tega so tudi izotopi z lihimi Z in sodimi N v naravi približno enako pogostni kot izotopi s sodimi Z in lihimi N (gl. zgoraj). Pri izotopih z majhnim vrstnim številom Z , ki vsebujejo v jedrih malo protonov, električne odbojne sile med protoni še ne ogrožajo jedrskih sil med nukleoni, zato ta jedra vsebujejo približno enako protonov in nevtronov. Pri izotopih z veliko protonov v jedrih pa je potreben presežek nevtronov, da se kljub električni odbojnosti med protoni zagotovi stabilnost jeder. Višek nevtronov nad protoni se seveda z naraščanjem vrstnega števila Z povečuje.

Sipanje nevtronov na molekulah paravodika (spina vodikovih jeder antiparalelna) in ortovodika (protonska spina paralelna) pokaže, da so jedrske sile med nukleoni odvisne od smeri nukleonskih spinov, da torej niso centralne sile, neodvisne od smeri. Nukleoni v atomskem jedru so v različnih stacionarnih stanjih, podobno kot elektroni v atomskem plašču. Ker imajo enak spin kot elektroni ($= 0,5\hbar$), tudi zanje velja Paulijevo izključitveno načelo (gl. str. 189), da lahko eno stanje zaseda kvečjemu en nukleon. Najbolj stabilno je jedro, katerega nukleoni so v stanjih z najmanjšimi možnimi energijami, tako da je notranja energija jedra minimalna. V jedrih s parnimi nevtroni in parnimi protoni so lahko tako nevtroni kot protoni v stanjih z nasprotno usmerjenimi spini, kar zelo zniža notranjo energijo jedra. Zato so takšna jedra v naravi najpogostejša. Najredkejša pa so jedra z odvečnim protonom in odvečnim nevtronom.

Antiparalelna spinska orientacija protonov in nevtronov v najbolj stabilnih jedrih spominja na supraprevodno stanje kovin z dvojicami antiparalelno usmerjenih elektronskih spinov (gl. str. 211). Zaradi močnih sil med nukleoni, predvsem, pa zaradi velike zgoščenosti nukleonov na majhnem območju atomskega jedra pomeni kakršnakoli »viskoznost« ali »upornost« precejšno povečanje notranje energije jedra.



slika 8.1



slika 8.2

Nukleon v jedru se lahko poveže le z danim številom sosednjih nukleonov (četudi je v dosegu jedrskih sil morda več nukleonov), podobno kot se atom (s kemično vezjo) poveže le z danim številom (odvisno od valence) sosednjih atomov. Za jedrske sile med nukleoni je torej značilna **nasičenost**. To sklepamo predvsem iz dejstva, da je vezalna energija težkih jeder približno premo sorazmerna s številom nukleonov (oz. da je specifična vezalna energija na nukleon praktično neodvisna od A , gl. sliko 8.1). Ako bi se nukleon povezal z vsemi nukleoni v jedru, bi imeli v jedru $A(A-1)/2$ nukleonskih parov in vezalna energija jedra bi naraščala (za velike A) s kvadratom števila nukleonov.

Nasičenost jedrskih sil je predvsem posledica njihovega izredno kratkega dosega. Če bi se v tem dosegu medsebojno povežalo preveč nukleonov, bi jedrske sile med njimi postale odbojne.

Jedrske sile so praktično povsem nasičene pri delcih alfa (helijevih jedrih), ki so zelo stabilna formacija dveh protonov in dveh nevtronov.

Model jedrske kaplje

Nukleoni v jedru se gibljejo neurejeno, trkajo drug ob drugega in se medsebojno povezujejo z jedrskimi silami, ki imajo kratek doseg. Če jedro prejme energijo, se ta statistično porazdeli med posamezne nukleone. V tem je jedro podobno kaplji molekul. Kakor v kaplji je tudi v jedru gostota snovi neodvisna od števila nukleonov oz. molekul. Kaplja in jedro pa se razlikujeta predvsem v številu vsebovanih delcev: kaplja vsebuje zelo veliko delcev (molekul), jedro pa precej manj (nukleonov). Nekateri nukleoni (protoni) so naelektreni (pozitivno), zato bi zaradi njihove električne odbojnosti pričakovali, da so razvrščeni po površini jedra (podobno kot npr. elektroni na površini kovinske krogle). Vendar se izkaže, da so vsi nukleoni (tako nevtralnimi nevtroni kot pozitivni protoni) statistično enakomerno razvrščeni po vsej notranjosti jedra. Nukleoni v jedru se namreč zelo intenzivno gibljejo in mešajo. Razen tega so jedrske sile med njimi veliko močnejše od električnih sil, tako da zadnje bistveno ne vplivajo na razvrstitev protonov v jedru.

Model jedrske kaplje je sicer enostaven, vendar lahko z njegovo pomočjo pojasnimo mnoge lastnosti jeder in reakcije med njimi, npr. cepitev jedra (gl. str. 237). Lahko ocenimo vezalno energijo jedra za različna masna števila A . Poleg lastne energije nukleonov (zmanjšana za jedrsko potencialno zaradi mednukleonskih jedrskih sil ob spojitvi nukleonov v jedro) upoštevamo še električno potencialno energijo protonov, površinsko energijo vseh površinskih nukleonov (ta je premo sorazmerna s površino jedra, to je s $A^{2/3}$), zmanjšanje notranje energije zaradi spinskega efekta (nevtronskih in protonskih parov) in dodatne korekturne člene zaradi nesimetrične

protonske oz. nevtronske sestave jeder. Tako ugotovimo, katera izotopska sestava jedra (za dan A) ustreza minimumu notranje energije, to je najbolj stabilnemu jedru.

Za atomska jedra lahko tudi določimo (večinoma eksperimentalno) možna energijska stanja nukleonov (ti. **lupinski model jedra**). Razmere so podobne kot pri energijskih stanjih atomskih elektronov (str. 185), le da je razlika med sosednjimi energijskimi stanji nukleonov mnogo večja (velikostnega reda MeV) kot pri elektronih (nekaj eV do keV). Med prehodom od bolj do manj vzbujenega (ali osnovnega) stanja jedra se zato sprošča precejšnja energija, npr. v obliki fotonov gama (pri energijskih spremembah atomskih elektronov pa se sproščajo le svetlobni ali ultravijolični fotoni ter kvečjemu rentgenski žarki). Energijske spremembe jeder so celo tako burne, da se poleg radiacijske energije sproščajo tudi snovni delci (gl. Razpad alfa in Razpad beta, str. 226).

Energijska stanja nukleonov v atomskem jedru lahko prikažemo tudi kot stanja v **jedrskem potencialnem loncu** (glej podoben prikaz stanj za atomske elektrone). Njegove stene določa potencialna energija vseh nukleonov zaradi jedrskih sil ter električna potencialna energija protonov. Le ta je vzrok, da so nevtroni v drugačnem loncu kot pozitivni protoni. Na sliki 8.3 so skicirani potencialni lonci težkega jedra (npr. U^{238}) za nevtron (a), proton (b) in helion (c). Oblika dna lonca ni označena (odvisna je predvsem od tega, kako se jedrske sile spreminjajo z razdaljo med nukleoni). Z ravno črto je predstavljeno energijsko stanje, ki ga v ustreznem loncu zaseda nevtron, proton ali helion. Vidimo, da sta proton in nevtron vezana na jedro (ker sta v stanju z negativno energijo) in zato jedra ne moreta zapustiti sama od sebe, posebno ne proton, ki bi moral premagati tudi potencialno bariero (prag) pozitivnega atomskega jedra. Ta prag je za helion še višji (slika 8.3c). Pač pa je helion v jedru v stanju s pozitivno energijo (ker se nekaj energije sprosti, ko se protoni in nevtroni v jedru združijo v helion), kar omogoča njegovo emisijo (gl. Razpad alfa, str. 226).

Radioaktivnost

Atomsko jedro, katerega nukleoni so v stanjih z najmanjšimi možnimi energijami, je stabilno. Brž ko nekateri nukleoni (iz kakršnegakoli vzroka) preidejo v višja energijska stanja kot pri stabilnem stanju jedra (nižja stanja pa so prazna), je jedro **nestabilno (vzbujeno)** ali **radioaktivno**. Vzbujeno jedro ima torej višjo notranjo energijo kot stabilno (lahko rečemo, da je bolj vroče, da ima višjo temperaturo), zato ni obstojno in slejkoprej preide v manj vzbujeno stanje. Ob prehodu odda razliko energije kot fotone gama ali celo (odvisno od vrste jedra in od stopnje vzbujenosti)

kot snovne delce, pri čemer se spremeni njegova sestava.

Izotop z vzbujenimi jedri se imenuje **radioaktivni izotop**. Fotoni gama in snovni delci, ki jih jedra radioaktivnega izotopa ob razpadu oddajajo, sestavljajo t.i. **radioaktivno sevanje**.

Zanima nas, kako hitro poteka razpadanje vzbujenih jeder radioaktivnih izotopov. Vemo, da nekateri izotopi razpadajo hitro (npr. v nekaj sekundah ali celo manj), drugi pa zelo počasi (npr. nekaj milijard let). Pomembno je, da sta hitrost ter način razpadanja odvisna le od vrste radioaktivnega izotopa in od stopnje vzbujenosti njegovih jeder. Na razpad ne moremo vplivati od zunaj, npr. tako, da bi izotop segreli ali da bi ga položili v močno električno ali magnetno polje. Posamezna radioaktivna jedra razpadajo neodvisno drugo od drugega. Ali bo jedro sčasoma razpadlo ali ne, je neodvisno od tega, ali so sosednja jedra že razpadla ali ne, pa tudi neodvisno od »starosti« samega jedra. Jedra sosednjih atomov so preveč oddaljena drugo od drugega (glede na izredno kratek doseg jedrskih sil), da bi bilo možno mesebojno učinkovanje.

Radioaktivni razpadi nestabilnih jeder se vrstijo statistično nepovezano; zdaj razpade eno jedro zdaj drugo. Možno je, da od dveh enako vzbujenih identičnih jeder eno razpade že po kratkem času, drugo pa vztraja v vzbujenem stanju še več let.

Spreminjanje števila vzbujenih jeder s časom (zaradi radioaktivnega razpadanja) je povsem analogno kot pri optično vzbujenih atomih (katerih elektroni so v vzbujenih stanjih, gl. str. 193), zato si sposodimo rezultat (7.18). **Razpadno konstanto** radioaktivnega izotopa običajno označimo z λ (optično razpadno konstanto smo označili z α); predstavlja **verjetnost, da bo radioaktivno jedro v enoti časa razpadlo**.

Recimo, da imamo v začetku ($t = 0$) N_0 radioaktivnih jeder, ki razpadajo z razpadno konstanto λ . Po času t preostane še:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t) \tag{8.4}$$

radioaktivnih jeder, $N_0 - N$ jeder pa je med tem časom razpadlo (se spremenilo v stabilnejša jedra). **Število radioaktivnih jeder pojema eksponentno s časom** (slika 8.4).

Razpolovni čas

Za eksponentno pojemanje je značilen t.i. **razpolovni čas** (t_0), to je **čas, v katerem se število (radioaktivnih jeder v našem primeru) zmanjša na polovico prvotne vrednosti**. Ob predpostavki, da je ta čas enak za vsa jedra dane vrste, se celotno število vzbujenih jeder eksponentno zmanjšuje s časom. Dokažimo to trditev:

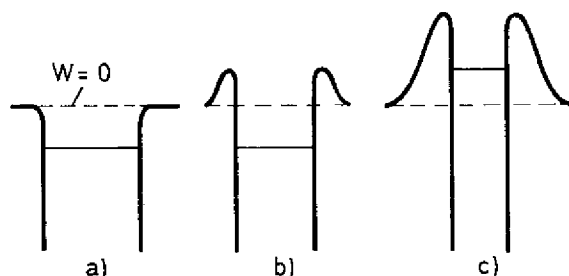
Po času $t = t_0$ je $N = N_0/2$, po času $t = 2t_0$ je $N = (N_0/2)/2 = N_0/4 = N_0 \cdot 2^{-2}$, za $t = 3t_0$ je $N = N_0/8 = N_0 \cdot 2^{-3}$ itd. (gl. sliko 8.4). Po n razpolovnih časih ($t = nt_0$) se prvotno število N_0 radioaktivnih jeder zmanjša na $N = N_0 \cdot 2^{-n}$ ali (ker je $n = t/t_0$):

$$N = N_0 \cdot 2^{-(t/t_0)} \tag{8.5}$$

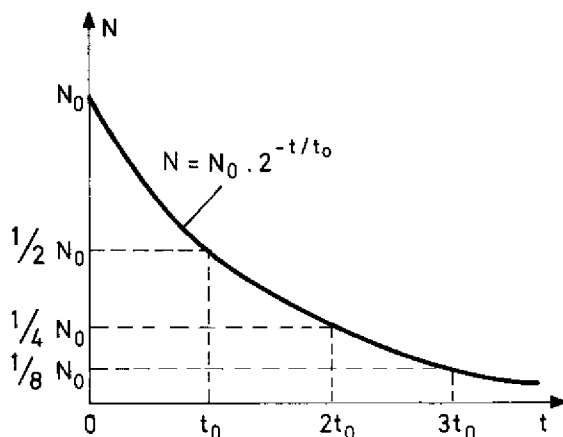
Dobljeno enačbo primerjamo z enačbo (8.4) in dobimo (potem ko enačbi logaritmiramo), da je **razpolovni čas obratno sorazmeren z razpadno konstanto**:

$$t_0 = \ln 2 / \lambda \tag{8.6}$$

Čim večja je razpadna konstanta λ , tem hitreje izotop razpada (tem močnejše se število njegovih vzbujenih jeder zmanjšuje s časom), **tem manjši je njegov razpolovni čas t_0** . Namesto z razpadno konstanto izražamo hitrost razpadanja izotopa raje z razpolovnim časom t_0 . Izotop z majhnim razpolovnim časom (npr. nekaj dni ali manj) se



slika 8.3



slika 8.4

imenuje **kratkoživi izotop**, **dolgoživi izotop** pa ima velik razpolovni čas (npr. več tisoč let) in le počasi razpada (slika 8.5). Radioaktivni izotop Ra^{226} ima npr. razpolovni čas 1590 let. Od 1 g tega izotopa ostane po 1590 letih le še 0,5 g. Druga polovica g se med tem časom spremeni v radon in helij, na katera radij razpada (gl. str. 226).

Podobno kot smo pri optično vzbujenih atomih vpeljali povprečni življenjski čas vzbujenega stanja ($\tau = 1/\lambda$, gl. 7.19), lahko določimo tudi **povprečni življenjski čas radioaktivnega izotopa** (τ).

Nekatera jedra danega radioaktivnega izotopa vztrajajo v vzbujenem stanju dolgo časa, druga jedra razpadejo kmalu. Čeprav je življenjski čas posameznih vzbujenih jeder v splošnem od nič do neskončnosti, je jeder z zelo kratkim ali zelo dolgim življenjskim časom malo, večina jeder ima nekak vmesni (povprečni) življenjski čas (τ). Ta je dan z aritmetično sredino življenjskih časov posameznih jeder (od skupno N_0 vseh jeder). Življenjski čas t imajo jedra, ki razpadejo v časovnem intervalu med t in $t + dt$; teh jeder je $N(t) - N(t + dt) = -dN = \lambda N_0 \exp(-\lambda t) dt$. Povprečni življenjski čas torej znaša:

$$\tau = (1/N_0) \int t(-dN) = \int t \exp(-\lambda t) dt$$

$$\tau = 1/\lambda = t_0/\ln 2 \quad (8.7)$$

Radij 226 ima npr. razpadno konstanto $\lambda = \ln 2 / (1590 \text{ let}) = 1,38 \cdot 10^{-11} / \text{s}$ in povprečni življenjski čas $\tau = 1/\lambda = 7,24 \cdot 10^{10} \text{ s} = 2290 \text{ let}$.

Aktivnost

V prejšnjem poglavju smo ugotavljali, kako se število radioaktivnih jeder zmanjšuje s časom in kolikšen je njihov povprečni življenjski čas. Vsak razpad vzbujenega jedra je združen z emisijo fotona gama ali snovnega delca. Radioaktivni izotopi so pomembni predvsem zaradi sevanja, ki ga z razpadanjem oddajajo. Pomembni sta vrsta in energija sevanih delcev ter njihova pogostnost. Zaradi tega nas zanima **število jeder**, ki **razpadejo v enoti časa**; tej količini pravimo **aktivnost izotopa** (**Ac**).

Aktivnost izotopa je gotovo tem **večja**, čim **več vzbujenih jeder vsebuje izotop** (čim večji N) ter čim **hitreje ta razpadajo**, to je, čim **večja je razpadna konstanta izotopa** oz. čim manjši je njegov razpolovni čas.

V časovnem intervalu dt (med t in $t + dt$) razpade $-dN$ jeder (predznak »-« zato, ker se N zmanjšuje s časom in je zato dN negativen). V enoti časa torej razpade $-dN/dt$ jeder:

$$Ac = -dN/dt = \lambda N_0 \exp(-\lambda t) \quad \text{ali}$$

$$Ac = \lambda N \quad (8.8)$$

Aktivnost se torej spreminja s časom podobno kot število radioaktivnih jeder:

$$Ac = Ac(0) \exp(-\lambda t) \quad (8.9)$$

Tu je $Ac(0) = \lambda N_0$ začetna aktivnost izotopa (za $t = t_0$).

Enota aktivnosti je 1 razpad/s; imenuje se 1 Bq (**becquerel**):

$$1 \text{ Bq} = 1/\text{s}$$

To je zelo majhna aktivnost, zato so primerne večje enote, npr. 1 kBq = $10^3/\text{s}$ ali 1 MBq = $10^6/\text{s}$. Najšibkejši radioaktivni viri, ki se lahko uporabljajo brez posebne nevarnosti pred sevanjem, imajo aktivnost nekaj kBq. V praksi se je udomačila stara merska enota aktivnosti – 1 **curie (Ci)**, ki je definirana kot aktivnost 1 g radija 226. V 1 gramu tega izotopa je $N = (m/A_{\text{kg}}) N_A = (1/226) \cdot 6,02 \cdot 10^{23} = 2,66 \cdot 10^{21}$ radioaktivnih jeder, ki razpadajo z razpolovnim časom $t_0 = 1590 \text{ let}$ oz. z razpadno konstanto $\lambda = 0,693/t_0 = 1,38 \cdot 10^{-11}/\text{s}$. Njegova aktivnost (= 1 Ci) torej znaša (gl. 8.8):

$$1 \text{ Ci} = \lambda N = 3,7 \cdot 10^{10}/\text{s} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq} = 37 \text{ GBq}$$

Vidimo, da je 1 Ci precejšnja aktivnost. V izgorelem gorivu jedrskega reaktorja (gl. str. 244) se razvijejo aktivnosti nekaj kCi. Najšibkejši izotopi, ki se uporabljajo v medicinskih ali šolskih laboratorijih, imajo aktivnost nekaj μCi .

Primeri:

1. Potrebujemo radioaktiven vir z aktivnostjo $Ac = 50 \text{ mCi}$. Kolikšno aktivnost moramo naročiti, če vemo, da je dobavni rok $t = 2$ dni in razpolovni čas izotopa $t_0 = 30$ ur?

Naročimo vir z začetno aktivnostjo $Ac(0)$. Po dobavnem roku $t = 48$ h se aktivnost naročenega izotopa zmanjša na želeno vrednost $Ac = 50 \text{ mCi}$. Sledi (gl. 8.8, 8.5 in 8.9):

$$Ac = Ac(0) \exp(-\lambda t) = Ac(0) \cdot 2^{-t/t_0} \quad \text{ali}$$

$$Ac(0) = Ac \cdot 2^{t/t_0} = 50 \text{ mCi} \cdot 3,03 = 152 \text{ mCi}$$

2. Radioaktiven izotop seva delce alfa (helione) z aktivnostjo $Ac = 2 \text{ Ci}$. Koliko g (m) helija se nabere v njegovi bližini v enem letu ($t = 365$ dni), če je njegova aktivnost ves čas stalna?

Vsako sekundo razpade $2 \cdot 3,7 \cdot 10^{10}$ jeder izotopa in nastane prav toliko delcev alfa, to je helijevih jeder oz. helijevih atomov (potem ko jedra zajamejo po dva prosta elektrona iz ozračja). V enem

letu torej nastane: $N = 7,4 \cdot 10^{10} \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600 = 2,33 \cdot 10^{18}$ atomov helija He^4 . Vsak od njih ima maso $m_1 = 4 u = 4 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 6,64 \cdot 10^{-24} \text{ g}$. V enem letu torej nastane helij z maso:

$$m = m_1 N = 1,55 \cdot 10^{-5} \text{ g} = 15,5 \mu\text{g}$$

3. Tritij razpada z razpolovnim časom $t_0 = 12,3$ let, pri čemer nastaja helijev izotop He^3 . Koliko gramov (m) tega izotopa dobimo po času $t = 1$ leto iz $m_0 = 10 \text{ mg}$ tritija?

Število tritijevih jeder se eksponentno zmanjšuje s časom:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t)$$

Tu je $N_0 = N_A m_0 / 3 \text{ kg}$ njihovo začetno število in $\lambda t = 0,693 t / t_0 = 0,0563$. V času t razpade $N_0 - N$ tritijevih jeder, kar je enako številu nastalih helijevih jeder:

$$N_{\text{He}} = N_0 - N = N_0 [1 - \exp(-\lambda t)]$$

Ker je $m = 3 \text{ kg} \cdot N_{\text{He}} / N_A$, dobimo:

$$m = m_0 [1 - \exp(-\lambda t)] = 10 \text{ mg} \cdot 0,055 = 0,55 \text{ mg}$$

4. Kobaltov radioaktiven vir je sestavljen iz stabilnega izotopa Co^{59} in iz radioaktivnega izotopa Co^{60} , ki razpada z razpolovnim časom $t_0 = 5,2$ let. Koliko odstotkov (p) radioaktivnega izotopa je v viru, če ta tehta $m = 20 \text{ mg}$ in ima aktivnost $A_c = 10 \text{ mCi}$?

V viru je N_{60} radioaktivnih jeder izotopa Co^{60} , ki povzročajo aktivnost $A_c = (0,693/t_0) N_{60}$ ali $N_{60} = A_c \cdot t_0 / 0,693 = 3,7 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1} \cdot 5,2 \text{ let} / 0,693 = 8,76 \cdot 10^{16}$. Masa teh atomov znaša:

$$m_{60} = 60 \text{ kg} \cdot N_{60} / N_A = 8,7 \cdot 10^{-9} \text{ kg} = 0,0087 \text{ mg}$$

V 20 mg vira je torej le 0,0087 mg radioaktivnega izotopa ali 0,04%.

5. Pri jedrski reakciji nastane vsako sekundo A_1 jeder radioaktivnega izotopa, ki razpada z razpadno konstanto λ . Kako se aktivnost tega izotopa spreminja s časom, če je začetna aktivnost nič? Kolikšna je končna aktivnost?

Po času t je N radioaktivnih jeder. V naslednjem kratkem časovnem intervalu dt se to število spremeni za dN ; poveča se za $A_1 dt$ zaradi prispevka jedrske reakcije in zmanjša za $\lambda N dt$ zaradi radioaktivnega razpadanja:

$$dN = A_1 dt - \lambda N dt$$

Dobljeno diferencialno enačbo preuredimo:

$$dN / (A_1 - \lambda N) = dt$$

in integriramo z začetnim pogojem: $N = 0$ za $t = 0$:

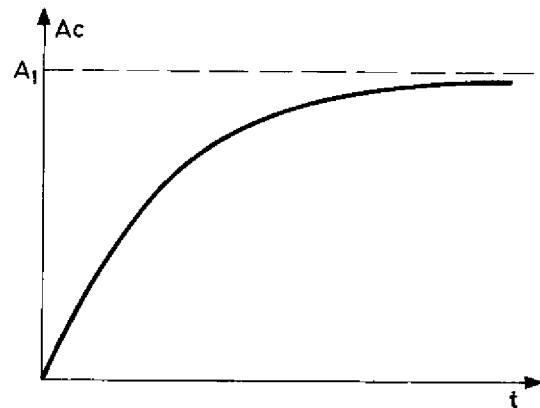
$$\int dN / (A_1 - \lambda N) = \int dt = t = - (1/\lambda) [\ln(A_1 - \lambda N) - \ln A_1]$$

Po antilogaritmiranju dobimo:

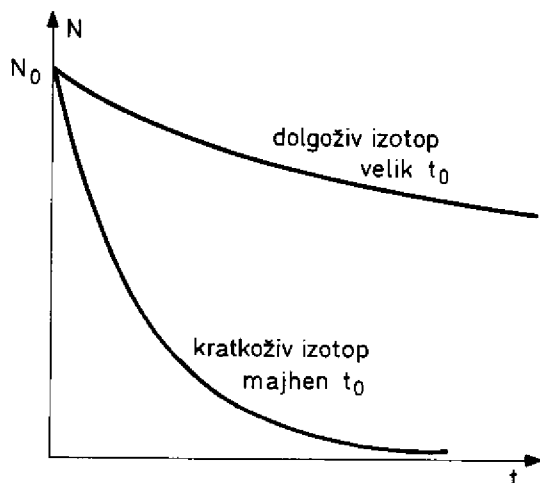
$$(A_1 - \lambda N) / A_1 = \exp(-\lambda t) \quad \text{ali} \\ N = (A_1 / \lambda) [1 - \exp(-\lambda t)] \quad \text{ter}$$

$$A_c = \lambda N = A_1 [1 - \exp(-\lambda t)] \quad (8.10)$$

Aktivnost (z jedrsko reakcijo nastajajočega) radioaktivnega izotopa se eksponentno asimptotično približuje končni stacionarni vrednosti A_1 (slika 8.6). Po zelo dolgem času se aktivnost ustali tako, da je število z jedrsko reakcijo nastalih jeder enako številu (v enakem času) razpadlih jeder.



slika 8.6



slika 8.5

Verižni radioaktivni razpad

Jedra radioaktivnega izotopa se z razpadom v splošnem spremenijo. Nastanejo jedra drugega izotopa, ki so lahko tudi radioaktivna in naprej razpadajo v bolj stabilna jedra. Dobimo verigo radioaktivnih izotopov, ki se konča s stabilnim izotopom.

Za ilustracijo verižnega razpadanja si oglejmo sliko 8.7. Množina vode v zgornjem zbiralniku je analogna množini prvega radioaktivnega izotopa; zaradi odtekanja (radioaktivnega razpadanja) se monotonno zmanjšuje s časom. Voda iz zgornjega zbiralnika odteka v srednji zbiralnik (nastaja drugi izotop), iz katerega vodi odtok v spodnji zbiralnik. Ta nima odtoka (ustreza stabilnemu izotopu). V začetku sta srednji in spodnji zbiralnik prazna, zgornji zbiralnik pa poln. Množina vode v srednjem zbiralniku se zaradi dotoka iz zgornjega zbiralnika povečuje, zaradi odtoka v spodnji zbiralnik pa zmanjšuje s časom. V začetku prevladuje dotok, zato se gladina vode v srednjem zbiralniku dviga. Nato se izrazi tudi odtekanje vode in gladina sčasoma doseže najvišjo vrednost, nakar monotonno upada. Zgornji in srednji zbiralnik se praznita, spodnji pa polni. Na koncu sta zgornji in srednji zbiralnik prazna (prvi in drugi radioaktivni izotop sta povsem razpadla in se spremenila v stabilni izotop), spodnji zbiralnik pa poln.

V začetku ($t = 0$) je npr. N_0 jeder prvega izotopa. Ker ta razpada z razpadno konstanto λ_1 , se število njegovih jeder zmanjšuje s časom:

$$N_1 = N_0 \exp(-\lambda_1 t)$$

Po času t nastane N_2 jeder drugega izotopa, ki razpada s konstanto λ_2 . V naslednjem kratkem časovnem intervalu dt se N_2 spremeni za dN_2 , ki je razlika med prispevkom $\lambda_1 N_1 dt = -dN_1$ (kolikor jeder nastane zaradi razpadanja prvega izotopa) in $\lambda_2 N_2 dt$ (kolikor jih razpade, ker so radioaktivni):

$$\begin{aligned} dN_2 &= \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt \quad \text{ali} \\ dN_2/dt &= \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \end{aligned} \quad (8.11)$$

Vidimo, da se število jeder drugega izotopa povečuje s časom ($dN_2/dt > 0$), dokler je aktivnost prvega izotopa ($\lambda_1 N_1$) večja od aktivnosti drugega ($\lambda_2 N_2$). Največjo vrednost doseže N_2 v trenutku, ko se aktivnosti obeh izotopov izenačita.

Časovno odvisnost N_1 poznamo, zato lahko diferencialno enačbo za N_2 (8.11) preoblikujemo v enačbo:

$$dN_2/dt + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_0 \exp(-\lambda_1 t)$$

Dobljeno enačbo rešimo z nastavkom:

$$N_2 = C(t) \exp(-\lambda_2 t)$$

$C(t)$ je nova funkcija, ki jo moramo določiti. Nastavek vstavimo v enačbo in dobimo eno-

stavno diferencialno enačbo za novo funkcijo $C(t)$:

$$dC = \lambda_1 N_0 \exp[(\lambda_2 - \lambda_1)t] dt$$

ki jo enostavno integriramo:

$$C = konst. + [\lambda_1 N_0 / (\lambda_2 - \lambda_1)] \exp[(\lambda_2 - \lambda_1)t] \quad \text{ter} \\ N_2 = konst. \exp(-\lambda_2 t) + [\lambda_1 N_0 / (\lambda_2 - \lambda_1)] \exp(-\lambda_1 t)$$

Ker je $N_2 = 0$ za $t = 0$, ima integracijska konstanta vrednost: $konst. = \lambda_1 N_0 / (\lambda_2 - \lambda_1)$ in dobimo končni rezultat:

$$N_2 = [\lambda_1 N_0 / (\lambda_2 - \lambda_1)] [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)] \quad (8.12)$$

Krivulja te funkcije je na sliki 8.8. Število jeder drugega izotopa v začetku narašča s časom. Največjo vrednost doseže v trenutku t_1 , ko je $dN_2/dt = 0$, to je, ko se aktivnost prvega izotopa izenači z aktivnostjo drugega ($\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$, gl. 8.11):

$$-\lambda_1 \exp(-\lambda_1 t_1) + \lambda_2 \exp(-\lambda_2 t_1) = 0 \quad \text{ali} \\ t_1 = \ln(\lambda_2 / \lambda_1) / (\lambda_2 - \lambda_1) \quad (8.13)$$

Poglejmo še, kako se število jeder tretjega (stabilnega) izotopa (N_3) povečuje s časom. V časovnem intervalu dt se poveča za:

$$dN_3 = \lambda_2 N_2 dt$$

Vstavimo N_2 (8.12) in integriramo z začetnim pogojem: $N_3 = 0$ za $t = 0$. Dobimo:

$$N_3 = N_0 \{1 - [\lambda_2 \exp(-\lambda_1 t) - \lambda_1 \exp(-\lambda_2 t)] / (\lambda_2 - \lambda_1)\}$$

(Glej krivulje na sliki 8.8.) Po zelo dolgem času je $N_1 = N_2 = 0$ in $N_3 = N_0$. Za vsak t velja:

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0$$

Naloga: Izpelji $N_2(t)$ in $N_3(t)$ za primer, da prvi in drugi izotop enako hitro razpadata, to je za $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$. Rezultat:

$$\begin{aligned} N_2(t) &= N_0 \lambda t \exp(-\lambda t) \\ t_1 &= 1/\lambda \\ N_3(t) &= N_0 [1 - (1 + \lambda t) \exp(-\lambda t)] \end{aligned}$$

Naravna radioaktivnost

V začetku vesolja, ko se je z različnimi jedrskimi reakcijami formirala snov, ki ga sestavlja, so bila verjetno vsa atomska jedra močno vzbujena in zato radioaktivna. Do današnjih dni se je večina radioaktivnih izotopov že spremenila v stabilne, razen izredno dolgoživih, ki so ostali radioaktivni skozi vso geološko obdobje Zemlje in so še danes. Naravno radioaktivni izotopi so npr. K^{40} , nekatere redke zemlje ter težki izotopi, katerih vrstno število Z presega 83. Razpolovni čas naravno radioaktivnih izotopov je velikostnega

reda milijarda let (kar ustreza geološki starosti Zemlje); krajši je le pri izotopih, ki sproti nastajajo z razpadanjem dolgoživih izotopov ali z jedrskimi reakcijami kozmičnih žarkov (npr. C^{14} , gl. str. 250).

Težka jedra so tem manj stabilna, čim več nukleonov oz. protonov vsebujejo (gl. sliko 8.1). Zadnji del periodnega sistema vsebuje elemente, katerih atomska jedra so preobložena, da bi bila stabilna; postopoma razpadajo in se spreminjajo v stabilna jedra. Periodni sistem naravnih elementov se konča z elementom uran ($Z = 92$), ki ima še dovolj velik razpolovni čas (nekaj milijard let), da se je ohranil do današnjih dni. Elementi z $Z > 92$ so močno radioaktivni in se niso ohranili v dovolj velikih količinah, da bi jih lahko zasledili v naravi; pridobivamo jih umetno (t.i. transuranski elementi, gl. str. 237).

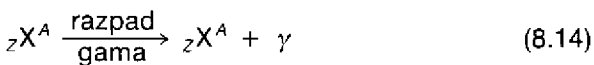
Naravno radioaktivni izotopi oddajajo tri vrste žarkov: **žarke alfa** (α), **beta** (β), in **gama** (γ). **Oddajanje žarkov** α , β ali γ imenujemo **aktivnost** α , β ali γ . Izotopi, ki oddajajo žarke α , β ali γ , so **alfa**, **beta** ali **gama aktivni**.

Naravo teh žarkov ugotovimo, če jih pošljemo skozi električno ali magnetno polje in jih nato detektiramo (npr. prestrežemo na film, slika 8.9). Ugotovimo, da se žarki alfa nekoliko odklonijo k negativni plošči (so torej električno pozitivni delci z razmeroma veliko maso). Žarki beta se močno odklonijo k pozitivni plošči (so negativni in lahki), na žarke gama pa električno polje ne učinkuje (ti torej niso električni delci). Ker žarki γ pustijo v filmu sled (podobno kot svetloba in drugi elektromagnetni valovi), sklepamo, da so fotoni. Merjenje naboja in mase posameznih delcev z masnim spektrometrom pokaže, da so:

- žarki α = helioni = ${}_2\text{He}^4$
- žarki β = elektroni = e^-
- žarki γ = fotoni z energijo nekaj MeV

Razpad gama

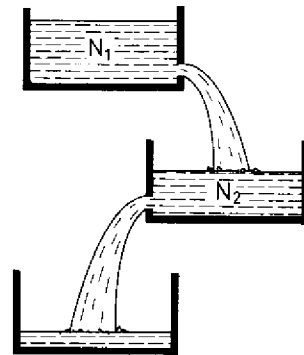
Razpad gama je najmanj buren način radioaktivnega razpadanja. Gama aktivna jedra oddajajo fotone gama podobno kot atom oddaja svetlobne ali ultravijolične fotone, le da je energija emitiranih fotonov večja (od nekaj desetink do več MeV). Z emisijo gama se vzburjena jedra pomirijo (oddajo odvečno notranjo energijo), ne da bi se pri tem spremenila njihova sestava:



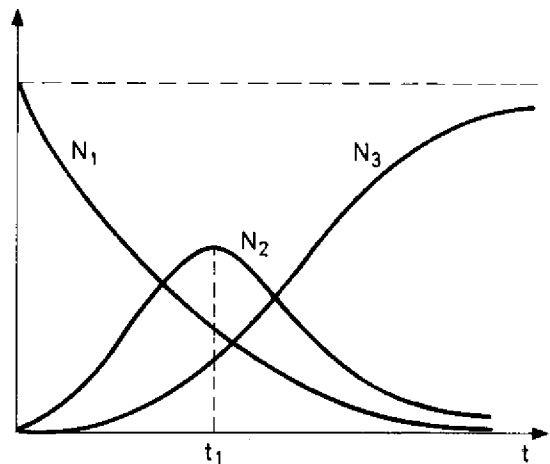
Lahko rečemo, da ima gama aktivno jedro previsoko temperaturo, da se z emisijo gama ohladi.

Kakor atomski elektroni z emisijo svetlobnih in drugih fotonov prehajajo z višjih energijskih stanj na nižja stanja, velja enako tudi za jedrske nukleone ob emisiji gama. Gama aktivna jedra obi-

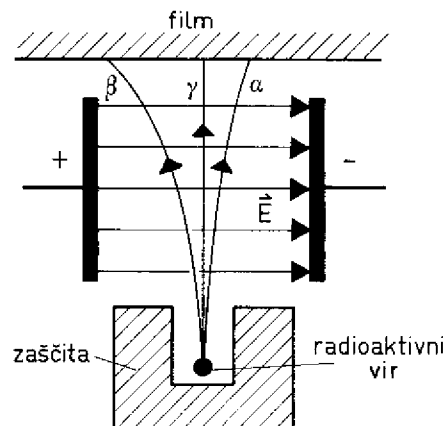
čajno oddajajo fotone gama z različnimi energijami, kar ustreza prehodom med različnimi energijskimi stanji nukleonov. Mereč energijo sevanih fotonov gama, določimo posamezna energijska stanja nukleonov v jedru.



slika 8.7



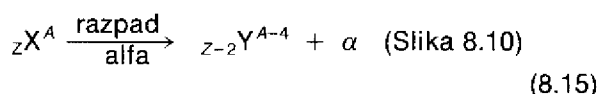
slika 8.8



slika 8.9

Razpad alfa

Alfa aktivno jedro se pomiri (zmanjša svojo notranjo energijo) tako, da odda helion, to je delec z dvema protonoma in dvema nevtronoma. Pri tem se sprosti nekaj energije, ki jo emitirani helion odnese v obliki kinetične energije. Ta je pri različnih alfa aktivnih jedrih različna, npr. 4,2 MeV pri U^{238} , 5,1 MeV pri plutoniju 239, jedra Ra^{226} pa oddajajo helione z energijami 4,8 MeV, 4,6 MeV in 4,2 MeV. Ker alfa aktivno jedro ob razpadu alfa izgubi dva protona in dva nevtrona, se njegovo masno število zmanjša za 4, vrstno število pa za 2. Torej nastane jedro elementa, ki je v periodnem sistemu elementov za dve mesti levo od prvotnega (radioaktivnega) elementa:

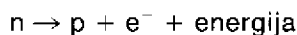


Emitirani helioni slejkoprej zajamejo po dva prosta elektrona iz ozračja in nastanejo atomi helija. Zato se helij pojavlja v bližini alfa aktivnih izotopov, npr. v zemeljski skorji, ki vsebuje uranovo ali torijevo rudo (na dan prihaja z zemeljskimi plini).

Z razpadom alfa se jedro običajno ne pomiri povsem, novo nastalo jedro je še vedno vzbujeno in z nadaljnjo emisijo gama preide v bolj stabilno stanje. Zato fotoni gama pogosto spremljajo alfa aktivni razpad. Radij 226 (ter podobno tudi uran) npr. poleg žarkov alfa oddaja tudi žarke gama.

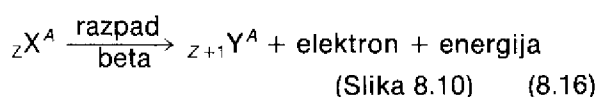
Razpad beta

Beta aktivna jedra oddajajo elektrone. Ker elektronov v jedru ni, sklepamo, da ob razpadu beta nastajajo, npr. tako, da se nevtron v jedru razcepi na proton in elektron (takšna razcepitev je možna tako zaradi naboja kot zaradi mase, saj je nevtron nekoliko masivnejši od protona). Novo nastali proton ostane v jedru, elektron pa izleti:



Da je ta reakcija zares možna, potrjujejo prosti nevtroni. Nevtroni izven jedra namreč niso obstojni; kaj kmalu (z razpolovnim časom 12,8 min) razpadejo na protone in elektrone (so torej beta aktivni).

Z razpadom beta se nevtron v jedru prelevi v proton, ali drugače: nukleon se iz nevtronskega stanja prestavi v protonsko stanje. Torej se število nevtronov v jedru zmanjša za eno, število protonov pa za toliko poveča, tako da se skupno število nukleonov (A) ne spremeni (nastane izobarno jedro). Beta aktivni izotop se z razpadom beta spremeni v element, ki je v periodnem sistemu elementov za eno mesto naprej:



Pričakujemo, da se kakor pri razpadu alfa ali gama tudi pri razpadu beta sproščena energija ujema z energijskimi razlikami med različnimi (vzbujenimi) energijskimi stanji beta aktivnega jedra. Pričakovali bi, da imajo emitirani elektroni točno določene (diskretne) energije. Dejansko pa se izkaže, da identična (enako vzbujena) beta aktivna jedra sevajo elektrone z zveznim energijskim spektrom; energija emitiranih elektronov se razteza od nič do največje vrednosti W_m (slika 8.11 za beta aktivno jedro ${}_{19}K^{40}$). Ugotovimo lahko, da maksimalna energija W_m energijskega spektra sevanih elektronov (žarkov β) natančno ustreza razliki energij vzbujenih stanj beta aktivnega jedra. Ker vzbujeno jedro v enem primeru odda elektron z maksimalno energijo W_m , v drugem primeru z neko vmesno energijo ali celo brez energije (čeprav gre v vsakem od teh primerov za enako začetno in enako končno stanje jedra), se zdi, kot da zakon o ohranitvi energije pri razpadu beta ne velja.

Drug problem pri razpadu beta je v zvezi s spinom jedra. Ker ima vsak nukleon (proton ali nevtron) enak spin kot elektron, to je $0,5 \hbar$, je spin jedra s sodim številom nukleonov sodi mnogokratnik od $0,5 \hbar$, spin jedra z lihim številom nukleonov pa lihi mnogokratnik. Ob razpadu beta se število nukleonov v jedru ne spremeni, torej se tudi spin jedra ne more spremeniti iz sodega v lihi mnogokratnik od $0,5 \hbar$, kar bi se moral, ker se z razpadom sprosti elektron, ki odnese spin $0,5 \hbar$. Videz je, kot da se pri razpadu beta ne ohranjata niti energija niti vrtilna količina.

Omenjena problema rešimo, če vzamemo, da se pri razpadu beta poleg elektrona sprosti tudi električno nevtralen delec s spinom $0,5 \hbar$, katerega lastna masa je zanemarljivo majhna. Ta delec se imenuje **nevtrino** (iz italijanščine – majhen nevtron). Natančno vzeto, se pri razpadu beta ne sprosti nevtrino, temveč njegov antidelec – antinevtrino, vendar te razlike na tem mestu ne bomo poudarjali (gl. str. 256).

Ker nevtrino nima ne mirovne mase ne električnega naboja, ne sodeluje z atomi snovi (lahko npr. neovirano prodre skozi Zemljo ali Sonce, ne da bi zadel ob kakšno jedro in reagiral), zato je zelo težko eksperimentalno dokazati njegov obstoj, čeprav teoretsko ni nobenega dvoma, da v naravi obstaja.

Ob razpadu beta sicer vzbujeno jedro preide iz enega vzbujenega stanja v drugo in pri tem odda točno določeno energijo. Vendar se ta statistično (od jedra do jedra drugače) porazdeli med emitirana elektron in nevtrino. Če se npr. odda elektron z maksimalno energijo W_m , se nevtrino emitira brez energije, in obratno: če se sprosti elektron brez kinetične energije, ima emitirani nevtrino maksimalno energijo W_m . V splošnem imata emitirana elektron in nevtrino energijo med 0 in W_m , tako da dobimo zvezni energijski spekter emitiranih žarkov beta.

Kakor alfa aktivno jedro se tudi beta aktivno jedro z razpadom običajno ne pomiri povsem. Novo nastalo jedro lahko odda še foton gama in preide v bolj stabilno stanje.

Zgodi se, da lahko ista vrsta radioaktivnih jeder razpade ali z emisijo žarkov alfa ali žarkov beta. Npr. radioaktivni ${}_{83}\text{Bi}^{214}$ večinoma (99,96%) oddaja žarke beta in prehaja v izotop ${}_{84}\text{Po}^{214}$, tu in tam (0,04%) pa z razpadom alfa preide v izotop ${}_{81}\text{Tl}^{210}$. Koliki del prvotnih jeder razpade (in predvsem katera jedra razpadejo) na en ali drug način, je odvisno zgolj od notranjega stanja jeder; na prehod ne moremo vplivati od zunaj.

Obravnavani radioaktivni razpadi alfa, beta in gama so v naravi najpogostejši. Umetno dobljeni radioaktivni izotopi lahko razpadajo tudi drugače (gl. str. 234).

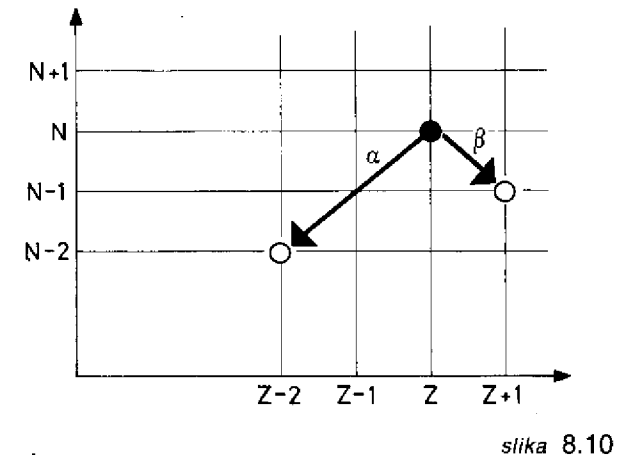
Radioaktivne družine

Naravno radioaktivne izotope s konca periodnega sistema elementov lahko razvrstimo v t. i. radioaktivne družine, to je v verige radioaktivnih izotopov, ki nastajajo zaporedoma drug iz drugega (gl. Verižni radioaktivni razpad, str. 224). Vsaka radioaktivna družina ima svojega začetnika, ki je med najtežjimi znanimi izotopi. Zadnji člen vsake verige je stabilni izotop svinca ali bizmuta (najtežji stabilni izotop v naravi).

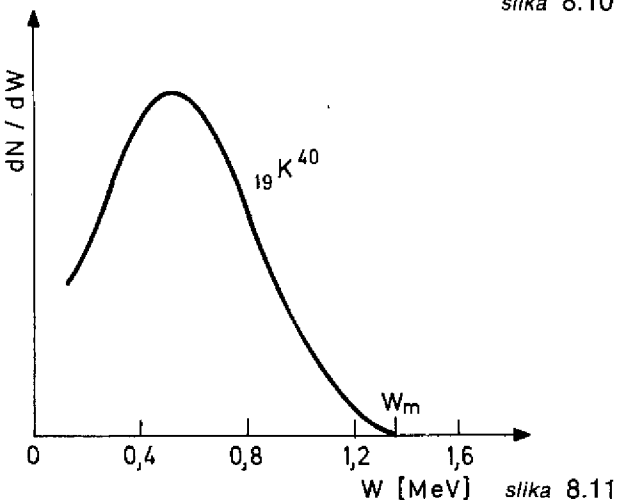
Pomembni sta predvsem dve radioaktivni družini:

- uran-radijeva družina** (začetnik ${}_{92}\text{U}^{238}$, zadnji člen ${}_{82}\text{Pb}^{206}$) in
- torijeve družina** (začetnik ${}_{90}\text{Th}^{232}$, zadnji člen ${}_{82}\text{Pb}^{208}$).

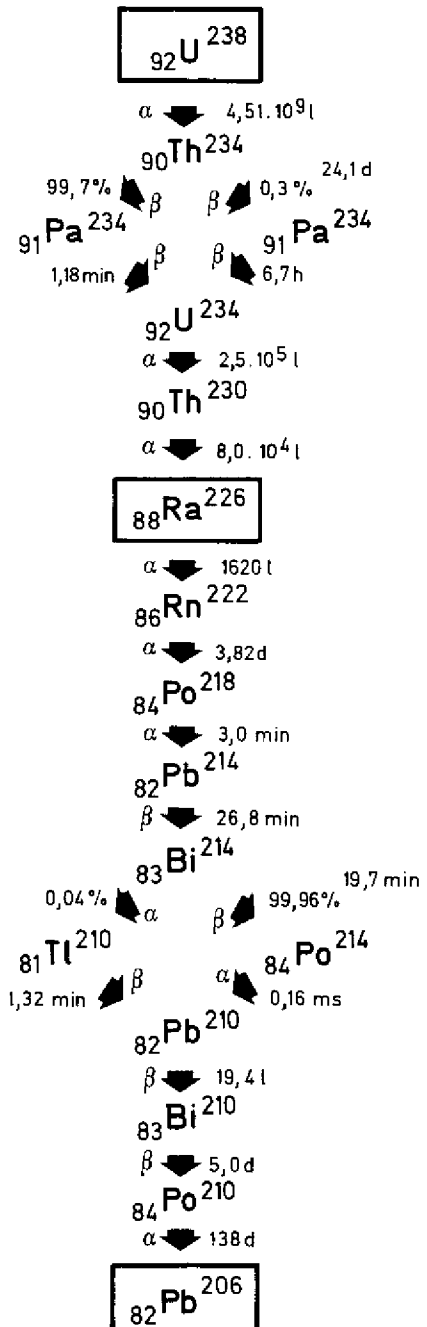
Posamezni člani teh družin so označeni na slikah 8.12 in 8.13. Pregled masnih števil družinskih članov pokaže, da lahko masno število (A) vsakega člana uran-radijeve družine izračunamo iz enačbe: $A = 4n + 2$, kjer je celo število n med 59 in 51. Za torijevo družino pa velja: $A = 4n$, n je med 58 in 52.



slika 8.10



slika 8.11



slika 8.12

Člani dane radioaktivne družine so večinoma v skupni rudi (razen plinastih elementov, ki lahko pobegnejo iz rude). Uranova ruda zato vsebuje več različnih radioaktivnih izotopov. Med njimi je najbolj znan **radij** ${}_{88}\text{Ra}^{226}$ (ta je prvi znani radioaktivni izotop; kemično so ga izločili iz uranove rude). Radijev potomec je **radon** ${}_{86}\text{Rn}^{222}$; plin, ki uhaja iz uranove rude in je nevaren za okolico (npr. v uranskem rudniku ali v zaprtem prostoru, v katerem predelujejo uranovo rudo). Tu in tam se javnost prestraši, če v kakšnem stanovanju (v zraku) zaznajo šibke sledi radona, ki ga verjetno oddaja gradbeni material, izhajajoč iz bližine uranovih nahajališč. Nekateri člani uranove družine sevajo žarke alfa, drugi žarke beta, vsi pa dodatno tudi žarke gama, zato je uranova ruda vir vseh teh žarkov hkrati (V njej nastaja tudi helij, zakaj?). Poleg radioaktivnih izotopov vsebuje uranova ruda tudi stabilni svinčev izotop ${}_{82}\text{Pb}^{206}$, tako da se svinec v naravi pojavlja tudi v uranovi rudi. Pomemben je še zadnji radioaktivni član te družine **polonij** ${}_{84}\text{Po}^{210}$, ki z razpolovnim časom 138 dni razpada v stabilni svinčev izotop Pb^{206} , pri čemer oddaja žarke alfa. Ker ne oddaja žarkov gama, se uporablja (npr. namesto radija) kot čist vir žarkov alfa (npr. pri urah s fosforescenčnimi kazalci, gl. str. 199).

Naravni uran vsebuje poleg večinskega izotopa U^{238} še majhne sledi (0,7%) lažjega izotopa ${}_{92}\text{U}^{235}$. Ta je začetnik **uran-aktinijeve družine**, ki kot neznatna primes spremlja uran-radijevo družino. Konča se s svinčevim izotopom ${}_{82}\text{Pb}^{207}$, masno število njenih članov je dano z enačbo: $A = 4n + 3$, n se spreminja od 58 do 51.

Verjetno je obstajala še četrta radioaktivna družina – **plutonijeva družina** – z začetnikom ${}_{94}\text{Pu}^{241}$ in zadnjim članom ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ ($A = 4n + 1$, n od 60 do 52). Ker pa so člani te družine razmeroma kratkoživi (plutonij ima razpolovni čas 13,2 let), jih v naravi ni mogoče najti; pridobivamo jih umetno (gl. str. 234).

Radioaktivno ravnovesje

Začetnik uran-radijeve družine (U^{238}) ima tako dolg razpolovni čas ($4,5 \cdot 10^9$ let), da se število njegovih radioaktivnih jeder kljub razpadanju praktično nezaznavno zmanjšuje (lahko vzamemo, da je stalno). Na sliki 8.7 je npr. luknjica v zgornjem zbiralniku tako majhna, da se gladina vode v njem praktično ne znižuje. V vsaki časovni enoti zato razpade praktično enako število uranovih jeder ($\lambda_1 N_0$). Število jeder (N_2) nastajajočega potomca (${}_{90}\text{Th}^{234}$, gl. sliko 8.12) se zato spreminja s časom podobno kot na sliki 8.6. Do današnjih dni se je že ustalilo na stalni vrednosti, za katero velja: $\lambda_1 N_0 = \lambda_2 N_2$. Tudi drugi radioaktivni člani družine so v geološki zgodovini dosegli radioaktivno ravnovesje, tako da velja $\lambda_1 N_0 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \lambda_4 N_4$ itd. Odtod lahko izračunamo relativno pogostost različnih članov v družini.

Pospeševalniki

Pospeševalniki (akceleratorji) so naprave za pospeševanje električnih delcev (elektronov, protonov in drugih). Rentgenska cev (str. 204) je že nekakšen pospeševalnik. V njej se pospešujejo elektroni do energij več sto keV. Tolikšna energija zadostuje, da elektroni prodro v notranjost elektronskih plaščev atomov, od koder sevajo rentgenske fotone.

Da prodremo v notranjost atomskih jeder in raziščemo njihovo notranjo zgradbo, pa potrebujemo pospešene delce z energijo več MeV. Nekatere radioaktivne snovi (npr. radij 226) spontano sevajo delce alfa s tolikšno energijo; z njihovo pomočjo so najprej razkrili podatke o velikosti atomskih jeder. Različne vrste delcev z različnimi energijami (tudi precej visokimi, npr. več sto MeV) pa dobimo s **pospeševanjem električnih delcev v električnem polju**.

Poznamo več različnih vrst pospeševalnikov. Njihove osnovne značilnosti si bomo ogledali na tipičnih primerih: linearni pospeševalnik, ciklotron, betatron in sinhrotron.

Linearni pospeševalniki

Pri t. i. **elektrostatičnem linearnem pospeševalniku** se električni delci (predvsem elektroni in protoni) pospešujejo na premi poti v stalnem homogenem električnem polju. Delce z nabojem e prejme po preletu napetosti U ($= Ed$, kjer je E jakost električnega polja, d pa dolžina preleta v smeri silnic) energijo $eU = eEd$ (gl. str. 26). Jakost električnega polja je navzgor omejena (npr. na 30 kV/cm v zraku pri normalnih pogojih); v premočnem polju namreč lahko nastane električni preboj ali se pripetijo druge nevarnosti. Torej lahko dosežemo večjo energijo le s pospeševanjem na daljši poti. Toda električni delci se morajo gibati v vakuumu (trki z zračnimi molekulami bi raztrosili energijo, ki jo delci prejmejo od električnega polja), vakuum na daljši poti (v večjih posodah) pa je težko vzdrževati. Zato ti pospeševalniki niso primerni za pospeševanje delcev do zelo visokih energij. Kot vir napetosti se pogosto uporablja Van de Graafov generator napetosti (gl. str. 30), s katerim dosežemo napetosti do 5 MV, ali kaskadni usmernik transformirane izmenične napetosti (do 10 MV). Elektrostatični linearni pospeševalniki so primerni za študij jedrskih reakcij in jedrske spektroskopije nizkih energij (nekaj MeV do 10 MeV).

Pri linearnem pospeševalniku **linac** se namesto stalnega električnega polja uporablja izmenično električno polje z visoko frekvenco (več sto do tisoč MHz). Vzdož osi dolge vakuumske (valjaste) posode so koaksialno razmeščene kovinske cevi, katerih dolžina se v smeri gibanja pospešenih delcev povečuje (slika 8.14). Električno polje pospešuje električne delce le v ozkih špranjah

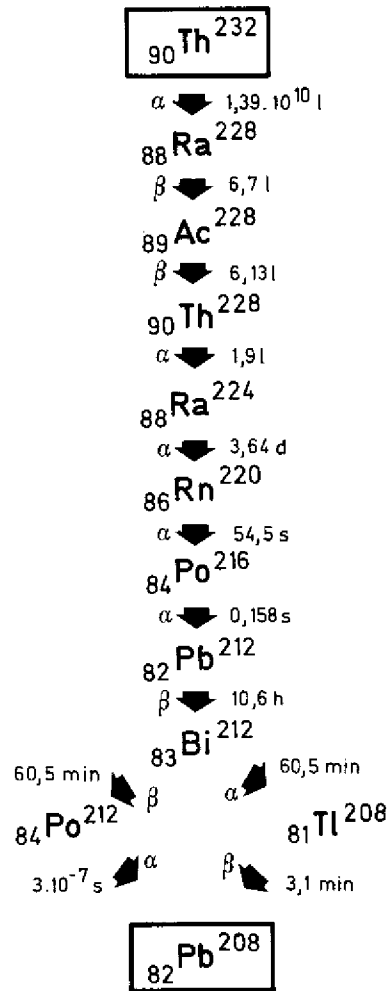
med sosednjima cevema. Medtem ko se delci gibljejo znotraj posameznih kovinskih cevi (in se ne pospešujejo, ker v prostoru, omejenem s kovinskimi stenami, ni električnega polja, gl. str. 20), se predznak priključene izmenične napetosti spremeni, tako da se delci ob vstopu v naslednjo špranjo spet pospešujejo. Ker se hitrost delcev po vsakem prehodu reže poveča, morajo biti naslednje cevi daljše, da so delci v fazi s pospeševalno napetostjo. V linacu (z dolžino do 3 km) se protoni pospešijo do energije 70 MeV, elektroni pa celo do 20 GeV (tako da potujejo praktično s svetlobno hitrostjo). Glavna pomanjkljivost linaca je njegova izredna dolžina ter precejšna obratovalna električna moč (okrog MW).

Ljubljanski Onkološki inštitut uporablja linac, ki pospešuje elektrone do energije 17,5 MeV. Z njimi bodisi neposredno obsevajo rakaste tumorje ali pa izkoriščajo linac kot izredno močno rentgensko cev in obsevajo z izredno trdimi rentgenskimi žarki (zavorno sevanje, gl. str. 205) z maksimalno energijo sproščenih fotonov do 16 MeV.

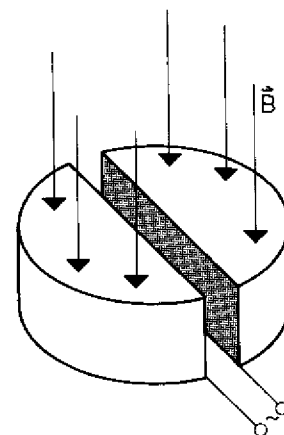
Ciklotron

Nevšečnost linearnih pospeševalnikov odpravimo, če z magnetnim poljem zakrivimo pot pospešenih delcev v krožnico in delce prisilimo, da se vrnejo v prvotno električno polje. Tako dosežemo, da se delci pospešujejo na manjšem območju (to je pri manjši napetosti). Zadosti veliko energijo dosežemo s pospeševanjem v zaporednih etapah ali ciklih (odtod ime ciklotron).

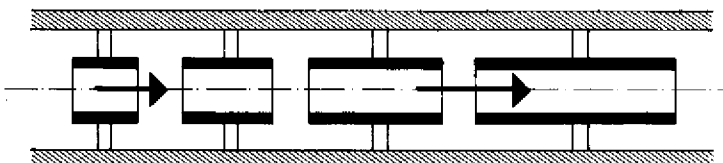
Ciklotron sestavljata votli (kovinski) polkrožni škatli (polmer velikostnega reda 1 m), ki sta nekoliko razmaknjeni (slika 8.15). Škatli sta v homogenem magnetnem polju (med poloma velikega magneta), katerega tokovnice so pravokotne na njuno osnovno ploskev. Med votla kovinska polhlebca je priključena izmenična napetost (z amplitudo okrog 200 kV) z visoko frekvenco ν (okrog 10 MHz). Električno polje se zadržuje le v ozki reži med razmaknjenima polovicama ciklotrona.



slika 8.13



slika 8.15



slika 8.14

V sredini reže je vir ionov, ki oddaja električne delce, npr. protone (vodikove ione), devterone, helione itd. Ioni se v električnem polju pospešijo in vstopijo v eno od obeh škatel. Znotraj votlih škatel deluje na ione le magnetna radialna sila ($F_r = evB$, gl. str. 88), zato se ioni (ki izhajajo iz ionskega vira v ravnini ciklotrona) gibljejo s stalno obodno hitrostjo v po krogu s polmerom $r = mv/eB$ (gl. str. 88). Vidimo, da je polmer ionske krožnice premo sorazmeren z gibalno količino iona. Po času $\tau/2 = \pi r/v = \pi m/eB$ (ki je neodvisen od hitrosti ionov) prispejo ioni do reže. Če električno polje med tem, ko ioni potujejo po polkrožnici, spremeni predznak, se ioni v reži zopet pospešijo in vstopijo v drugo škatlo z nekoliko večjo hitrostjo in se gibljejo v njej po nekoliko večji krožnici. Po enakem času $\tau/2$ prispejo zopet do reže (električno polje se je medtem spet spremenilo), se zopet pospešijo itd. Ioni se torej v ciklotronu gibljejo po nekakšni spiralni krivulji (slika 8.16). Frekvenca priključene napetosti mora biti enaka frekvenci kroženja ionov:

$$\omega = 2\pi\nu = 2\pi/\tau = eB/m \quad (8.17)$$

Vidimo, da je frekvenca (ω) priključene izmenične napetosti, ki je potrebna, da se ioni ob vsakem vstopu v režo pospešujejo, neodvisna od hitrosti in polmera tirnice ionov. Ta se povečujeta, dokler ioni ne dosežejo roba ciklotrona ($r = R$), kjer jih stransko električno polje pritegne, tako da izstopijo iz ciklotrona s končno kinetično energijo:

$$W_{kin} = mv^2/2 = (eBR)^2/2m \quad (8.18)$$

Primer:

Na kolikšno energijo se pospešijo delci alfa v ciklotronu s polmerom $R = 0,5$ m, če gostota magnetnega polja znaša $B = 1,2$ Vs/m²?

$$\begin{aligned} m &= 4u = 4 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 6,64 \times 10^{-27} \text{ kg} \\ e &= 2e_0 = 3,2 \cdot 10^{-19} \text{ As} \\ W_{kin} &= (eBR)^2/2m = 2,78 \cdot 10^{-12} \text{ J} = 17,4 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Enako kot delci alfa se pospešijo tudi protoni, saj imajo enako razmerje e^2/m .

Za delovanje ciklotrona je bistvena sočasnost nihanja priključene izmenične napetosti in kroženja ionov, tako da se ioni v reži vedno pospešujejo. Toda obhodni čas ionov (τ) je obratno sorazmeren z njihovo maso, ta pa se med pospeševanjem povečuje (gl. str. 148). Relativistično povečevanje mase je posebej pomembno pri lahkih delcih, npr. pri elektronih. Večjemu polmeru tirnice ustreza večja hitrost delcev in zato tudi večja masa ter manjši obhodni čas, tako da pospešeni delci vstopajo v režo v nepravih trenutkih in jih napetost zavira, namesto da bi jih pospeševala.

Relativistično povečevanje mase je glavni vzrok, da ciklotron ni primeren za pospeševanje elektro-

nov. Ciklotron, ki je posebej prirejen za elektrone, se imenuje **mikrotron**; deluje na principu mikrovalovnega votlinskega resonatorja. Običajni ciklotron se uporablja predvsem za pospeševanje protonov, devteronov, helionov ali drugih ionov. Tudi pri teh delcih relativistični efekt določa zgornjo mejo pospeševanja, npr. do 25 MeV.

Relativistično omejitev delovanja ciklotrona je mogoče odpraviti tako, da se med pospeševanjem delcev zmanjšuje frekvenca priključene izmenične napetosti in je ta ves čas sinhrona s kroženjem delcev (t.i. **sinhrociklotron**). Dosežena energija pospešenih protonov se lahko poveča npr. na skoraj 700 MeV (pri $B = 1,8$ Vs/m² in $R = 3$ m), vendar s slabšim izkoristkom (šibkejši curki pospešenih delcev) kot pri ciklotronu s stalno frekvenco.

Druga možnost, kako odpraviti relativistično omejitev, je ojačevanje magnetnega polja proti periferiji ciklotrona, tako da je količnik B/m stalen, kar omogoča pospeševanje protonov do energije okrog 200 MeV. Tovrstni ciklotroni so primerni za raziskovanje strukture lahkih jeder v območju srednjih energij od 10 do 200 MeV.

Slabost ciklotronov je predvsem v tem, da potrebujejo močan in velik magnet ($1 - 2$ Vs/m²), ki mora prekrivati s kolikor toliko homogenim poljem celotno ploskev ciklotronovega hlebca. Zato so prvotne ciklotrone opustili in uporabljajo sinhrotrone.

Betatron

Betatron se uporablja za pospeševanje elektronov do energij od nekaj 10 MeV do 300 MeV. V bistvu je transformator z močnim magnetnim jedrom, katerega primarno navitje napajamo z izmenično napetostjo (frekvenca 30–60 Hz), sekundarno »navitje« pa je krožni tir elektronov, ki krožijo v vakuumski toroidni cevi (slika 8.17). Cev je položena med pola elektromagneta, ki sta oblikovana tako, da se gostota magnetnega polja na območju elektronskega tira zmanjšuje v smeri radialno navzven, kar omogoča stabilen tir kroženja elektronov. vzdolž smeri pospešenega kroženja se magnetno polje ojačuje tako, da se polmer kroženja (R) med pospeševanjem ne spreminja (kot se npr. spreminja pri ciklotronu). Velja: $R = mv/e_0B = konst.$ (gl. 3.23).

Gostota magnetnega polja na območju pospeševalne cevi se s časom spreminja sinusno. S posebnim elektronskim topom (10 – 100 kV) se vbrizga v cev pulz elektronov v trenutku, ko gostota magnetnega polja začne naraščati od nič navzgor. Zaradi spreminjanja magnetnega fluksa na območju elektronske tirne zanke se vzdolž elektronskega krožnega tira inducira električno polje z jakostjo E , tako da je (gl. zakon indukcije, str. 120):

$$\begin{aligned} U_i &= 2\pi RE = d\Phi/dt = \frac{d}{dt} \int B(r) \cdot 2\pi r dr = \\ &= \pi R^2 d\bar{B}/dt \end{aligned}$$

\bar{B} je povprečna gostota magnetnega polja na območju elektronske krožne zanke, to je na območju osrednjega magnetnega jedra. Inducirano električno polje pospešuje elektrone:

$$F = e_0 E = dG/dt = d(mv)/dt = e_0 R dB(R)/dt$$

Primerjajoč dobljena izraza za E , ugotovimo, da za betatron velja relacija:

$$\bar{B} = 2B(R) \tag{8.19}$$

Povprečna gostota magnetnega polja na območju osrednjega magnetnega jedra mora biti dvakrat tolikšna, kot znaša na območju elektronskega krožnega tira.

Elektroni se pospešujejo v času četrta nihaja priključene izmenične napetosti, ko magnetno polje narašča od nič do amplitudne vrednosti. V tem času obtečejo krožnico npr. 250 000 krat. Pri vsakem obhodu se inducira napetost $\pi R^2 d\bar{B}/dt \cong 400V$ in energija elektrona se poveča za 400 eV, tako da se elektroni v celoti pospešijo do energije 100 MeV. Na koncu pospeševanja (ko magnetno polje doseže maksimum) elektrone odtegnemo iz cevi (npr. s perturbacijo magnetnega polja). Izstopni pospešeni elektroni običajno zadevajo ob tarčo iz težke kovine (kot pri rentgenski cevi) in dobimo trde rentgenske žarke.

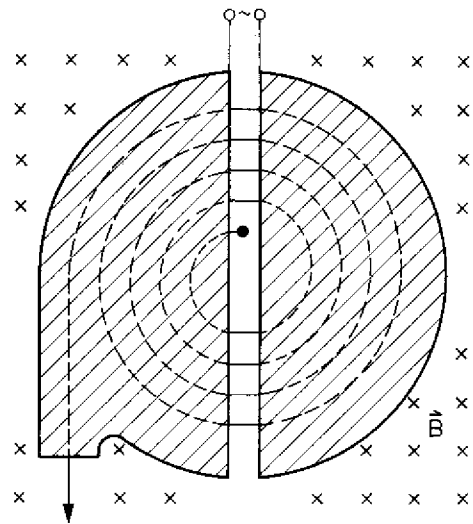
Drugo polovico nihaja izmenične napetosti (ko se magnetno polje zmanjšuje) izkoristimo za pospeševanje elektronov v obratni smeri. Zato ima betatron dva vhoda (in dva izhoda); pri enem izkoriščamo naraščanje magnetnega polja, pri drugem pa padanje.

Relativistično povečevanje mase elektronov med pospeševanjem v betatronu ni pomembno, saj potegnemo elektrone iz cevi, še preden se spremeni smer pospeševalne napetosti; torej ni potrebno, da je kroženje elektronov v fazi s priključeno napetostjo. Zgornja meja pospeševanja za betatronom je določena z energijsko izgubo pospešenih elektronov, saj ti oddajajo elektromagnetno energijo.

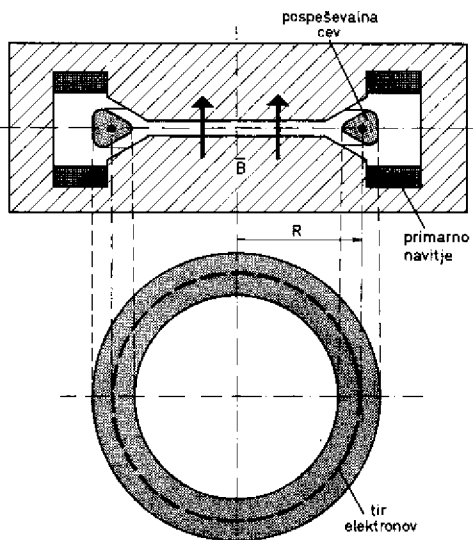
Sinhrotron

Za raziskovanje strukture atomskih jeder zadoštuje energija delcev do nekaj sto MeV, notranjo sestavo samih nukleonov in drugih osnovnih delcev pa lahko raziskujemo le s pospešenimi delci z energijo več GeV. Tolikšno energijo dosežemo s pospeševalnikom sinhrotronom, pri katerem izkoriščamo dobre lastnosti ciklotrona in betatrona, tako da je sinhrotron primeren tako za elektrone kot za protone in težje delce.

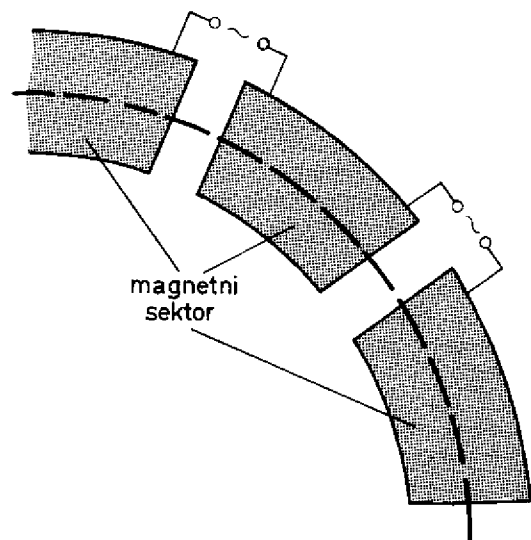
Kakor pri betatronu je tudi pri sinhrotronu polmer kroženja delcev stalen, se kljub pospeševanju ne spreminja. Delci se pospešujejo podobno kot pri sinhrociklotronu, le da je pospeševalna napetost razdeljena po sektorjih magnetov, ki so razvrščeni vzdolž tira pospeševanja (slika 8.18). Ker so



slika 8.16



slika 8.17



slika 8.18

magneti le na območju tira (in ne na celotni ploskvi kot pri betatronu ali ciklotronu), je lahko polmer tira velik (pri velikih sinhrotronih velikostnega reda 1 km). Pospeševalna napetost ima takšno frekvenco (in ta se tako spreminja vzdolž smeri pospeševanja delcev), da se predznak napetosti spremeni med časom, ko delci potujejo po notranjosti magnetnega sektorja, tako da delci v pravih trenutkih vstopajo v reže med sosednjimi sektorji in se tako vedno pospešujejo.

Kakor pri betatronu tudi pri sinhrotronu vbrizgamo curek delcev v pospeševalno cev (npr. z običajnim ciklotronom ali linacom). Sinhrotron CERN v Švici pospešuje protone z energijo 33 GeV, največji sinhrotron (v SZ) pa z energijo 70 GeV. Elektronski sinhrotroni dajejo energijo nekaj GeV.

Jedrske reakcije

S pojmom jedrska reakcija označujemo spremembe v atomskih jedrih, ki jih povzročajo vpadni delci, npr. fotoni gama, nevtroni ali pospešeni električni delci. Jedrske reakcije spremljajo tolikšne energijske spremembe, da te že vplivajo na maso sodelujočih delcev. Masa delcev in jeder pred reakcijo je v splošnem različna od celotne mase po reakciji. Zato je za jedrsko reakcijo značilno, da se del mase spreminja v energijo ali obratno.

Z vpadnimi delci a ($= n$ – nevtroni, $= p$ – protoni, $= \alpha$ – helioni, $= d$ – devteroni, $= \gamma$ – fotoni, $= e^-$ – hitri elektroni itd.) obstreljujemo tarčo, ki vsebuje jedra ${}_Z X^A$. Atomska jedra v tarči so izredno majhna v primerjavi z njihovo medsebojno oddaljenostjo (celo v trdni snovi), zato se vpadni delci gibljejo praktično skozi prazen prostor. Večina vpadnih delcev preide tarčo, ne da bi reagirali z jedri. Le tu in tam (verjetnost za tak dogodek je izredno majhna, npr. 1 proti 20 000 do 50 000) kak delec slučajno zadane ob jedro in povzroči jedrsko reakcijo. Torej se le izredno majhen del vpadnih delcev izkoristi za jedrske reakcije.

Atomsko jedro je električno pozitivno, zato odbija pozitivne električne delce, npr. protone, devterone in helione. Pozitivni delec, ki se slučajno giblje v smeri jedra, prodre vanj le, če ima dovolj veliko kinetično energijo (npr. nekaj MeV), da premaga električno odbojnost jedra. To je pomembno predvsem pri jedrih z visokim vrstnim številom Z . Razumljivo je, da so za jedrske reakcije primerni predvsem nevtroni (teh jedra ne odbijajo).

Ne glede na burne spremembe, ki se dogajajo pri jedrskih reakcijah, veljajo nekateri ohranitveni zakoni. Omenjamo le najpomembnejše:

1. **Ohranitev električnega naboja.** Skupni naboj pred reakcijo je enak skupnemu naboju po

reakciji. Jedrska reakcija ne more spreminjati celotnega električnega naboja. Ta je namreč notranja lastnost posameznih delcev in nukleonov, ki sestavljajo jedro.

2. **Ohranitev števila nukleonov.** Celotno število vseh nukleonov (protonov in nevtronov) delcev in jedra pred reakcijo je enako veliko kot po reakciji. Z jedrsko reakcijo se protoni lahko spreminjajo v nevtrone ali obratno, toda njihova vsota se ne spremeni.

3. **Ohranitev gibalne in vrtilne količine (spina)** vseh sodelujočih delcev in jeder. Jedrska reakcija je pravzaprav trk vpadnega delca in jedra, pri katerem se v splošnem spremeni tako kinetična kot notranja energija sodelujočih delcev. Kakor pri vsakem trku se tudi pri jedrski reakciji ohranjata tako gibalna kot vrtilna količina delcev in jedra.

4. **Ohranitev celotne energije.** Vsota kinetičnih in lastnih energij vseh delcev in jedra ter energije morebitnih fotonov pred reakcijo je enako velika kot po reakciji.

Vmesno jedro

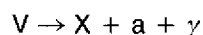
Jedrska reakcija se prične, ko vpadni delec vdre v jedro. Zaradi velike zgoščenosti snovi in ker so jedrske sile na območju jedra izredno močne, jedro povsem absorbira vpadni delec skupaj z njegovo energijo. Ta se statistično porazdeli med vse nukleone v jedru. Vpadni delec takoj po vpadu v jedro izgubi identiteto in postane del novega, t.i. **vzbujenega jedra** (V):



Vmesno jedro je običajno močno vzbujeno in nestabilno, zato že po kratkem času (manj od 10^{-14} s) razpade. Razpad je odvisen le od vrste vmesnega jedra in od stopnje njegove vzbujenosti, nič pa od načina njegovega nastanka; je povsem statistične narave in nanj ne moremo neposredno učinkovati. Možne so tele reakcije (slika 8.19):

1. Vmesno jedro odda enak delec (a), kot je vpadel, in se vrne v enako začetno stanje. Takšna reakcija se imenuje **elastično sipanje delca na jedru**, kot da delec sploh ne bi vstopil v jedro, ampak bi se elastično odbil od njega: $V \rightarrow X + a$.

2. Vmesno jedro sicer emitira enak delec, kot je vpadel, vendar se ne vrne v začetno stanje; obdrži del vpadne kinetične energije kot notranjo energijo (preide v vzbujeno stanje) in jo kasneje odda v obliki fotona. To je torej **neelastično sipanje delca na jedru**:



3. **Jedrsko reakcijo** v pravem pomenu besede dobimo, če vmesno jedro odda drugačen delec

(b), kot je vpadel, tako da se spremeni tudi njegova sestava; nastane novo jedro (Y):

$$V \rightarrow Y + b$$

Jedrsko reakcijo običajno napišemo (podobno kot kemično reakcijo) v obliki (ne da bi omenjali vmesno jedro):

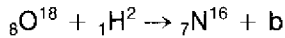
$$a + X \rightarrow Y + b \quad \text{ali krajše:}$$

$$X(a,b)Y$$

Prva črka v oklepaju (a) označuje vpadni delec, druga (b) pa emitirani delec.

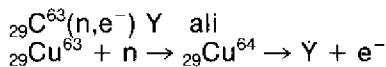
Primeri:

1. Po obstreljevanju jeder kisikovega izotopa O^{18} z devteroni nastanejo jedra dušikovega izotopa N^{16} . Kateri delci se pri tej jedrski reakciji sprostijo?



Pred reakcijo je 20 nukleonov, od teh 9 protonov (to je pozitiven naboj $9e_0$). Po reakciji odnese dušikovo jedro 16 nukleonov, od tega 7 protonov. Torej preostanejo 4 nukleoni, med njimi 2 protona. Delec z dvema protonoma in dvema nevtrona je helion: $b = \alpha$. Lahko bi sicer mislili, da se sprostita dva devterona ali štirje posamezni nukleoni, vendar je emisija heliona z energijskega stališča (in zaradi ohranitve spinov) verjetnejša (gl. podoben primer iz mehanike: Trk teles, I. del, str. 104).

2. Če obsevamo bakrov izotop Cu^{63} z nevtroni, oddaja hitre elektrone (močne žarke beta). Kateri izotop nastaja pri tej reakciji?



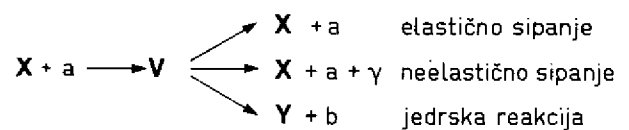
Vmesno jedro Cu^{64} vsebuje 29 pozitivnih osnovnih nabojev (protonov). Ker izleti negativen elektron, se mora število protonov v jedru povečati za 1, da se celoten naboj ne spremeni. Celotno število nukleonov v jedru (64) se ne spremeni, saj emitirani elektron ni nukleon. Torej se med razpadom vmesnega jedra nevtron spremeni v proton in elektron; zadnji izleti (kot pri razpadu beta, gl. str. 226): $Y = {}_{30}Zn^{64}$.

3. Po obsevanju bakrovega izotopa Cu^{63} z devteroni nastanejo vmesna jedra ${}_{30}Zn^{65}$, ki lahko razpadejo na različne načine (slika 8.20). Kateri delci se emitirajo v posameznih primerih?

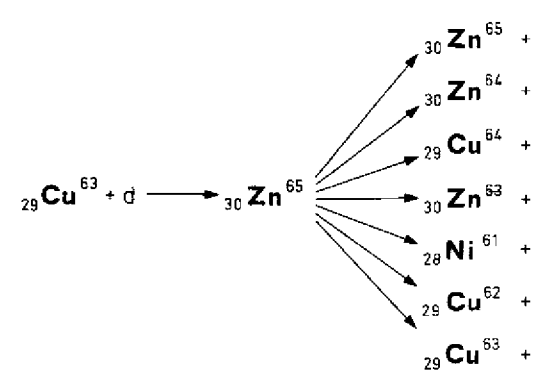
4. Z obstreljevanjem fluorovega izotopa F^{19} z nevtroni, nastajajo radioaktivna jedra izotopa F^{20} . Odvisno od energije vpadnih nevtronov, so ta jedra različno močno vzbujena in različno razpadajo. Manj vzbujena jedra oddajajo fotone gama

ali posamične protone oz. delce alfa. Močnejše vzbujena jedra se pomirjajo z emisijo dvojic ali trojic nevtronov. Izredno močno vzbujena jedra pa emitirajo nevtrone in protone hkrati, npr. proton in 4 nevtrone, 2 protona in 5 nevtronov ali 3 protone in 6 nevtronov. Katera jedra nastajajo pri vsakem od naštetih primerov?

5. Vmesna jedra ${}_{13}Al^{28}$ lahko nastanejo ali iz jeder Mg^{26} ali iz jeder lažjega aluminijevega izotopa Al^{27} . Katere vpadne delce moramo uporabiti?



slika 8.19



slika 8.20

Reakcijska energija

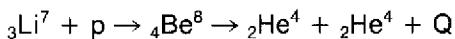
Omenili smo, da se pri jedrskih reakcijah masa spreminja v energijo in obratno. Pri nekaterih reakcijah je skupna masa (vpadnega delca in začetnega jedra) pred reakcijo večja od skupne mase (emitiranega delca in končnega jedra) po njej (t. i. defekt mase, kot pri nastanku jedra, gl. str. 217). Nastala razlika mase (Δm) se odda kot **reakcijska energija** $Q = c^2 \Delta m$, ki jo odnese ali emitirani foton ali emitirani snovni delec in novo jedro v obliki kinetične energije. Takšnim reakcijam pravimo **eksotermične** ali **eksoergične**.

Pri **endotermičnih** ali **endoergičnih reakcijah** pa je končna masa večja od začetne. Te reakcije so možne le, če je vpadna energija (energija vpadnega fotona ali kinetična energija vpadnega delca a) dovolj velika, da krije povečanje mase. Reakcijska energija je v tem primeru negativna in se imenuje **prag reakcije**.

Za jedrsko reakcijo $X(a,b)Y$ izračunamo reakcijsko energijo Q z enačbo:

$$Q = c^2(m_X + m_a - m_Y - m_b) \quad (8.20)$$

Eksoergična reakcija je npr. združitev jedra litijevega izotopa Li^7 s protonom, po čemer nastaneta helijeve jedri He^4 :



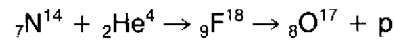
Vmesno jedro ${}_4\text{Be}^8$ je nestabilno in se razleti v dva heliona, ki odletita v nasprotnih smereh (tako da se ohrani gibalna količina). Pri tej reakciji se pojavi masni defekt:

$$\begin{aligned} \Delta m &= m_{\text{Li}} + m_{\text{p}} - 2m_{\text{He}} = (7,016004 + \\ &\quad + 1,007825 - 2 \cdot 4,002603) \text{ u} = \\ \Delta m &= 0,018623 \text{ u} \end{aligned}$$

Sprosti se reakcijska energija $Q = c^2 \Delta m = 0,018623 \text{ u} = 0,018623 \cdot 931,48 \text{ MeV} = 17,3 \text{ MeV}$. Tej energiji prištejemo še energijo, ki jo potrebuje vpadni proton, da premaga električno odbojnost pozitivnega litijevega jedra (okrog 0,5 MeV). Sproščena heliona si tako bratsko razdelita celotno razpoložljivo energijo 17,8 MeV, tako da vsak od njiju odleti s kinetično energijo 8,9 MeV.

Kot primer endoergične reakcije omenimo prvo, umetno sproženo jedrsko reakcijo: obsevanje zraka z žarki alfa, ki jih npr. oddaja radij 226. Sledi električnih delcev pred reakcijo in po njej opazujemo v megljčni celici (gl. str. 247). Opazimo, da večina delcev alfa pušča v zraku ravne in približno enako dolge sledi (ustrezno dosegu delcev alfa v zraku, gl. str. 245). Tu in tam (približno vsaka 50000. sled) sled delca alfa nenadoma izgine in namesto nje se pojavita kratka debela sled in dolga tanka sled (slika 8.21). Zadnje povzroči električni delec, ki ima manjši naboj kot delec alfa. Ker je ta sled ravna, pripada masivnemu delcu, npr. protonu. Kratka debela sled pa

je sled masivnega jedra s precejšnjim nabojem. Razlagamo si, da vpadni delec alfa zadene ob jedro dušikovega izotopa N^{14} (ki je v zraku najpogostejše); nastane vmesno jedro F^{18} , ki takoj nato razpade na kisikovo jedro O^{17} , proton se pa sprosti:



S pomočjo tabele izotopov se takoj prepričamo, da je končna masa večja od začetne: $m_{\text{p}} + m_{\text{O}} = 18,006958 \text{ u}$ in $m_{\text{N}} + m_{\alpha} = 18,005677 \text{ u}$. Pri tej reakciji se torej masa poveča za 0,001281 u, za kar je potrebna energija (prag reakcije): $0,001281 \cdot 931,48 \text{ MeV} = 1,19 \text{ MeV}$. Reakcija je možna z delci alfa, katerih energija je nekaj MeV (kakršne npr. sevajo naravno radioaktivni izotopi, gl. str. 226).

Naloga: Določi reakcijsko energijo ali prag za te jedrske reakcije: $\text{H}^2(\text{d,p})\text{H}^3$, $\text{H}^2(\text{d,n})\text{He}^3$, $\text{H}^3(\text{p,n})\text{He}^3$, $\text{Li}^7(\text{d,n})2\text{He}^4$, $\text{Be}^9(\alpha,\text{n})\text{C}^{12}$, $\text{Be}^9(\text{p,n})\text{B}^9$, $\text{N}^{14}(\text{p,n})\text{O}^{14}$, $\text{O}^{16}(\text{n,p})\text{N}^{16}$ in $\text{N}^{14}(\text{n,p})\text{C}^{14}$.

Reakcijsko energijo dane jedrske reakcije eksperimentalno določimo tako, da izmerimo (v megljčni celici) kinetično energijo vpadnih in nastalih delcev ter atomskih jeder, ki pri reakciji sodelujejo. Z znanim Q lahko iz enačbe (8.20) izračunamo maso enega od udeležencev, če so mase drugih znane. Tako npr. s precejšno natančnostjo določimo maso nevtrona in nekaterih kratkoživih izotopov, ki jih drugače (npr. z masnim spektrometrom) ne moremo izmeriti.

Umetna radioaktivnost

Pospeševalniki, v katerih se pospešujejo različni električni delci do poljubnih energij, so omogočili raznovrstne jedrske reakcije, s katerimi lahko spreminjamo atomska jedra v nova z drugačnimi jedrskimi lastnostmi, da dobimo nove elemente z drugačnimi kemičnimi značilnostmi. S tem se uresničuje stara želja, kako spreminjati kemično naravo elementov. Predvsem pa z jedrskimi reakcijami pridobivamo različne radioaktivne izotope, npr. izotope, ki sevajo žarke alfa, beta ali gama z različnimi energijami, z različnimi razpolovnimi časi itd. Izbrati je treba ustrezno jedrsko reakcijo, to je ustrezno tarčo in ustrezne vpadne delce. Toda izkoristek obstreljevanja tarče z vpadnimi delci je običajno izredno majhen. Za mikrogramske količine novega elementa je potrebno dolgotrajno (npr. večdnevno) obsevanje. V tem pogledu je ugoden jedrski reaktor, ki je močan vir nevtronov z različnimi energijami.

Oglejmo si nekaj najpomembnejših primerov umetnega pridobivanja radioaktivnih izotopov.

Sevalci žarkov alfa. Poleg naravno radioaktivnih izotopov (urana 238, radija 226, radona 222, polo-

nija 210 in plutonija 239) so pomembni sevalci žarkov alfa tudi izotopi Li 6, B 10, Al 27 in Na 23, ki po obsevanju z nevtroni ali protoni sevajo žarke alfa:



Pomembna je reakcija ${}^3\text{Li}^6(d, \alpha){}_2\text{He}^4$ (po absorpciji devterona nastane vmesno jedro ${}^4\text{Be}^8$, ki razpade na dva heliona), pri kateri se sprošča precejšnja energija (okrog 22 MeV). Ta reakcija je znana kot najmočnejša običajna jedrska reakcija (močnejše reakcije so samo še termonuklearne in fisijske, gl. str. 238 in 252).

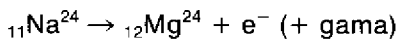
Sevalci žarkov gama. Večina naravno radioaktivnih izotopov seva fotone gama, med njimi sta najbolj uporabna radij 226 in radon 222. Pri cepitvi uranovih jeder (gl. str. 238) nastaja izotop ${}_{55}\text{Cs}^{137}$ (razpolovni čas 30 let), ki se pogosto uporablja kot vir žarkov gama (npr. z aktivnostjo nekaj mikro- ali milikirijev).

Od umetno pridobljenih sevalcev gama je pomemben kobaltov izotop Co^{60} , ki ga pridobivamo z reakcijo $\text{Co}^{59}(n, \gamma)\text{Co}^{60}$. Z nevtroni obsevamo naravni kobalt, ki vsebuje le stabilni izotop Co^{59} . Nekatera jedra se transformirajo v radioaktivna jedra Co^{60} , ki z razpolovnim časom 5,2 let sevajo žarke gama (in beta). Ker se nastali radioaktivni izotop Co^{60} kemično ne razlikuje od prvotnega, neaktivnega izotopa Co^{59} , ga ne moremo ločiti, zato kobaltov radioaktivni vir vedno vsebuje pretežno stabilna jedra Co^{59} (gl. 4. primer na strani 223). Uporablja se kot vir gama v medicini in industriji (namesto rentgenske cevi).

Kot sevalci žarkov gama se uporabljajo še izotopi Ir^{192} (razpolovni čas 74 dni, nastaja z reakcijo $\text{Ir}^{191} + n \rightarrow \text{Ir}^{192} + \gamma$), Au^{198} (naravno zlato, ki vsebuje le stabilni izotop Au^{197} , obsevamo z nevtroni) ter Na^{24} (razpolovni čas 14,8 ur). Zadnjega pridobivamo ali z reakcijo $\text{Al}^{27}(n, \alpha)\text{Na}^{24}$ ali z $\text{Na}^{23}(n, \gamma)\text{Na}^{24}$.

Razpad gama običajno spremlja tudi druge vrste razpadov, npr. razpad alfa ali beta, pa so zato alfa in beta sevalci pogosto tudi viri žarkov gama.

Sevalci žarkov beta (elektronov). Omenili smo (str. 226), da se med razpadom beta nevtron v jedru spremeni v proton, negativni elektron pa izleti. Beta aktivna so predvsem jedra, ki vsebujejo preveč nevtronov, katerih razmerje števila nevtronov in števila protonov je večje kot pri sosednjem stabilnem jedru (gl. sliko 8.2). Npr. natrijev izotop Na^{23} je stabilen, težji natrijev izotop Na^{24} pa vsebuje preveč nevtronov, zato je beta aktiven:



Tovrstne radioaktivne izotope načeloma pridobivamo tako, da lažjim izotopom (istega kemičnega elementa) povečamo število nevtronov v jedrih,

npr. obsevajoč jih z nevtroni. Uporabljajo se predvsem tile: C^{14} , Na^{24} , H^3 (trij), P^{32} , Cu^{64} in Au^{198} . Kot sevalec beta je pomemben še izotop Sr^{90} , ki je produkt cepitve uranovih jeder (str. 238).

Pozitron

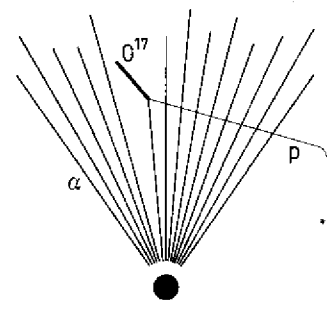
Pozitron (e^+) je električni osnovni delec, ki je po masi in spinu enak elektronu, ima pa pozitiven osnovni naboj ($+e_0$, podobno kot proton). Pravimo, da je pozitron **antidelec** elektrona, nekakšen pozitivni elektron. Po njegovem odkritju so nekateri fiziki preimenovali elektron v **negatron** in obravnavali negatron ter pozitron kot negativno in pozitivno varianto elektrona.

Pozitron kot prost delec v snovi ni obstojen dolgo, njegova življenjska doba je običajno krajša od 10^{-10} s. Slejkoprej namreč zadene ob negativni elektron, se spoji z njim v elektronsko dvojico in oba izgineta (anihilirata), pri čemer nastaneta dva enaka fotona gama:

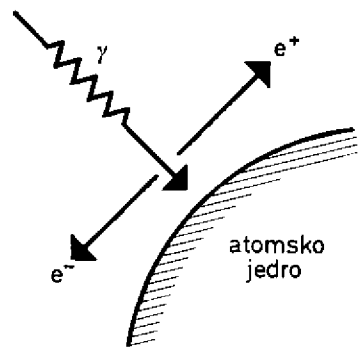


Ker je lastna energija elektrona ali pozitrona enaka 0,51 MeV, nastane pri tej reakciji foton z energijo najmanj 1,02 MeV (lastni energiji elektronskega para dodamo še njuno kinetično energijo).

Možen je tudi obraten proces, da foton izgine, namesto njega pa nastane elektronski par. Če npr. foton z energijo več od 1,02 MeV zadene ob težko jedro, lahko izgine, pojavita pa se elektron in pozitron, ki odletita v različnih smereh (t.i. **tvorba elektronskega para**, slika 8.22). Presežek



slika 8.21

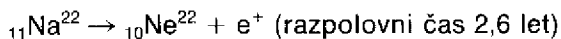


slika 8.22

energije fotona (nad 1.02 MeV, kolikor je potrebno za rojstvo elektronskega para) si novo rojena elektron in pozitron razdelita in odneseta v obliki kinetične energije.

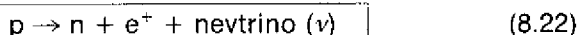
Pozitrone so najprej odkrili v kozmičnih žarkih, ki iz vesolja z vseh strani vpadajo v Zemeljsko ozračje. Kozmični žarki puščajo na fotografskih ploščah različne sledi. Ena vrsta sledi ustreza elektronom podobnim delcem, le da so električno pozitivni; te sledi povzročajo pozitroni, ki v ozračju nastajajo pod vplivom kozmičnih žarkov (gl. str. 255).

Pozitrone sevajo tudi nekatera radioaktivna jedra, ki nastajajo pri jedrskih reakcijah. Kakor jedra s prevelikim številom nevtronov oddajajo negativne elektrone, oddajajo pozitrone nestabilna jedra, ki vsebujejo premalo nevtronov oz. preveč protonov. Takšna jedra so β^+ – **aktivna**. Npr. natrijev izotop Na^{23} je stabilen. Omenili smo, da je njegov sosed Na^{24} β^- – aktiven, sosed Na^{22} na drugi strani pa ima premalo nevtronov oz. preveč protonov, da bi lahko bil stabilen, zato razpada z emisijo pozitronov:



Pri razpadu β^+ se masno število jedra ne spremeni (kot pri razpadu β^-), poveča pa se število nevtronov na račun zmanjšanja števila protonov. Nastane element, ki je v periodnem sistemu elementov za eno mesto levo od prvotnega elementa.

Sklepamo, da se pri razpadu β^+ proton v jedru spremeni v nevtron:



Mereč energijo emitiranih pozitronov, tudi za to reakcijo ugotovimo (podobno kot pri razpadu β^- , gl. str. 226), da se poleg pozitrona sprošča tudi električno nevtralen delec brez lastne mase, t. i. **nevtrino**, ki odnese navidezno manjkajočo energijo.

Zgoraj omenjeni emitirator pozitronov – Na^{22} – proizvajamo z obsevanjem magnezijevega izotopa Mg^{24} z devteroni: ${}_{12}\text{Mg}^{24}(\text{d}, \alpha){}_{11}\text{Na}^{22}$. Pomemben sevalec pozitronov je tudi fosforjev izotop P^{30} , ki nastaja z jedrsko reakcijo ${}_{13}\text{Al}(\alpha, n){}_{15}\text{P}^{30}$; z razpolovnim časom 3 min razpada v izotop Si^{30} . Če jedra stabilnega ogljikovega izotopa C^{12} obsevamo s protoni, nastajajo (z reakcijo p, γ) jedra N^{13} , ki vsebujejo preveč protonov. Ta so zato β^+ aktivna in z emisijo pozitronov prehajajo v stabilen ogljikov izotop C^{13} (verjetno je ta reakcija vzrok, da naravni ogljik vsebuje 1,1% tega izotopa).

Zanimiv je radioaktivni izotop ${}_{29}\text{Cu}^{64}$, ki lahko razpada kar na tri različne načine. Precej (38%) jih razpada z β^- v stabilen cinkov izotop ${}_{30}\text{Zn}^{64}$, nekaj (19%) z β^+ v stabilen izotop ${}_{28}\text{Ni}^{64}$, večinoma

(43%) pa s t. i. zajetjem K prehaja v enak nikljev izotop Ni^{64} kot pri razpadu β^+ . Tako različni načini razpadanja so možni, ker sta izobarna soseda z obeh strani – Ni^{24} in Zn^{24} – energetsko ugodnejša.

Zajetje K

Pri omenjenem radioaktivnem izotopu Cu^{64} z razpadom β^+ nastaja nikljev izotop Ni^{64} , pri čemer se sproščajo nevtrini z različnimi energijami. Opazimo, da ta izotop razpada tudi nekoliko drugače, da sicer nastaja nikljev izotop Ni^{64} (kot pri razpadu β^+), vendar pa se namesto nevtronov sproščajo rentgenski fotoni s takšnimi energijami, kot da bi atomski elektroni elementa Ni^{64} z višjih energijskih lupin preskakovali na najnižjo lupino K. Sklepamo, da vzbujeno jedro Cu^{64} zajame elektron z lupine K (ki je najbližje jedru). Zajeti elektron se v jedru poveže z odvečnim protonom v nevtron in nastane jedro nikljevega izotopa Ni^{64} (kot pri razpadu β^+). Prvotni atom Cu^{64} z vzbujenim jedrom a stabilno elektronsko konfiguracijo se tako spremeni v atom niklja Ni^{64} , katerega jedro je stabilno, razporeditev atomskih elektronov pa ne (lupina K ima prazno stanje). Na izpraznjeno stanje preskakujejo elektroni z višjih energijskih stanj, pri čemer se emitirajo rentgenski fotoni (serija K za nikelj).

Z zajetjem K razpada (med drugim) tudi naravno radioaktivni izotop ${}_{19}\text{K}^{40}$, pri čemer nastaja argonov izotop Ar^{40} .

Pri razpadu β^+ se sicer sproščajo pozitroni, toda ti se takoj nato povežejo s prostimi elektroni iz okolice in anihilirajo, pri čemer nastajajo anihilacijski fotoni gama. Razlika med razpadom β^+ in zajetjem K je torej v energiji emitiranih fotonov.

Jedrske reakcije z nevtroni

Nevtrone kot proste delce so najprej odkrili z jedrsko reakcijo ${}_{4}\text{Be}^9(\alpha, n){}_{6}\text{C}^{12}$. V kompaktni zmesi berilijevega in radijevega prahu se berilij obseva z žarki α , ki jih oddaja radij. Glede na reakcijo ${}_{4}\text{Be}^9 + \alpha$ bi pričakovali nastanek izotopa C^{13} . Toda ta je preveč nestabilen, z emisijo nevtronov preide v stabilen izotop C^{12} . Pri tej reakciji se sproščajo nevtroni s kinetično energijo okrog 5 MeV. Emitiranih nevtronov ne moremo neposredno zaznati (z običajnim števcem, gl. str. 247), ker nimajo električnega naboja in zato ne ionizirajo; zaznamo jih posredno. Radij-berilijev vir npr. obdamo s parafinom, ki vsebuje veliko vodika (lika 8.23). Sproščeni nevtroni prodirajo skozi parafin in spotoma (nekateri) zadevajo ob protone (vodikova jedra) ter jim s trki predajajo kinetično energijo (gl. Trk enako težkih prožnih kroglic, I. del, str. 104); izbite protone nato registriramo.

Kot vir nevtronov lahko izkoristimo tudi t. i. **jedrski fotoefekt**. Fotoni γ lahko, če imajo dovolj veliko energijo, iz lahkih jeder izbijajo nevtrone.

Primerni sta predvsem reakciji ${}^1_0\text{H}^2(\gamma, n){}^1_0\text{H}^1$ (prag te reakcije je pri 2,22 MeV, gl. vezalno energijo devterona, str. 218) ter reakcija ${}^9_4\text{Be}(\gamma, n){}^8_4\text{Be}$ (s pragom pri 1,67 MeV); vir gama je ali naravno radioaktivni radij 226 ali umetno radioaktivni Na^{24} . Pomemben vir nevtronov je **nevtronski generator**, to je linearni pospeševalnik za devterone. Curek pospešenih devteronov (z energijo okrog 0,4 MeV) udarja v tarčo iz tritija; nevtroni se sproščajo z reakcijo ${}^3_1\text{H}(d, n){}^2_1\text{H}$ (izletijo z energijo okrog 14 MeV). Če uporabimo devterijevo tarčo, nastajajo nevtroni z reakcijo: ${}^2_1\text{H}(d, n){}^3_1\text{H}$. Najpomembnejši vir nevtronov pa je **jedrski reaktor**, v katerem se nevtroni (z različnimi energijami) sproščajo s cepitvijo težkih jeder.

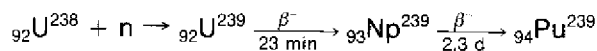
Ker nevtroni nimajo električnega naboja, se zlahka približajo jedrom in so zato posebej primerni za različne jedrske reakcije. Verjetnost za reakcijo je običajno tem večja, čim počasnejši je nevtron (čim počasnejši je, tem dlje časa prebije ob jedru, tem večja je verjetnost, da ga jedro zajame in obdrži).

Najpogostnejša jedrska reakcija z nevtroni je **zajetje nevtronov**. Jedro zajame vpadli nevtron in se nato pomiri z emisijo fotona (nastane jedro težjega izotopa). Primeri: ${}^1_0\text{H}(n, \gamma){}^2_0\text{H}$ in ${}^{113}_{48}\text{Cd}(n, \gamma){}^{114}_{48}\text{Cd}$. Lahki vodik (npr. v navadni vodi) razmeroma močno absorbira nevtrone (posebno počasne), s čimer nastaja težki vodik ali devterij. Ta reakcija je verjetno vzrok, da navadno voda vsebuje sledi težke vode. Težki vodik skorajda ne absorbira nevtronov (ako bi, bi v naravi obstajal tudi super težki vodik – tritij). V jedrski tehnologiji se kot absorber nevtronov uporablja predvsem kadmij 113, s katerim regulirajo potek verižne jedrske reakcije v reaktorju (gl. str. 242). V tem pogledu je pomemben tudi izotop bor 10, ki absorbira nevtrone z reakcijo ${}^{10}_5\text{B}(n, \alpha){}^7_3\text{Li}$.

Radioaktivni vodikov izotop **tritij** pridobivamo z obsevanjem litija 6 s počasnimi nevtroni (v jedrskem reaktorju): ${}^6_3\text{Li}(n, \alpha){}^3_1\text{H}$. Tritij je β^- – aktiven, z emisijo žarkov beta razpada v helijev izotop He^3 .

Pomembna je reakcija ${}^{14}_7\text{N}(n, p){}^{14}_6\text{C}$, ki jo v ozračju prožijo izredno hitri nevtroni (ti so produkt jedrskih reakcij med kozmičnimi žarki in ozračjem). Če hitri nevtron zadene ob dušikovo jedro N^{14} , nastane radioaktivni izotop ogljika C^{14} , ki je β^- – aktiven; z razpolovnim časom 5600 let razpada nazaj v dušikov izotop N^{14} (tako da se ta ohranja). V ozračju torej nenehno nastaja in razpada radioaktivni ogljik C^{14} , ki se meša s stabilnim (večinskim) izotopom C^{12} (pri današnjih razmerah v zemeljskem ozračju je na 10^{12} jeder stabilnega izotopa C^{12} približno 1 jedro radioaktivnega izotopa C^{14}). Rastline z zrakov vred absorbirajo ogljikov dioksid, ki se tako razširi v vsa živa bitja. Vsak organizem zato vsebuje radioaktivni izotop C^{14} , ki se sproti obnavlja, tako da je razmerje koncentracij C^{14} : C^{12} stalno. Ko organizem odmre, se C^{14} več ne obnavlja; le še razpada, razmerje C^{14} : C^{12} se zato zmanjšuje s časom.

Z absorpcijo nevtronov v težkih izotopih s konca periodnega sistema elementov (npr. v uranu in toriju) lahko proizvajamo težje izotope, ti **transuranske elemente**. U^{238} se po absorpciji nevtrona spremeni v težji izotop U^{239} , ki je β^- – aktiven in razpada v sosednji element ${}^{239}_{93}\text{Np}$, ki je tudi β^- – aktiven in se pretvarja v ${}^{239}_{94}\text{Pu}$. Z zaporednimi razpadi β^- se povečuje vrstno število (Z) elementa:



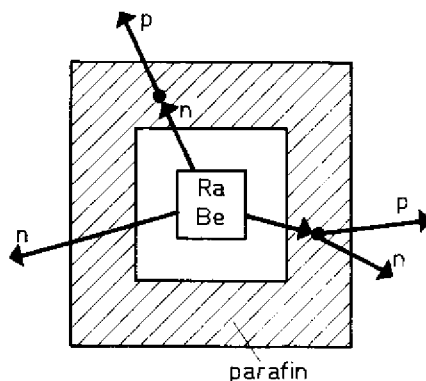
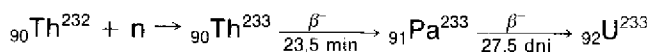
Tako npr. nastaja plutonij v jedrskem reaktorju z naravnim uranom (gl. str. 244). Ta je pomemben kot jedrsko gorivo, poleg tega razpada z emisijo α in se pretvarja v U^{235} , ki je tudi jedrsko gorivo.

Jedrska cepitev

Težka jedra elementov s konca periodnega sistema so naravno radioaktivna; postopoma razpadajo v lažja jedra (z emisijo alfa). Ta proces je razmeroma počasen in sprosti se le nekaj MeV energije na jedro. Bolj radikalna je **cepitev** ali **fisija** jedra, ko se težko jedro razcepi na srednje težki jedri.

Cepitev težkega jedra je lahko **spontana** (sama od sebe), a je to redek dogodek (v 1 g urana 235 se spontano razcepi le eno jedro v uri). Pogosteje se jedra cepijo z jedrskimi reakcijami, npr. če jedra obsevamo s fotoni ali nevtroni ali če jih obstreljujemo s pospešenimi elektroni, protoni itd. Načeloma je mogoče vsako jedro (tudi lahka jedra) razcepiti, če je le energija vpadnih delcev dovolj velika, npr. več sto MeV.

V zvezi s fisijo so najpomembnejša jedra, ki se cepijo po absorpciji **počasnih nevtronov**, to so jedra uranovih izotopov U^{235} in U^{233} ter plutonijevega izotopa ${}^{239}_{94}\text{Pu}$. Verjetnost za cepitev teh jeder je tem večja, čim manjša je energija vpadnih nevtronov, zato so najučinkovitejši prav počasni nevtroni, ki termično pohajkujejo med atomskimi jedri snovi (t. i. **termični nevtroni**). Od omenjenih cepljivih izotopov je v naravi le U^{235} (pomešan z večinskim izotopom U^{238} v naravnem uranu), Pu^{239} pridobivamo umetno iz U^{238} (gl. zgoraj) in prav tako tudi U^{233} iz torija 232:



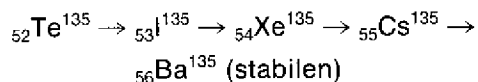
slika 8.23

Izotopa U^{238} in Th^{232} , ki sta v naravi od vseh radioaktivnih izotopov najpogostnejša (naravni uran vsebuje 99,3% U^{238} in 0,7% U^{235}), se s počasnimi nevtroni ne cepita; njihova jedra lahko cepijo le vpadni nevtroni, katerih energija je večja od 1 MeV.

Z zajetjem nevtrona se v jedru U^{235} sprosti vezalna energija okrog 7,5 MeV, zaradi česar je nastalo vmesno jedro U^{236} močno vzbujeno. Pri nekaterih primerih (15%) se vzbujeno jedro U^{236} pomiri preprosto z emisijo fotona gama, tako da se absorpcija nevtrona konča z njegovim zajetjem. Večinoma (85%) pa je nastalo razburjenje prehudo, nukleoni v jedru se burno prerivajo, »površina« jedra močno valovi. Zaradi burnega valovanja se v jedru lokalizirata skupka protonov, ki se nato električno odbijata in razmakneta (slika 8.24), tako da se jedro razleti na različni srednje teži jedri (X in Y). Obenem se sprostijo fotoni γ in nekaj nevtronov (eden, dva ali trije, pri uranu 235 povprečno 2,5 na cepitev).

Srednje težka jedra, nastala s cepitvijo težkih jeder, se imenujejo **cepitveni produkti**. Kako se nevtroni in protoni ob cepitvi razdele med nastali jedri X in Y (ter koliko nevtronov se pri tem sprosti), je povsem slučajno, zato je rezultat od cepitve do cepitve drugačen. Vzbujeno vmesno jedro U^{236} npr. lahko razpade na $_{57}La^{147} + _{35}Br^{87} + 2n + \gamma$ ali na $_{54}Xe^{141} + _{38}Sr^{93} + 2n + \gamma$ ali na $_{56}Ba^{140} + _{36}Kr^{93} + 3n + \gamma$ itd. V kosu urana 235, v katerem se jedra U^{235} po absorpciji počasnih nevtronov cepijo, tako nastane okrog 100 različnih srednje težkih izotopov z masnim številom A med 70 in 165. Pogostost nastajanja posameznih izotopov v odvisnosti od A je podana na sliki 8.25. Zanimivo je, da je razpolovitev jedra najmanj verjetna (0,01%); najpogostejša (6%) je cepitev, pri kateri nastaneta jedri z masnima številoma 95 in 139.

Cepitveni produkti nastajajo iz težkih jeder, pri katerih je razmerje števila nevtronov in števila protonov (N/Z) razmeroma veliko (gl. sliko 8.2). Ob cepitvi se protoni in nevtroni razdele med cepitvene produkte približno enako, zato je razmerje N/Z pri cepitvenih produktih približno enako veliko kot pri prvotnem težkem jedru. Toda stabilna srednje težka jedra imajo manjše razmerje N/Z kot nastali cepitveni produkti, zato so ti močno radioaktivni (vsebujejo preveč nevtronov) in zaporedoma razpadajo z emisijo β^- ali celo z emisijo nevtronov. Vsakemu cepitvenemu produktu tako sledi veriga radioaktivnih izotopov, ki so večinoma β^- in γ aktivni. Primer:



Posledica zaporednega radioaktivnega razpadanja cepitvenih produktov je, da nastane tudi do 300 različnih izotopov, ki so večinoma radioaktivni. Kos urana 235, katerega jedra se cepijo, je zato močan vir žarkov beta in gama, z aktivnostjo

več kCi. Poleg tega je vir različnih kemičnih elementov, ki jih je treba le kemično ločiti. V splošnem so radioaktivni cepitveni produkti velik problem pri obdelovanju, predelovanju in transportiranju izrabljenega uranskega goriva.

Nevtroni, ki jih z radioaktivnim razpadanjem oddajajo potomci cepitvenih produktov, se imenujejo **zakasneli nevtroni**, nevtroni, ki se sprostijo takoj ob cepitvi, pa so t.i. **takojšni nevtroni**. Prvi so sicer v veliki manjšini (le 0,75% vseh sproščenih nevtronov na cepitev U^{235}), vendar so zaradi zakasnitve zelo pomembni za varno kontroliranje in reguliranje verižne jedrske reakcije v jedrskem reaktorju.

Pri cepitvi jedra U^{235} s počasnimi nevtroni se sprosti približno **200 MeV energije na cepitev**, ki je razdeljena približno takole:

kinetična energija cepitvenih produktov	168 MeV
fotoni gama ob cepitvi	5 MeV
takojšni nevtroni	5 MeV
Radioaktivni razpad cepitvenih produktov	22 MeV
(žarki β 5 MeV, žarki γ 7 MeV, nevtrini 10 MeV)	
Skupaj	200 MeV

Večino sproščene energije torej odnesejo cepitveni produkti v obliki kinetične energije. Ti s precejšno kinetično energijo zadevajo ob druga jedra v snovi in jim s trki predajajo energijo, zato se ta slejkoprej spremeni v notranjo energijo snovi in se odda kot toplota (snov se močno segreje). Tudi preostali del sproščene energije (kinetična energija sproščenih nevtronov in elektronov ter energija fotonov) se v končni fazi odda kot toplota. Torej v prvem približku predpostavimo, da se na vsako cepitev jedra U^{235} sprosti okrog 200 MeV toplote. To je veliko več, kot npr. dobimo pri gorenju (oksidiranju) kemičnega goriva (le okrog 5 eV na vsak atom ogljika). Podobne ugotovitve veljajo tudi za cepljiva izotopa U^{233} in Pu^{239} .

Primer:

Koliko kWh energije dobimo iz 1 g urana 235, če se vsa jedra razcepijo?

V 1 g U^{235} je okrog $6 \cdot 10^{23}/235 = 2,55 \cdot 10^{21}$ jeder U^{235} . Ker se pri cepitvi vsakega jedra sprosti 200 MeV energije, dobimo v celoti $2,55 \cdot 10^{21} \cdot 200 \text{ MeV} = 8,17 \cdot 10^{19} \text{ J} = 22700 \text{ kWh} = 22,7 \text{ MWh}$. To je toliko energije, kolikor je npr. dobimo s sežigom 5 ton rjavega premoga. Razlika je tudi v času, v katerem se energija sprošča. Pri sežigu premoga se energija sprošča razmeroma počasi, s cepitvijo jeder pa lahko zelo hitro (npr. v milisekundah).

Jedrski reaktor

S cepitvijo težkih jeder se sprošča precejšnja energija. To lahko praktično izkoriščamo, če dosežemo, da se čimveč jeder cepi, in če lahko cepitve reguliramo in kontroliramo: pospešujemo, zaviramo ali ohranjamo na isti ravni.

Pomislimo, kako je pri gorenju snovi. Gorenje je kemična reakcija, pri kateri se snov spaja s kisikom. Produkti gorenja so različni plini, toplota in pepel. Snov začne goreti, če je segreta nad vžigno temperaturo. Sproščena toplota segreva sosednje dele snovi, s čimer se gorenje nadaljuje skozi snov (verižna reakcija). Snov gori enakomerno, če sproti dovajamo kisik, ki je potreben za gorenje in ki se z gorenjem porablja. Hitrost gorenja kontroliramo in reguliramo z dovajanjem kisika (zraka).

Pri jedrski cepitvi se sproščajo nevtroni, ki lahko cepijo nova jedra. Nevtroni imajo pri »jedrskem gorenju«
podobno vlogo kot sproščena toplota pri običajnem (kemičnem) gorenju: nastajajo pri jedrskem gorenju in ga obenem omogočajo oz. nadaljujejo. Poleg tega s spreminjanjem števila prostih nevtronov v snovi reguliramo hitrost jedrskega gorenja, tako da nevtroni učinkujejo tudi kot kisik jedrskega gorenja.

Jedrska verižna reakcija

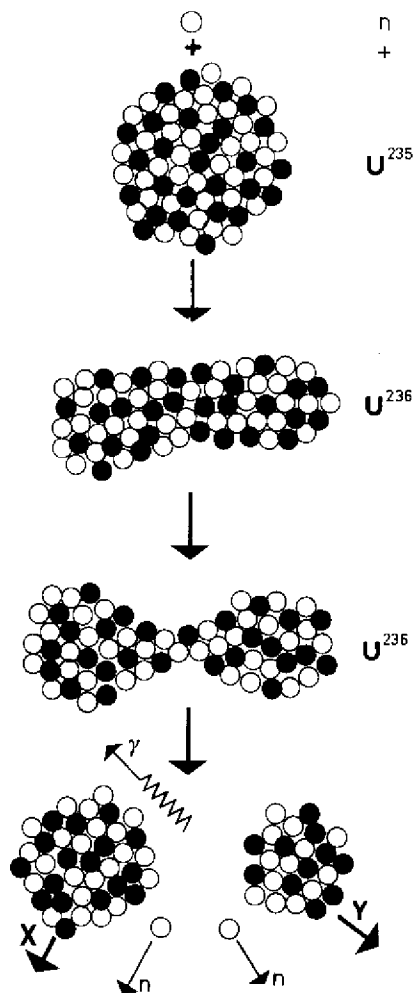
Verižno cepitev težkih jeder omogočajo nevtroni, nastajajoči pri samih cepitvah. Doseči moramo, da čimveč sproščenih nevtronov cepi nova težka jedra.

S cepitvijo težkih jeder se sproščajo t. i. **hitri nevtroni**, s kinetično energijo nekaj MeV (pri U^{235} povprečno 2 MeV). Povprečna prosta pot hitrih nevtronov v običajni snovi je relativno precejšnja, velikostnega reda nekaj cm (to pomeni, da hitri nevtron v povprečju preleti nekaj cm dolgo pot, preden zadene ob kakšno-katerokoli jedro). Če je snovi malo, sproščeni nevtroni večinoma pobegnejo iz snovi, še preden utegnejo zadeti ob kakšno jedro. Če pa so dimenzije snovi velike v primerjavi s povprečno prosto potjo nevtronov v snovi, nevtroni pretežno zadevajo ob jedra in reagirajo z njimi, tako da le majhen del celotne množice nevtronov uide iz snovi.

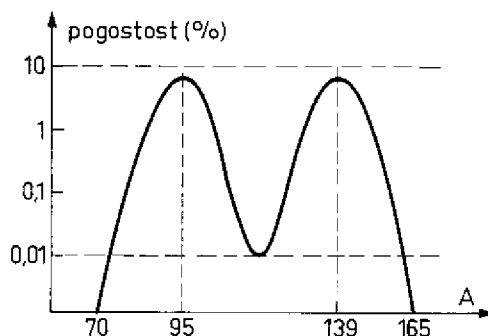
Glede na to, katera jedra so v snovi, kako pogosta so in kako so v snovi razporejena, se lahko nevtronom ob trkih z njimi pripeti tole:

a) Nevtroni se na jedrih **sipljejo elastično**, kar se najpogosteje dogaja pri lahkih jedrih, npr. vodikovih jedrih (v vodi). Z elastičnimi trki nevtroni postopoma izgubljajo svojo kinetično energijo, dokler se ta v povprečju ne izenači s povprečno kinetično energijo termično gibajočih se jeder, na katerih se nevtroni sipljejo. Tako upočasnjeni

(ali termalizirani) nevtroni se imenujejo **termični nevtroni**; neurejeno pohajkujejo naokrog, podobno kot plin molekul (njihova »temperatura«
je enaka temperaturi snovi).



slika 8.24



slika 8.25

b) Nevtroni se **sipljejo neelastično**, kar se dogaja predvsem pri težkih jedrih, npr. jedrih urana. Že s prvim neelastičnim trkom z uranovim jedrom se lahko kinetična energija novo rojenega hitrega nevtrona zmanjša pod 1 MeV (to je pod prag cepitve U^{238}).

c) Jedra lahko absorbirajo in zajamejo nevtrone ter postanejo radioaktivna (**zajetje nevtronov**). Verjetnost za zajetje je tem večja, čim počasnejši je nevtron. Torej je največja pri termičnih nevtroni. Termične nevtrone npr. močno absorbira vodik (voda) ter predvsem absorberji nevtronov – kadmij 113, bor 10 idr., zelo malo pa termične nevtrone absorbira težka voda.

č) Če so v snovi cepljiva (fisijska) jedra, se lahko ta po absorpciji nevtronov **razcepijo**. Pomembna so predvsem jedra izotopov U^{235} , Pu^{239} in U^{233} , ki se cepijo tem verjetneje, čim manjša je energija absorbiranih nevtronov, to je, najverjetneje s termičnimi nevtroni. Vendar se vsaka absorpcija nevtrona v fisijskem jedru ne konča s cepitvijo. Pri najpomembnejšem cepljivem izotopu U^{235} le 80% absorbiranih nevtronov povzroča cepitve, preostalih 20% pa konča z zajetjem. Najpogostejša težka izotopa v naravi – U^{238} in Th^{232} – sicer močno absorbirata nevtrone (tako hitre kot termične), vendar se njihova jedra cepijo le, če je energija absorbiranih nevtronov večja od 1 MeV. Žal (ali k sreči) pri teh jedrih prevladuje neelastično sipanje, tako da cepitve niso pomembne.

Naštete reakcije tekmujejo med seboj. Katera od njih prevladuje, je odvisno od vrste, števila in razporeditve posameznih jeder v snovi. Če snov v glavnem vsebuje lahka jedra (npr. voda), se hitri nevtroni pretežno elastično sipljejo in kmalu postanejo termični. V kosu naravnega urana so jedra U^{238} v veliki večini (99,3%), zato se jedra večinoma sipljejo neelastično, energija nevtronov se zmanjša pod 1 MeV in cepitve U^{238} niso možne. Cepljivega izotopa U^{235} pa je v naravnem uranu premalo, da bi bile njegove cepitve pomembne. V ta namen je treba povečati odstotek cepljivega izotopa U^{235} v uranu (to je, **obogatiti** uran).

Prosti nevtroni se v snovi kmalu izgubijo, če snov vsebuje mnogo jeder, ki močno absorbirajo nevtrone z zajetjem, npr. Cd^{113} ali B^{10} . Ta jedra torej regulirajo množico nevtronov v snovi.

Število prostih nevtronov v snovi se v splošnem spreminja s časom. Nevtroni se izgubljajo ali s pobegom iz snovi (če je npr. snovi malo) ali z absorpcijo, nastajajo pa s cepitvijo fisijskih jeder ali jih sproščajo posebni viri nevtronov v snovi (npr. Ra-Be vir, gl. str. 236). Glede na to, kako se število prostih nevtronov v snovi spreminja s časom, je **verižna reakcija nadkritična, kritična ali podkritična**.

Nadkritično verižno reakcijo dobimo, če produkcija nevtronov s cepitvijo prevladuje nad absorpcijo, tako da se število prostih nevtronov v snovi

povečuje s časom. Od nevtronov, ki se sprostito s cepitvijo fisijskega jedra, v povprečju več kot eden cepi novo fisijsko jedro (slika 8.26). Pri nadkritični verižni reakciji se število prostih nevtronov ter število cepitev in z njimi povezana sproščena energija zelo hitro (eksponentno) povečujejo s časom.

Verižna reakcija, pri kateri se produkcija nevtronov v povprečju izenači z njihovo izgubo, je **kritična verižna reakcija**. Na vsak izgubljeni (absorbirani ali pobegli) nevtron dobimo v povprečju en nov nevtron. Število prostih nevtronov v snovi je v povprečju stalno, jedra se enakomerno cepijo, energija se sprošča enakomerno (slika 8.27).

Podkritična verižna reakcija pojema s časom. V povprečju se izgubi več nevtronov, kot jih v enakem času nastane. Pretežni del nevtronov, ki se sproščajo s cepitvijo jeder, ali uide iz snovi ali se absorbira v absorpcijskih jedrih (slika 8.28). To se zgodi, če je snovi premalo, če je v snovi premalo fisijskih jeder ali preveč absorpcijskih jeder. Če je prepuščena sama sebi, podkritična verižna reakcija slejkoprej »ugasne«. Vzdržuje se le, če je v snovi dodaten izvor nevtronov, ki nenehno dovaja nove nevtrone.

Poglejmo, kako se **gostota nevtronov** (to je število prostih nevtronov v enoti prostornine snovi) n spreminja s časom. Vpeljemo t.i. **povprečni življenjski čas** (τ) prostih nevtronov v snovi, to je čas, v katerem se nevtron v snovi ali absorbira ali pobegne iz nje. Čim manj je snovi ter čim več absorpcijskih jeder vsebuje, tem krajši je življenjski čas (τ) prostih nevtronov v snovi. V neomejeni snovi brez absorpcijskih jeder bi bil τ neskončno velik; običajno je velikostnega reda nekaj ms.

Recimo, da na vsak izgubljeni (absorbirani ali pobegli) nevtron dobimo (s cepitvijo fisijskih jeder) v povprečju k novih nevtronov; to je t.i. **efektivni pomnoževalni faktor** snovi (odvisen je od sestave snovi in njene velikosti).

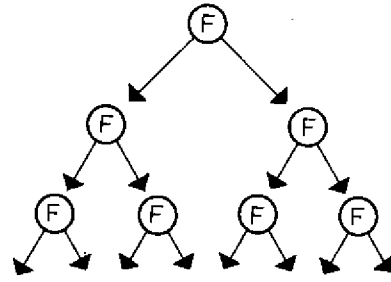
V trenutku t je v enoti prostornine snovi $n(t)$ prostih nevtronov. V naslednjem kratkem časovnem intervalu dt se to število spremeni za dn . Pri povprečnem življenjskem času τ je verjetnost, da se nevtron v intervalu dt izgubi, enaka dt/τ , tako da se v tem časovnem intervalu izgubi ndt/τ nevtronov. Če na vsak izgubljeni nevtron dobimo k novih nevtronov (vzamemo, da kar takoj), se število prostih nevtronov v enoti prostornine snovi v času dt spremeni za (če ni drugih, dodatnih nevtronskih virov):

$$dn = [(k - 1)n/\tau] dt \quad \text{ali} \quad dn/n = [(k - 1)/\tau] dt$$

Integriramo z začetnim pogojem: $n = n_0$ za $t = 0$. Dobimo:

$$n = n_0 \exp\left(\frac{k-1}{\tau} t\right) \quad (\text{slika 8.29}) \quad (8.23)$$

Vidimo, da se za $k > 1$ (nadkritična verižna reakcija) gostota nevtronov eksponentno povečuje s časom, pri $k < 1$ pa se eksponentno zmanjšuje (podkritična verižna reakcija). **Kritično verižno reakcijo** dobimo za $k = 1$.

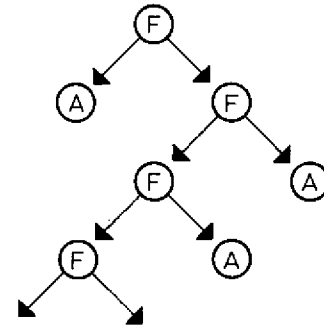


slika 8.26

Hitrost naraščanja gostote nevtronov (in sproščanja energije) pri nadkritični verižni reakciji izražamo s t.i. **podvojitvenim časom** t_2 . To je čas, v katerem se gostota nevtronov podvoji: za $t = t_2$ je $n = 2n_0$. Iz enačbe (8.23) sledi:

$$t_2 = \tau \ln 2 / (k - 1)$$

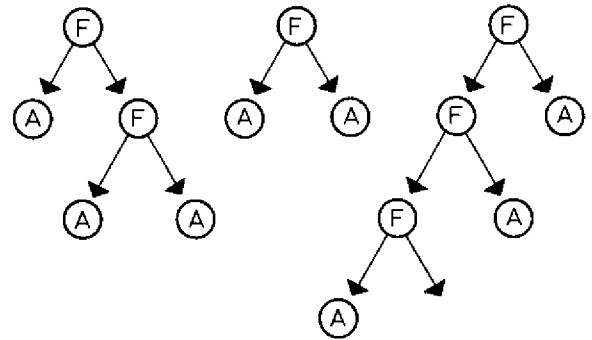
Za $k = 1,5$ in $\tau = 1$ ms dobimo $t_2 = 1,4$ ms. Torej se v stotinki sekunde sproščena energija poveča kar 140-krat, v desetinki sekunde pa celo $3 \cdot 10^{21}$ -krat! V tako kratkem času se snov zaradi tolikšne sproščene toplote ne more raztegniti, zato eksplodira (**atomska bomba**).



slika 8.27

Pri atomski bombi se prizadevajo, da je verižna reakcija cepljenja fisijskih jeder čimbolj nadkritična (k kar največji), to je, da je podvojitveni čas (t_2) kar se da kratek.

Atomska bomba je zgrajena iz čistega fisijskega izotopa U^{235} ali Pu^{239} ter je običajno obdana z masivno snovjo (npr. železom), ki preprečuje termično raztezanje med eksplozijo.

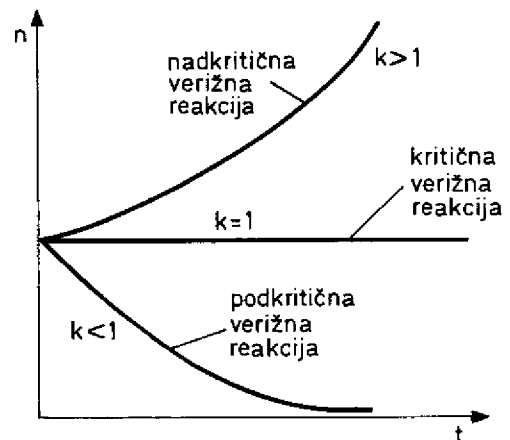


slika 8.28

Verižna reakcija v majhni kepi iz čistega urana 235 je podkritična, ker pretežni del sproščenih nevtronov pobegne iz kepe, še preden utegne cepiti jedra. Če kepo povečujemo, se manjša razmerje med njeno površino in prostornino, zaradi česar se manjša delež pobeglih nevtronov in verižna reakcija je manj in manj podkritična. Pri t.i. **kritični velikosti** kepe pa postane verižna reakcija kritična. Nad to velikostjo je verižna reakcija seveda nadkritična. Velikost atomske bombe mora biti precej večja od kritične velikosti. Ta je odvisna od oblike, vrste in sestave snovi, v kateri se dogaja verižna reakcija. Čim več je v snovi fisijskih jeder in čim manj absorpcijskih, tem manjša je kritična velikost. Za uran 235 je kritična velikost okrog 20 cm (okrog 50 kg čistega urana 235). Čisti uran 235 ter obogateni uran se shranjuje v podkritičnih kepah.

Naprava, v kateri se fisijska jedra cepijo s kritično verižno reakcijo, se imenuje **jedrski reaktor**. To je nekakšna jedrska »peč«, v kateri »gori« uran ali kaka druga fisijska snov, to je **jedrsko gorivo**.

Če verižno reakcijo vzdržujejo pretežno hitri nevtroni (z energijo nekaj nad 1 MeV), se reaktor imenuje **hitri reaktor**. To je pravzaprav ukročena atomska bomba. Nasprotno od atomske bombe si pri hitrem reaktorju prizadevamo, da je verižna reakcija čimbolj pohlevna, čimmanj nadkritična, tako da jo lahko reguliramo ter zanesljivo kontroliramo in da se toplota kolikor mogoče enakomerno sprošča.



slika 8.29

Termični reaktor

Bolj kot hitri reaktor je za prakso pomemben t. i. **termični reaktor**, v katerem povzročajo cepitve pretežno počasni ali termični nevtroni. Termični reaktor poleg goriva vsebuje še **moderator**, to je lahko snov, v kateri se nevtroni s trki upočasnjujejo do termičnih energij. Če je moderator enakomerno (homogeno) pomešan z gorivom, se reaktor imenuje **homogeni reaktor**. Večinoma se uporablja t. i. **heterogeni reaktor**, katerega gorivo v obliki elementov je obdano z moderatorjem (slika 8.30)

Najpomembnejše komponente termičnega heterogenega reaktorja so: gorivni elementi, moderator, kontrolne palice, hladilo, reflektor in biološki ščit.

Gorivni elementi vsebujejo cepljivo snov (običajno obogateni uran, lahko tudi naravni uran, plutonij idr.). Oblikovani so kot podolgovate plošče, palice ali kroglice oz. ploščice. V gorivnem elementu se cepijo fisijska jedra, nastaja toplota in se sprošča žarkovje. Fisijska jedra se s cepitvijo spreminjajo v radioaktivne cepitvene produkte, ki se nabirajo v gorivnih elementih. Da se ti produkti ne raztresejo v okolico, je gorivni element obdan s tesno kovinsko prevleko (srajčko), ki ga mora hermetično zapirati. Problematični so transport, predelava in shranjevanje izrabljenih gorivnih elementov.

Moderator upočasnjuje nevtrone. Sestavljen je iz lahkih jeder, npr. navadna ali težka voda, helij, grafit, berilij ter različne organske snovi, ki vsebujejo veliko vodika. Moderator z vseh strani obdaja posamične gorivne elemente in prepreča hitre nevtrone, ki se sproščajo v gorivnih elementih. Če je moderatorja dovolj, se hitri nevtroni v njem z elastični trki upočasnijo do termičnih energij. Kot termični nevtroni nato slučajno zaidejo nazaj v gorivo in prožijo nove cepitve. Tako dosežemo, da se nevtroni ne upočasnjujejo v gorivu (kjer bi jih uran 238 med upočasnjevanjem absorbiral) in lahko kot gorivo uporabimo tudi naravni uran. Dober moderator mora nevtrone upočasniti na zelo kratki razdalji, ne sme pa termičnih nevtronov absorbirati. Najboljši moderator je težka voda.

Kontrolne palice kontrolirajo in regulirajo potek verižne reakcije. Zgrajene so iz snovi, ki močno absorbirajo termične nevtrone, npr. iz spojin kadmija ali bora. Če verižna reakcija v reaktorju postaja nadkritična (če gostota nevtronov in število cepitev v enoti časa začeta naraščati), se kontrolne palice spustijo v notranjost reaktorja in z absorpcijo presežka termičnih nevtronov zmanjšajo nadkritičnost verižne reakcije. Običajno je v začetku delovanja reaktorja (ko se reaktor napolni s svežim gorivom) preveč goriva, zato so kontrolne palice povsem potopljene, da je verižna reakcija kljub presežku goriva kritična. Med obratovanjem se gorivo (fisijska jedra) troši in verižna reakcija bi sčasoma postala podkri-

tična (reaktor bi »ugasnil«). Poraba goriva se kompenzira tako, da se kontrolne palice postopoma dvigajo, s čimer se zmanjšuje absorpcija nevtronov, tako da je verižna reakcija kljub trošenju goriva še naprej kritična. Premikanje kontrolnih palic je avtomatično, kontrolirajo ga številne naprave, ki merijo gostoto nevtronov na različnih mestih reaktorja. Nekatero kontrolne palice (t. i. **varnostne palice**) so prirejene tako, da v kritičnem trenutku (če reaktor iz kakršnegakoli vzroka postane nadkritičen) zelo hitro padejo v reaktor in ga ugasnejo, še predno se verižna reakcija preveč razvije.

Hladilo obdaja gorivne elemente in jih hladi, to je, odnaša toploto, ki se sprošča v gorivnih elementih. Če je moderator tekoč, rabi tudi kot hladilo. V trdnem moderatorju (npr. grafitu) pa so izvrtane luknje, v katerih so nameščeni gorivni elementi. Te luknje so dovolj široke, da se vmes pretaka hladilo (npr. voda, zrak ali ogljikov dioksid). Hladilo odnaša toploto in jo oddaja sekundarnemu toplotnemu izmenjevalcu ter se nato vrača v reaktor (poganja ga črpalka, gl. sliko 8.31).

Gorivni elementi, moderator, kontrolne palice in hladilo sestavljajo **reaktorsko sredico**; ta je najpomembnejši del reaktorja. Pomembna je kritična velikost sredice. Zaradi moderatorja je ta veliko večja kot pri hitrem reaktorju.

Kritična velikost sredice se precej zmanjša, če je sredica obdana z reflektorjem, ki vrača pobegle nevtrone. **Reflektor** je narejen iz podobne snovi kot moderator; pogosto se moderator razširja v reflektor, v katerem se nevtroni (ki bi drugače pobegnili v okolico) sipljejo in se deloma vračajo v sredico. S tem se zmanjša množina goriva, potrebna za vzdrževanje kritične verižne reakcije. Seveda se velikost reaktorja zaradi reflektorja precej poveča.

Reaktorsko sredico in reflektor obdaja **biološki ščit**, ki varuje okolico reaktorja pred škodljivimi vplivi radioaktivnega sevanja, izhajajočega iz sredice. Biološki ščit je narejen iz posebnega betona (težkega, baritnega betona); vsebuje težke elemente (npr. barij, svinec), v katerih se absorbirajo fotoni gama, lahke elemente (vodik, ogljik), ki upočasnjujejo hitre nevtrone, ter absorbirajo počasnih nevtronov (kadmij, bor).

Uporaba jedrskega reaktorja

V jedrskem reaktorju se cepijo fisijska jedra, pri čemer se sproščajo hitri nevtroni, žarki gama ter cepitveni produkti, ki so zelo radioaktivni. Ti pojavi omogočajo raznovrstno uporabo reaktorjev:

a) za **raziskovanje (raziskovalni reaktor)**. Reaktorska sredica je močan vir nevtronov in žarkov gama z različnimi energijami; te uporabljamo za različne meritve in raziskave. Iz sredice vodi več

kanalov, skozi katere izhajajo nevtroni. Ob izhodu kanala je eksperimentalna naprava, v kateri nevtroni iz reaktorja povzročajo različne jedrske reakcije. Sipanje nevtronov (predvsem termičnih) je pripravna metoda za ugotavljanje molekularne in kristalne strukture različnih snovi. Žarki gama iz reaktorja se izkoriščajo za različna biološka in medicinska obsevanja.

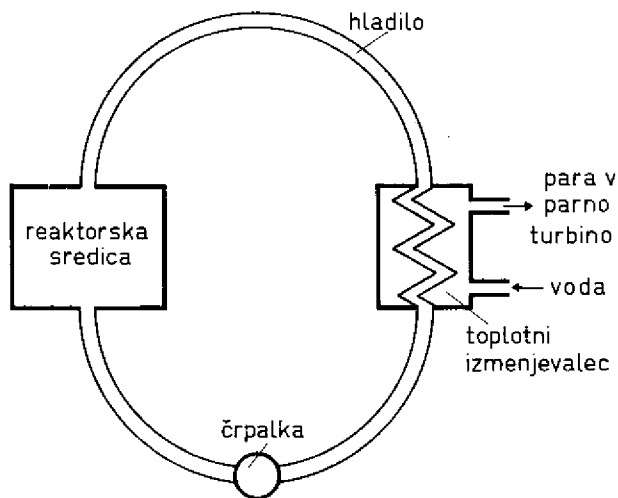
b) za pridobivanje energije (energetski reaktor). V gorivnih elementih sproščena jedrska energija se pretežno spreminja v toploto, ki jo hladilo odnaša v toplotni izmenjevalec (slika 8.31). Če je hladilo voda (kar je običajno), se ta v toplotnem izmenjevalcu spreminja v paro, ki nato prehaja v parno turbino. V »jedrskih« elektrarnah se torej električna energija proizvaja podobno kot v »klasičnih« termoelektrarnah. Prednost jedrske elektrarne (nuklearke) pred drugimi je predvsem v tem, da ni treba goriva pogosto menjavati ter da produkti »gorenja« ne izhajajo v ozračje (kot npr. pri običajni termoelektrarni, ki že nevarno povečuje ogljikov dioksid v ozračju). Jedrski energetski reaktor je kolikor toliko ekonomičen le za elektrarne z veliko močjo, npr. več sto do tisoč MW. Majhnih jedrskih elektrarn z nekaj deset kW ni.

Pomanjkljivosti jedrske elektrarne pa so: jedrski »pepel« (cepitveni produkti) je močno radioaktiven in ga je treba skrbno shranjevati za dlje časa, dokler se ne »ohladi«. Mehanske lastnosti konstrukcijskih materialov (predvsem v gorivnih elementih ter v reaktorski posodi s sredico) se zaradi žarkov gama, hitrih nevtronov in cepitvenih produktov kvarijo, tako da obstaja nenehna nevarnost možnih mehanskih poškodb, zaradi katerih se lahko radioaktivne snovi raztresejo v okolico. Kvaliteta »jedrske« pare ni tako dobra kot pri standardni termoelektrarni (nižja temperatura in tlak). Kljub pomanjkljivostim jedrski energetski reaktor dandanes že marsikje uspešno konkurira klasičnim energijskim virom, predvsem v vojaških plovnih enotah (npr. podmornicah), pri oddaljenih in izoliranih postojankah ter seveda v deželah, kjer so klasični energijski viri ekonomsko že izrabljeni.

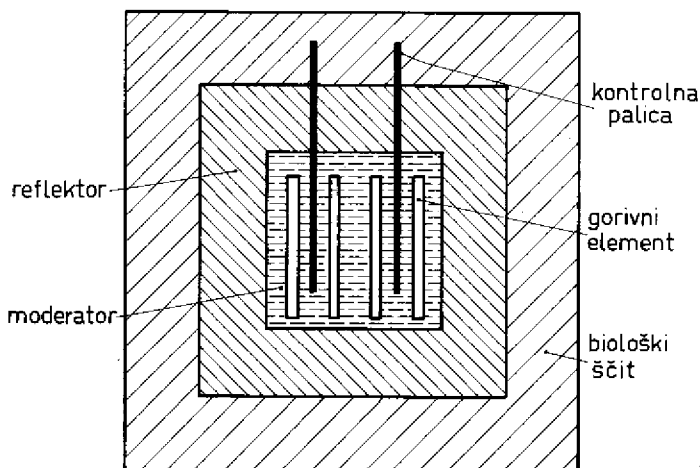
Primer:

Jedrski reaktor vsebuje 10 ton naravnega urana (0,7% cepljivega izotopa U^{235} in 99,3% necepljivega izotopa U^{238}). Po kolikšnem času je treba gorivo zamenjati, če reaktor dela s stalno toplotno močjo 100 MW in če se za cepitve izkoristi le okrog 1/7 vseh razplojljivih jeder cepljivega izotopa U^{235} ? (Še preden se vse gorivo porabi, ga je treba zamenjati z novim, ker se zaradi učinkovanja sproščene radioaktivnega sevanja mehansko poškoduje). Pri vsaki cepitvi jedra U^{235} se sprosti okrog 200 MeV toplote.

V reaktorju je $0,007 \cdot 10^4 \text{ kg} = 70 \text{ kg}$ cepljivega izotopa U^{235} , ki vsebuje $(70/235) \cdot 6 \cdot 10^{26} = 1,79 \cdot 10^{26}$ cepljivih jeder. Sedmina teh se razcepi, torej se v gorivu sprosti toplota $Q = 200 \text{ MeV} \cdot (1,79/7) \cdot 10^{26} = 5,1 \cdot 10^{27} \text{ MeV} = 8,17 \cdot 10^{14} \text{ J} = 2,27 \cdot 10^8 \text{ kWh} = 2,27 \cdot 10^5 \text{ MWh}$. Pri stalni moči $P = 100 \text{ MW}$ je torej treba gorivo zamenjati po času: $t = Q/P = 2270 \text{ h} = 95 \text{ dni}$.



slika 8.31



slika 8.30

c) za pridobivanje fisijskih izotopov (produkcijski reaktor ali breeder). V naravi se pojavlja le fisijski izotop U^{235} , pa še ta je močno razredčen v naravnem uranu, ki pretežno (99,3%) vsebuje nefisijski izotop U^{238} . Poleg U^{235} sta s termičnimi nevtroni cepljiva tudi izotopa U^{233} in Pu^{239} , ki sta v reaktorskem pogledu celo boljša kot U^{235} . Na strani 237 smo omenili, da Pu^{239} nastaja iz U^{238} , če ta absorbira nevtrone. Večinski uranov izotop U^{238} (ki drugače škoduje verižni reakciji cepljenja v termičnem reaktorju) torej lahko izkoriščamo za pridobivanje novega cepljivega goriva – plutonija. V gorivnih elementih iz naravnega urana se med obratovanjem reaktorja nabira plutonij. S kemično predelavo iztrošenega gorivnega elementa se izloči plutonij ter še neizrabljen uran 235.

Fisijski izotop U^{233} nastaja (podobno kot Pu^{239} iz U^{238}) iz Th^{232} , ki je v naravi še bolj razširjen kot naravni uran (gl. str. 237).

Uran 238 in torij 232 se imenujeta **plodna snov**, ker iz njiju nastaja fisijska snov.

Produkcijski reaktor je prirejen tako, da se čimveč nevtronov absorbira v plodni snovi (ta npr. kot reflektor obdaja reaktorsko sredico). Možno je doseči, da reaktor proizvaja več nove cepljive snovi, kot jo sam porablja za vzdrževanje verižne reakcije, to je za svoje obratovanje. Torej lahko tudi porablja gorivo, ki ga sam proizvaja. V celoti gledano, je produkcijski reaktor naprava, ki plodno snov spreminja v cepljivo snov.

č) za pridobivanje radioaktivnih izotopov. Reaktor je skoraj neizčrpen vir različnih radioaktivnih izotopov, ki nastajajo s cepitvijo fisijskih jeder. Potrebno je le izrabljene gorivne elemente kemično predelati in izločiti različne izotope. Vendar to ni lahek posel, saj je treba delati (zaradi izredno močne radioaktivnosti) v posebnih »vročih« celicah, za debelimi zaščitnimi zidovi in okni (s posebnimi roboti). Iztrošen gorivni element je močan vir žarkov gama z aktivnostjo več milijonov Ci; uporablja se za različna obsevanja, npr. za sterilizacijo večjih količin hrane.

Poleg tega je reaktor močan vir nevtronov (predvsem termičnih), s katerimi lahko pridobivamo različne radioaktivne izotope. Snov, ki jo želimo napraviti radioaktivno, položimo na primerno mesto v reaktor, kjer je dovolj termičnih nevtronov. Čas obsevanja je odvisen od gostote nevtronov na tem mestu, od vrste izotopa in od zelene aktivnosti. Od najpomembnejših izotopov, dobljenih po tej poti, omenimo Co^{60} (obsevamo naravni kobalt, ki vsebuje izotop Co^{59}), tritij H^3 (obsevamo litij 6), fosfor 32 (obsevamo P^{31} ali S^{32}), natrij 24 (obsevamo Na^{23}), železo 59 (obsevamo Fe^{56}), iridij 194 (obsevamo Ir^{193}) in zlato 198 (obsevamo Au^{197}).

Prehod radioaktivnega sevanja skozi snov. Dozimetrija

S pojmom radioaktivno sevanje razumemo močne fotone gama (z energijo od 0,01 MeV do 10 MeV), počasne in hitre nevtrone ter pospešene električne delce (elektrone, protone, helione itd.), ki jih sevajo radioaktivne snovi oz. ki nastajajo pri jedrskih reakcijah. Med prehodom skozi snov delci sevanja reagirajo z atomskimi elektroni in z jedri snovi ter izgubljajo svojo energijo, tako da se direktni tok sevanja zmanjšuje z dolžino pretečene poti v snovi. S pojmom **doseg** (R – range) sevanja v snovi razumemo razdaljo, ki jo sevanje »preteče« v vpadni smeri skozi snov, predno se njegova energija toliko zmanjša (direktni snop sevanja toliko oslabi), da ne povzroči več zaznavnih sprememb v snovi. Doseg je seveda odvisen od vrste in začetne energije sevanja ter od vrste in gostote snovi, skozi katero sevanje prodira.

Doseg žarkov gama

Žarki gama med prehodom skozi snov sodelujejo tako z atomskimi elektroni kot z jedri snovi. Podobno kot pri rentgenskih žarkih (gl. str. 208) se energijski tok P fotonov gama eksponentno zmanjšuje z dolžino (x) pretečene poti:

$$P = P_0 \exp(-ux) \quad (\text{Gl. 7.26})$$

Tu je P_0 vpadni energijski tok, P pa energijski tok po poti x . **Linearni atenuacijski koeficient** u (1/m) snovi je odvisen od energije fotonov ter od vrste snovi (predvsem od njenega vrstnega števila Z). Omenili smo (str. 208), da ta koeficient običajno nadomestimo s t. i. **masnim absorpcijskim koeficientom** $\kappa = u/\rho$ (ρ = gostota snovi), katerega merska enota je m^2/kg .

Absorpcija žarkov gama med prehodom skozi snov je bolj kot od geometrijske dolžine poti (x) odvisna od množine snovi na tej poti, zato je primerneje, če namesto x uporabimo t. i. **masno pot** $d = \rho x$, ki se meri v kg/m^2 (slika 8.32). Če eksponent v zgornji enačbi (7.26) pomnožimo in delimo z gostoto (ρ) snovi, lahko zapišemo:

$$P = P_0 \exp(-\kappa d) \quad (8.24)$$

Primer:

Na koliko odstotkov se oslabi curek fotonov z energijo 1 MeV po prehodu 10 cm debele svinčene plošče, če je masni atenuacijski koeficient svinca $0,07 \text{ cm}^2/g$ in gostota $11,3 \text{ g/cm}^3$?

$$\begin{aligned} d &= x\rho = 10 \text{ cm} \cdot 11,3 \text{ g/cm}^3 = 113 \text{ g/cm}^2 \\ P/P_0 &= \exp(-\kappa d) = \exp(-7,9) = 3,7 \cdot 10^{-4} \\ &= 0,037\% \end{aligned}$$

1 cm debela svinčena plošča pa oslabi le na 45% začetne vrednosti.

Za atenuacijo direktnega snopa fotonov gama med prehodom skozi snov so odločilni predvsem: fotoelektrični pojav, Comptonovo sipanje in tvorba elektronskih parov.

S **fotoelektričnim pojavom** se fotoni gama izgubljajo podobno kot drugi elektromagnetni žarki. Fotoni gama sodelujejo z elektroni, ki so vezani na atome, in jih izbijajo (najpogosteje iz lupine K). Verjetnost za ta dogodek je tem večja, čim večje je vrstno število elementa in čim manjša je energija fotonov. Torej se s fotoelektričnim pojavom atenuirajo predvsem šibki fotoni.

Pri **Comptonovem sipanju** (gl. str. 168) gre za elastično sipanje fotonov na prostih elektroni, pri čemer se energija fotonov zmanjša in fotoni se reemitirajo v različnih smereh. Comptonovo sipanje torej fotone razprši in jim zmanjša energijo, ki se prenese na odbite elektrone. Tudi Comptonovo sipanje je (podobno kot fotoelektrični pojav) intenzivnejše v snovi z večjim Z , z naraščajočo energijo fotonov pa pojema (vendar počasneje kot pri fotoelektričnem pojavu).

Tvorba elektronskih parov je rezultat učinkovana vpadnih fotonov (katerih energija je večja od 1,02 MeV) neposredno z atomskimi jedri (gl. str. 253). Foton v električnem polju atomskega jedra izgine, namesto njega pa nastaneta elektron in pozitron, ki si razdelita njegovo energijo. Ta pojav je izrazit pri jedrih z visokim Z ter za velike energije fotonov.

Vidimo, da so za atenuacijo ali oslabitev žarkov gama primerni predvsem elementi z visokim vrstnim številom Z , npr. svinec, bizmut, železo, barij idr. Masni atenuacijski koeficient za fotone gama z energijo 1 MeV je za večino snovi okrog $0,065 \text{ cm}^2/\text{g}$. V svincu se žarki gama zadostno atenuirajo na razdalji nekaj deset cm, v vodi na nekaj m, v zraku pa na nekaj km.

Doseg žarkov alfa

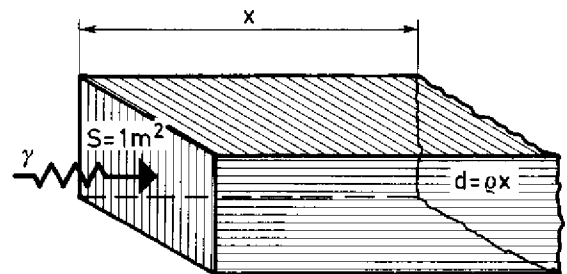
Žarki alfa kot masivni pozitivni električni delci med prehodom skozi snov izgubljajo kinetično energijo (nekaj MeV) predvsem z vzbujanjem in ionizacijo atomov. Ker je njihova masa velika v primerjavi z maso elektronov, se gibljejo skozi snov praktično premočrtno (razen na koncu poti, ko že izgube energijo). Na svoji poti skozi snov žarki alfa ustvarjajo **ionske pare**, to je, sproščajo negativne elektrone in pozitivne ione. Da ustvari ionski par v zraku, izgubi delec alfa povprečno 35 eV energije. Število ionskih parov, ki jih prodirajoči električni delec ustvari na 1 cm svoje poti, se imenuje **specifična ionizacija**; ta se na koncu poti (to je po pretečenem dosegu R) zmanjša na nič.

Doseg žarkov alfa (z energijo nekaj MeV) v zraku je velikostnega reda nekaj cm (slika 8.33), v gostih snoveh (npr. v kovinah) pa nekaj deset μm . Tanka kovinska folija zlahka zadrži žarke alfa. Tudi človeška koža je zanje neprehodna. Pač pa žarki alfa škodujejo občutljivim sluznicam (npr. v žrelu), zato so nevarni le pri inhalaciji njihovih prašnatih virov (npr. uranovega ali radijevega prahu).

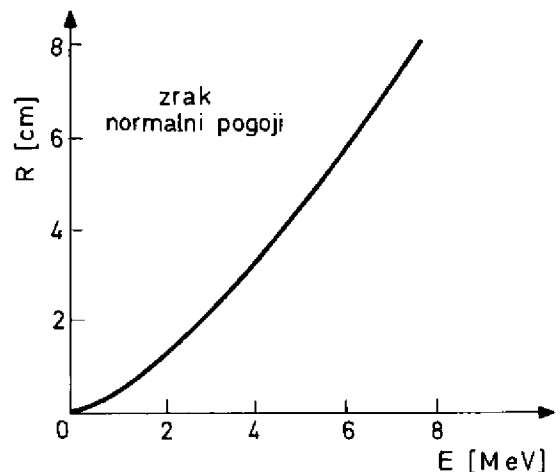
Doseg žarkov beta

Žarki beta so elektroni s kinetično energijo nekaj MeV. Med prehodom skozi snov se sipljejo (elastično ali neelastično) na atomskih elektroni, s čimer izgubljajo energijo, spreminja pa se tudi smer njihovega gibanja. Pomembno je tudi njihovo zaviranje ob atomskih jedrih, pri čemer se sprošča zavorno rentgensko sevanje (gl. str. 204). Zadnje je odločilno predvsem pri elementih z visokim Z .

Pot elektronov skozi snov se večkrat kolenasto prelomi, podobno kot pri termičnem gibanju plinskih molekul. Zato je težko govoriti o dosegu elektronov v snovi. Poleg tega vpliva še **sekundarno sevanje**. Primarni (vpadni) elektroni namreč izbijajo elektrone iz atomov. Izbiti elektroni imajo precejšno kinetično energijo in še



slika 8.32



slika 8.33

naprej ionizirajo itd. Tako se vpliv vpadnih elektronov razteza globoko v snov. Pomagamo si tako, da merimo prepustnost žarkov beta za različne debeline snovi in odtod sklepamo o njihovem dosegu (debelina, pri kateri se intenziteta prepuščenih žarkov zmanjša in izgubi v ozadju). Za žarke beta z maksimalno energijo 2 MeV je npr. doseg R okrog 1 g/cm^2 (približno velja za vse snovi). V zraku (gostota 1 kg/m^3) je torej njihov doseg okrog 10 m, v vodi pa le 1 cm.

Doseg nevtronov

Nevtroni se sproščajo pri jedrskih reakcijah z energijo nekaj MeV. Ker so električno nevtralni, ne sodelujejo električno niti z negativnimi atomskimi elektroni niti s pozitivnimi jedri. Pač pa kot relativno masivni snovni delci zadevajo (če slučajno naletijo nanje) ob atomska jedra. Trke z atomskimi elektroni lahko zaradi njihove relativno velike mase zanemarimo. Tako se nevtroni gibljejo skozi snov kot skozi prazen prostor, kot da elektronov ne bi bilo. Pomembni so le trki z atomskimi jedri.

Ob trkih z jedri se nevtroni ali sipljejo (elastično ali neelastično) ali pa povzročajo jedrsko reakcijo, večinoma (n , γ). V zadnjem primeru se sprošča sekundarno sevanje – fotoni gama.

Z elastičnimi (v snovi z lahkimi jedri) ali neelastičnimi (v snovi s težkimi jedri) trki se kinetična energija hitrih nevtronov postopoma zmanjšuje do območja termičnih energij (nekaj stotink eV, odvisno od temperature snovi); pravimo, da se nevtroni **termalizirajo**. Med termalizacijo nevtroni v povprečju pretečejo t.i. **zaviralno dolžino**, ki je v navadni vodi okrog 5 cm, v grafitu pa 19 cm. Lahka voda in nekatere organske snovi, ki vsebujejo veliko vodika (npr. parafin), so najprimernejše za termalizacijo nevtronov.

Termični nevtroni pohajkujejo naokrog po snovi (kot kake plinske molekule) in se slejkoprej absorbirajo v jedrih (ali pobegnejo iz snovi). Povprečna razdalja, na kateri se absorbirajo v snovi, se imenuje **difuzijska dolžina** termičnih nevtronov; za lahko vodo je okrog 3 cm, za težko vodo 160 cm in za grafit 60 cm. Vidimo, da termični nevtroni najdlje preživijo v težki vodi (zato je ta najboljši moderator). Zaviralna dolžina skupaj z difuzijsko dolžino je merilo za velikost potrebne moderatorja (in reflektorja), to je za velikost reaktorja.

Dozimetrija

Vpliv ionizirajočega sevanja na snov se meri s t. i. **radiacijsko dozo** (D). Ta je definirana z energijo, ki jo sevanje (z ionizacijo) sprosti v 1 kg snovi. Enota radiacijske doze se imenuje **1 Gy (gray)**:

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$$

Stotinka te enote je **1 rad (radiation absorbed dose)**: $1 \text{ rad} = 0,01 \text{ J/kg}$.

Glede na to, da so učinki radioaktivnega sevanja na snov (predvsem to velja za biološko snov) trenutni, je poleg absolutno prejete radiacijske doze pomembna tudi **hitrost (rate) radiacijske doze**, to je energija, ki jo sevanje v enoti časa sprosti v snovi (meri se v W/kg).

Poleg energije nas zanima tudi električni naboj, ki ga sevanje z ionizacijo sprošča v snovi. Tega merimo s t. i. **ekspozicijsko dozo** (D_e), merska enota je C/kg. V zvezi z rentgenskimi žarki in žarki gama se je udomačila enota **1 R (rentgen)**. Ta predstavlja ekspozicijsko dozo, pri kateri se v 1 cm^3 suhega zraka pri normalnih pogojih sprosti 1 ese (elektrostatična enota naboja), to je naboj $1/3 \cdot 10^{-9} \text{ C}$ (bodisi negativni naboj sproščenih elektronov ali pozitivni naboj sproščenih ionov). Pri ekspozicijski dozi 1 R se torej v cm^3 sprosti $2,08 \cdot 10^9$ ionskih parov. Ker je za nastanek ionskega para v zraku potrebna energija okrog 34 eV, ugotovimo, da 1 R ustreza radiacijski dozi $8,8 \cdot 10^{-3} \text{ J/kg}$ ali približno 1 rad (= 0,01 J/kg).

Različne vrste radioaktivnega sevanja različno močno učinkujejo na biološko snov (pri enaki radiacijski dozi). Med seboj jih primerjamo po njihovi biološki učinkovitosti, to je, primerjamo radiacijske doze posameznih sevanj, ki povzročajo enak biološki učinek (enako biološko škodo). Kot standardno sevanje vzamemo rentgenske fotone z energijo 200 keV. Vpeljemo število **RBE (relativna biološka efektivnost sevanja)**, s katerim povemo, kolikokrat bolj je sevanje v biološkem pogledu učinkovito v primerjavi z rentgenskimi žarki, ki jih seva rentgenska cev z napetostjo 200 kV. Nevtroni in protoni imajo **RBE** med 5 in 10 (odvisno od njihove energije), elektroni (žarki beta) z energijo pod 30 keV okrog 1, nad 30 keV pa okrog 1,7. Žarki alfa, ki jih sevajo naravno radioaktivne snovi, imajo **RBE** okrog 10, cepitveni produkti pa okrog 20.

V radiobiologiji in nuklearni medicini (kjer je središče pozornosti predvsem biološki učinek sevanja) je bolj kot radiacijska doza sama pomembna t. i. **ekvivalentna doza** (H), s katero se upošteva tudi biološka efektivnost različnih vrst sevanja:

$$H = D_e \cdot RBE$$

Njena merska enota je **1 sievert (Sv)**: $1 \text{ Sv} = 1 \text{ Gy} \cdot RBE$. Stara enota ekvivalentne doze je **1 rem (roentgen equivalent man)**, ki je definirana z: $1 \text{ rem} = 1 \text{ rad} \cdot RBE = 0,01 \text{ Sv}$.

Za človeka so nevarni predvsem fotoni gama ter hitri nevtroni (žarki alfa in beta ne prodro skozi kožo). Sevanje vpliva na fiziološke procese v celicah bodisi direktno (delci sevanja razbijajo kompleksne molekule, na katere slučajno naletijo med prehodom skozi telo, npr. molekule pomembnih proteinov ali genov) bodisi indi-

rektno (sevanje v vodnih raztopinah celice ustvarja proste radikale, npr. H^+ in OH^- , zaradi katerih se bistveno spremeni potek fizioloških procesov v celicah). Celice so normalno sposobne sproti popravljati nastale radiacijske poškodbe (predvsem indirektne), tako da so normalno živeče celice (v možganih, živčevju, mišicah, kosteh ipd.) razmeroma odporne proti sevanju. Drugače je s celicami, ki se razmnožujejo z deljenjem, npr. spolne celice ter celice v kostnem mozgu; njihovo razmnoževanje je zelo občutljivo na radiacijske poškodbe, zato je radioaktivno sevanje predvsem nevarno kostnemu mozgu, spolovilom ter zarodku v maternici.

V medicini so ugotovili, da je največja dovoljena doza za celotno telo, pri kateri še ni opaznih posledic, okrog 0,003 Sv/teden. Kakšne bolezenske posledice povzroči dolgotrajno obsevanje z velikimi radiacijskimi oz. ekvivalentnimi dozami, je močno odvisno od posameznikov in od njihovega siceršnjega zdravstvenega stanja. Za orientacijo so lahko tile podatki:

Doza (Sv)	Sevalne poškodbe
0–0,2	ni opaznih kliničnih poškodb
0,2–0,5	možne manj pomembne spremembe v krvi
0,5–1,0	krvavitev in splošna utrujenost; nebolezenske spremembe v krvi
1–2	bruhanje, zmanjšana vitalnost, zmanjšanje eritrocitov v krvi (se popravi šele nekaj mesecev po obsevanju)
2–4	enako kot zgoraj, le da so spremembe bolezenske, v nekaterih primerih se po nekaj mesecih končajo smrtno
4–6	okrog 50% primerov je smrtnih (dalj časa po obsevanju)
nad 6	skoraj vsi primeri smrtni (tudi takoj po obsevanju)

Detekcija radioaktivnega sevanja

Radioaktivno sevanje detektiramo (merimo, štejemo) tako, da izkoriščamo njegovo ionizacijsko sposobnost. Delci sevanja ionizirajo detektorsko snov. Ionski pari (elektroni in pozitivni ioni), nastali v detektorju, povzročajo sekundarne efekte, ki jih ojačimo, tako da jih lahko makroskopsko zaznamo in štejemo. Različni detektorji se razlikujejo predvsem v načinu, kako se sekundarni pojavi, ki jih merjeno radioaktivno sevanje

proži v detektorju, ojačujejo in merijo oz. štejemo. Posamezni detektorji so prilagojeni posameznim vrstam sevanja. Ogleдали si bomo najpomembnejše.

Fotografska emulzija

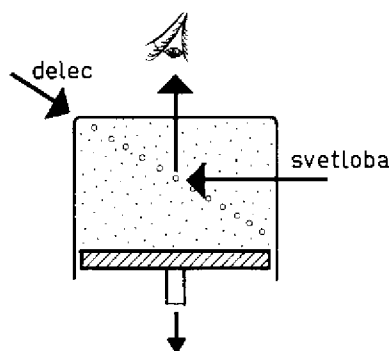
Za detekcijo radioaktivnega sevanja se uporablja podobno kot pri svetlobi fotografski film ali plošča. Emulzija (debelina od 50 μm do 0,1 mm) vsebuje zrnca, ki se pod vplivom ionizirajočega sevanja kemično razvijejo. V razviti emulziji nastanejo počrtnjene sledi delcev sevanja (električnih delcev ali fotonov), ki jih opazujemo z mikroskopom. Iz debeline in dolžine sklepamo o naboju in energiji delcev. Čim večji je električni naboj delca, tem večja je specifična ionizacija, tem debelejša je sled. Dolžina sledi je merilo za energijo, ki jo delec sevanja izgubi v emulziji, to je za energijo delca (če se njegova sled v emulziji konča). Za vsako vrsto sevanja je potrebna posebna emulzija. Najpogosteje se uporabljajo zrnca srebrih halogenidov (velikost 0,1–0,3 μm); ta so enakomerno razporejena po želatini.

Fotografska emulzija se uporablja za detekcijo kozmičnih žarkov, z njo so npr. odkrili pozitrone.

Meglična in mehurčna celica

V valjasti posodi s steklenimi stenami je nasičeno vlažen zrak; spodnja osnovna ploskev je premični bat (slika 8.34). Če bat na hitro odmaknemo, se zrak v celici adiabatno raztegne, ohladi in prenasiti z vlago. Presežek vodne pare iz prenasitene zrak se kondenzira, najprej in najmočneje ob kondenzacijskih jedrih, npr. po prašnih delcih in ionih v zraku; nastanejo vodne kapljice, na katerih se svetloba siplje. Sled delca sestavljajo ioni, zato postane vidna kot sled vodnih kapljic. Svetloba osvetljuje sledi od strani, opazujemo ali slikamo pa jih od zgoraj.

Podoben pojav kot v meglični celici pogosto opazimo v naravi, npr. sled letal v velikih višinah, kjer je zrak močno ohlajen. Vodna para iz izpušnih plinov avionskih motorjev se kondenzira na ionih in prašnih delcih, ki izhajajo z izpušnimi plini.



slika 8.34

Meglična celica je primerna za detekcijo električnih delcev z visoko specifično ionizacijo, npr. žarkov alfa. Elektroni in fotoni gama se v redkem zraku ne ustavijo. Zanje je primernejša t.i. **mehurčna celica**. Ta je zgrajena podobno kot meglična celica, le da namesto zraka vsebuje gosto kapljevino z majhno površinsko napetostjo, npr. tekoči vodik pri temperaturi 27 K. V celici je visok tlak in kapljevina je segreta tik pod vreliščem. Tlak v celici nenadoma zmanjšamo, kapljevina se pregreje in v njej hipoma nastanejo mehurčki pare; najprej okrog ionov, ki učinkuje kot aktivacijska jedra za vrenje. Sled mehurčkov opazujemo podobno kot pri meglični celici.

Plinski števeci

Kot detektorska snov se uporablja razredčen plin (večinoma argon z različnimi primesmi). Sled ionskih parov, ki jih v plinu ustvarjajo detektirani delci sevanja, registriramo kot električni signal, ki ga ojačimo in štejemo.

Ti števeci so narejeni v obliki podolgovate valjaste cevi. Vzdolž osi cevi je napeta tanka kovinska žička, ki je električno izolirana od kovinskega plašča cevi (slika 8.35). Med plaščem in žičko je električna napetost več sto do tisoč voltov (žička je pozitivna, plašč negativen). Delci sevanja na poti skozi števec ionizirajo atome plina. Sproščeni elektroni in pozitivni ioni se v električnem polju pospešijo: ioni k plašču in elektroni k žički. V neposredni bližini žičke (kjer je električno polje najmočnejše) se elektroni zelo pospešijo, tako da začno dodatno ionizirati nove atome plina. Sprosti se pravi plaz sekundarno sproščenih elektronov, ki zgrmi na žičko. Tako nastane električni signal (pulz), ki ga še dodatno ojačimo in registriramo.

Odvisnost nastalega toka od priključene napetosti (pri danem vpadnem sevanju) je podobna kot pri toku v plinu (gl. str. 65). Glede na velikost uporabljene anodne napetosti (v katerem delu tokovne karakteristike števec deluje) poznamo več vrst plinskih števecv:

Ionizacijska celica uporablja napetost 100–300 V; celica obratuje v ravnem (nasičenem delu) tokovne karakteristike. Nastali električni signal je (neodvisno od napetosti) premo sorazmeren s številom primarnih ionskih parov, ki jih delec sevanja sproži v plinu. Ker zaradi nizke napetosti ni elektronskih plazov, je nastali električni signal šibak in je potrebna precejšnja ojačitev. Ionizacijska celica se uporablja za detekcijo močnega sevanja (ima lahko velik volumen).

Proporcionalni števec; napetost je od 700 do 800 V, polnilni plin je argon ali metan (tlak 1 bar). Žička je zelo tanka (0,01 mm), zato je električno polje v njeni neposredni okolici dovolj močno, da nastanejo elektronski plazovi, ki ojačijo izhodni signal (ta je okrog tisočkrat močnejši kot pri

ionizacijski celici). Čeprav je izhodni signal (napetost na anodnem uporu R) odvisen od priključene anodne napetosti U (ker ta števec deluje na strmem delu tokovne karakteristike), je vendarle premo sorazmeren s številom primarnih ionskih parov, to je z energijo vpadnega sevanja (odtod ime proporcionalni števec). Zato se uporablja predvsem za merjenje energije delcev sevanja.

Geiger-Müllerjev števec; napetost je 1000–1200 V, polnilni plin je argon z različnimi dodatki (tlak 10–500 mbar). Plaz ionizacij v okolici žičnate anode se zaradi dodatnih ionizacij s fotoni (ki se sprostijo ob prvih ionizacijah) razvleče vzdolž celotne anode. V kratkem času (nekaj mikrosekund) se razvije močan signal, ki je neodvisen od primarnega števila ionskih parov, to je od energije vpadnih delcev sevanja. S tem števcem le registriramo prehod delca sevanja skozi števec, ne moremo pa meriti njegove energije.

Z močno (sekundarno) ionizacijo se ob žičnati anodi nabere plast pozitivnih ionov, ki močno oslabi električno polje (polmer žičke se navidezno poveča), tako da je nadaljnja ionizacija možna šele, ko se masivni pozitivni ioni odmaknejo od žičke (k plašču) in se prvotno električno polje spet obnovi. Med tem časom števec ne more šteti (t.i. **mrtvi čas števca**, običajno okrog 100 μ s). Da se mrtvi čas števca zmanjša, so polnilnemu plinu dodani različni dodatki (npr. brom). Ker se ti sčasoma porabijo, je življenjska doba Geiger-Müllerjevega števca omejena (npr. lahko prešteje do 10^9 pulzov). S tem števcem zgolj ugotavljamo prisotnost radioaktivnega sevanja, ne glede na njegovo vrsto ali energijo.

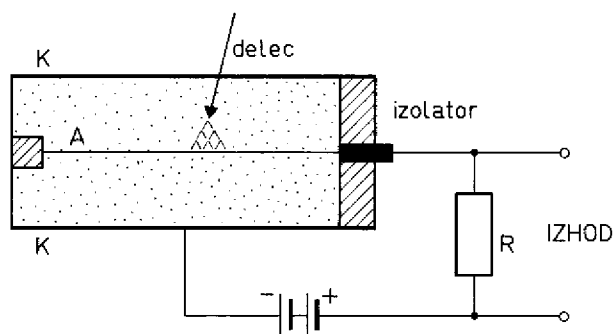
Scintilacijski števec

Nekatere luminiscenčne snovi (t.i. scintilatorji) po absorpciji delcev sevanja oddajajo svetlobne bliske (luminiscirajo, podobno kot po absorpciji ultravijoličnih fotonov, gl. str. 199). Npr. steklo s plastjo cinkovega sulfida med obsevanjem z žarki alfa luminiscira. Vsak absorbiran delec alfa povzroči kratek svetlobni blisk.

V scintilatorju se energija delcev vpadnega sevanja deloma spreminja v fotone (večinoma pa v toploto). Čim več energije se z delci absorbira v scintilatorju, tem močnejši svetlobni blisk nastane. Bliske lahko neposredno opazujemo z mikroskopom, še boljše pa je, da se električno ojačijo (v fotopomnoževalki) v električni signal.

Fotopomnoževalka deluje podobno kot fotocelica (gl. str. 68); ima fotokatodo (iz katere nastali svetlobni blisk izbija elektrone), več (npr. do deset) dodatnih elektrod (t.i. **dinoda**) za povečevanje števila izbitih elektronov ter pozitivno anodo, ki zbere končni električni signal in ga pošlje skozi anodni upor R. Prva dinoda, ki je tik za fotokatodo, je za 100–200 V bolj pozitivna kot fotokatoda, druga dinoda za ravno toliko bolj

pozitivna kot prva itd. Svetlobni signal, ki ga vpadni delec sevanja izbije iz scintilatorja, se s svetlobnim vodnikom prenese do fotokatode, iz katere izbije elektrone (število izbitih elektronov je premo sorazmerno z energijo vpadnih oz. absorbiranih delcev). Iz fotokatode izbiti elektroni se pospešijo k prvi dinodi, udarijo ob njo in iz nje izbijejo več sekundarnih elektronov. Ti se pospešijo k drugi dinodi itd. Začetni tok elektronov se tako močno ojači, npr. 10^6 do 10^8 -krat. Izhodni električni signal (napetost na anodnem uporniku R) je tako premo sorazmeren z energijo vpadnega sevanja, pa lahko zato scintilacijski števec uporabljamo (podobno kot proporcionalni števec) za merjenje energije vpadnega sevanja. Prednost scintilacijskega števca je predvsem v tem, da se pulz razvije v izredno kratkem času (mikrosekunda) in je zato primeren za štetje hitro spreminjajočih se pojavov. Razen tega scintilator mnogo učinkoviteje absorbira fotone gama kot npr. detektorski plin v plinskih števcih. Scintilacijski števci se uporabljajo predvsem za detekcijo in merjenje energije žarkov gama. Najprimernejši scintilatorji so antracen in natrijev jodid s primesjo talija; uporabljajo se tudi tekoči kristali.

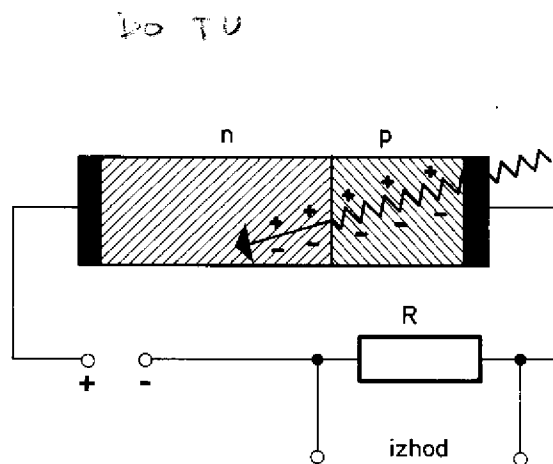


slika 8.35

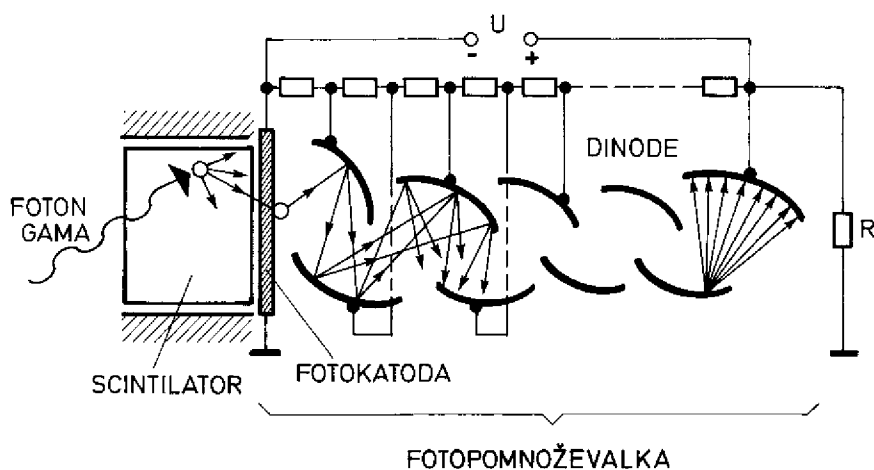
Polvodniški detektor

Polvodniško diodo, ki je priključena v zaprti smeri, tako da ne prevaja električnega toka (gl. str. 76), lahko uporabimo tudi za detekcijo sevanja. Vpadno ionizirajoče sevanje prodre skozi tanko plast p (slika 8.37) do zaporne plasti, kjer sprošča elektrone in vrzeli. Ti se v močnem električnem polju (ki je v zaporni plasti) pospešijo in skozi zaključčen tokovni krog steče električni tok, ki je sorazmeren z energijo vpadnega sevanja.

Polvodniški detektor se uporablja podobno kot ionizacijska celica, je nekakšna trdna ionizacijska celica. Primeren je predvsem za detekcijo in merjenje energije sevanja gama.



slika 8.37



slika 8.36

Nevtronski detektorji

Nevtroni so električno nevtralni in ne ionizirajo atomov snovi, zato jih ne moremo neposredno meriti podobno kot fotone gama ali električne delce (alfa in beta). Pomagamo si tako, da detektorski snovi običajnih detektorjev dodamo primesi, v katerih vpadni nevtroni z jedrsko reakcijo sproščajo fotone ali električne delce, ki jih nato merimo.

Za detekcijo **termičnih nevtronov** so primerne predvsem reakcije $B^{10}(n, \alpha) Li^7$, $Li^6(n, \alpha) H^3$ ter cepitev urana 235 ali Pu 239. Ionizacijski celici ali proporcionalnemu števcu se doda bor 10 bodisi v plinski obliki (npr. kot plin BF_3) ali se katodni plašč števca prevleče z borovo spojino (npr. z borovim karbidom). Vpadni nevtroni, ki se na poti skozi števec absorbirajo v jedrih bora 10, sproščajo delce alfa, ki nato ionizirajo detektorski plin. Znani so predvsem t. i. BF_3 števci termičnih nevtronov. Uporabne so tudi t. i. **cepitvene celice**. Okence ionizacijske celice je npr. prevlečeno s tenko folijo urana 235 (ali plutonija 239): po absorpciji vpadnih nevtronov se jedra U 235 cepijo in nastali cepitveni produkti so močno ionizirani ter imajo precejšno kinetično energijo, zato močno ionizirajo detektorski plin v celici. Cepitvena celica da zelo močan in izrazit električni signal.

Hitri nevtroni (z energijo nekaj MeV) se premalo absorbirajo v jedrih, da bi jih lahko merili z omejenimi števci. Zanje je primeren npr. **detektor na odrivne protone**. Detektorskemu plinu običajnih plinskih detektorjev se doda vodikov plin (ali so stene prevlečene s parafinom, ki vsebuje veliko vodika). Vpadni hitri nevtroni zadenejo ob vodikova jedra in jih »odrinejo«, da se ta pospešijo skozi detektorski plin. Drugi je t. i. **pragovni detektor**, pri katerem se izkoriščajo endoergične reakcije s hitrimi nevtroni. Običajnemu plinskemu detektorju je dodan npr. uran 238 ali torij 232. Jedra teh elementov se cepijo le, če je energija vpadnih nevtronov večja od 1 MeV (to je cepitvena celica za hitre nevtrone). Lahko se izkoristi tudi jedrska reakcija $N^{14}(n, p)C^{14}$, ki ima prag pri 0,55 MeV (gl. str. 234).

Uporaba radioaktivnih izotopov

Jedra radioaktivnih izotopov med prehajanjem v bolj stabilno obliko postopoma emitirajo fotone in/ali električne delce (helione, elektrone, pozitrone). Izsevani delci omogočajo raznovrstno uporabo radioaktivnih izotopov.

Določanje starosti vzorcev

Število radioaktivnih jeder se zaradi radioaktivnega razpadanja monotono (eksponentno)

zmanjšuje s časom. Če je v začetku štetja ($t = 0$) bilo N_0 radioaktivnih jeder, je N še radioaktivnih jeder po času:

$$t = (1/\lambda) \ln(N_0/N) = 1,44t_0 \ln(N_0/N) \quad (\text{gl. 8.4})$$

t_0 je razpolovni čas radioaktivnega izotopa. Mereč N , potemtakem lahko pri znanem N_0 in t_0 merimo čas.

Radioaktivni razpad je ena od redkih ur, ki je tekla skozi vso geološko zgodovino Zemlje, zato lahko z njegovo pomočjo ugotavljamo starost nekaterih rudnin ter odmrlih organizmov.

Starost uranskih rud (oziroma rud, ki vsebujejo uran) določamo z merjenjem množine svinca v rudi. Uran 238 je začetnik uran-radijeve družine, katere zadnji člen je stabilni svinčev izotop (gl. str. 227). Čim starejša je uranova ruda, tem več svinca vsebuje. Ker je razpolovni čas urana 238 (okrog 4500 milijonov let) veliko daljši od razpolovnih časov drugih članov te družine, lahko v prvem približku predpostavimo, da uran 238 razpada neposredno do stabilnega svinca 206. Izmerimo množino svinca v dani uranovi rudi. S predpostavko, da je svinec v uranovi rudi nastal edinole z radioaktivnim razpadanjem članov uranove družine, izračunamo, koliko časa je moral uran razpadati, da je nastala izmerjena množina svinca v rudi.

Primer:

Kos uranove rude vsebuje $m_U = 11,9$ kg urana 238 in $m_{Pb} = 10,3$ kg svinca 206. Oцени njeno starost.

Ruda vsebuje (med drugim) $N_U = (m_U/238 \text{ kg})N_A$ atomov urana 238 in $N_{Pb} = (m_{Pb}/206 \text{ kg})N_A$ atomov svinca 206. Po času t (= starost rude) se število uranovih atomov zmanjša z začetnega števila N_0 na izmerjeno število $N_U = N_0 \exp(-\lambda t)$, kjer je $N_0 = N_U + N_{Pb}$. Sledi:

$$\begin{aligned} t &= 1,44t_0 \ln(N_0/N_U) = 1,44t_0 \ln(1 + N_{Pb}/N_U) \\ t &= 1,44t_0 \ln(1 + 238m_{Pb}/206m_U) = 1,0t_0 = \\ &= 4,5 \text{ milijarde let} \end{aligned}$$

Arheologija (ki jo zanimajo starosti več tisoč let) potrebuje radioaktivni izotop s tolikšnim razpolovnim časom, npr. radioaktivni izotop ogljika C^{14} . Ta nastaja v ozračju kot rezultat jedrske reakcije med hitrimi delci kozmičnih žarkov in jedri dušikovega izotopa N^{14} (gl. str. 237). Je beta minus aktiven in razpada z razpolovnim časom 5570 let. Kot spojina CO_2 se skupaj z večinskim, stabilnim izotopom C^{12} vnaša v organske snovi živih organizmov. Sčasoma se je vzpostavilo ravnovesje med produkcijo in radioaktivnim razpadom, tako da se je množina radioaktivnega C^{14} ustalila: 1 g ogljika v kateremkoli živem orga-

nizmu ima npr. aktivnost 14,5 razpadov v minuti ($= 0,3 \text{ Bq}$), čemer ustreza razmerje med številom atomov C^{14} in atomov C^{12} približno $1 : 0,7 \cdot 10^{12}$. Ko organizem odmre, se radioaktivni C^{14} več ne obnavlja, le še razpada, zaradi česar se razmerje C^{14}/C^{12} v odmrlem organizmu s časom zmanjšuje (po 5570 letih se npr. zmanjša na polovico prvotne vrednosti oz. vrednosti v živem organizmu, če predpostavimo, da se razmere v ozračju med tem časom niso spremenile). Izmerimo razmerje C^{14}/C^{12} v odmrlem organizmu in izračunamo, koliko časa je moral C^{14} razpadati, da je prišlo do izmerjenega razmerja. Po tej metodi so npr. določili starost egiptovskih mumij, predzgodovinskih najdb, kosti, semen itd. Metoda je kolikor toliko zanesljiva le do okrog 10.000 let.

Uporaba v industriji

Gama aktivni izotopi (npr. Co^{60} , Cs^{137} , Ir^{193} idr.) se uporabljajo namesto rentgenskih cevi za defektoskopijo (gl. str. 208). Ker je radioaktivni vir majhen in kompakten ter ne potrebuje vira visoke napetosti, je mnogo bolj pripraven kot rentgenska cev.

Radioaktivne izotope uporabljajo tudi pri kontroli debeline trakov, plošč, kovinskih prevlek itd. Trak, katerega debelino želimo kontrolirati, teče skozi prostor med radioaktivnim virom in detektorjem sevanja. Žarki iz vira se na poti do detektorja deloma absorbirajo v traku (odvisno od njegove debeline). Če se trak stanjša, pride do detektorja več žarkov in detektor to pokaže.

S pomočjo radioaktivnih izotopov tudi štejemo predmete na tekočem traku, kontroliramo višino gladine kapljev in, merimo gostoto dvofaznih kapljev (kapljevine in pare) ipd.

Uporaba v agronomiji in biologiji

Agronome npr. zanima hitrost difundiranja rudninskih snovi skozi zemljino, katere soli vsrkavajo korenine rastlin (kako hitro se to dogaja), kje v rastlini se nabirajo dane kemične spojine ipd. Ta vprašanja enostavno razrešimo, če izbranim kemičnim elementom, katerih potovanje želimo zasledovati, dodamo njihove radioaktivne izotope. Ti potujejo in se kemično obnašajo povsem enako kot njihovi stabilni rojaki, a spotoma sevajo žarke, ki izdajajo njihovo potovanje. Radioaktivni izotop, ki ga v majhni količini dodamo stabilnemu izotopu, se imenuje **tracer** (izg. trejstr). S to metodo ugotavljamo, katere elemente rastlina ali organizem potrebuje, kje se ti nalagajo, kako hitro se hrana v organizmu presnavlja ipd.

Ni še popolnoma jasno, kako žarki gama učinkujejo na različne organizme, kolikšna radiacijska doza npr. uničuje razne rastlinske škodljivce, ne da bi obenem škodila sami rastlini. Obsevanje

gama uničuje bakterije in druge mikroorganizme, kar se izkorišča za pasterizacijo poljskih pridelkov (v ta namen so posebno primerni izgoreli gorivni elementi reaktorja, gl. str. 238).

Uporaba v medicini

Najpomembnejša je uporaba žarkov gama za obsevanje rakastih obolenj in tumorjev. Večji in močnejši viri gama so običajno Co^{60} , manjši pa Au^{198} (v obliki iglic, ki jih vstavijo npr. v notranjost možganov).

Razširjena je tudi tracerska metoda; z njo ugotavljajo delovanje nekaterih organov in zasledujejo potovanje različnih spojin skozi organizem oz. njihovo nalaganje v posameznih organih. Z radioaktivnim jodom 131 (ki ga dodajo običajnemu jodu) npr. preverjajo bolezensko stanje žleze ščitnice (kdaj se v njej nabira preveč joda, kdaj premalo). Z radioaktivnim fosforjem 32 preizkušajo metabolizem sladkorja (med presnavljanjem sladkorja namreč nastajajo vmesni produkti, ki vsebujejo fosfor; izmerjena aktivnost fosforja 32 je zato merilo za intenzivnost presnavljanja sladkorja). Radioaktivni fosfor v kalcijevem fosfatu, ki ga dodajo hrani, izdaja potovanje kalcija po organizmu in njegovo nalaganje v kosteh. Z radioaktivnim železom je mogoče zasledovati potovanje železa s krvjo.

Termonuklearne reakcije

Doslej smo razpravljali o jedrskih reakcijah, ki se prožijo tako, da jedra obstreljujemo s fotoni, nevtroni ali pospešenimi električnimi delci. Izkoristek teh reakcij je izredno slab, le majhen del obsevanih jeder jedrsko reagira. Pač pa se izkoristek zelo poveča, če jedra sama »obstreljujejo« drugo drugega, npr. z medsebojnimi trki pri visokih temperaturah.

Pri ekstremno visokih temperaturah (nekaj milijonov do več sto milijonov K) je povprečna kinetična energija atomskih jeder dovolj velika, da jedra prevladajo električno medsebojno odbojnost (posebno lahka jedra, ki imajo razmeroma majhen električni naboj) in se ob trkih zlijejo ter jedrsko reagirajo.

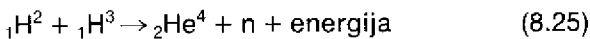
Jedrske reakcije, ki jih prožimo z ekstremnim povišanjem temperature, se imenujejo **termonuklearne reakcije**. Podobne so kemičnim reakcijam, le da pri teh atomi medsebojno reagirajo (zaradi razmeroma nizkih temperatur) le prek zunanjih elektronov. Pri ekstremno visokih temperaturah (sto milijonov K) pa atomi izgubijo vse svoje elektrone, tako da je snov pravzaprav plin prostih elektronov in pozitivnih atomskih jeder, ki se gibljejo z veliko povprečno kinetično energijo. Takšnemu plinu »vročih« električnih delcev pra-

vimo **plazma**. Problem ni le v tem, kako segreti snov na tako visoke temperature, ampak tudi kako jo nato shraniti v omejenem prostoru in vzdrževati, da se ne ohladi (energijo izgublja predvsem z elektromagnetnim sevanjem ter z veliko toplotno prevodnostjo).

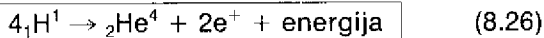
Termonuklearne reakcije med lahкими jedri (vodik, devterij, trititij, helij) se končajo z njihovim zlitjem v težja jedra (**fuzija**). S slike 8.1 je razvidno, da se vezalna energija nukleona v lahkih jedrih strmo povečuje z večanjem števila nukleonov v jedru, kar pomeni, da se ob zlitju lahkih jeder (v težja jedra) sprošča precejšnja energija. Prednost termonuklearnih reakcij pred drugimi jedrskimi reakcijami je tako v veliki reakcijski energiji kot v velikem izkoristku reagirajočih jeder; reagirajo praktično vsa jedra. Izkaže se celo, da se izkoristek z višanjem temperature povečuje. Zato so termonuklearne reakcije eksplozivne: sproščena energija poviša temperaturo plazme, reakcijski izoristek se poveča (reagira več jeder), sprosti se več energije, temperatura se še poviša itd.

Eksplzivnemu poteku termonuklearnih reakcij nasprotujeta elektromagnetno sevanje v okolico ter toplotno raztezanje (kar zmanjšuje gostoto jeder v plazmi), tako da se lahko vzpostavi ravnovesje (ti. **kontrolirane termonuklearne reakcije**).

Od pomembnih jedrskih reakcij omenjamo reakcijo med devteroni in tritoni:



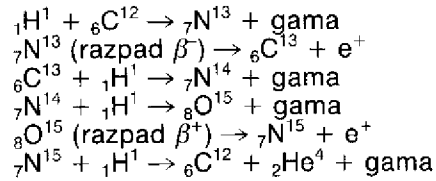
z reakcijsko energijo 17,6 MeV ter reakcijo med vodikovimi jedri, s katero nastaja helij:



Ker je zelo majhna verjetnost, da bi štirje protoni istočasno trčili in se spojili v helion, poteka ta reakcija v več fazah takole: dva protona trčita in se združita v devteron: ${}_1\text{H}^1 + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_1\text{H}^2 + e^+$ (sproščeni pozitron se poveže s kakšnim prostim elektronom iz okolice in anihilira v foton). Nastali devteron se spoji s protonom v jedro helija: ${}_1\text{H}^2 + {}_1\text{H}^1 \rightarrow {}_2\text{He}^3 + \text{energija}$. Ko se srečata jedri ${}_2\text{He}^3$, se spojita v He^4 , pri čemer se sprostita protona: ${}_2\text{He}^3 + {}_2\text{He}^3 \rightarrow {}_2\text{He}^4 + 2{}_1\text{H}^1$, kar da v celoti reakcijo (8.26).

Mislimo, da se energija, ki jo seva Sonce (in druge zvezde), sprošča s termonuklearno reakcijo (8.26) med vodikovimi jedri. S spektroskopsko analizo emitiranega sevanja namreč ugotovimo, da je Sonce pretežno sestavljeno iz vodika: 80% je vodika, 19% helija, druge sestavine pa so: ogljik, dušik, kisik in težji elementi. Ker je masa zelo velika ($2 \cdot 10^{30}$ kg), je zaradi gravitacijske privlačnosti snov v notranjosti Sonca močno zgoščena, tako da je tam visoka temperatura (do 10 milijonov K). Ta temperatura sicer ni dovolj visoka, da bi reakcija (8.26) neposredno potekala

(za to je potrebna temperatura nekaj sto milijonov K), pač pa reakcijo omogočajo nekatera težja jedra (ogljika in dušika), ki katalizatorsko vplivajo na vmesne faze reakcije, npr.:



Vidimo, da se pri tej reakciji jedra ${}_6\text{C}^{12}$ ne porabljajo (so katalizatorji reakcije). Zgornje vmesne katalizatorske reakcije potekajo zelo počasi (več milijonov let), zato ni nevarnosti, da bi Sonce jedrsko eksplodiralo.

Primer:

Koliko kWh energije se sprosti iz 1 g lahkega vodika, če vsa jedra reagirajo z reakcijo (8.26) in se spremenijo v helijeva jedra?

Masni defekt te reakcije je $4m_{\text{H}} - m_{\text{He}} = 0,028697$ u (upoštevamo tudi maso sproščenih pozitronov, ki se z anihilacijo slejkoprej spremenita v energijo), čemur ustreza reakcijska energija $0,028697 \cdot 931,48 \text{ MeV} = 26,7 \text{ MeV}$. Na eno vodikovo jedro se torej sprosti energija 6,7 MeV.

V 1 g vodika je $6 \cdot 10^{23}$ vodikovih jeder, tako da se v celoti sprosti energija $4,0 \cdot 10^{24} \text{ MeV} = 6,4 \cdot 10^{11} \text{ J} = 0,18 \cdot 10^6 \text{ kWh} = 180 \text{ MWh}$. Spomnimo se (str. 156), da lahko iz 1 g (katerekoli) snovi dobimo največ (z anihilacijo snovi) $25 \cdot 10^6 \text{ kWh}$ energije. Torej se pri zgornji jedrski reakciji izkoristi le 0,7% maksimalno razpoložljive energije (približno 8 krat več kot pri jedrski cepitvi, gl. str. 238).

Sonce oddaja v vse smeri okrog $3,8 \cdot 10^{26} \text{ W}$ sevalnega energijskega toka, zaradi česar se njegova masa vsako sekundo zmanjša za $4,2 \cdot 10^9 \text{ kg} = 4,2$ milijonov ton. To je še vedno zelo malo v primerjavi s celotno maso Sonca ($= 2 \cdot 10^{27}$ ton), tako da se bo ta zmanjšala npr. za 1% šele v 150 milijardah let.

Antimaterija

Običajna snov (**materija**) je sestavljena iz atomov. Ti so zgrajeni iz negativnih elektronov in pozitivnih atomskih jeder, atomska jedra pa vsebujejo nukleone – protone in nevtrone. Poleg te (navadne) materije poznamo tudi t.i. **antimaterijo**, ki jo sestavljajo **antiatomi**, zgrajeni iz **antielektronov** in **antijeder** (**antiprotonov** in **antinev-**

tronov). Materija in antimaterija ne moreta obstajati (vsaj ne dlje časa) druga ob drugi, slejkoprej anihilirata (izgineta, dematerializirata) v fotonsko energijo.

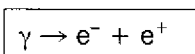
Naš del vesolja je napolnjen pretežno z navadno materijo. Antimaterija tu ne obstaja, zato je zelo redka; so le neznatne sledi, ki so rezultat nekaterih močnih jedrskih reakcij. Pač pa so morda nekatera oddaljena območja Vesolja napolnjena z antimaterijo; tam pa navadna materija ni obstojna. Pomembno je, da s spektroskopsko analizo emitiranega sevanja (ki prihaja iz vesolja) ne moremo razlikovati med navadno in antimaterijo (vodik in antivodik npr. sevata natančno enak spekter).

Antielektron – pozitron

Na str. 235 smo v zvezi z umetno radioaktivnostjo omenili, da β^+ -aktivno jedro razpada z emisijo pozitrona; ta se sprošča iz jedra, ko jedrski nukleon prehaja iz protonskega stanja v nevtronsko (ko se proton spremeni v nevtron).

Pozitron je »zrcalna slika«
elektrona: ima enako lastno maso (m_e) in enak spin ($h/2\pi$) kot elektron, razlikuje pa se v predznaku naboja. Elektron nosi naboj $-e_0$, pozitron pa $+e_0$; temu ustrezno sta tudi njuna magnetna momenta nasprotno usmerjena (slika 8.38). Pravimo, da je pozitron antidelec elektrona, to je antielektron. Seveda lahko tudi rečemo, da je elektron antidelec pozitrona.

Poleg razpada β^+ je glavni vir pozitronov **tvorba elektronskega para**, pri kateri se foton z dovolj veliko energijo (večjo od 1,02 MeV) ob težkem atomskem jedru spremeni v par elektron – pozitron, to je, foton se materializira v par delec – antidelec. To se npr. zgodi med prehodom fotonov gama skozi svinčeno ploščo (slika 8.39). Sproščene električne delce ločimo s prečnim magnetnim poljem. Opazimo, da se delci pojavljajo v parih enako hitrih elektronov in pozitronov. Jedska reakcija tega dogodka je takale:



Težko jedro (Pb v tem primeru) botruje nastanku elektronskega para s tem, da prevzame del gibalne količine vpadnega fotona. Lahko se prepričamo, da se pri tej reakciji ohranjata tako naboj kot spin (vrtilna količina). Zato tudi ni mogoče, da bi se foton dematerializiral zgolj v elektrone ali zgolj v pozitrone, možni so le pari obeh.

Od energije vpadnega fotona ($h\nu$) se za rojstvo elektronskega para porabi energija $2m_e c^2$ ($= 1,02$ MeV), večino preostale energije pa si pozitron in elektron razdelita in odneseta v obliki kinetične energije (W_k):

$$h\nu = 2m_e c^2 + 2W_k \tag{8.27}$$

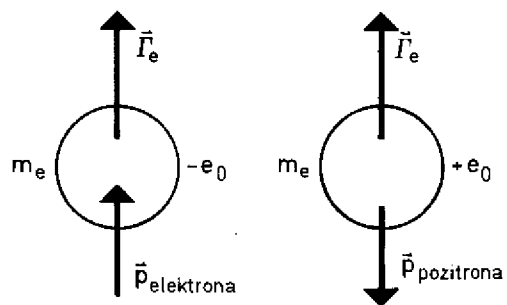
Primer:

S kolikšno hitrostjo odletita elektron in pozitron, ki nastaneta ob dematerializaciji fotona gama, z energijo $W = 2$ MeV?

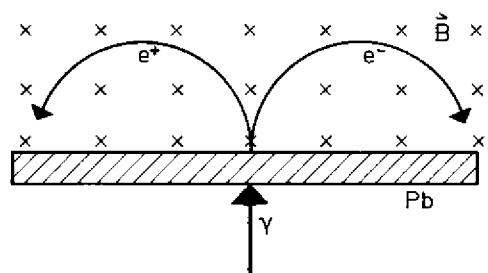
$$W_k = W/2 - m_e c^2 = 0,49 \text{ MeV} = 7,8 \cdot 10^{-14} \text{ J}$$

Ker se kinetična energija elektrona (ali pozitrona) primerja z njegovo lastno energijo (0,51 MeV), moramo uporabiti relativistični izraz za kinetično energijo (gl. primer na-strani 000): $W_k = m_e c^2 (\gamma - 1)$, kjer je $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$. Dobimo:

$$\begin{aligned} \gamma &= W_k/m_e c^2 + 1 = 1,96 \text{ ter} \\ v &= c(1 - 1/\gamma^2)^{1/2} = 0,86 c = 2,6 \cdot 10^8 \text{ m/s} \end{aligned}$$



slika 8.38



slika 8.39

Nastali pozitroni ne obstajajo dolgo, slejkoprej se srečajo s prostimi elektroni in anihilirajo. Življenjska doba pozitrona v zraku pri normalnih okoliščinah je npr. okrog 0,3 mikrosekunde.

Antiproton in antinevtron

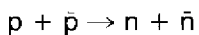
Antiproton je antidelec protona; ima enako maso (m_p) in enak spin ($0,5 \hbar$) kot proton, vendar nosi negativni osnovni naboj ($-e_0$), čemur ustreza nasprotna smer magnetnega momenta (pri enaki smeri njunih spinov). Antiproton se torej obnaša kot nekak negativni proton.

Antinevtron je nevtronov antidelec; oba imata enako maso (m_n), enak spin ($0,5 \hbar$) in sta električno nevtralna (brez naboja), razlikujeta pa se v smeri magnetnega momenta (pri nevtronu ima ta nasprotno smer kot spin, pri antinevtronu pa enako smer). Kljub temu, da je antinevtron navzven skoraj enak nevtronu (z izjemo smeri magnetnega momenta), je vendarle drugačen delec in ima v sistemu osnovnih delcev povsem enakovredno samostojno mesto kot nevtron.

Tako antiproton kot antinevtron bi načeloma lahko ustvarjali z reakcijo tvorba para (podobno kot pozitron), da se foton materializira v par proton – antiproton ali nevtron – antinevtron. Vendar pa bi za to moral imeti foton energijo najmanj $2m_p c^2$ ($= 1,88 \text{ GeV}$).

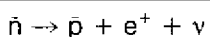
Antiprotone so prvič odkrili pri obstreljevanju bakrene tarče z močno pospešenimi protoni (z energijo 6 GeV). Z nenadno ustavitvijo hitrega protona ob težkem atomskem jedru se del kinetične energije vpadnega protona materializira v par proton – antiproton, tako da od jedra odskočijo antiproton ter dva protona (poleg vpadnega še novorojeni). Naboj in maso nastalih antiprotinov so določili z odklonom v magnetnem polju, vendar je meritev zelo zahtevna.

Antinevtron (n) so odkrili s pomočjo reakcije med pospešenim protonom (p) in antiprotonom (\bar{p}). Opazujoč njihove sledi v jedrski emulziji, so ugotovili, da proton in antiproton po reakciji izgubita naboj, da namesto njiju nastaneta nevtralna delca; to sta lahko le nevtron (n) in antinevtron (\bar{n}):



Da pri tej reakciji zares nastane par nevtron – antinevtron, je razvidno iz dejstva, da nastali antinevtron kmalu anihilira, pri čemer se sprosti energija (v obliki različnih sekundarnih osnovnih delcev – mezonov, gl. str. 257).

Kakor nevtron je tudi antinevtron nestabilen, razpada (z enakim razpolovnim časom kot nevtron, pribl. 13 minut) v antiproton, pozitron in nevtrino ($\bar{\nu}$):

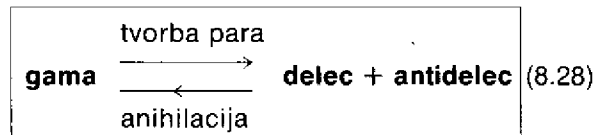


Tudi delec nevtrino ima svojega antipartnerja **antinevtrino** ($\bar{\nu}$). Spomnimo se, da se pravzaprav ta sprošča pri radioaktivnem razpadu nevtrona (gl. str. 226) oziroma pri razpadu β^- . Čeprav se na prvi pogled zdi, da morata biti nevtrino in antinevtrino identična delca (da je torej nevtrino sam svoj antidelec, kot npr. foton), različne reakcije (med njima in protoni oz. nevtroni) kažejo, da nevtrino drugače reagira z drugimi delci kot antinevtrino. Ta delca se npr. razlikujeta v nekaterih finih podrobnostih, ki pa presegajo naš okvir.

Anihilacija delca in antidelca

Kakor anihilirata elektron in pozitron, anihilirata tudi proton in antiproton, nevtron in antinevtron ter nevtrino in antinevtrino, pri čemer se njihova lastna energija sprošča v obliki fotonov gama. Omenili smo (str. 235), da antidelci v navadni snovi ne obstajajo dolgo.

Vsak antidelec slejkoprej trči ob svojega partnerja in se z njim sprime v nekak krožeč par. Ta praktično takoj nato anihilira in se spremeni v **dva enaka fotona**, ki si razdelita celotno (kinetično in lastno) energijo izginulih delcev:



Anihilacija parov delec – antidelec je najučinkovitejši način spreminjanja mase v energijo (to je, sproščanja lastne energije snovi), saj se celotna snov dematerializira v fotonsko energijo. Drugo vprašanje je, kako to sproščeno energijo (fotonov gama) izkoristiti.

Primer:

Kolikšna je valovna dolžina fotonov, ki nastaneta, če pozitron s kinetično energijo $W_k = 100 \text{ keV}$ anihilira z mirujočim elektronom?

$$2W = W_k + 2m_e c^2 = 100 \text{ keV} + 1,02 \text{ MeV} = 1,12 \text{ MeV}$$

$$W = \text{energija fotona} = 0,56 \text{ MeV}$$

$$\lambda = 1,24 \mu\text{m} \cdot \text{eV}/W = 2,2 \text{ pm} \quad (\text{gl. 6.4})$$

Nukleonsko število

Obravnavajoč ohranitvene zakone jedrskih reakcij (str. 232), smo omenili, da se pri vsaki jedrski reakciji ohranja število nukleonov (protonov in nevtronov). Vsota števila protonov in nevtronov pred reakcijo je enaka vsoti po reakciji. Anihilacija para nukleon – antinukleon (8.28) prav gotovo ne zadošča tej zahtevi, saj po reakciji ni več nukleona. Toda tudi to reakcijo lahko obravnavamo kot jedrsko, če v vsoti nukleonov štejeemo

običajne nukleone kot pozitivne, antinukleone pa kot negativne.

Vpeljemo t.i. **nukleonsko število**: proton in nevtron imata nukleonsko število +1, antiproton in antinevtron pa -1. Celotno nukleonsko število pred reakcijo (ali po njej) je algebraična vsota nukleonskih števil vseh nukleonov in antinukleonov, udeleženi pri dani reakciji.

Elektroni, pozitroni, nevtrini in fotoni imajo (seveda) nukleonsko število 0.

Nukleonsko število se v teoriji osnovnih delcev imenuje tudi **barionsko število**.

Kozmični žarki

Ozračje stalno vsebuje pozitivne ione in proste elektrone (njihova gostota je odvisna od stanja ozračja, normalno je okrog $1000/\text{cm}^3$). Ker se ioni in prosti elektroni rekombinirajo (gl. str. 62), je torej v ozračju nenehno prisoten vir ionov. Meritve (z elektroskopom ali z ionizacijsko celico) kažejo, da je izdatnost ionskega izvora do $10/\text{cm}^3 \text{ s}$.

Mislili bi, da ozračje ionizira radioaktivno sevanje, ki ga oddajajo naravno radioaktivne snovi iz zemeljske skorje. V tem primeru bi morala izdatnost ionskega vira z višino pojemati. Meritve kažejo drugače: izdatnost ionskega vira narašča z višino in doseže največjo vrednost na višini okrog 20 km. Zato sklepamo, da ozračje ionizirajo žarki, prihajajoči iz vesolja, t.i. **kozmični žarki** ali **kozmično sevanje**.

Intenziteta kozmičnih žarkov je precej stalna in enakomerna, neodvisna od smeri opazovanja. Podnevi vpada v naše ozračje praktično enako veliko kozmičnih žarkov kot ponoči. Sonce nekoliko vpliva na njihovo intenziteto le v času, ko se na njem pojavljajo pege (izbruhi). Torej Sonce gotovo ni najpomembnejši vir kozmičnih žarkov. Mislimo, da ti prihajajo iz globin vesolja, verjetno od oddaljenih meglenic.

Primarni kozmični žarki, ki z vseh strani oblivajo naše ozračje kot nekakšna jedrska točka, so mešanica ekstremno hitrih atomskih jeder, katerih kemična sestava je približno enaka sestavi snovi v Vesolju: okrog 90% je protonov, 9% helionov, drugo so težja jedra.

Potujejo z izredno veliko kinetično energijo (nad 1 GeV, celo do 10^{11} GeV), to je skoraj s svetlobno hitrostjo. Verjetno so se sprostili ob hudih jedrskih eksplozijah oddaljenih ozvezdij, pospeševali pa so se postopoma v električnih poljih rotirajočih magnetnih polj v posameznih ozvezdijih.

Primarni kozmični delci po vstopu v zemeljsko ozračje jedrsko reagirajo predvsem z jedri dušika

in kisika; te reakcije se dogajajo največ v sloju ozračja med 50 km in 30 km nad zemeljskim površjem. Z neelastičnimi trki predajajo svojo ogromno energijo jedrom ozračja, ki zato razpadajo, pri čemer nastaja **sekundarno kozmično sevanje**. To je sestavljeno iz **mehke** komponente (hitri elektroni, pozitroni, nevtrini in fotoni) ter iz **trde** komponente (nevtroni, protoni in težki ioni).

Primarno kozmično sevanje ne dosega zemeljskih tal, zaustavi se nad višino okrog 20 km nad tlemi. Zemeljsko površje obliva le sekundarno sevanje, katerega zelo hitri delci (predvsem protoni) prožijo v ozračju nove jedrske reakcije, nastajajoči fotoni pa s tvorbo parov sproščajo sekundarne elektronske pare – elektrone in pozitrone. Tako nastajajo plazovi elektronov in fotonov, ki kot stalna ploha padajo v spodnje plasti ozračja. Kljub temu je to boljše, kot če ne bi bilo ozračja in bi na zemeljsko površje neposredno vpadalo primarno kozmično sevanje.