

FAKULTET ELEKTROTEHNIKE, STROJARSTVA I BRODOGRADNJE - SPLIT
SVEUČILIŠTE U SPLITU

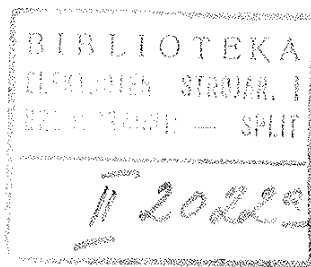
Jadranka Vuletin

PREDAVANJA IZ FIZIKE

JEŽGRA ATOMA

(III izdanje)

Split, 1987.



Odobreno rješenjem Odbora za izdavačku djelatnost
Sveučilišta u Splitu broj: 013-334/1-87 od 29.06.1987.

PREDGOVOR I IZDANJU

Predavanja "Jezgra atoma" obradjuju dio nastavnog programa iz predmeta Fizika III koji slušaju studenti II godine elektrotehnike Fakulteta elektrotehnike, strojarstva i brodogradnje u Splitu. Predavanja su prilagodjena raspoloživom broju sati koji prema sadašnjem nastavnom planu (nažalost) ne može biti veći od osam.

U Splitu, siječnja 1978.

Jadranka Vuletin

NAPOMENE UZ III IZDANJE

Poglavlje "Jezgra atoma" izdvojena je iz skripata "Predavanja iz Fizike III" budući da to gradivo slušaju studenti VI stupnja obrazovnog programa u kolegiju Fizika II.

Ovo izdanje prošireno je poglavljem "Dozimetrija zračenja i zadacima."

Split, lipanj 1987.

Jadranka Vuletin

SADRŽAJ

	str.
Sastav jezgre	1
Energija vezanja jezgre	2
Nuklearne sile	5
Nuklearni modeli	7
Prirodna radioaktivnost	10
Zakon radioaktivnog raspadanja	12
Radioaktivna ravnoteža	15
Alfa raspadanje	18
Beta raspadanje	20
Nuklearne reakcije	23
Nuklearna energija reakcije, udarni presjek	24
Mehanizmi nuklearnih reakcija	25
Nuklearna fisija	27
Nuklearna fuzija	31
Dozimetrija zračenja	33
Zadaci	37
Rješenja zadataka	43
Fizikalne konstante i podaci	50
Atomske mase nuklida	51
LITERATURA	53

JEZGRA ATOMA

Sastav jezgre

Dobiveni eksperimentalni podaci u skladu su s pretpostavkom da su jezgre atoma građene od protona i neutrona (nukleona) koji zauzimaju vrlo malo područje oko središta atoma promjera reda veličine 10^{-14} m. Proton je jezgra vodikova atoma. Nosi pozitivni naboj jednak veličini naboja elektrona. Neutron je električki neutralan. Mase mirovanja protona i neutrona su:

$$m_p = (1,007276 \pm 0,00002) \text{ u} \quad m_n = (1,008665 \pm 0,00002) \text{ u}$$

Neutroni i protoni su fermioni tj. imaju spinski kvantni broj jednak $1/2$. Spinski magnetski momenti protona i neutrona su:

$$\mu_p = (2,79274 \pm 0,00020) \mu_0$$

$$\mu_n = -(1,91314 \pm 0,00040) \mu_0$$

gdje je μ_0 nuklearni magneton, $\mu_0 = e\hbar/2m_p = (5,0505 \pm 0,00013) \cdot 10^{-27} \text{ Am}^2$

Jezgra atoma karakterizirana je brojem protona Z (koji se često naziva atomski broj) i ukupnim brojem nukleona A (maseni broj). Svaka posebna konfiguracija jezgre karakterizirana sa A i Z naziva se nuklid. Ima preko 1200 različitih nuklida. Nuklid X sa Z protona i A nukleona označava se sa: ${}^A_Z X$ npr. kobalt 60 : ${}^{60}_{27}\text{Co}$. Broj neutrona nuklida X je $N=A-Z$.

Nuklidi koji imaju jednak broj protona a različit broj neutrona zovu se izotopi. Npr. izotopi vodika : ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$ (vodik, deuterij, tricij). Izotoni su nuklidi koji imaju jednaki broj neutrona a različit broj protona npr. ${}^{13}_6\text{C}$ i ${}^{14}_7\text{N}$, a izobari su nuklidi s jednakim brojem nukleona npr. ${}^{14}_6\text{C}$ i ${}^{14}_7\text{N}$.

Eksperimentalni rezultati ukazuju da je polunjer jezgre proporcionalan s $A^{1/3}$ tj. $R = r_0 A^{1/3}$, a da parametar r_0 poprima vrijednosti od 1,2 fm do 1,5 fm.

Energija vezanja jezgre

Mjerenja pokazuju da je masa M jezgre $\frac{A}{Z}X$ manja od zbroja masa slobodnih protona m_p i neutrona m_n od kojih je jezgra sastavljena. Ovo smanjenje mase tzv. defekt mase ΔM

$$\Delta M = Z m_p + (A-Z) m_n - M \quad (1)$$

uvjetovano je uzajamnim djelovanjem nukleona.

Ako su dva nukleona p i n u stanju mirovanja i dovoljno daleko jedan od drugoga tako da nema medjusobnog djelovanja, ukupna energija jednaka je:

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

gdje su m_p i m_n mase mirovanja nukleona p i n .

Ako nukleoni dodju dovoljno blizu tako da se formira jezgra, ukupna će energija biti:

$$E' = (m_p + m_n) c^2 + E_k + E_p \quad (3)$$

gdje je E_p njihova potencijalna energija, a E_k kinetička energija oko njihova centra mase.

Budući da je nastala jezgra stabilni sistem, apsolutna vrijednost E_p je veća od E_k , tako da je $E_k + E_p$ negativno, te je energija E' manja od E . Pri formiranju jezgre oslobadja se energija. Ova oslobodjena energija naziva se energija vezanja jezgre E_v i ona je jednaka:

$$E_v = E - E' \quad (4)$$

Energija vezanja jezgre je energija koja se oslobodi pri formiranju jezgre iz slobodnih protona i neutrona odnosno tolika energija je potrebna za rastavljanje jezgre na protone i neutrone u slobodnom stanju.

Masa formirane jezgre M definirana relacijom:

$$E' = M c^2 \quad (5)$$

manja je od sume masa slobodnih nukleona $m_p + m_n$ (usporedba relacija 5 i 3).

Energija vezanja nastale jezgre iz nukleona p i n (jezgra deuterona ${}^2_1\text{H}$) jednaka je:

$$E_v = E - E' = (m_p + m_n) c^2 - M c^2 \quad (6)$$

Za jezgru mase M , koja se sastoji od Z protona i $(A-Z)$ neutrona, energija vezanja će biti:

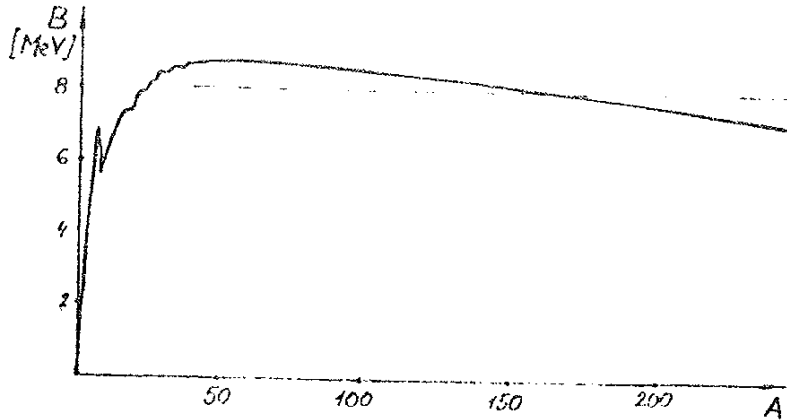
$$E_v = [Z m_p + (A-Z) m_n - M] c^2 = \Delta M c^2 \quad (7)$$

Ako se u relaciji (1) uvedu vrijednosti masa atoma, tada se energija vezanja (7) može pisati u obliku:

$$E_v = [Z m_H + (A-Z) m_n - M'] c^2 \quad (8)$$

gdje je m_H masa vodikova atoma, a M' masa pripadnog atoma promatrane jezgre.

Energija vezanja po nukleonu ukazuje na stabilnost jezgre. Na crtežu 1. prikazana je prosječna energija vezanja po nukleonu $B = E_v/A$. Energija vezanja po nukleonu približno



Crt. 1.

je konstantna i nalazi se izmedju 7 i 8,5 MeV-a. Izuzetak su vrlo lagane i teške jezgre. Nukleoni koji su bliže površini jezgre manje su vezani od onih u unutrašnjosti jezgre. Ovaj površinski efekt znatniji je za laganije jezgre jer je kod njih većina nukleona na površini. Odbojna Coulombova sila smanjuje energiju vezanja. To postaje značajno kod težih jezgara s velikim rednim brojem Z. Prosječna energija vezanja po nukleonu ima maksimum za jezgre u području masenog broja 60. Iz ovoga slijedi da će se osloboditi energija ako se dvije lagane jezgre udruže i formiraju jezgru srednje mase (fuzija) kao i ako se teška jezgra raspadne na dvije jezgre srednje mase (fisija).

C.V. Weiszacker je 1935. god. dao empirijski izraz za energiju vezanja jezgre:

$$E_v = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z(Z-1) A^{-1/3} - a_4 (A-2Z)^2 A^{-1} +$$

$$+ a_5 \left(\begin{array}{l} -A^{-3/4} \\ 0 \\ +A^{-3/4} \end{array} \right)$$

Prvi član karakterizira tzv. volumni efekt. Energija vezanja po nukleonu približno je konstantna i stoga je ukupna energija vezanja proporcionalna broju nukleona A , odnosno volumenu jezgre. Drugi član ukazuje na tzv. površinski efekt. Nukleoni na površini jezgre manje su vezani nego oni u unutrašnjosti jezgre, te je energija vezanja manja za veličinu koja je proporcionalna površini jezgre R^2 ili $A^{2/3}$. Treći član daje tzv. Coulombski efekt. Energija vezanja umanjena je za veličinu koja je proporcionalna ukupnom broju protonskih parova $Z(Z-1)$ a obrnuto proporcionalna polumjeru R tj. $A^{-1/3}$. Pretposljednji član izražava slabljenje energije vezanja zbog asimetrije u broju protona i neutrona, a posljednji uzima u obzir sparivanje nukleona. On je različit za parno-parne (predznak +), neparno-neparne (predznak -) te parno-neparne odnosno neparno-parne jezgre (vrijednost nula). Jezgre s parnim brojem istovrsnih čestica stabilnije su.

Nuklearne sile

Dosadašnji eksperimenti ukazuju da protone i neutrone drže unutar jezgre jake privlačne sile. Te sile su kratkog dosega - reda veličine 10^{-15} m. Na većim udaljenostima zanemarive su a na manjim postaju odbojne. Ravnoteža između privlačnih i odbojnih sila uzrokuje (približno) konstantnu gustoću jezgre. Sile su nezavisne od naboja - iste su između (pp), (nn), (pn) i (np).

Takva zavisnost nuklearnih sila o međusobnoj udaljenosti nukleona navela je Yukawu na misao da su statička de Broglieva polja nosioci sila u atomskim jezgrama. Da bi "doseg" polja materije: $d = \hbar/mc$ bio reda veličine promjera jezgre, masa čestica m trebala bi biti 200 do 300 puta veća od mase elektrona. Yukawa je 1935. g. uveo hipotetične čestice koje bi trebale imati takve mase. Nazvao ih je mezonima. Po Yukawi mezon bi bili prenosnici nuklearnih sila kao što su fotoni prenosnici električnih djelovanja između naboja.

Otkriće mezona u maglenoj komori 1936.g. Andersona i Neddermayera bila je velika pobjeda Yukawine teorije. Masa otkrivenog mezona bila je 207 puta veća od mase elektrona. Nazvan je μ mezon (mion). Kasnije su pronađeni u kozmičkim zrakama i drugi mezoni. Danas se smatra da su nuklearne sile prouzrokovane izmjenom π mezona (piona) koji ima masu 273 puta veću od elektrona tj. da su π mezoni kvanti nuklearnog polja.

Još nema točnog izraza za proračun nuklearnih sila. Koriste se aproksimacijski oblici. Navest ćemo neke od njih za proračun potencijalne energije:

- pravokutna potencijalna jama

$$U = - U_0 \quad \text{za } r < R$$

$$U = 0 \quad \text{za } r > R$$

- eksponencijalna potencijalna jama

$$U = - U_0 e^{-r/R}$$

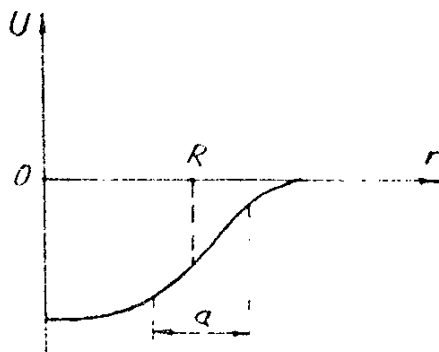
- Yukawina potencijalna jama

$$U = - U_0 R \frac{e^{-r/R}}{r}$$

- Wood-Saxonova potencijalna jama (crtež 2)

$$U = - \frac{U_0}{1 + e^{(r-R)/a}}$$

U_0 je dubina (daje jakost interakcije), a a parametar difuznosti.



Crt. 2.

Gore navedeni izrazi su radijalni dijelovi potencijalne energije u kojima nisu uzeti u obzir orbitalni i spinski momenti količine gibanja nukleona.

Nuklearni modeli

Budući da je naše znanje strukture jezgre i zakona sila koje djeluju između nukleona nepotpuno, konstruirani su modeli jezgre koji nastoje protumačiti određena svojstva jezgre. Ni jedan od njih ne uspijeva objasniti sve dobivene eksperimentalne rezultate. Pojedini model tumači samo dio podataka. Navest ćemo neke od tih modela.

Model kapljice

Model kapljice dao je N.Bohr 1936.god. Jezgra se uspoređuje s kapljicom tekućine a nukleoni s molekulama tekućine. Analogija između kaplje tekućine i jezgre može se uočiti iz slijedećih usporedbi:

- Gustoća tekućine skoro je nezavisna od oblika tekućine te je polumjer kaplje $R \sim A^{1/3}$ (A - ukupni broj molekula). I jezgra ima približno konstantnu gustoću. Polumjer jezgre povezan je s masenim brojem prema relaciji: $R = r_0 A^{1/3}$.

- Energija vezanja tekućine približno je proporcionalna masi tekućine odnosno broju molekula. Iz podataka na crtežu 5.1. može se uočiti da je energija vezanja jezgre približno proporcionalna ukupnom broju nukleona. Pojava da na površini jezgre ne dolazi do zasićenja nuklearnih sila odgovara površinskoj napetosti kod tekućina.

Prema ovom modelu jezgra se ponaša kao nabijena kaplja tekućine. Privlačne sile između nukleona su kratko-dosežne. Nukleon interagira samo sa svojim najbližim nukleonima (konstantnost energije vezanja po nukleonu). Ove privlačne sile pretvaraju se u odbojne kada se nukleoni približe na neku određenu udaljenost analogno kao i kod molekula (konstantni volumen odnosno gustoća).

Model kaplje dobro opisuje energiju vezanja jezgre. Pogodan je za opis površinskih titranja sfernih jezgara te procesa dijeljenja jezgara (fisijska).

Model jezgrinih ljusaka

Model jezgrinih ljusaka zasniva se na analogiji s elektronskim ljuskama atoma.

Razvitak ovog modela povezan je s otkrićem tzv. magičnih brojeva. Jezgre čiji je broj neutrona ili protona jednak: 2, 8, 20, 28, 50, 82 i 126 ("magični brojevi") pokazuju naročitu stabilnost. Nazivaju se magične jezgre. To su jezgre sa zatvorenim neutronske ili protonske ljuskama. One imaju energiju vezanja veću od susjednih jezgara te znatno veći broj izotopa. Npr. Sn ($Z=50$) ima 10 stabilnih izotopa. Posebno su stabilne dvostruko magične jezgre npr. $^{208}_{82}\text{Pb}$.

Prema ovom modelu pojedini nukleon giba se skoro nezavisno u nekom srednjem potencijalu koji je proizveden djelovanjem svih ostalih nukleona jezgre. Ovaj srednji potencijal može biti prikazan u prvoj aproksimaciji pravokutnom potencijalnom jamom:

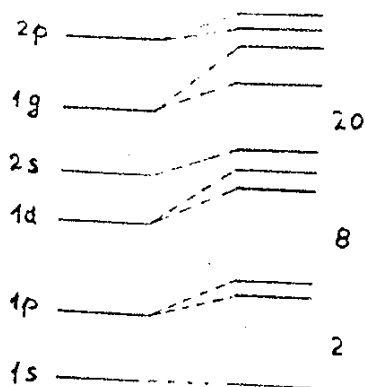
$$\begin{aligned} V &= -V_0 & \text{za } r < R \\ V &= 0 & \text{za } r > R \end{aligned} \quad \begin{array}{l} (V_0\text{-dubina, } R\text{-polumjer} \\ \text{jame}) \end{array}$$

ili harmoničkim potencijalom:

$$V = -V_0 + b r^2 \quad R > r > 0$$

koji reprezentiraju kratko-dosežne nuklearne sile. Uvodjenjem srednjeg potencijala problem više tijela sveden je na problem čestice u potencijalnoj jami.

Rješavanje Schrödingerove jednačbe uz harmonički oblik potencijala daje energije određenih stacionarnih stanja. Uz primjenu Paulijeva principa moguće je reproducirati samo prva tri magična broja.



Crt. 3.

Da bi protumačili vrijednosti magičnih brojeva pretpostavili su nezavisno 1949. god. M.G. Mayer i J.H. Jensen da u jezgri postoji jako međudjelovanje spinskog i orbitalnog momenta količine gibanja nukleona koje je proporcionalno

sa \vec{L} . \vec{S} . Budući da \vec{S} može biti paralelno ili antiparalelno sa \vec{L} to vrijednost ukupnog momenta količine gibanja $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ poprima različite vrijednosti. Ovo dovodi do cijepanja energijskih nivoa dobivenih iz pretpostavljenog potencijala.

l p stanje cijepa se na l p_{3/2} i l p_{1/2}, l d stanje u l d_{5/2} i l d_{3/2} itd., stanje s se ne cijepa (vidi crtež 3.)

Mayer-Jensenov model jezgrinih ljusaka dao je objašnjenje za magične brojeve, omogućava predvidjeti broj nukleona u ljuskama, nuklearne energijske nivoe i gama-prijelaze između tih nivoa.

Kolektivni model

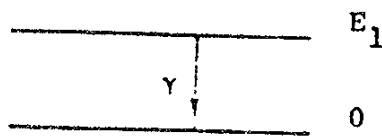
Kolektivni model uveli su A. Bohr i B. Mottelson 1953. godine. On je kombinacija modela jezgrinih ljusaka i modela kaplje. Prema ovom modelu pojedini nukleoni gibaju se u polju koje je proizvedeno djelovanjem svih preostalih nukleona. Ova ljuskasta konfiguracija može doživljavati periodične oscilacije tzv. kolektivne oscilacije koje se mogu usporedjivati s površinskim oscilacijama tekuće kaplje. Ova kolektivna gibanja utječu na orbite pojedinih nukleona jer mijenjaju potencijal u kojemu se gibaju.

Iako je ovaj model poboljšanje prethodnih, ipak ni on nije u mogućnosti objasniti sva svojstva jezgre.

PRIRODNA RADIOAKTIVNOST

Henry A. Becquerel otkrio je 1896. god. da uran ispušta neko zračenje. Pierre i Maria Curie su daljnim ispitivanjem uranove rudače otkrili nove elemente: polonij i radij. Emitirano zračenje nazvano je alfa, beta i gama zrakama. Alfa zrake su jezgre helijeva atoma. Sastavljene su

od dva protona i dva neutrona. Beta zrake su elektroni. Neke jezgre emitiraju pozitrone. Pozitroni su čestice naboja $+e$ a iste mase kao i elektroni. Ova dva tipa beta raspadanje označuju se s β^- i β^+ . Ponekad gama zrake prate emisiju α i β čestica. To se zbiva kada ostatak jezgre tzv. rezidualna jezgra ostane u pobudjenom stanju. Prijelaz u osnovno stanje praćen je emisijom γ zraka (crtež 4).



Crt. 4.

Mnogi izotopi elemenata sa $A > 206$ prirodno su radioaktivni. Nestabilne jezgre teže približiti se stabilnijoj konfiguraciji oslobadajući neke čestice.

Poznata su tri niza prirodno radioaktivnih elemenata: uranijev, aktinijev i torijev niz. U tablici 1. dan je uranov niz.

nuklid	tip raspadanja	vrijeme poluživota
${}_{92}^{238}\text{U}$	α	$4,51 \cdot 10^9$ god
${}_{90}^{234}\text{Th}$	β	24,1 dan
${}_{91}^{234}\text{Pa}$	β	1,18 min
${}_{92}^{234}\text{U}$	α	$2,48 \cdot 10^5$ god
${}_{90}^{230}\text{Th}$	α	$8,0 \cdot 10^4$ god

$^{226}_{88}\text{Ra}$	α	1620 god
$^{222}_{86}\text{Rn}$	α	3,82 dan
$^{218}_{84}\text{Po}$	α, β	3,05 min
$^{214}_{82}\text{Pb}$	β	26,8 min
$^{218}_{85}\text{At}$	α	1,3 s
$^{214}_{83}\text{Bi}$	β, α	19,7 min
$^{214}_{84}\text{Po}$	α	$1,64 \cdot 10^{-4}$ s
$^{210}_{81}\text{Tl}$	β	1,32 min
$^{210}_{82}\text{Pb}$	β	21 god
$^{210}_{83}\text{Bi}$	β, α	5,0 dan
$^{210}_{84}\text{Po}$	α	138,4 dan
$^{206}_{81}\text{Tl}$	β	4,2 min
$^{206}_{82}\text{Pb}$	stabilan	

Tablica 1.

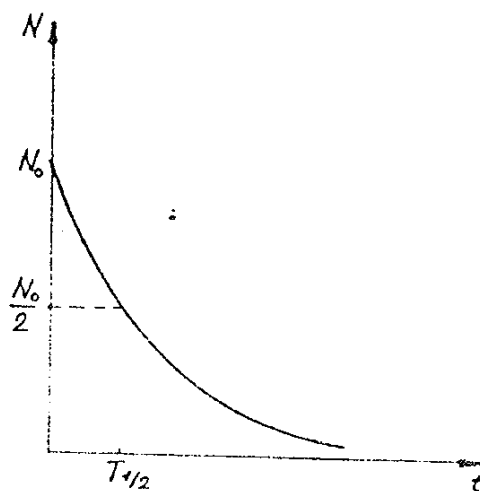
Zakon radioaktivnog raspadanja

Radioaktivno raspadanje je statistički proces. Ne može se predvidjeti kada će se pojedina jezgra raspasti. Opaženo je da svi radioaktivni procesi slijede eksponencijalni zakon. Ako je početni broj radioaktivnih jezgara jednak N_0 , njihov broj nakon vremena t bit će jednak N :

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (9)$$

λ je konstanta karakteristična za određenu radioaktivnu jezgru. Zove se konstanta raspadanja.

Prikaz zakona radioaktivnog raspadanja dan je na crtežu 5.



Crta. 5.

Vrijeme kroz koje će se polovina prvobitnog broja jezgara raspasti naziva se vrijeme poluraspadanja (poluživota) $T_{1/2}$.

Ako je početno bilo N_0 jezgara, poslije vremena $T_{1/2}$ ostat će ih $N_0/2$.

Iz relacije (9) slijedi da je

$$\frac{1}{2}N_0 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$

ili

$$\lambda T_{1/2} = \ln 2$$

te je vrijeme poluraspadanja

$$T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (10)$$

Srednje vrijeme života τ pojedine radioaktivne jezgre može se izračunati množeći broj jezgara koje će se raspasti u vremenu dt s vremenom t kroz koje su one postojale i sumirajući ove produkte prema slijedećoj relaciji:

$$\tau = \frac{N_0 \int_0^{\infty} t \, dN}{N_0} \quad (11)$$

Supstitucija za dN iz jednadžbe (9) u (11) daje:

$$\tau = - \int_0^{\infty} t \lambda e^{-\lambda t} dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt$$

ili

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (12)$$

Srednje vrijeme života radioaktivne jezgre jednako je recipročnoj vrijednosti konstante raspadanja. Dakle, konstanta λ izražava vjerojatnost da se jedna od jezgara N_0 raspadne u jedinici vremena.

Iz zakona radioaktivnog raspadanja (9) može se naći brzina radioaktivnog raspadanja:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} = -\lambda N \quad (13)$$

Ona je proporcionalna broju prisutnih radioaktivnih jezgara. Apsolutna vrijednost brzine raspadanja (13) zove se aktivnost radioaktivne tvari:

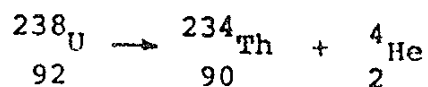
$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N$$

U internacionalnom sustavu (SI) jedinica za aktivnost je 1 becquerel = 1 raspad u sekundi, $1 \text{ bq} = 1 \text{ s}^{-1}$.

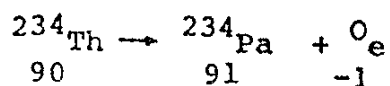
U upotrebi je bila jedinica 1 curie definirana kao aktivnost tvari u kojoj se raspadne $3,7 \cdot 10^{10}$ jezgara u 1 sekundi, $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (približno jednako aktivnosti 1 grama ^{226}Ra).

Rutherford i Soddy uočili su da pri radioaktivnom raspadanju ukupni električni naboj (atomske broj) prije raspadanja jednak je ukupnom električnom naboju poslije raspadanja te da suma masenih brojeva početnih čestica jednaka je sumi masenih brojeva konačnih čestica.

Npr. ako početna čestica ("roditelj") uran sa atomskim brojem 92 emitira α česticu sa atomskim brojem 2, nastala čestica ("kćer") mora imati atomski broj 90. Budući da uran ima maseni broj 238, a α čestica 4, nastala čestica imat će maseni broj 234 tj.

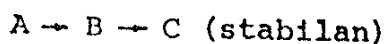


Ako je "roditelj" β^- emiter, atomski broj "kćeri" mora biti viši za 1 od atomskog broja "roditelja" a maseni brojevi jednaki:



Radioaktivna ravnoteža

Razmotrimo slučaj kada se element A raspada u element B koji je također radioaktivan:



Neka je u početnom trenutku bilo N_{A0} atoma elementa A, a nije bilo elementa B.

Brzina raspadanja elementa A dana je relacijom (13):

$$\frac{dN_A}{dt} = - \lambda_A N_A$$

a broj atoma A u trenutku t zakonom radioaktivnog raspada (9):

$$N_A = N_{A0} e^{-\lambda_A t}$$

Svaki raspad jezgre A znači stvaranje jezgre B. U jedinici vremena nastaje $\lambda_A N_A$ jezgara B a istovremeno ih se raspada $\lambda_B N_B$.

Brzina stvaranja radioaktivnih jezgara B dana je jednačbom:

$$\frac{dN_B}{dt} = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B \quad \text{ili}$$

$$\frac{dN_B}{dt} = \lambda_A N_{A0} e^{-\lambda_A t} - \lambda_B N_B$$

Množeći ovu jednačbu sa $e^{\lambda_B t} dt$ dobiva se:

$$e^{\lambda_B t} dN_B + \lambda_B N_B e^{\lambda_B t} dt = \lambda_A N_{A0} e^{(\lambda_B - \lambda_A)t} dt$$

te nakon integriranja:

$$N_B e^{\lambda_B t} = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_{A0} e^{(\lambda_B - \lambda_A)t} + C \quad (14)$$

Iz početnih uvjeta: $t=0$ $N_B=0$ dobiva se za integracijsku konstantu vrijednost:

$$C = - \frac{\lambda_A N_{A0}}{\lambda_B - \lambda_A}$$

a iz jednadžbe (14) za broj radioaktivnih jezgara B u trenutku t:

$$N_B = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}) \quad \text{ili}$$

$$N_B = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A [1 - e^{-(\lambda_B - \lambda_A)t}] \quad (15)$$

Ako je poluživot elementa A dulji od poluživota elementa B, nastat će u nekom trenutku radioaktivna ravnoteža tj. nastali broj atoma B bit će jednak raspadnutom broju atoma A. Tada je $\lambda_B \gg \lambda_A$ te iz relacije (15) slijedi (aproksimacijski) izraz:

$$N_B = \frac{\lambda_A}{\lambda_B} N_A (1 - e^{-\lambda_B t})$$

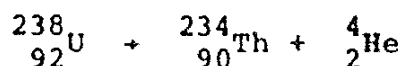
koji nakon vremena od nekoliko poluživota elementa B poprima oblik:

$$N_B \lambda_B = N_A \lambda_A \quad (16)$$

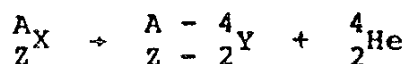
Pri radioaktivnoj ravnoteži svaki nuklid raspada se istom brzinom kako i nastaje tj. aktivnost svakog člana niza jednaka je aktivnosti bilo kojeg člana.

Alfa raspadanje

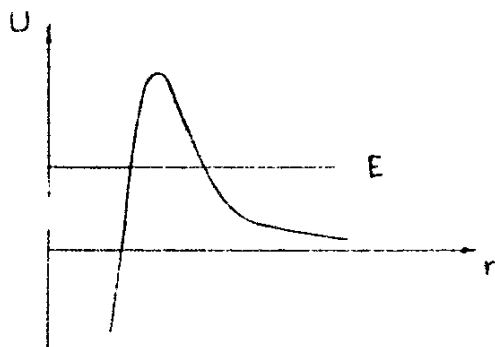
Alfa emiteri uglavnom su teške jezgre s masenim brojem $A > 200$. Kada atom emitira α česticu, njegov se atomski broj Z smanji za 2, a maseni broj A za 4 jedinice. npr.



općenito



Alfa čestica je dvostruko magična jezgra (ima zatvorenu neutronska i protonsku ljusku) vrlo velike stabilnosti.



Crt. 6.

Na crtežu 6. prikazana je potencijalna energija međudjelovanja α čestice i rezidualne jezgre.

Energija emitirane α čestice je oko 4 do 9 MeV-a. U jezgri (u kojoj je α čestica čvrsto vezana) potencijalna energija ima negativnu vrijednost. U većim udaljenostima od promjera jezgre potencijal ima oblik Coulombova potencijala. U blizini "ruba" jezgre sastaje se Coulombov potencijal s jezgrinim. Energija α čestice u jezgri manja je od visine potencijalne barijere koja iznosi oko 40 MeV-a za većinu α emitera. Ipak postoji određena vjerojatnost da se α čestica ne reflektira na

potencijalnom bedemu nego da prodje kroz njega (tunel-efekt). Prvi je G. Gamow 1928. god. obradio α raspadanje na osnovi Schrödingerove valne mehanike. Proračunao je vjerojatnost radioaktivnog raspadanja.

Ako se pretpostavi da je jezgra "roditelj" u početnom trenutku raspadanja mirovala, zakoni sačuvanja energije i količine gibanja bi glasili:

$$m_X c^2 = (m_Y + m_\alpha) c^2 + E_{k_Y} + E_{k_\alpha} \quad (16)$$

$$m_Y v_Y = m_\alpha v_\alpha \quad (17)$$

gdje su m mase mirovanja "roditelja" (X), "kćeri" (Y) i α čestice, a E_k njihove kinetičke energije u laboratorijskom sustavu. Za kinetičke energije i količine gibanja mogu se uzeti nerelativistički izrazi budući da energije oslobodjene u α raspadanju nisu veće od 10 Me V-a, a energija mirovanja α čestice je oko 4 Me V-a.

Iz relacije (16) dobiva se za energiju oslobodjenu pri radioaktivnom raspadanju Q , vrijednost:

$$Q = E_{k_Y} + E_{k_\alpha} = (m_X - m_Y - m_\alpha) c^2 \quad (18)$$

a iz relacije (18) i (17) kinetičke energije α čestice i jezgre "kćeri":

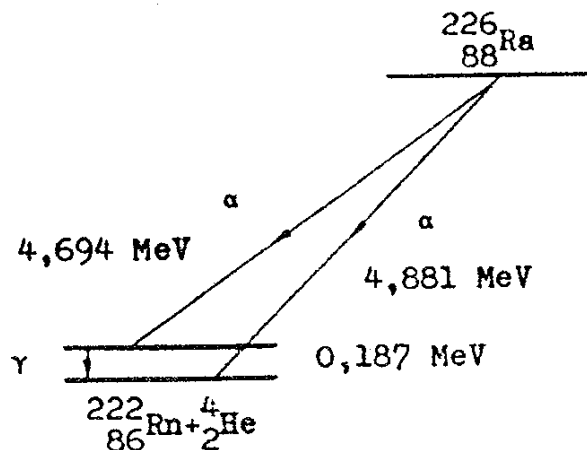
$$E_{k_\alpha} = \frac{m_Y}{m_\alpha + m_Y} Q \quad E_{k_Y} = \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_Y} Q \quad (19)$$

Sve α čestice iz iste jezgre nemaju jednake kinetičke energije budući da jezgra "kćer" može biti u osnovnom i pobu-

djenom stanju kao i jezgra "roditelj" te bi pri proračunu mogućih kinetičkih energija α čestica trebalo uzeti u obzir i energiju pobudjenja jezgara.

Na crtežu 7. dan je shematski prikaz raspadanja jezgre

$^{226}_{88}\text{Ra}$:

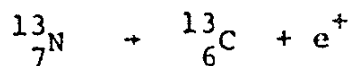
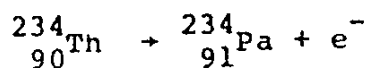


Crt. 7.

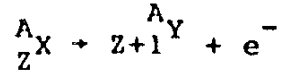
α čestice imaju energije od 4,694 MeV i 4,881 MeV. Prijelaz jezgara iz pobudjenih stanja u osnovno stanje praćen je emisijom zraka.

Beta raspadanje

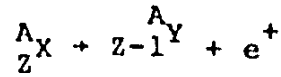
Pri β^- raspadanju atomski broj Z jezgre poraste za jedinicu a pri β^+ raspadanju smanji se za jedinicu. Maseni broj A se ne mijenja. Npr.



ili općenito:

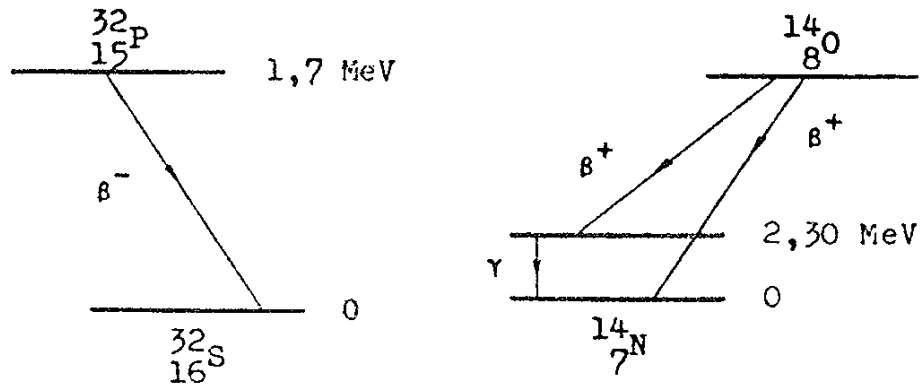


(20)



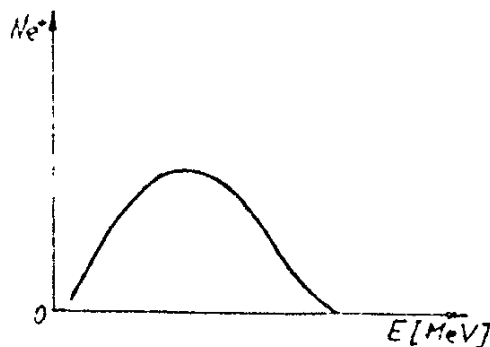
Sačuvani su ukupni broj nukleona i naboj.

Kao i pri α raspadanju jezgra "kćer" može biti u pobuđenom stanju te je u tom slučaju proces praćen emisijom γ zra-ka. Shematski prikaz β^{-} i β^{+} raspadanja prikazan je na crtežu 8.



Crt. 8.

U skladu sa zakonom sačuvanja energije za očekivanje je da se raspoloživa energija danog β raspadanja razdijeli između elektrona (odnosno pozitrona) i jezgre "kćeri" Y . Eksperimentalni podaci daju da je spektar elektrona (odnosno pozitrona) emitiranih u β raspadanju kontinuiran (crtež 9).

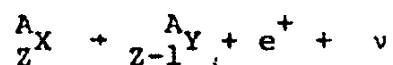
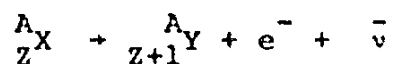


Crt. 9.

Da bi objasnio eksperimentalne rezultate W. Pauli je 1933. god. sugerirao uključenje još jedne čestice u beta raspadanje. Ta čestica bi trebala imati vrlo malenu masu, a njen naboj bi trebao biti jednak nuli. E. Fermi je predložio za nju ime neutrino (mali neutron). 1934. godine Fermi je dao teoriju beta raspadanja koja je uključivala hipotetični neutrino i dobio je odlično slaganje s eksperimentalnim podacima. Postojanje neutrina potvrdili su eksperimenti C. Cowan-a i F. Reines-a izvedeni 1956. godine.

Danas prihvaćena teorija beta raspadanja pretpostavlja postojanje dviju vrsta neutrina. Kod jedne vrste vektor spina suprotan je smjeru gibanja neutrina, a kod druge on je istog smjera. Prvi su nazvani neutrino i označavaju se sa ν , a drugi antineutrino i označavaju se sa $\bar{\nu}$. Eksperimenti izvedeni 1962. godine idu u prilog ovoj pretpostavci.

Relacije (20) trebalo bi napisati u obliku:



Beta emiteri su nestabilne jezgre koje imaju previše neutrona (β^-), odnosno protona (β^+), te emisijom elektrona odnosno pozitrona prelaze u stabilniju konfiguraciju. Može se pretpostaviti da neutron reprezentira jedno kvantno stanje nukleona a proton njegovo drugo stanje, te da je prijelaz nukleona iz neutronskeog kvantnog stanja u protonsko stanje praćen emisijom para čestica: elektrona i antineutrina



a da se prijelaz iz protonskog u neutronske stanje odvija uz emisiju pozitrona i neutrina



Na ovaj način mogu se jezgre osloboditi viška neutrona ili protona bez emisije jedne od tih čestica.

Još nije razvijena teorija koja bi uzela u obzir sve transformacije između fundamentalnih čestica.

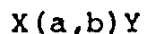
NUKLEARNE REAKCIJE

Nuklearna reakcija je proces transformacije jezgara koja nastaje kada nuklearne čestice dodju vrlo blizu jedna drugoj - unutar dosega nuklearnih sila.

Nuklearna reakcija u kojoj međudjelovanje čestice a (nukleona, gama kvant, laka jezgra ...) s jezgrom X vodi k formiranju jezgre Y i čestice b može se napisati u obliku:



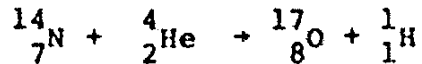
ili



Općenito, može biti emitiran i veći broj čestica a i γ kvanti.

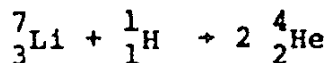
Ako su upadna i emitirana čestica iste $a=b$, proces se naziva raspršenje. Raspršenje je elastično ako je jezgra ostavljena u istom stanju, tako da je kinetička energija sačuvana: $X(a,a)X$. Ako se mijenja unutrašnje stanje rezidualne jezgre, raspršenje je neelastično: $X(a,a)X^*$. U ovom slučaju kinetička energija emitirane čestice razlikuje se od kinetičke energije upadne čestice.

Prvu nuklearnu reakciju ostvario je E. Rutherford 1919. god. bombardirajući jezgre dušika alfa česticama:

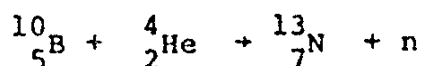


Korištene alfa čestice iz radioaktivnih izvora imale su energije od oko 4 do 10 Me V-a.

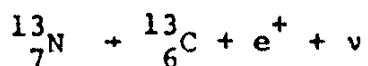
Prvu nuklearnu reakciju koja je koristila čestice ubrzane akceleratorom izveli su J.D. Cockcroft i E.T. Walton 1932. god. Bombardirali su jezgre litija brzim protonima:



Jezgra nastala u nuklearnoj reakciji može biti nestabilna (radioaktivna). Umjetnu radioaktivnost otkrili su F. Joliot i I. Curie 1934. godine promatrajući nuklearne reakcije nastale bombardiranjem lakih elemenata alfa česticama. Jedna je od tih reakcija i:



Jezgra ${}^{13}_7\text{N}$ je nestabilna i raspada se:



Nuklearna energija reakcije, udarni presjek reakcije

Primjena zakona sačuvanja energije na nuklearnu reakciju $X(a,b)Y$ daje:

$$m_a c^2 + E_{k_a} + m_X c^2 + E_{k_X} = m_b c^2 + E_{k_b} + m_Y c^2 + E_{k_Y}$$

ili

$$[(m_a + m_X) - (m_b + m_Y)] c^2 = (E_{k_b} + E_{k_Y}) - (E_{k_a} + E_{k_X})$$

gdje su m_a i m_X mase mirovanja upadne čestice a i jezgre-mete X , E_{k_a} i E_{k_X} njihove kinetičke energije a m_b , m_Y , E_{k_b} , E_{k_Y} mase mirovanja i kinetičke energije emitirane čestice b i rezidualne jezgre Y .

Energija koja se oslobodi ili apsorbira u nuklearnoj reakciji zove se nuklearna energija reakcije i označava s Q . Ona je za reakciju $X(a,b)Y$ dana izrazom:

$$Q = [(m_X + m_a) - (m_Y + m_b)] c^2 = (E_{k_b} + E_{k_Y}) - (E_{k_a} + E_{k_X})$$

Q vrijednost reakcije može biti pozitivna i negativna. Ako je pozitivna, tada dolazi do smanjenja mase mirovanja čestica a do povećanja njihove kinetičke energije. Takva reakcija se zove egzotermička i može nastupiti za sve vrijednosti energije upadne čestice. Ako je Q vrijednost negativna, reakcija se naziva endotermička, i da bi ona nastala, mora projektil a postići neki određeni iznos energije tzv. energiju praga reakcije.

Vjerojatnost određene nuklearne reakcije izražava se preko udarnog presjeka reakcije. Udarni presjek može se definirati kao omjer broja određenog događaja u jedinici vremena po jezgri i broja upadnih čestica po jedinici površine mete u jedinici vremena.

Pretpostavimo da uzorak (meta) debljine Δx , površine S sadrži n_M jezgara u jedinici volumena i da na njega pada struja upadnih čestica gustoće $n_a v$, gdje je n_a broj upadnih čestica po jedinici volumena a v njihova brzina, a neka je

broj čestica b koje napuštaju uzorak u jedinici vremena N_b . Udarni presjek reakcije (a,b) će tada biti:

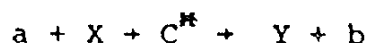
$$\sigma(a,b) = \frac{N_b}{n_a v n_M S \Delta x}$$

Udarni presjek određene nuklearne reakcije zavisi o energiji upadne čestice. U mnogim nuklearnim reakcijama udarni presjek pokazuje izrazite maksimume tzv. rezonancije. Ove rezonancije povezane su s energijskim nivoima nastale složene jezgre.

Mehanizmi nuklearnih reakcija

Do sada nema pouzdane teorije nuklearnih reakcija. Postoje dva različita načina traženja rješenja. Jedno nastojanje usmjereno je k traženju jednostavnih modela koji mogu opisati eksperimentalnu situaciju. Drugi način povezan je s korištenjem metoda fizike mnoštva čestica.

Model složene jezgre (N. Bohr, 1936.god.) zasniva se na slici jezgre kao sistema čestica s vrlo jakim međudjelovanjem i kratko-dosežnim silama. Po tom modelu ako upadna čestica udje u jezgru, njezina se energija vrlo brzo razdijeli između nukleona jezgre uzastopnim raspršenjima. Nastaje složena jezgra koja je u pobudjenom stanju. Kada se nakon mnogo uzajamnih sudara nukleona unutar jezgre koncentrira dovoljno energije na jednom nukleonu (ili više njih), dolazi do raspadanja složene jezgre:



"*" označava da je nastala složena jezgra C u pobudjenom stanju. Trajanje složene jezgre je oko 10^{-15} s.

Ovaj model pokazao se korisnim za opis reakcija s nukleonima niskih energija (od nekoliko Me V-a do nekoliko desetaka Me V-a). Pri višim energijama nailazi na znatne teškoće.

Prema modelu direktnih interakcija (N. Austern, 1963. god.), upadna čestica ne interagira s jezgrom kao cjelinom nego s pojedinim nukleonom. Direktno interakcije odvijaju se u vremenu usporedivom s vremenom proleta nukleona kroz jezgru, a to je reda veličine 10^{-22} sekunde. To su brze reakcije. Npr. stripping reakcija:



Deuteron ${}_1^2\text{H}$ dolazi vrlo blizu jezgri ${}_{12}^{24}\text{Mg}$ koja zahvaća neutron a odbija proton ${}_1^1\text{H}$.

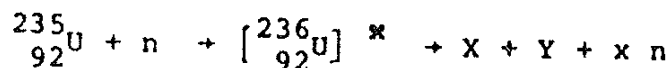
Osim krajnjih slučajeva u kojima se energija upadne čestice razdijeli na sve nukleone jezgre-mete kod niskih energija i međudjelovanja upadne čestice kod visokih energija samo s pojedinim nukleonom, očekuje se u intermedijarnom energijskom području međudjelovanje upadne čestice s malim brojem nukleona jezgre-mete koji se nalaze u blizini točaka sudara. H.A. Bethe je prvi (1938. god.) sugerirao mogućnost "spot heating" efekta. Tu koncepciju prihvaća i K. Izumo ali uz dopunu da nukleoni, koji interagiraju s upadnom česticom, mogu biti raspoređeni preko cijelog nuklearnog volumena. Model je dalje razrađivan od H. Feshbacha i suradnika.

Nuklearna fisija

Nuklearna fisija je proces u kojemu se teška jezgra cijepa na dva fragmenta usporedivih masa.

Gotovo istovremeno 1939. godine O.Hahn i F. Strassman u Njemačkoj i I. Joliot-Curie i P. Savić u Francuskoj

bombardirali su izotop urana $^{235}_{92}\text{U}$ sporim (termičkim) neutronima i dobili rascjep uranove jezgre u dvije srednje teške jezgre:



X, Y su fragmenti fisije a x je broj oslobodjenih neutrona.

Fisija se može izazvati i apsorpcijom gama zraka određenih energija. Ovaj se proces zove foto-fisija. Spontane fisije jezgre vrlo su rijetke pojave.

Kod ^{235}U energija vezanja uhvaćenih neutrona dovoljna je za pobudjivanje jezgre, a do fisije ^{238}U dolazi samo ~~u~~ ^uuhvatom brzih neutrona energija ~ 1 MeV. Bohr i Wheeler ~~su~~ ^{su} pokazali da se kritična energija za fisiju može izraziti relacijom:

$$0,89 A^{2/3} - 0,02 Z^2 A^{-1/3} \quad [\text{MeV}]$$

Odatle slijedi da je kritična energija za fisiju složene jezgre ^{236}U jednaka 6,6 MeV-a a za ^{239}U 7,0 MeV-a.

Energija vezanja uhvaćenog neutrona jednaka je razlici između ukupne energije vezanja složene jezgre i početne jezgre. Energija vezanja iznosi u slučaju ^{235}U :

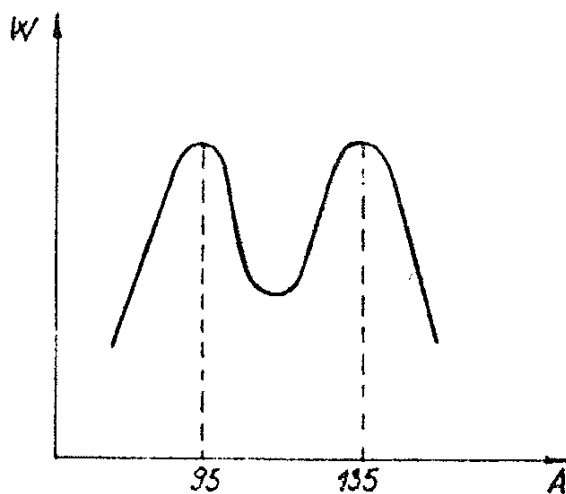
$$E(^{236}\text{U}) - E(^{235}\text{U}) = 6,8 \text{ MeV}$$

a za ^{238}U :

$$E(^{239}\text{U}) - E(^{238}\text{U}) = 5,5 \text{ MeV}$$

**

D.J. Littler, J.F. Raffle: An Introduction to Reactor Physics, Pergamon Press. London, 1957.

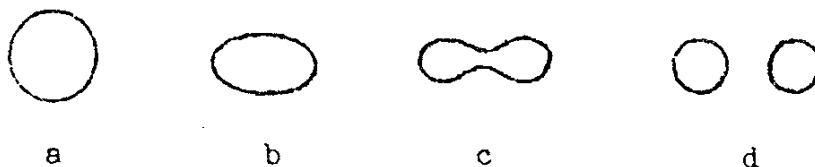


Crt. 10.

Dakle kod ^{235}U energija vezanja uhvaćenih neutrona dovoljna je za pobudjivanje jezgre, a do fisije ^{238}U dolazi samo uhvatom brzih neutrona energije barem 1,5 MeV-a.

Najvjerojatnija podjela jezgre (crtež 10.) je u fragmente s masenim brojevima oko 95 i 135 a s neutronske N=50 i N=82. Ovo se može protumačiti težnjom težih jezgara da se razdijele u fragmente koji imaju zatvorene neutronske ljuske oko magičnih brojeva 50 i 82.

Mehanizam nuklearne fisije pokušava se objasniti na slijedeći način. Jezgra je zamišljena kao sferna kaplja tekućine (crtež 11). Upadni neutron preda nukleonima jezgre energiju. Ako je energija pobudjenja jezgre relativno



Crt. 11.

niska, nastale oscilacije jezgre oko sfernog oblika malene su (b), te se energija pobudjenja oslobadja emisijom γ zra-ka, a jezgra se vraća u ravnotežni oblik (radijativni uhvat

neutrona). Kod dovoljno velikih energija pobudjenja, odstupanje jezgre od sfernog oblika bit će znatno (c), te može Coulombsko odbijanje između dvaju dijelova jezgre biti veće od kratko-dosežnih nuklearnih sila. U tom slučaju moglo bi doći do cijepanja jezgre (d).

Kolika će biti oslobodjena energija pri fisiji, može se procijeniti iz prosječne energije vezanja po nukleonu (crtež 1.). Za teže jezgre energija vezanja po nukleonu je oko 7,5 MeV-a, a za jezgre srednje mase oko 8,4 MeV-a. Porast energije vezanja iznosio bi oko 0,9 MeV-a po nukleonu ili oko 200 MeV-a za sve nukleone uranove jezgre. Dakle, energija oslobodjena pri fisiji uranove jezgre bila bi reda veličine 200 MeV-a. Ova energija javlja se kao kinetička energija nastalih fragmenata fisije (~170 MeV-a) i emitiranih neutrona (~5 MeV-a), te energija β^- i γ zraka koje su oslobodjene pri raspadanju radioaktivnih fisijskih fragmenata (~15 MeV-a) i energija antineutrina pridruženih β^- raspadanju (~10 MeV-a).

U prosjeku pri fisiji ^{235}U oslobode se 2,5 neutrona za svaki apsorbirani neutron. Oni mogu izazvati fisiju preostalih jezgara. Niz fisija kod kojih jedna izaziva drugu zove se lančana reakcija. Broj nastalih fisija raste eksponencijalno. To se događa u atomskoj bombi. U nuklearnom reaktoru lančane reakcije se kontroliraju npr. šipkama kadmija. Kadmij ima veliki udarni presjek za apsorpciju nastalih neutrona.

U brzim nuklearnim reaktorima koriste se neutroni energija 1-2 MeV-a (toliku energiju imaju neutroni napuštajući jezgru pri fisiji). U termičkim nuklearnim reaktorima neutroni se usporavaju sudarima s atomima tvari tzv. moderatora dok se ne uspostavi termička ravnoteža s česticama moderatora (termički neutroni). Kao moderatori koriste se tvari koje imaju mali maseni broj i mali udarni presjek uhvata neutrona npr. teška voda (D_2O), berilij i grafit.

Prvi nuklearni reaktor konstruiran je 1942. god. u Chicagu. Uz njega je vezano ime Enrica Fermia.

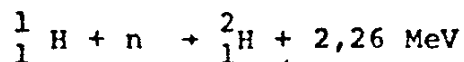
Nuklearna fuzija

Nuklearna fuzija je proces sjedinjavanja dviju lakih jezgara u težu jezgru. Kao što se može uočiti iz crteža 1. pri tome će se osloboditi energija jednaka razlici energije vezanja nastale jezgre i energija vezanja dviju lakih jezgara.

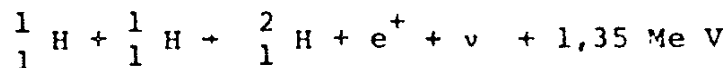
Čestice moraju imati vrlo velike kinetičke energije da bi mogle svladati Coulombsku potencijalnu barijeru visine $1,5 \cdot 10^5 Z_1 Z_2$ [eV] i doći dovoljno blizu - unutar dosega nuklearnih sila. Ipak i kod kinetičkih energija nešto manjih od visine potencijalne barijere postoji vjerojatnost fuzije (tunel efekt). Prosječna kinetička energija sistema čestica temperature T je reda veličine kT ili $8,6 \cdot 10^5 T$ [eV]. Energija od 10^5 eV odgovara temperaturi od oko 10^9 K.

Navest ćemo neke primjere fuzije:

uhvat neutrona protonom (formiranje deuterona)



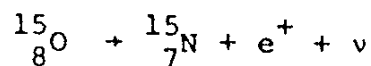
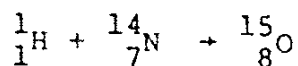
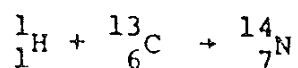
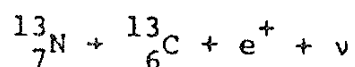
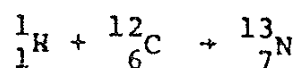
fuzija dvaju protona



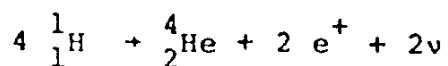
Iako je energija oslobodjena pri pojedinoj fuziji manja nego ona oslobodjena pri fisiji, energija po jedinici mase veća je.

Oslobodjena energija pri fuziji dovoljno je velika za pobudjivanje drugih jezgara, te dolazi do lančane reakcije (nuklearne eksplozije). Još nije uspjelo kontrolirati lančanu reakciju fuzije.

Pretpostavlja se da su reakcije fuzije izvori energije Sunca i drugih zvijezda. Jedan od mogućih procesa fuzije je Bethov ili ugljikov ciklus koji je ekvivalentan fuziji 4 protona u jezgru helija. Ugljik u tom ciklusu igra ulogu "katalizatora". Ciklus se odvija u slijedećim koracima:

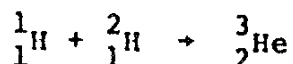
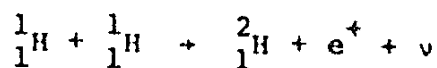


odnosno:



Oslobodjena energija u ovom procesu je 26,7 MeV-a.

Drugi važni proces je Critchfieldov ili proton-proton ciklus:



Oslobodjena energija je oko 25 MeV-a.

Pretpostavlja se da proton-proton ciklus dominira na suncu i zvijezdama slične strukture, a u mladjim zvijezdama ugljikov ciklus.

DOZIMetriJA ZRAČENJA

Predmet dozimetrije zračenja je mjerenje energije koju zračenje predaje ozračenim materijalima. Od količine te energije zavise popratne pojave unutar ozračenog materijala.

Pri prolazu zračenja kroz tvar dolazi do atenuacije zračenja. U dozimetriji se ispituje samo onaj dio zračenja koji je ostao u apsorberu odnosno mjeri se onaj dio energije koji je predan apsorberu.

Teške, nabijene čestice (mase od 1 u ili više npr. protoni, α čestice ...) gube energiju prolazom kroz tvar ionizirajući ili pobudjujući atome tvari kroz koju prolaze. Te pojave posljedica su međudjelovanja Coulombskih polja nabijene čestice i elektrona atoma apsorbera. Teške, nabijene čestice mogu pri prolazu kroz neku tvar interagirati s jezgrom (Rutherfordovo raspršenje), ali doprinos ovoga procesa je zanemariv u odnosu na ionizaciju i pobudjenje atoma tvari.

Elektroni, kao i teške nabijene čestice, gube energiju ionizacijom i pobudjivanjem tvari koju prolaze. Za razliku od teških čestica, elektroni mogu u pojedinačnoj interakciji izgubiti veliki dio, čak i cijelu svoju energiju, a pravac njihova gibanja doživljava velike promjene. Promjena brzine elektrona dovodi do promjene pripadnog magnetskog polja koja izaziva promjenu električnog polja. Nastaje emisija elektromagnetskog zračenja poznata pod nazivom zakočno zračenje.

Neutroni pri prolazu kroz tvar gube energiju interagirajući s jezgrama atoma tvari. Glavni mehanizmi interakcije su raspršene i apsorpcija neutrona.

Pri prolazu X i γ zračenja kroz tvar može doći do fotoelektričkog efekta, Comptonovog raspršenja i tvorbe para: elektron-pozitron.

Ukupna energija koju apsorbira materijal kroz koji zračenje prolazi naziva se integralna apsorbirana doza E_a .

Apsorbirana energija (E_a) po jedinici mase (m) tvari naziva se apsorbirana doza zračenja D

$$D = E_a/m$$

za elektromagnetsko zračenje (X, gama zrake) koristi se još jedna veličina tzv. ekspozicija koja se definira kao omjer svih naboja (Q) istog predznaka nastalih ionizacijom zraka upadnim fotonima i mase (m) ukupnog volumena zraka izloženog zračenju:

$$X = Q/m$$

Pri promatranju utjecaja ionizirajućeg zračenja na živu tvar od naročitog su značenja brzine doza:

brzina apsorbirane doze

$$\dot{D} = dD/dt$$

brzina ekspozicije

$$\dot{X} = dX/dt$$

Prí ozračivanju žive tvari dolazi do biologijskih oštećenja budući da ionizacija izaziva fizikalne i kemijske promjene u tvari. Štetno djelovanje zavisi o veličini primljene doze zračenja i od toga koji je dio tijela primio tu dozu te od vremenske raspodjele primljene doze. Za istu dozu zračenja, ako je vrijeme ozračivanja dulje, biologijski efekt je slabiji. Biologijsko oštećenje zavisi i o vrsti zračenja. Uvedena veličina koja to uzima u obzir nazvana je ekvivalentna doza (H) :

$$H = Q N D$$

D je apsorbirana doza, Q faktor kakvoće (za X, gama i beta zrake ima vrijednost 1, za spore termičke neutrone 5, za brze neutrone i alfa čestice vrijednost 20), N skup faktora koji opisuju zavisnost biologijskih efekata o uvjetima ozračivanja.

Oštećenja od zračenja mogu biti somatska (očituju se na samoj osobi) i genetska (očituju se na potomstvu te osobe). Zbog štetnog djelovanja ionizirajućeg zračenja poduzete su određene mjere zaštite. Postoje internacionalni propisi o čuvanju radioaktivnih izvora, osoblje izloženo zračenju mora nositi dozimetre, uvedena je tzv. maksimalna dozvoljena doza (MDD) koja se definira kao ona doza koja akumulirana kroz dulji period ili kao rezultat jednokratne izloženosti ne izaziva somatska ili genetska oštećenja tj. nije opasnija od ostalih zračenja kojima je čovjek izložen.

Internationalna komisija za zaštitu od ionizirajućeg zračenja (ICRP) formirana je u Stockholmu 1928.g. Prva kvantitativna vrijednost maksimalne dozvoljene doze dana je 1934.g., a 1950.g. je smanjena, a 1956. ponovno i to na tri puta manju vrijednost. Svaka država koja upotrebljava ili proizvodi radioaktivne izotope ima svoj Nacionalni komitet za radijacijsku zaštitu koji provodi preporuke ICRP-a.

Na konferenciji Internacionalne komisije za radijacijske jedinice i mjerenja 1961.godine odlučeno je da se i u ovom području fizike primijeni novi sustav jedinica : SI. Kod nas je

ovo regulirano Saveznim zakonom iz 1976. godine po kojemu do kraja 1980.g. jedini mjerni sustav mora biti internacionalni sustav (SI). U tablici 2. dane su jedinice koje se koriste u dozimetriji zračenja u sustavu SI te njihova veza sa starim jedinicama.

Veličina	Oznaka	SI jedinice	stare jedinice
aktivnost	A	1 Becquerel 1 Bq = 1 s ⁻¹	1 Curie 1 Ci = 3,7·10 ¹⁰ s ⁻¹
apsorbirana doza	D	1 Gray 1 Gy = 1 J kg ⁻¹	1 rad = 100 erg g ⁻¹ 1 rad = 10 ⁻² Gy
brzina aps. doze	\dot{D}	1 Gy s ⁻¹	1 rad s ⁻¹
ekspozicija	X	1 C kg ⁻¹	1 Röntgen 1 R = 2,58·10 ⁻⁴ C/kg
brzina ekspozicije	\dot{X}	1 A kg ⁻¹	1 R s ⁻¹
ekvivalentna doza	H	1 Sievert 1 Sv = 1 J kg ⁻¹	1 rem 1 rem = 10 ⁻² Sv

Tablica 2.

Za profesionalno osoblje određena MDD na cijelom tijelu iznosi 0,05 Sv godišnje, 10⁻³ Sv tjedno, a za većinu stanovništva 0,05 Sv kroz 30 godina, 1,7·10⁻³ Sv godišnje i 3·10⁻⁵ Sv tjedno. Ulažu se naponi da se ozračivanje profesionalnog osoblja a pogotovo šireg stanovništva svede barem na maksimalnu dozvoljenu dozu.

ZADACI

1. Koliki je odnos polumjera jezgre urana ^{238}U prema vodiku ^1H ?
2. Odrediti gustoću nuklearne materije u jezgri $^{107}_{47}\text{Ag}$.
3. Kolika je energija veze jezgre helijeva atoma ^4He ?
4. Kolika je prosječna energija veze po nukleonu u uranovoj jezgri $^{238}_{92}\text{U}$?
5. Koliko se energije oslobodi pri uhvatu slobodnog neutrona protonom (formiranje deuterona ^2_1H) ?
6. Koristeći formulu Weiszeckera odrediti energiju veze jezgre $^{60}_{28}\text{Ni}$. Uzeti vrijednosti za konstante: $a_1 = 15,760 \text{ MeV}$, $a_2 = 17,810 \text{ MeV}$, $a_3 = 0,711 \text{ MeV}$, $a_4 = 23,702 \text{ MeV}$, $a_5 = 34 \text{ MeV}$.
7. Naći izraz za silu ako je pripadna potencijalna funkcija oblika:
$$U = - U_0 e^{-r/R}$$
8. Izračunati koliki je dio početne mase urana ^{238}U još na Zemlji uz pretpostavku da je starost Zemlje 10^{10} godina. Poluživot ^{238}U je $4,5 \cdot 10^9$ godina.
9. Radioaktivna tvar sadrži 3 mg ^{234}U . Kolika količina ^{234}U ostaje nakon $15 \cdot 10^4$ godina? Kolika će biti aktivnost na kraju toga perioda? Poluvrijeme raspada ^{234}U je $2,48 \cdot 10^5$ godina.

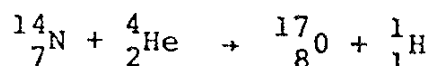
10. Izračunati masu Ra B (^{214}Pb) čija je aktivnost jednaka 1 Ci. Vrijeme poluraspada Ra B je 26,8 min.

11. Rudača sadrži atome ^{238}U i ^{206}Pb . Vrijeme poluživota ^{238}U je $4,5 \cdot 10^9$ godina, a ^{206}Pb je stabilno. Izračunati omjer broja atoma ^{238}U i ^{206}Pb u rudači u trenutku kada je brzina radioaktivnog raspada ^{238}U bila jednaka polovini početne vrijednosti brzine raspada. Pretpostaviti da u vremenu $t=0$ nije bilo atoma ^{206}Pb .

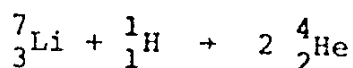
12. Kolika je starost rudače ako ona sadrži 0,40 g ^{206}Pb na svaki gram ^{238}U ? Vrijeme poluživota ^{238}U je $4,5 \cdot 10^9$ godina. ^{206}Pb je stabilno.

13. U uranovoj rudači omjer broja atoma ^{206}Pb i ^{238}U iznosi 0,7. Koliki je bio taj omjer u rudači prije $2 \cdot 10^9$ godina? Vrijeme poluživota ^{238}U je $4,5 \cdot 10^9$ godina. ^{206}Pb je stabilno.

14. Izračunati Q vrijednost reakcije u Rutherfordovu eksperimentu (prva umjetna nuklearna reakcija):

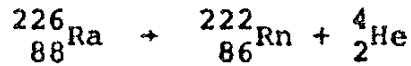


15. Izračunati Q energiju reakcije u pokusu Cockroft-Waltona (prva transmutacija koja koristi umjetno akcelerirane čestice):



16. Ako je ukupna kinetička energija protona i neutrona poslije fotodezintegracije deuterona 0,85 MeV, kolika je bila frekvencija upadnog fotona?

17. Izračunati Q vrijednost reakcije:

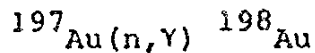


i kinetičku energiju pojedinog proizvoda raspada?

18. Izračunati energiju alfa čestice koja se oslobodi iz ${}_{144}^{144}\text{Nd}$ kada se on raspada u ${}_{140}^{140}\text{Ce}$ te energiju odboja jezgre ${}_{140}^{140}\text{Ce}$. Pretpostaviti da jezgra neodima miruje prije emisije.

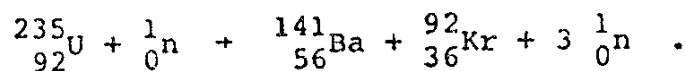
19. Odrediti prag reakcija ${}_3^7\text{Li}$ (p,n) ${}_4^7\text{Be}$ ako je Q vrijednost reakcije -1,647 MeV-a.

20. Uzorak zlata ${}_{197}^{197}\text{Au}$ reakcijom:



apsorbira 10^4 neutrona u sekundi. ${}_{198}^{198}\text{Au}$ emitira beta čestice i ima vrijeme poluraspada 2,70 dana. Koliko je mnogo atoma ${}_{198}^{198}\text{Au}$ prisutno nakon jednog dana neprekidnog ozračivanja?

21. Jedan od načina na koji se jezgra ${}_{92}^{235}\text{U}$ može raspasti fisijom je:



Izračunati Q vrijednost ovog procesa.

Za masu ${}_{141}^{141}\text{Ba}$ uzeti 140,91390 u, a za ${}_{92}^{92}\text{Kr}$ 91,89730 u.

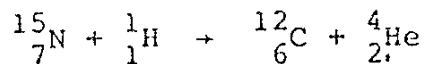
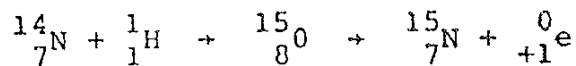
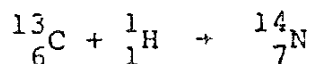
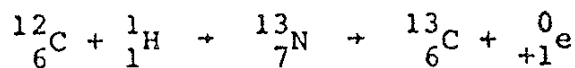
22. Koliku količinu energije u kWh možemo dobiti od 1 g ${}_{92}^{235}\text{U}$ ako se pri svakom dijeljenju jezgre oslobadja energija od oko 200 MeV-a?

23. Pri eksploziji vodikove bombe nastaje termonuklearna reakcija formiranja jezgre helija iz deuterija i tricija:



Kolika se količina energije u kilovatsatima može dobiti pri formiranju 1 grama helija?

24. Pretpostavljajući da je izvor energije Sunca energija koja se oslobadja pri nastajanju helija iz vodika po slijedećoj reakciji:



izračunati koliko bi se tona vodika svake sekunde moralo pretvoriti u helij. Za veličinu solarne konstante uzeti vrijednost $1,35 \text{ kW m}^{-2}$ a za udaljenost od Zemlje do Sunca $1,5 \cdot 10^8 \text{ km}$. Pretpostavljajući da vodik sačinjava 35% mase Sunca, izračunati koliko bi godina mogle dostajati količine vodika na Suncu da bi Sunce zračilo neizmijenjeno. Za masu Sunca uzeti $2 \cdot 10^{27}$ tona.

25. Intenzitet snopa elektrona opada na 1/3 svoje početne vrijednosti prolazeći kroz aluminijsku foliju debljine 0,02 mm. Koliki je koeficijent apsorpcije aluminijske u ovom slučaju?

26. Gama zrake frekvencije $7,3 \cdot 10^{19} \text{ s}^{-1}$ padaju na apsorber od olova. Izračunati debljinu olova koje bi smanjilo intenzitet snopa na 1/10 početnog intenziteta. Linearni koeficijent apsorpcije olova za navedenu energiju gama zraka iznosi 500 m^{-1} .

Koji su mogući mehanizmi apsorpcije gama zraka gore navedene frekvencije?

27. Snop gama zraka sastoji se od jednakog broja fotona energije 1 MeV i 1,5 MeV. Koliki je odnos komponente od 1,5 MeV prema 0,5 MeV-komponenti kada ovaj snop predje kroz 0,01 m olova? Linearni koeficijent apsorpcije za gama zrake energije 1 MeV iznosi $0,8 \text{ cm}^{-1}$ a za 1,5 MeV $0,6 \text{ cm}^{-1}$.

28. Gama kvant valne duljine $0,0045 \text{ \AA}$ stvara u blizini teške jezgre par elektron-pozitron. Kolika je ukupna kinetička energija para u momentu nastajanja?

29. Pozitron kinetičke energije od 2 MeV-a anihilira se s K-elektronom iz atoma platine. Nastala dva gama kvanta lete simetrično s obzirom na gibanje upadnog pozitrona. Naći energiju gama kvanta. Za energiju ionizacije K-ljuske platine uzeti vrijednost 78,5 keV-a.

30. Izračunati debljinu koju bi trebala imati pločica kadmija da bi apsorbirala 99% termičkih neutrona koji padaju na nju. Gustoća kadmija iznosi $8,65 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$, atomska masa $112,41 \cdot 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1}$, a udarni presjek za termičke neutrone 2500 barna.

31. Snop neutrona intenziteta $2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pada na uzorak ^{59}Ce mase 10 g, debljine 0,1 mm. Izračunati proizvedeni broj radioaktivnih jezgara ^{60}Ce u sekundi. Udarni presjek za apsorpciju ovih neutrona je 20 barna. Gustoća ^{59}Ce je 8900 kg m^{-3} .

32. Foliya zlata (^{197}Au) debljine 0,1 mm, površine 1 cm^2 ozračena je snopom neutrona intenziteta $10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ u dva navrata po 3 sekunde s prekidom od jednog sata. Izračunati broj radioak-

tivnih jezgara $^{198}_{80}\text{Au}$ proizvedenih snopom upadnih neutrona 30 sati nakon prvog ozračivanja. Vrijeme poluraspada $^{198}_{80}\text{Au}$ je 2,70 dana, udarni presjek uhvata neutrona jezgrom $^{197}_{80}\text{Au}$ je 95 barna, gustoća ^{197}Au iznosi $19,3 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$.

33. Čovjek mase 80 kg izložen ionizirajućem zračenju 3 sata apsorbira energiju od 12 J. Izračunati apsorbiranu dozu ionizirajućeg zračenja i brzinu apsorbirane doze.

34. U jednoj godini radnik primi dozu gama zraka od 0,03 Gy, termičkih neutrona 0,002 Gy i brzih neutrona 0,001 Gy. Kolika je ukupna ekvivalentna doza?

35. Ako je čovjeku dozvoljeno primiti ekvivalentnu dozu od 1 mSv tjedno koliko bi sati mogao raditi u području u kojem je brzina ekvivalentne doze jednaka $40 \mu\text{Sv/h}$?

RJEŠENJA ZADATAKA

1. $R = r_0 A^{1/3}$

$$\frac{R_{238}}{R_1} = 238^{1/3} = 6,2$$

2. $\rho = \frac{m}{V} = \frac{3A}{4 N_A R^3 \pi} = \frac{3}{4 N_A r_0^3 \pi}$

ako se za r_0 uzme vrijednost $1,2 \cdot 10^{-15}$ m dobiva se:

$$\rho = 2,3 \cdot 10^{17} \text{ kg m}^{-3}$$

3. $E = \Delta m c^2 = [Z m_p + (A-Z)m_n]c^2 - \frac{A}{Z} m c^2$

$$\Delta m = 2 m_p + 2 m_n - m_\alpha = 0,029281 \text{ u}$$

$$E = 0,029284 \cdot 931,48 \frac{\text{MeV}}{c^2} \cdot c^2 = 27,18$$

4. $B = \frac{E_\nu}{A} = \frac{[Z m_H + (A-Z)m_n - M_U]c^2}{A} = 7,57 \text{ MeV}$

5. $E_\nu = [Z m_H + (A-Z)m_n - m_D]c^2 =$

$$= 0,002388 \text{ u} \cdot c^2 = 0,002388 \cdot 931,48 \text{ MeV} = 2,2 \text{ MeV}$$

$$6. E = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} + a_5 \left\{ \begin{array}{l} - A^{-3/4} \\ 0 \\ + A^{-3/4} \end{array} \right.$$

$$E = 15,76 \cdot 60 - 17,81 \cdot 60^{2/3} - 0,711 \frac{28 \cdot 27}{60^{1/3}} -$$

$$- 23,702 \frac{(60-56)^2}{60} + 34,5 \cdot 60^{-3/4} \quad [\text{MeV}]$$

$$E = 530,6 \text{ MeV}$$

$$7. F = - \frac{dU}{dr} = U_0 \left(-\frac{1}{R}\right) e^{-r/R}$$

$$F = - \frac{U_0}{R} e^{-r/R}$$

$$8. m/m_0 = N/N_0 = e^{-\ln 2 \cdot t/T_{1/2}}$$

$$m/m_0 = e^{-0,693 \cdot 10^{10} / 4,5 \cdot 10^9} = 0,2$$

$$9. m = m_0 e^{-\lambda t} = 3 e^{-0,693 \cdot 1,5/2,5} \text{ mg} = 1,98 \text{ mg}$$

$$A = \lambda N = \lambda m \frac{N_A}{A} = \frac{0,693}{2,5 \cdot 10^5} 1,98 \cdot 10^{-6} \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{234 \cdot 10^{-3}} \text{ god}^{-1}$$

$$A = 4,5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$$

$$10. m = 30,5 \cdot 10^{-12} \text{ kg}$$

$$11. A_U = \frac{1}{2} A_{OU} \quad \text{odnosno} \quad \lambda N_U = \frac{1}{2} \lambda N_{OU}$$

$$N_U = \frac{1}{2} N_{OU} \quad \text{te je} \quad t = T_{1/2}$$

$$N_{OU} = N_U + N_{Pb} = 2 N_U$$

$$N_U = N_{Pb} \quad \text{ili} \quad N_U/N_{Pb} = 1$$

12. $^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$

U vremenu $t=0$ broj atoma ^{238}U neka je jednak N_0 a broj atoma ^{206}Pb nuli, a u vremenu t broj atoma urana označimo s N_1 , a olova s N_2 .

$$N_0 = N_1 + N_2$$

$$N_1 = N_0 e^{-\lambda_1 t}$$

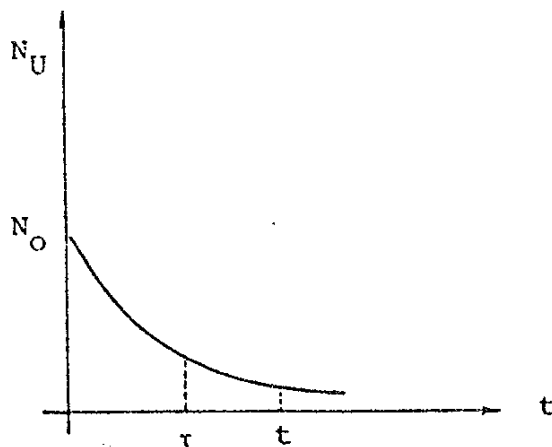
$$t = \frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{N_1 + N_2}{N_1}$$

$$N = \frac{m}{A} N_A$$

$$t = \frac{1}{\lambda_1} \ln \left(1 + \frac{A_1}{A_2} \frac{m_2}{m_1} \right)$$

$$t = \frac{4,5 \cdot 10^9 \text{ god}}{0,693} \ln 1,462 = 2,47 \cdot 10^9 \text{ god}$$

13.



$$\left(\frac{N_{Pb}}{N_U} \right)_t = 0,7$$

$$\left(\frac{N_{Pb}}{N_U} \right)_\tau = 0,2$$

$$t - \tau = 2 \cdot 10^9 \text{ god}$$

14. $Q = \Delta m c^2$

$$\Delta m = [(m_a + m_x) - (m_b + m_y)] c^2 = -0,001281 \text{ u}$$

$$Q = -0,001281 \cdot 931,48 \text{ MeV} = -1,2 \text{ MeV}$$

15. $Q = 17,3 \text{ MeV}$

16. $\gamma + d = n + p$

$$E_\gamma + m_d c^2 = m_n c^2 + m_p c^2 + E_k$$

$$E_\gamma = \Delta m c^2 + E_k$$

$$\Delta m = m_n + m_p - m_d = 0,002389 \text{ u}$$

$$E_\gamma = 4,9 \cdot 10^{-13} \text{ J}$$

$$v = \frac{E_\gamma}{h} = 7,45 \cdot 10^{20} \text{ s}^{-1}$$

17. $Q = [m_{\text{Ra}} - (m_{\text{Rn}} + m_{\text{He}})] c^2 = \Delta m c^2 = 0,005226 \cdot c^2$

$$Q = 4,87 \text{ MeV}$$

$$Q = (E_k)_{\text{Rn}} + (E_k)_{\text{He}} - (E_k)_{\text{Ra}}$$

$$(E_k)_{\text{Ra}} \sim 0$$

$$Q = \frac{m_{\text{Rn}}}{2} v_{\text{Rn}}^2 + \frac{m_{\text{He}}}{2} v_{\text{He}}^2 \quad (1)$$

iz zakona sačuvanja količine gibanja slijedi:

$$m_{\text{Rn}} v_{\text{Rn}} = m_{\text{He}} v_{\text{He}} \quad (2)$$

a iz relacija (1) i (2):

$$Q = \frac{1}{2} m_{\text{Rn}} v_{\text{Rn}}^2 + \frac{1}{2} \frac{m_{\text{Rn}}^2}{m_{\text{He}}} v_{\text{Rn}}^2 = (E_k)_{\text{Rn}} \left(1 + \frac{m_{\text{Rn}}}{m_{\text{He}}}\right)$$

$$(E_k)_{\text{Rn}} = \frac{Q}{1 + \frac{m_{\text{Rn}}}{m_{\text{He}}}} = \frac{4,87 \text{ MeV}}{1 + \frac{222,0175}{4,0026}} = 0,086 \text{ MeV}$$

$$(E_k)_{\text{He}} = Q - (E_k)_{\text{Rn}} = 4,78 \text{ MeV}$$

18. $(E_k)_{\text{He}} = 1,81 \text{ MeV}$

$$(E_k)_{\text{Ce}} = 0,05 \text{ MeV}$$

19. Prag reakcije je minimalna energija potrebna za nastajanje reakcije. U ovom slučaju energija izlaznog neutrona jednaka je nuli.

Uzima se da meta Li miruje, te iz zakona sačuvanja količine gibanja slijedi:

$$p_{\text{P}} = p_{\text{Be}}$$

$$Q = (E_k)_{\text{Be}} - (E_k)_{\text{P}}$$

$$E_{\text{praga}} = (E_k)_{\text{P}} = -Q + (E_k)_{\text{Be}} = -Q + \frac{m_{\text{P}} (E_k)_{\text{P}}}{m_{\text{Be}}} = -Q \frac{m_{\text{Be}}}{m_{\text{Be}} - m_{\text{P}}}$$

$$E_{\text{praga}} = 1,92 \text{ MeV}$$

20. $\frac{dN}{dt} = n - \lambda N$

$$n = 10^4 \text{ s}^{-1}$$

$$\int_0^N \frac{dN}{n-\lambda N} = \int_0^t dt$$

$$\frac{n}{n-\lambda N} = e^{\lambda t}$$

$$N = \frac{n}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$$

$$N = 8 \cdot 10^8$$

21. $Q = 200,6 \text{ MeV}$

22. $E = N E_1$

$$N = m \frac{N_A}{A}, \quad E_1 = 200 \text{ MeV}$$

$$E = 10^{-3} \text{ kg} \frac{6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}}{235 \cdot 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1}} 200 \text{ MeV} = 2,3 \cdot 10^4 \text{ kWh}$$

23. $E = 11,8 \cdot 10^4 \text{ kWh}$

24. $T = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ god}$

25. $I/I_0 = e^{-\mu x}$

$$\mu = \frac{2,3 \ln 3}{0,02} = 54,93 \text{ mm}^{-1}$$

26. $d = 4,6 \text{ mm}$

27. $I_2/I_1 = 1,2$

28. $E_k = h\nu - 2m c^2 = 1,7 \text{ MeV}$

29. $E_k + 2m c^2 - E_b(K) = 2 E_\gamma$

$E_\gamma = 1,47 \text{ MeV}$

30. $I/I_0 = e^{-\sigma n x}$

$$n = \frac{N_A \rho}{A}$$

$$x = \frac{A}{\sigma N_A \rho} \ln \frac{I_0}{I} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ m}$$

31. $N = 4,5 \cdot 10^{14}$

32. $N = 165$

33. Apsorbirana doza ionizirajućeg zračenja:

$$D = E_a/m = 12 \text{ J} / 80 \text{ kg} = 0,15 \text{ Gy}$$

brzina apsorbirane doze:

$$D = 0,15 \text{ Gy} / 3 \text{ h} = 13,9 \mu\text{Gy/s}$$

34. Ekvivalentna doza $H = Q N D$ uz vrijednost za $N=1$

$H = Q D$ te je ukupna ekvivalentna doza jednaka:

$$H = 1 \cdot 0,03 \text{ Sv} + 5 \cdot 0,002 \text{ Sv} + 20 \cdot 0,001 \text{ Sv} = 0,06 \text{ Sv}$$

35. 25 sati

FIZIKALNE KONSTANTE I PODACI

Avogadrov broj	$N_A = 6,0225 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Boltzmannova konstanta	$k = 1,3805 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$ $= 8,6178 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$
Plinska konstanta	$R = 8,3143 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Planckova konstanta	$h = 6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ J s} =$ $= 4,1356 \cdot 10^{-15} \text{ eV s}$
Reducirana Planckova konstanta	$\hbar = 1,0545 \cdot 10^{-34} \text{ J s} =$ $= 0,6582 \cdot 10^{-15} \text{ eV s}$
Rydbergova konstanta	$R_\infty = 1,097 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$
Brzina elektromagnetskog vala u vakuumu	$c = 2,99793 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Apsolutna dielektrična konstanta	$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2 \text{ N}^{-1} \text{ m}^{-2}$
Apsolutna permeabilnost vakuuma	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$
Električni naboj elektrona	$e = 1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ As}$
Atomska jedinica mase	$1 \text{ u} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} =$ $= 931,48 \text{ MeV}/c^2$

Mase mirovanja :	kg	u	MeV/c ²
elektrona m_e	$9,1091 \cdot 10^{-31}$	0,000549	0,511
protona m_p	$1,6726 \cdot 10^{-27}$	1,007277	938,256
neutrona m_n	$1,6748 \cdot 10^{-27}$	1,008665	939,550
deuteronu m_d	$3,3448 \cdot 10^{-27}$	2,013553	1876,430
α čestice m_α	$6,6464 \cdot 10^{-27}$	4,002603	3728,382

ATOMSKE MASE nekih stabilnih i nestabilnih(*) nuklida [u]

Z	element	A	atomska masa	Z	element	A	atomska masa
1	H	1	1,007825	28	Ni	58	57,935342
		2	2,014102			60	59,930787
		3*	3,016050			61	60,931056
2	He	3	3,016030			62	61,928342
		4	4,002603			64	63,927958
		5*	5,012297			
		6*	6,018893	36	Kr	78	77,920403
3	Li	5*	5,012538			80	79,916380
		6	6,015125			82	81,913482
		7	7,016004			83	82,914132
		8*	8,022487			84	83,911504
.....						86	85,910616
4	Be	7*	7,016929			
		8*	8,005308	47	Aq	107	106,905094
		9	9,012186			108	107,905949
		10*	10,013534			109	108,904756
.....				48	Cd	106	105,906463
6	C	10*	10,016810			108	107,904187
		11*	11,011432			110	109,903012
		12	12,000000			111	110,904189
		13	13,003354			112	111,902763
		14*	14,003242			113	112,904409
		15*	15,010600			114	113,903361
7	N	12*	12,018641			116	115,904762
		13*	13,005738			
		14	14,003074	56	Ba	130	129,906245
		15	15,000108			132	131,905120
		16*	16,006103			134	133,904612
		17*	17,008450			135	134,905550
8	O	14*	14,008597			136	135,904300
		15*	15,003070			137	136,905500
		16	15,994915			138	137,905000
		17	16,999133			
		18	17,999160				
		19	19,003578				
.....							

Z	element	A	atomska masa
58	Ce	136	135,907100
		138	137,905830
		140	139,905392
		142	141,909140
59	Pr	141	140,907596
60	Nd	142	141,907663
		143	142,909779
		144*	143,910039
		145	144,912538
		146	145,913086
		148	147,916869
150	149,920915		
.....			
79	Au	197	196,966541
.....			
82	Pb	204	203,973044
		206	205,974468
		207	206,975903
		208	207,976650
		209	208,981082
		210*	209,984187
		211*	210,988742
		212*	211,991905
214*	213,999770		
.....			
86	Rn	219*	219,009481
		220*	220,011401
		222*	222,017531
.....			
88	Ra	223*	223,018501
		224*	224,020210
		225*	225,023520
		226*	226,025360
		228*	228,031140
.....			

Z	element	A	atomska masa
92	U	233*	233,039520
		234*	234,040904
		235*	235,043915
		238*	238,050770

.....

LITERATURA

- M.Alonso, E.J.Finn Fundamental University Physics,
Addison-Wesley Publ.Co, Reading,1969.
- N.Ashby, S.C.Miller Principles of Modern Physics, Holden-
Day, Inc., San Francisco, 1970.
- A.Beiser Concepts of Modern Physics, Mc Graw-
Hill Book Co., New York, 1967.
- D.Brini et al. Quida alla risoluzione dei problemi
di fisica, R.Patron, Bologna, 1957.
- F.Bueche Introduction to Physics for Scien-
tists and Engineers, Mc Graw-Hill
Book Co., New York, 1969.
- L.G.Gurjev i dr. Sbornik zadač po obščemu kursu fizi-
ki, Izdateljstvo "Visšaja škola",
Moskva, 1966.
- V.Knapp Uvod u nuklearnu fiziku, Elektroteh-
nički fakultet, Zagreb, 1977.
- C.M.Lederer, J.M.Hollander, I.Pearlman:
Table of Isotopes, John Wiley, New
York, 1967.
- D.J.Littler, J.F.Raffle .. An Introduction to Reactor Physics,
Pergamon Press, London, 1957.
- A.Martin, S.A.Harbison ... An Introduction to Radiation Protec-
tion, Chapman and Hall, London,1986.
- O.Oldenberg, N.C.Rasmussen Modern Physics for Engineers, Mc Graw-
Hill Book Co., New York, 1966.
- V.Perhat-Tartaglia Dozimetrija zračenja, FESB, Split,
1978.
- W.J.Price Nuclear Radiation Detection, Mc Graw-
Hill Book Co., New York, 1958.

- M.A.Preston Physics of the Nucleus, Addison-
Wesley Publ.Co., London, 1963.
- F.K.Richtmyer, E.H.Kennard, J.N.Cooper :
Introduction to Modern Physics, Mc
Graw-Hill Book Co., New York, 1969.
- I.Supek Teorijska fizika i struktura mate-
rije, Školska knjiga, Zagreb, 1977.
- R.L.Sproull Modern Physics, John Wiley, New
York, 1966.
- M.R.Wehr, J.A.Richards Physics of the Atom, Addison-Wesley,
Reading, 1960.
- R.T.Weidner, R.L.Sells .. Elementary Modern Physics, Allyn
and Bacon, Boston, 1967.

748

9762/
1988