

**Izdavač**

UNIVERZITET U BEOGRADU  
Fakultet za fizičku hemiju  
Beograd, Studentski trg 12-16

**Recenzenti**

**Urednik**

.....

**Štampa**

.....

© Univerzitet u Beogradu-Fakultet za fizičku hemiju 2008.

Sva prava zadržana. Nijedan deo ove publikacije ne sme biti reproducovan, memorisan u informacioni sistem ili na magnetske nosioce, ili prenesen u bilo kom obliku ili bilo kojim sredstvom, elektroniskim, mehaničkim, fotografskim ili drugim, bez dozvole izdavača.

CIP - Каталогизација у публикацији  
Народна библиотека Србије, Београд

ISBN  
Tiraž

# SADRŽAJ

---

<b>TABLICE OZNAKA, KONSTANTI I FAKTORA ZA PRERAČUNAVANJE .....</b>	<b>8</b>
<b>1. RADIOAKTIVNOST .....</b>	<b>11</b>
1.1 OSNOVNI POJMOVI .....	11
1.1.1 Pojam radioaktivnosti .....	11
1.1.2 Pojam izotopa .....	12
1.1.3 Iz istorije otkrića izotopa .....	14
1.1.4 Otkriće radioaktivnosti .....	15
1.2 RADIOAKTIVNI RASPAD .....	21
1.2.1 Šta je radioaktivnost i zašto do nje dolazi .....	21
1.2.2 Zakon radioaktivnog raspada .....	22
1.2.3 Aktivnost (radioaktivnost) uzorka .....	24
1.2.4 Parametri raspada .....	25
1.2.5 Određivanje vremena poluraspada (za prosti raspad) .....	27
1.2.6 Jedinice radioaktivnosti .....	30
Prilozi 1-P .....	32
1-P.1 Porodica Bekerel .....	32
1-P.2 Eksperiment Kiri-Djuara .....	32
<b>2. ATOMSKO JEZGRO .....</b>	<b>33</b>
<b>3. KARAKTERISTIKE RADIOAKTIVNOG RASPADA .....</b>	<b>34</b>
3.1 OPŠTE KARAKTERISTIKE .....	34
3.1.1 Energija raspada, energija zračenja, uzmak jezgra .....	34
3.2 VRSTE RADIOAKTIVNOG RASPADA .....	36
3.2.1 $\alpha$ -Raspad .....	37
3.2.2 Teorija $\alpha$ -raspada .....	37
3.2.3 $\beta$ -Raspad .....	37
3.2.4 Teorija $\beta$ -raspada .....	42
3.2.5 Zahvat elektrona ( $e$ -raspad) .....	42
3.2.6 $\gamma$ -Emisija ( $\gamma$ -raspad, nuklearna deekscitacija) .....	43
3.2.7 Nuklearni izomeri - nuklearna izomerija .....	45
3.2.8 Efekti koji mogu pratiti $\gamma$ -aktivnost .....	45
3.3 SLOŽENI RASPAD .....	46
3.3.1 Raspad genetski nezavisnih nuklida .....	47
3.3.2 Raspad sa grananjem .....	48
3.3.3 Raspad genetski zavisnih radionuklida .....	49
3.4 PRIRODNA RADIOAKTIVNOST .....	55
3.4.1 Radioaktivni nizovi .....	55
3.4.2 Srednje-teški radioaktivni izotopi u prirodi .....	58
3.4.3 Kosmogeni radioizotopi u prirodi .....	59
3.5 ODREĐIVANJE STAROSTI IZOTOPSKIM METODAMA .....	61

3.5.1 Geološka starost . . . . .	61
3.5.2 Arheološka starost . . . . .	64
Prilozi 3-P . . . . .	68
3-P.1 Podela spektra elektromagnetskog zračenja . . . . .	68
3-P.2 Neke egzotične vrste raspada jezgara . . . . .	69
3-P.3 Rešavanje diferencijalne jednačine za složeni raspad . . . . .	70
3-P.4 Sheme raspadâ u okviru radiokativnih nizova . . . . .	71
3-P.5 Prirodni radioizotopi . . . . .	74
<b>4. INTERAKCIJA ZRAČENJA SA SREDINOM . . . . .</b>	<b>76</b>
4.1 OSNOVNI POJMOVI . . . . .	76
4.1.1 Veličine koje karakterišu prolaz čestica kroz sredinu . . . . .	77
4.2 NEPOSREDNO JONIZUJUĆA ZRAČENJA . . . . .	78
4.2.1 Interakcija nanelektrisanih čestica sa sredinom . . . . .	78
4.2.2 Interakcija teških nanelektrisanih čestica . . . . .	79
4.2.3 Interakcija elektrona . . . . .	80
4.3 POSREDNO JONIZUJUĆA ZRAČENJA . . . . .	82
4.3.1 Interakcija $\gamma$ -zraka . . . . .	82
4.3.2 Interakcija neutrona sa sredinom, usporavanje . . . . .	89
Prilozi 4-P . . . . .	93
4-P.1 Interakcija $\alpha$ -čestive sa sredinom (detaljnije) . . . . .	93
4-P.2 Interakcija elektrona sa sredinom (detaljnije) . . . . .	95
4-P.2.1 Relativistička čestica . . . . .	95
4-P.2.2 Elektron (detaljnije) . . . . .	96
4-P.2.3 Zakočno zračenje . . . . .	96
4-P.3 Merenje energije $\beta^-$ -zračenja (elektrona) . . . . .	97
4-P.4 Merenje koeficijenta slabljenja i merenje i energije $\gamma$ -fotona . . . . .	98
4-P.5 Srednji broj sudara neutrona neophodan za dati gubitak energije . . . . .	99
<b>5. DETEKCIJA I MERENJE ZRAČENJA . . . . .</b>	<b>100</b>
5.1 OSNOVNI PRINCIPI MERENJA ZRAČENJA . . . . .	100
5.1.1 Jonizacioni detektori . . . . .	100
5.1.2 Poluprovodnički brojači . . . . .	103
5.1.3 Scintilacioni detektori . . . . .	104
5.1.4 Fotoemulzioni metodi . . . . .	105
5.1.5 Koincidentna i antikoincidentna merenja (prilog 5-P.1) . . . . .	106
5.1.6 Kalorimetrijski metod merenja zračenja . . . . .	106
5.1.7 Hemiske metode registracije zračenja . . . . .	107
5.1.7.1 Doza zračenja . . . . .	107
5.1.7.2 Radijacionohemijski dozimetri . . . . .	109
5.2 IDENTIFIKACIJA RADIONUKLIDA NA OSNOVU NJIHOVE AKTIVNOSTI . . . . .	110
5.3 DETEKCIJA NEUTRONA, SPEKTROMETRIJA NEUTRONA . . . . .	111
5.3.1 Detekcija neutrona . . . . .	111
5.3.2 Selekcija i analiza neutrona po brzinama (energijama) . . . . .	112
Prilozi 5-P . . . . .	116
5-P.1 Koincidentna i antikoincidentna merenja . . . . .	116
5-P.2 Radijacionohemijski prinos . . . . .	117
5-P.3 Identifikacija radionuklida na osnovu njihove aktivnosti . . . . .	117

<b>6. NUKLEARNE REAKCIJE</b>	120
6.1 NUKLEARNE REAKCIJE - OPŠTE POSTAVKE	120
6.1.1 Osnovna znanja	120
6.1.2 Tipovi nuklearnih (interakcija) reakcija	122
6.1.3 Energijski efekti nuklearnih reakcija	124
6.1.4 Zakoni održanja u nuklearnim reakcijama	126
6.2 VEROVATNOĆA NUKLEARNE REAKCIJE	128
6.2.1 Efikasni presek	128
6.2.2 Modeli za nuklearne reakcije	131
6.2.3 Sudar čestice sa jezgrom	133
6.3 NAJAVAŽNIJI TIPOVI NUKLEARNIH REAKCIJA	139
6.3.1 Reakcije s neutronima	140
6.3.2 Reakcije s protonima	140
6.3.3 Reakcije s deuteronima, tritonima i $\alpha$ -česticama	141
6.3.4 Reakcije s elektronima	141
6.3.5 Fotodezintegracija (nuklearni fotoefekt) - $(\gamma, n)$ reakcija	141
6.3.6 Povratne reakcije	142
6.4 NEUTRON	143
6.4.1 Kratak istorijat otkrića	143
6.4.2 Svojstva neutrona (masa, radioaktivnost)	144
6.4.3 Izvori neutrona	144
6.4.4 Termalni neutroni	147
Prilozi 6-P	151
6-P.1 Čestica - de Brojlev talas	151
6-P.2 Efikasni preseci za zahvat neutrona za neke značajne nuklide	152
<b>7. FISIJA I FUZIJA</b>	154
7.1 ISTORIJAT OTKRIĆA FISIJE - POTRAGA ZA TRANSURANIMA	154
7.2 FISIJA NEUTRONIMA	157
7.2.1 Fisioni fragmeni i fisioni proizvodi	157
7.2.2 Energija fisije	159
7.2.3 Neutroni fisije	160
7.2.4 Spontana fisija	162
7.2.5 Teorija nuklearne fisije	163
7.3 NUKLEARNA LANČANA REAKCIJA I NUKLEARNI REAKTORI	167
7.3.1 Uslovi za odigravanje lančane reakcije	167
7.3.2 Nuklearni fisioni reaktor	171
7.3.3 Regulacija rada reaktora - uloga zakasnih neutrona	175
7.3.4 Klasifikacija nuklearnih fisionih reaktora	177
7.3.5 Nuklearne elektrane	180
7.4 TERMONUKLEARNA FUZIJA	183
7.4.1 Najvažnije reakcije fuzije	185
7.4.2 Ostvarivanje fuzija u eksperimentalnim uslovima	187
7.4.3 Uslovi praga reakcije - temperatura plazme i Lousonov kriterijum	189
7.4.4 Fuzioni reaktori	192
Prilozi 7-P	195
7-P.1 Kako radi nuklearni fisioni reaktor (detaljnije)	195
7-P.2 Brzi reaktori (detaljnije)	196
7-P.3 Proizvodni reaktori	196
7-P.4 Bezbednost nuklearnih reaktora	197

7-P.5 Odvođenje viška toplotne energije .....	197
7-P.6 Prirodni nuklearni reaktor - fenomen Oklo .....	198
7-P.7 „Hladna fuzija” .....	201
7-P.8 Nuklearna oružja .....	202
7-P.8.1 Konstrukcija fisionih bombi .....	203
7-P.8.2 Konstrukcija vodonične bombe .....	205
7-P.8.3 Nuklearno oružje u zemljama izvan SAD i SSSR .....	207
<b>8. NASTANAK ELEMENATA .....</b>	<b>209</b>
8.1 POREKLO ELEMENATA - NUKLEOSINTEZA U ZVEZDAMA .....	209
8.1.1 Radanje zvezda i njihov život .....	212
8.1.2 Stvaranje atomskih jezgara u zvezdi .....	214
8.1.3 Nastanak težih jezgara .....	217
8.1.4 Nastanak najtežih jezgara .....	218
8.2 TRANSURANIJUMSKI ELEMENTI - TRANSURANI .....	222
8.2.1 Sinteze viših transuranijumskih elemenata - serija aktinoida .....	223
8.2.2 Najteži elementi .....	227
8.2.3 Hemijska svojstva transuranijumskih elemenata .....	229
8.2.4 Primena transuranijumskih elemenata .....	230
8.3 SISTEMATIZACIJA ELEMENATA I IZOTOPA .....	231
8.3.1 Uvod - istorijski pregled .....	231
8.3.2 Zakon periodičnosti i Periodni sistem .....	232
8.3.3 O gornjoj granici Periodnog sistema elemenata .....	236
8.3.4 Sistematizacija izotopa (jezgara) .....	236
Prilog 8-P .....	241
8-P.1 O nomenklaturi transaktinoida .....	241
8-P.2 O gornjoj granici Periodnog sistema elemenata .....	242
<b>9. NUKLEARNA TEHNOLOGIJA .....</b>	<b>244</b>
9.1 URANIJUM .....	244
9.1.1 Istraživanje rudnih ležišta .....	245
9.1.2 Hemijska obrada uranijskih koncentrata .....	247
9.2 PRERADA ISLUŽENOOG GORIVA .....	248
9.3 DRUGI MATERIJALI U NUKLEARNOJ TEHNOLOGIJI .....	252
9.3.1 Obogaćeni izotopi u nuklearnoj tehnologiji .....	253
9.4 NUKLEARNI OTPAD (NO) .....	255
9.4.1 Pojam nuklearnog otpada .....	255
9.4.2 Podela otpada .....	255
9.4.3 Skladištenje i odlaganje .....	256
Prilog 9-P .....	259
9-P.1 Hemija plutonijuma .....	259
9-P.2 Nuklearna energetika i otpad .....	259
<b>10. HEMIJA IZOTOPA .....</b>	<b>261</b>
10.1 IZOTOPSKI EFEKTI .....	261
10.1.1 Nuklerani izotopski efekti .....	261
10.1.2 Fizički izotopski efekti .....	263
10.1.3 Hemijski izotopski efekti .....	265
10.1.4 Uzroci hemijskih izotopskih efekata .....	268
10.2 PRIMENE IZOTOPSKIH EFEKATA .....	271

10.2.1 Izotopske analize .....	271
10.2.2 Razdvajanje izotopa .....	274
10.2.2.1 Fizički metodi razdvajanja .....	279
10.2.2.2 Hemijske metode razdvajanja .....	284
10.2.2.3 Nekonvencionalne (laserske) metode .....	285
Prilog 10-P .....	288
10-P.1 Termodifuzija .....	288
10-P.2 Teška voda i njena proizvodnja .....	288
<b>11. PRIMENE IZOTOPA I ZRAČENJA .....</b>	<b>291</b>
11.1 IZOTOPSKA IZMENA .....	293
11.1.1 Kinetika homogene izmene .....	293
11.1.2 Mehanizmi homogene izmene .....	296
11.2 HEMIJA VRUĆIH ATOMA .....	297
11.3 RADIOHEMIJSKE OPERACIJE .....	300
11.3.1 Efekti velikog razblaženja .....	300
11.3.2 Efekti visokih aktivnosti .....	302
11.3.3 Radiohemija laboratorija .....	303
11.3.4 Proizvodnja radioizotopa za primenu .....	304
11.3.5 „Muža” izotopa .....	306
11.4 METOD IZOTOPSKIH OBELEŽIVAČA (INDIKATORA) .....	308
11.4.1 Primeri primene obeleženih jedinjenja .....	309
11.4.2 Primeri drugih primena izotopa .....	312
11.5 PRIMENA IZOTOPA I ZRAČENJA U ANALITIČKOJ HEMIJI .....	315
11.5.1 Aktivaciona analiza .....	315
11.5.2 Metod izotopskog razblaženja .....	317
11.5.3 Određivanje sadržaja elemenata na osnovu njihove radioaktivnosti .....	318
<b>OPŠTI PRILOZI .....</b>	<b>320</b>
Prilog I. Neki podaci važni za radiološku zaštitu .....	320
1. Klasifikacija radioizotopa po grupama radiotoksičnosti .....	320
2. Koeficijenti apsorpcije fotonskog zračenja za neke materijale .....	327
<b>REGISTAR LIČNIH IMENA .....</b>	<b>328</b>
<b>REGISTAR POJMOVA .....</b>	<b>331</b>

## TABLICE OZNAKA, KONSTANTI I FAKTORA ZA PRERAČUNAVANJE

---

**Napomena:** S obzirom na heterogenost sadržaja koji se obrađuje u ovoj knjizi, nije bilo mogućno izbeći situaciju da se u nekim slučajevima ista oznaka koristi za različite veličine, jer su neke oznake uobičajene u određenim naučnim oblastima. Tako npr.  $\lambda$  se koristi za kontantu radioaktivnosti ali i za talasnu dužinu. Slično je i sa oznakom  $k$  (Bolcmanova konstanta i faktor umnožavanja neutrona u reaktoru),  $A$  (maseni broj elementa i apsolutna aktivnost) itd. Ipak, težilo se da takvi slučajevi ne budu brojni, kao i da se uvek iz konteksta nedvosmisleno vidi o čemu se radi. Nekada se neka oznaka koristi i za veličinu koja nije navedena u ovom spisku, ali je to, sporadično i odnosi se na manje značajne veličine.

### Oznake najvažnijih veličina

$A$	- maseni broj elementa, apsolutna (radio)aktivnost
$Z$	- atomski (redni) broj elementa
$N$	- broj čestica, atoma, jezgara
$m$	- masa čestice
$\mu$	- redukovana masa
$M$	- relativna atomska (molekulska) masa
$x$	- dužina, rastojanje, put; takođe i molska (atomska) frakcija
$v$ (ili $V$ )	- brzina čestice (ili jezgra)
$i$	- impuls (količina kretanja)
$V$	- zapremina sistema
$\lambda$	- radioaktivna konstanta, talasna dužina
$R_A$	- relativna (radio)aktivnost
$S_A$	- specifična aktivnost, radioaktivna koncentracija
$t$	- vreme
$\tau$	- srednje vreme života
$v$	- frekvencija
$\beta = v/c$	- odnos brzine čestice prema brzini svetlosti u vakuumu, frakcija zakasnjenih neutrona u reaktoru
$c$	- brzina svetlosti, koncentracija supstancije
$n$	- broj čestica po jedinici zapremine (čestična gustina)
$\rho$	- gustina
$\sigma$	- efikasni presek
$\xi$	- logaritamski dekrement energije, odnos obilnosti izotopa
$P$	- površina
$p$	- verovatnoća
$E$	- energija sistema, jačina električnog polja
$\mathfrak{E}$	- ukupna energija čestice (uključuje kinetičku energiju i "energiju mirovanja", tj. energijski ekvivalent mase)
$\varepsilon$	- energija čestice, zračenja

---

$Q$	- bilans energije (radioaktivnog raspada, nuklearne reakcije)
$B$	- energija veze u jezgru, rotaciona konstanta molekula
$W$	- snaga
$T$	- apsolutna temperatura
$U$	- domet čestice, zračenja; razlika potencijala (napon)
$S$	- moć zaustavljanja (sredine)
$J$	- specifična jonizacija
$I$	- intenzitet zračenja, moment inercije rotatora
$\Phi$	- fluks zračenja
$d$	- masena debljina sloja ( $\text{g}/\text{cm}^2$ )
$\delta$	- koeficijent slabljenja zračenja, koeficijent apsorpcije
$R$	- poluprečnik (radijus)
$D$	- prečnik sudara, doza zračenja, koeficijent difuzije
$\Lambda$	- verovatnoća izbegavanja umicanja neutrona iz reaktora
$\Gamma$	- širina nivoa energije
$k$	- faktor umnožavanja neutrona u fisionom reaktoru, Boltzmanova konstanta
$\theta$	- vreme kašnjenja zakasnih neutrona, ugao rasejanja
$H$	- jačina magnetnog polja
$\kappa$	- brzina reakcije

### Osnovne konstante i druge važne veličine

Avogadrov broj	$N_A = 6,02214179 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Boltzmanova konstanta	$k = 1,3806504 \times 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$ $= 8,617343 \times 10^{-5} \text{ eV}\cdot\text{K}^{-1}$
Plankova konstanta	$h = 6,62606896 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ $= 4,135\ 667\ 33 \times 10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s}$
Dirakova konstanta, $\hbar = h/2\pi$	$= 1,054571628 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$
Brzina svetlosti u vakuumu	$c = 2,99792458 \times 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$
Gasna konstanta	$R = 8,314472 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$
Elementarno nanelektrisanje	$e = 1,602176\ 487 \times 10^{-19} \text{ C}$
Atomska jedinica mase	$m_u = 1,660538782 \times 10^{-27} \text{ kg}$ $= 931,494028 \text{ MeV}$
Masa mirovanja elektrona	$m_e = 9,10938215 \times 10^{-31} \text{ kg}$ $= 5,4857990943 \times 10^{-4} \text{ u}$ $= 0,510998910 \text{ MeV}$
Masa mirovanja protona	$m_p = 1,672621637 \times 10^{-27} \text{ kg}$ $= 1,00727646677 \text{ u}$ $= 938,272013 \text{ MeV}$
Masa neutrona	$m_n = 1,674927211 \times 10^{-27} \text{ kg}$ $= 1,00866491597 \text{ u}$ $= 939,565342 \text{ MeV}$

Masa deuterona	$m_d = 3,34358320 \times 10^{-27} \text{ kg}$
	$= 2,013553212724 \text{ u}$
	$= 1875,612793 \text{ MeV}$
Masa $\alpha$ -čestice	$m_\alpha = 6,64465620 \times 10^{-27} \text{ kg}$
	$= 4,001506179127 \text{ u}$
	$= 3727,379109 \text{ MeV}$

**Faktori za preračunavanje veličina**

1 eV	$= 1,602176487 \times 10^{-19} \text{ J}$
1 J	$= 6,24150965 \times 10^{18} \text{ eV}$
$T$ koja odgovara 1 eV	$= 1,1604505 \times 10^4 \text{ K}$
$^{12}\text{C}$	$= 12,000 \text{ 00 u}$
1 u	$= 1/12(^{12}\text{C})$
1 barn	$= 10^{-28} \text{ m}^2$
1 Ci	$= 3,7 \times 10^{10} \text{ raspad s}^{-1}$
	$= 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq}$
1 godina	$= 3,155693 \times 10^7 \text{ s}$
1 dan	$= 86\ 400 \text{ s}$
1 svetlosna godina	$= 9,460528 \times 10^{12} \text{ km}$

# 1

## RADIOAKTIVNOST

### 1.1 OSNOVNI POJMOVI

#### 1.1.1 Pojam radioaktivnosti

Govoreći o *radiohemiji* ili *nuklearnoj hemiji* stalno se govori o radioaktivnim elementima i radioaktivnosti. Mada će pojam radioaktivnosti biti veoma detaljno obrađen kasnije, na ovom je mestu u formi uvoda neophodno reći da je radioaktivnost pojava da neki element, zahvaljujući svojoj unutrašnjoj nestabilnosti, spontano iz sebe emituje prodorno zračenje u okolinu. Pri tome se taj, radioaktivni, transformiše u drugi element. Kako ta radiaktivnost deluje na okolinu i šta se opaža pri prvom posmatranju?

Ako se uzme neki radioaktivni element, npr. Ra u obliku nekog jedinjenja, zapazićemo:

- 1) Promene temperature ne utiču na radioaktivnost. To je prva indikacija da je fenomen radioaktivnosti subatomskog karaktera, tj. da nije vezan za atom kao celinu. Ovo su još početkom XX veka zapazili Raderford<sup>1</sup> i Sodi.
- 2) Na prirodu radioaktivnosti ne utiče ni hemijski oblik u kojem je radioelement vezan, osim eventualno na intenzitet, koji zavisi od koncentracije onoga što je aktivno (Danas znamo da postoje mali izuzeci, gde hemijski oblik ima uticaja, npr. kod takozvanog zahvata elektrona).
- 3) Zračenje deluje tako da:
  - ionizuje vazduh (to se može konstatovati elektroskopom; stvara se i ozon, što se poznaje po mirisu),
    - boji staklo (ako se npr. drži u čaši ona će potamniti, što znači da izaziva hemijske i strukturne promene u materijalima koji su mu izloženi),
    - proizvodi scintilacije, tj. emisiju svetlosti u nekim materijalima koji su mu izloženi (npr. ZnS), pa takvi materijali pod uticajem radioaktivnosti svetlucaju u mraku,
    - stvara centre kondenzacije u parama,
    - zagreva okolinu (radijum odaje  $576 \text{ J h}^{-1}\text{g}^{-1}$  Ra =  $0,16 \text{ W g}^{-1}$  Ra)
    - izaziva hemijske i biohemijske promene (npr. razlaže vodu u procesu koji se naziva radioliza, stvarajući, između ostalog, i praskavi gas),
    - izaziva zacrnjenja na fotografskoj ploči, slično kao i svetlost (tako je i otkrivena

---

<sup>1</sup> Lična imena će biti navodena sa transkrpcijom na naš izgovor. Originalno pisanje, sa osnovnim podacima o datoј ličnosti, dato je u *Registru ličnih imena* na kraju knjige.

radioaktivnost, v. niže).

- 4) Prirodu radioaktivnosti je sistematski prvi počeo da izučava Raderford i zaključio je da je pojava složena i da postoje različite vrste radioaktivnih zraka.

Ako se uzak snop radioaktivnih zraka pusti da prolazi kroz električno polje zapaža se da neki bivaju skrenuti tim poljem a neki prolaze bez skretanja, što je ilustrovano na slici 1.1.

Za one čestice koje skreću jasno je da su nanelektrisane. Te čestice mogu imati (+) ili (-) nanelektrisanje. Zračenje koje ne skreće u električnom polju predstavlja, to je kasnije postalo jasno, elektromagnetske talase vrlo velikih energija. Ovo je zračenje veoma prodorno (ono može da prođe i kroz nekoliko centimetara aluminijuma ili nekoliko metara vazduha). To su zraci nazvani  $\gamma$ -zracima.

Među onima sa (+) nanelektrisanjem ima ih koje skreću manje ili više. One (+) čestice koje manje skreću su očigledno teže. Istovremeno je zapaženo da su takve čestice slabo prodorne i da ih može zaustaviti tanak list metala ili papira. To su  $\alpha$ -zraci.

One (+) čestice koje više skreću su svakako lakše, a takođe i prodornije. Slično je i sa (-) zracima. To su u stvari  $\beta$ -zraci.

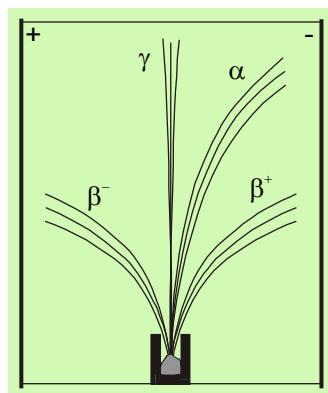
### 1.1.2 Pojam izotopa

Hemski elementi osnovne jedinke kojima se bavi hemija. Atomi elemenata stupaju u *hemiske veze* stvarajući molekule u različitim vrstama procesa koje nazivamo *hemiskim reakcijama*. Kakvo će hemsko ponašanje nekog elementa biti zavisi od toga koje je tipove hemskih veza sposoban da gradi i u kakvim procesima može da učestvuje, a što je vezano za karakter elektronskog omotača.

Na osnovu hemskog ponašanja svi hemski elementi su razvrstani u Periodnom sistemu. Položaj u Periodnom sistemu je u direktnoj vezi sa tim ponašanjem. Hemsko ponašanje u užem smislu se svodi na to da li element ima mogućnost izgradnje hemskih veza i kakav je njihov karakter. Ta mogućnost pretežno zavisi od broja elektrona u elektronskom omotaču i od njegove strukture. Znamo da je spoljna elektronska ljska atoma odgovorna za izgradnju i kidanje hemskih veza.

S druge strane sâm atom se sastoji od *atomskog jezgra* i spomenutog *elektronskog omotača*. Nanelektrisanje omotača je jednak nanelektrisanju atomskog jezgra, samo je suprotnog znaka, što obezbeđuje elektroneutralnost atoma.

Nanelektrisanje jezgra je definisano brojem *protona*, što dalje znači da su hemski elementi primarno okarakterisani nanelektrisanjem njihovog atomskog jezgra. Taj broj se naziva *atomska broj*. On u stvari određuje njihov položaj, tj. *redni broj* elementa u Periodnom sistemu. Sledi da su *atomski i redni broj* jedno te isto. To je uvek ceo broj. Redni broj elementa se označava sa  $Z$ . Dakle,



**Slika 1.1.** Skretanje radioaktivnih zraka u električnom polju u vakuumu.

REDNI BROJ ELEMENTA =  $Z$  = BROJ PROTONA.

Atomsko jezgro pored *protona* sadrži i još jednu vrstu čestica. To su *neutroni*. Neutron je neutralna čestica koja ima masu sličnu protonu. Broj neutrona se označava

BROJ NEUTRONA =  $N$

Opšti naziv za protone odnosno neutrone u atomskom jezgru je *nukleoni*. Njihov broj je dat zbirom broja protona i broja neutrona i uvek je ceo broj. To je *maseni broj*

MASENI BROJ ELEMENTA =  $A = Z + N$ .

Druga važna karakteristika elemenata je *apsolutna atomska masa* (*masa mirovanja*). To je masa atoma izražena u kilogramima. Ona uglavnom zavisi od broja protona ( $Z$ ) i neutrona ( $N$ ) u jezgru i približno je jednak zbiru njihovih masa umanjenom za tzv. **defekt mase** (v. 2. Atomsko jezgro). U preciznim računima vezanim za atomske mase potrebno je uzeti u obzir i masu elektronskog omotača, mada ona ne utiče bitno na ukupnu masu atoma, pošto je npr. masa jednog protona oko 1836 puta veća od mase elektrona.

*Relativna atomska masa* se definiše kao broj koji pokazuje koliko je puta masa nekog atoma veća od  $1/12$  mase atoma ugljenika, izotopa  $^{12}_6\text{C}$  (pojam izotopa je definisan niže). Dakle, jedna dvanaestina mase atoma navedenog izotopa predstavlja jednu jedinicu na *skali relativnih atomskih mase*. Ta se jedinica naziva atomska jedinica mase - amu (od engleskog *atomic mass unit*). Ova skala mase je uvedena 1960. godine od strane IUPAC i IUPAP<sup>2</sup> i prema njoj, naravno, atom navedenog izotopa ugljenika, koji ima 6 protona i 6 neutrona, ima relativnu atomsku masu jednaku tačno 12,00000 amu. Na toj skali, masa neutrona je 1,0086654 amu, masa elektrona  $5,48597 \times 10^{-4}$  amu, masa  $^4\text{He}$  4,01410219 amu itd.

*Nuklid* je atom, odnosno atomsko jezgro koje ima određene vrednosti  $A$  i  $N$ .

Šta je *izotop* nekog elementa? Jedan te isti element može imati različit broj nukleona, tj. različite atomske mase. Atomi istog elementa koji imaju različite mase nazivaju se *izotopima* tog elementa ( $Z = \text{const}$ ). Naziv *izotop* potiče od grčkih reči: *ἴσος* - isto i *τόπος* - mesto, što označava da se radi o atomima koji se nalaze na istom mestu u Periodnom sistemu, bez obzira na različite mase. Naziv je predložio engleski naučnik F. Sodi još 1913. godine i on se održao sve do danas. Za prirodne višeizotopne elemente i *atomaska masa* i *relativna atomska masa* se odnose na prosečan sastav prirodne smeše izotopa, što znači da se izračunavaju uzimajući u obzir i mase pojedinih izotopa i njihove udele u smeši.

Analogno navedenome *izobari* (*ἴσος* - isto i *βάρος* - težina) su nuklidi koji imaju isti maseni broj  $A$ . To su jezgra različitih elemenata koja imaju istu masu. *Izotoni*, tj.

---

<sup>2</sup> IUPAC (International Union of Pure and Applied Chemistry - *Međunarodna unija za čistu i primenjenu hemiju*) i IUPAP (International Union of Pure and Applied Physics - *Međunarodna unija za čistu i primenjenu fiziku*).

*izoneutroni* su nuklidi sa istim brojem neutrona  $N$ . *Izodiferenti* su različita jezgra (atomi) koja imaju iste vrednosti parametra  $I_d$ . Ovaj parametar se dosta koristi u sistematizaciji izotopa i jezgara uopšte (§ 8.3.4), a definiše se kao  $I_d = A - 2Z$  (višak u broju neutrona u odnosu na broj protona u jezgru).

Prema konvenciji koju je predložio F. Žolio-Kiri izotop elementa E je

$$\text{Oznaka za izotop elementa E je: } {}_Z^A\text{E} = \frac{\text{Maseni broj}}{\text{Redni broj}}\text{E.}$$

U praksi se redni (atomski) broj obično izostavlja, pošto sâmo navođenje hemijskog znaka govori o kojem se elementu radi, a time i o njegovom mestu u Periodnom sistemu<sup>3</sup>.

### 1.1.3 Iz istorije otkrića izotopa

Otkriće izotopa je neraskidivo vezano sa otkrićem i izučavanjem radioaktivnosti, s jedne strane, i sa razvojem Periodnog sistema elemenata, sa druge. Naime, početkom XX veka je već bilo jasno utvrđeno postojanje više desetina radioaktivnih elemenata, koji se razlikuju po svojim radioaktivnim svojstvima i koji su bili precizno opisani i izučeni. Taj broj novootkrivnih elemenata, koji su uglavnom bili produkti raspada dvaju uranijumovih izotopa i jednog torijumovog, je znatno prevazilazio broj slobodnih mesta u Periodnom sistemu. To je dovelo do krize načela periodičnosti ustanovljenog 1871. godine od strane D. I. Mendeljejeva. Bilo je, dakle, potrebno ili revidirati zakon periodičnosti ili ga odbaciti. Sam Mendeljejev, nije verovao u teoriju radioaktivnosti, prema kojoj se jedan element može pretvarati u drugi, i to javno izrazio 1906. godine.

Već pri kraju prve decenije ovoga veka ustanovljeno je da neki od tih otkrivenih elemenata imaju ista hemijska (a različita radioaktivna) svojstva i da se hemijski ne mogu odvojiti jedan od drugoga. D. Stremholm i T. Svedberg su predložili da se takvi elementi smeste na isto mesto u Periodnom sistemu. Oni su ustanovili da je npr. element koji je u to doba označavan kao ThX (sada se zna da je to  $^{224}\text{Ra}$ ) neodvojiv od radijuma, dok je F. Sodi 1911. godine pokazao da je RaD ( $^{210}\text{Pb}$ ) neodvojiv od olova.

Nezavisno od izučavanja radioaktivnosti Dž. Dž. Tomson, poznat i po tome što je 1897. godine otkrio elektron, je u svojim eksperimentima sa pražnjenjem u gasovima, vršenim 1912. i 1913. godine, na osnovu „magnetske“ analize jona (preteča spektrometara masa) ustanovio pojavu dve vrste neon-a, sa masama 20 i 22. Drugi od ova dva „elementa“ nije mogao biti svrstan u Periodni sistem toga doba, pa je uskoro zaključeno da je to nova izotopska forma neon-a.

Sodi je 1913. godine sistematizovao i na kraju objasnio rezultate više naučnika s početka XX veka vezanih za izotope. Pored toga što je predložio naziv *izotopi* on ih je i opisao kao elemente različite po svojim radioaktivnim svojstvima, ali hemijski

---

<sup>3</sup> Nekada su izotopi elementa označavani sa  ${}_Z^A\text{E}$  ili  $\text{E}_Z^A$ , što se sreće u starijoj literaturi. Ova praksa je napuštena, jer je desni gornji indeks rezervisan za označavanje stanja jona, npr.  $^{238}_{92}\text{U}^{2+}$ , a desni donji za označavanje broja neutrona u jezgru, npr.  $^{238}_{92}\text{U}_{146}$ .

neodvojive. Kao takve njih treba svrstati na isto mesto u Periodnom sistemu. Uz ovu dopunu zakon periodičnosti je ponovo afirmisan, a pojam hemijskog elementa je dobio složenije značenje od onoga koje je bilo prihvaćeno do otkrića izotopa.

Nauka o izotopima je doživela eksplozivan razvoj u toku i nakon svetskog rata, kada je naglo poraslo interesovanje za nuklearne nauke i primenu njihovih dostignuća u energetici, industriji, medicini, poljoprivredi, geologiji, hidrologiji, meteorologiji, u vojnom kompleksu itd. O njima će se sa raznih aspekata govoriti u velikom delu ovoga udžbenika. Za sada treba znati da:

- postoje stabilni i nestabilni izotopi,
- danas je poznato oko 1700 izotopa (1921. godine bilo je poznato svega 243), što prirodnih što veštačkih,
- od toga broja svega 271 su stabilni izotopi,
- elementi sa rednim brojem  $Z > 83$  (iza Bi) uopšte nemaju stabilnih izotopa.

Nestabilni izotopi, tj. njihova jezgra, raspadaju se u različitim procesima tzv. *radioaktivnog raspada*. Zato se i zovu *radioaktivnim izotopima* ili *radionuklidima*.

#### 1.1.4 Otkriće radioaktivnosti

Bekerel. Radioaktivnost je otkrivena na osnovu svoga dejstva na fotografsku ploču. To se desilo pre više od jednog stoljeća, 1896. godine. Ta godina se smatra godinom rođenja nuklearne hemije i nuklearne fizike i uopšte čitave tzv. nuklearne ere. Tada je francuski naučnik Anri Bekerel, koji je, poticao iz jedne poznate porodice naučnika, otkrio čudni fenomen spontane emisije energije koji je kasnije nazvan radioaktivnošću.

Da bi se put do tog revolucionarnog naučnog dostignuća bolje sagledao neophodno je imati u vidu i sledeće činjenice:

Prvo, luminescencija je bila poznata i uglavnom razjašnjena pojava u drugoj polovini 19. veka.

Drugo, poznata je bila i fotografска tehnika, koja je počela takođe u Francuskoj kao dagerotipija u prvoj polovini prošloga veka, da bi se, zahvaljujući N. Niepsu i njegovom rođaku Abelu razvila do prave fotografije.

Treće, 1895. godine su otkriveni X-zraci, kao veoma prodorno zračenje. Njihov pronalazač Rendgen je ubrzo nakon otkrića pomoću tih zraka napravio snimak šake svoje žene Berte, na kojem se jasno vide sve kosti. To zračenje se dobiva prilikom električnog pražnjenja u gasu pod niskim pritiskom u Kruksovoj cevi.

Polazeći od pretpostavke da X-zraci nastaju kao posledica vidljive i lako uočljive fluorescencije staklenih zidova Kruksove cevi (što je bila greška, jer oni nastaju prilikom interakcije katodnih zraka sa zidovima koji služe kao antikatoda, a svetlucanje je pojava koja prati njihov prolazak kroz staklo), Anri Poenkare, francuski matematičar, je smatrao da bi se i od drugih supstancija koje fluoresciraju moglo očekivati da emituju kako vidljivu svetlost tako i nevidljivo a prodorno X-zračenje. To bi značilo da se to zračenje može dobiti i kada se fluorescirajući materijali osvetle običnom, recimo sunčevom svetlošću.

U opštu potragu za X-zracima dobivenim na navedeni način među ostalima se uključio i Anri Bekerel, što je čudno, jer je već bilo poznato da se zračenjem manje

energije ne može izazvati reemisija većih energija (Stoksov zakon), ali se kao olakšavajuća okolnost može uzeti to što priroda X-zračenja nije bila razjašnjena.

Zapaženo je da postoji efekat luminescencije koji ostavlja trag na fotografskoj ploči samo ako se između te ploče i izvora luminescencije nalazi staklo od uranijum-oksida. Ako se efekat nađe i u slučajevima kad takvog stakla nema (a nađen je kod sulfida kalcijuma, cinka itd.) onda jedinjenja koja luminesciraju moraju imati nečistoće u obliku uranijumovih soli, smatrao je Bekerel, koji je, zahvaljujući svom iskustvu sa ovim pojavama, to mogao da tvrdi. Prirodan zaključak je da će čisti uranijum proizvesti znatno jači efekt.

Anri Bekerel je tako i postupio i našao veoma jaku "fluorescenciju", čiji trag je ostao na fotoploči. Ploča je prethodno bila dobro umotana u dvostruki tamni papir, preko toga ostavljeni kristali kalijum-uranil-sulfata  $[K_2UO_2(SO_4)_2 \cdot 2H_2O]$ , i sve to stavljeno u prozor da bi bilo izloženo sunčevoj svetlosti krajem februara 1896. Bekerel je stavljao i novčić između soli urana i ploče i dobijao je senku tog novčića.

Iznenađenje je nastalo kada je identično pripremljena ploča, stavljena u fijoku, jer je vreme bilo bez sunca, pa razvijena posle nekoliko dana bez da je bila osvetljena, pokazala isti efekt. Zacrnjenja na foto-ploči su bila baš na onim mestima na kojima se nalazila so uranijuma i morala su, dakle, poticati od njega, a ne od luminescencije. On je sve ponovio i u mraku dobivši istu sliku.

To su bili „uranijumske zraci”. Otkrivena je pojava zračenja koja je kasnije prvo dobila ime *Bekerelovi zraci* pa onda *radioaktivnost*. Ovo se desilo na dan 29. februara 1896. godine i može se uzeti kao početak nuklearne ere. Tako se, eto, desilo da je jedna zabluda, koja je uzgred bila praćena slučajnošću pri izvođenju eksperimenata, dovela do jednog od najvećih otkrića u istoriji nauke. Ajnštajn je smatrao da je otkriće radioaktivnosti po svojoj revolucionarnosti ravno otkriću vatre koje je učunio preistorijski čovek.

Bekerel je kasnije pokazao da sva jedinjenja uranijuma, kao i čist metal, emituju nađeno zračenje, te da se ono apsorbuje, tj. slabi pri prolasku kroz materijale, npr. listove aluminijuma ili bakra, da razelektrisava elektroskop itd.

U prvo vreme nije bio shvaćen značaj Bekerelovog otkrića. Ono nije bilo ni spektakularno, kao npr. Rendgenovo otkriće X-zraka, niti je priroda zračenja bila jasna. Interes je porastao kada je 1898. godine otkriveno da i torijum ima slična svojstva, a što su pokazali Gerhard Šmit i Marija Kiri koji mesec docnije, nezavisno jedno od drugoga. M. Kiri je i uvela za ovu pojavu naziv *radioaktivnost*.

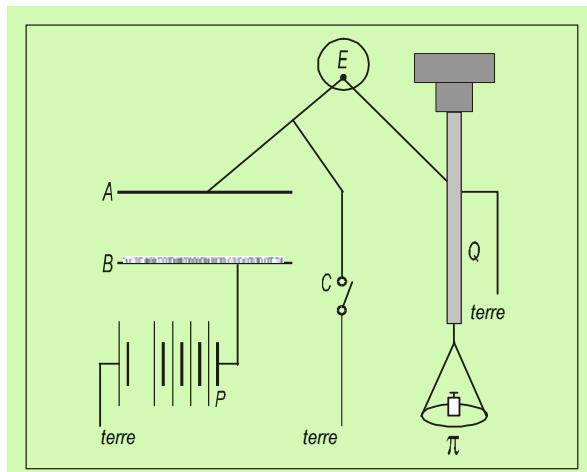
**Kirijevi.** Marija Kiri je došla u Pariz 1891. iz oblasti današnje Poljske da bi tu studirala. Ona je 1894. diplomirala matematiku i fiziku. Navedeno Bekerelovo otkriće ju je podstaklo da pokuša da razjasni poreklo i prirodu te stalne i spontane emisije energije, pogotovo i zbog toga što je i sama otkrila isti efekt kod torijuma, pa je taj problem dobila kao temu svoje doktorske disertacije od svoga profesora<sup>4</sup> Pjera Kirija.

Ona je sebi dala u zadatku da sistematski ispita neka jedinjenja uranijuma, torijuma

---

<sup>4</sup> Od 1895. godine i supruga.

i drugih elemenata, kao i minerale u kojima se oni nalaze. Odmah na početku se pokazalo da tehnika fotografске ploče nije pogodna za serijska istraživanja jer ne daje kvantitativni rezultat a i spora je. Zato je P. Kiri konstruisao uredaj za kvantifikovanje radioaktivnosti, koji je radio na bazi elektroskopa, slika 1.2, preteću ionizacione komore, jer je bilo zapaženo da uranijumski zraci čine vazduh električki provodljivim.



**Slika 1.2.** Shema aparature koja je korišćena za merenja "provodljivosti vazduha koja je izazvana uticajem aktivne radijacije". AB – ionizaciona komora (aktivni materijal je na ploči B); E – elektroskop; Q – pijezoelektrični kvarc;  $\pi$  – masa; (*terre* – uzemljenje).

Ovaj uredaj je imao velikog značaja za dalja otkrića. Radio je tako što je merena struje ionizacije koju proizvodi zračenje u prostoru ispunjenom vazduhom uz pomoć elektroskopa. Radioaktivni materijal je stavljan na ploču A date komore, a stvoreno nanelektrisanje datoga znak skupljano je na ploči B. Usled toga na elektroskopu E je dolazilo do otklona koji je bio u srazmeri sa strujom ionizacije. Otklon na elektroskopu je kompenzovan suprotnim nanelektrisanjem dobivenim pomoću pijezo-električnog kristala kvarca opterećenog tegom poznate mase<sup>5</sup>. Ionizaciona struja je računata iz mase i vremena. Na taj način je dobiven veoma osetljiv instrument s kojim je radioaktivnost mogla biti merena putem merenja mase. To je bilo od neprocenjive važnosti, mada se tome često ne pridaje dovoljan značaj. Ovaj princip se zadržao u upotrebi u nekim laboratorijama skoro pola stoljeća. Deo rezultata merenja koje je M. Kiri dobila sa tim uredajem, a koji najbolje ilustruju ono do čega su došli, prikazan je u tablici 1.1.

<sup>5</sup> P. Kiri je sa svojim bratom Žakom otkrio i pojavu pijezoelektričnosti još 1882. godine.

**Tablica 1.1**

Jačina ionizacione struje (po jedinici mase) za različite materijale

Jedinjenje	Intenzitet (pA)
Metalni uranijum	24
Crni uranijum-oksid $\text{U}_2\text{O}_5$	27
Zeleni uranijum-oksid $\text{U}_3\text{O}_8$	18
Natrijum i kalijum-uranat	12
Torijum-oksid, sloj 0,25 mm	22
Torijum-oksid, sloj 6 mm	53
Kalijum-oksofluorotantalat	2
Pehblenda (uraninit, $\text{UO}_2$ )	83

Iz ovog skraćenog izvoda iz dobivene tablice lako je zaključeno da je uranijum radioaktivan više ukoliko je njegova koncentracija veća. Čist uranijum je aktivniji od njegovih jedinjenja. Istovremeno, ovom metodom je otkriveno da i torijum ima radioaktivna svojstva. Dalje, neuranijumska jedinjenje kalijum-oksofluorotantalat, koje se ovde navodi, pokazuje izvesnu malu aktivnost, koja očigledno potiče od  $^{40}\text{K}$ , kojeg u prirodnoj smeši ima oko 0,0117%. Tako ispada da je M. Kiri uzgred otkrila i radioaktivnost kalijuma, mada ona toga nije bila svesna. Pehblenda, kao mineral uranijuma, je višestruko aktivnija od čistog metala. To govori da se u njoj mora nalaziti neki drugi element, aktivniji i od samog uranijuma. Uz sve to M. Kiri je našla da kada se "mineral pripremi veštački", tj. kada se napravi smeša jedinjenja koju treba da sadrži dati mineral (prema tadašnjim saznanjima o njihovim sastavima), on ne pokazuje veću aktivnost nego druga jedinjenja uranijuma. To ukazuje da samo prirodni minerali sadrže dodatnu aktivnost. Potraga počinje.

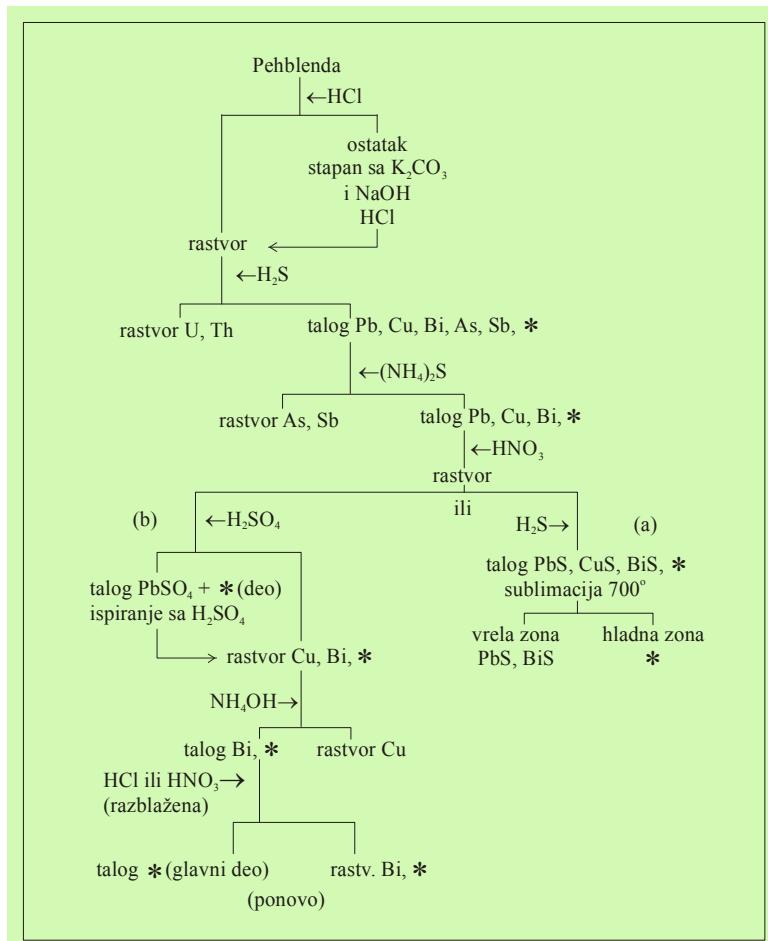
Problem se mogao rešiti jedino hemijskim odvajanjima i analizama dobijenih frakcija, za šta Kirijevi nisu bili spremni jer nisu bili hemičari, pa je zatražena pomoć od hemičara Gistava Bemona. On ih je obučio standardnoj proceduri analize pehblende, shematski prikazanoj na slici 1.3, koja je bila poznata i ne posebno složena, mada je zahtevala strpljiv rad. Dobivene frakcije su sada mogle biti praćene i prema radioaktivnosti koju pokazuju. To je bila radiohemija *par excellence*.

U poslednjoj frakciji na desnoj strani talog koji je sadržavao Pb, Bi i aktivnu supstanciju (\*) bio je oko 150 puta aktivniji nego metalni uranijum, ako se računa po jedinici mase.

Posle žarenja u evakuisanoj cevi aktivna supstancija je odvojena sublimacijom i pokazivala je aktivnost 330 puta veću nego uranijum (u ponovljenom eksperimentu čak 400 puta). Kirijevi su verovali da je to neki, do tada nepoznat metal, hemijski sličan bizmutu. *Ako se to potvrđi*, govorili su oni, *predlažemo da se zove polonijum u slavu rodne zemlje jednog od nas*<sup>6</sup>. Ime je kasnije prihvaćeno, a Periodni sistem je obogaćen za još jednog člana. On je detektovan na osnovu svoje radioaktivnosti, a da istovremeno nije mogao biti detektovan hemijski ili spektroskopski, što je pokušano,

<sup>6</sup> U slavu Poljske.

zbog male koncentracije (u pehbledi ga ima u koncentracijama koje su reda ppb<sup>7</sup>). *Radijum.* Istovremeno je tekao i rad na koncentrovanju i analizi druge aktivnosti koja je išla sa barijumom, kojeg u pehblendu ima u znatnim količinama, a koji se nije taložio ni sa  $H_2S$ , ni sa  $(NH_4)_2S$  niti sa  $NH_4OH$ . Koncentrovanje je vršeno na račun velike rastvorljivosti barijum-hlorida u vodi i nerastvorljivosti u alkoholu. Uzastopnim rastvaranjima i kristalizacijama dobivena je aktivnost “ovog barijuma iz pehblende” koja je 900 puta bila veća od one za čisti uranijum. Čist barijum iz drugih izvora nije



**Slika 1.3.** Dijagram odvajanja pojedinih frakcija prilikom analize pehblende; \* – radioaktivna komponenta. Simptomatično je da radioaktivnost nije konstatovana u rastvoru nakon prvog odvajanja taloga, koji je sadržao sav U i Th! Upotrebljeni detektor očigledno nije bio osetljiv na  $\alpha$ -zračenje malog dometa, što je ovde slučaj.

<sup>7</sup> ppb je oznaka za koncentraciju izraženu u delovima na milijardu. Potiče od engleskog - parts per billion.

bio aktivran, to je M. Kiri dokazala, što je poslužilo kao indikacija da se radi o novom entitetu. Konačno, spektroskopija uzorka, koju je uradio Demarse je pokazala da spektar sadrži i neke linije koje se ne mogu pripisati barijumu, i čiji intenzitet raste sa porastom radioaktivnosti, što je uz ostalo bilo potvrda da se radi o novom elementu.

Kirjevi su predložili da mu se dâ ime *radijum*, prema latinskom korenu *radius*, što znači zrak.

No, da bi dokaz bio potpun, trebalo je izmeriti njegovu atomsku masu i odrediti osnovna hemijska svojstva, pa ga na osnovu toga svrstati na odgovarajuće mesto u Periodnom sistemu. To nije bilo moguće bez prerađivanja ogromnih količina uranijumske rude, u kojoj se ovaj javlja u koncentracijama koje su reda 1 deo na 3 miliona delova uranijuma. Marija Kiri je preradila količinu od oko jedne tone ostataka pehblende iz rudnika Jahimova u današnjoj Češkoj.

Nobelova nagrada je ustanovljena 1900. godine, a prvi koji ju je dobio bio je Rendgen 1901. za otkriće X-zraka, što je imalo neke veze i sa otkrićem radioaktivnosti. Nobelovu nagradu za fiziku 1903. godine podelili su Anri Bekerel („za njegovo otkriće spontane radioaktivnosti“) i Pjer i Marija Kiri („za njihov zajednički rad na problemima radioaktivnosti koje je otkrio Bekerel“). Marija Kiri je dobila još jednu Nobelovu nagradu 1911. godine, sada za hemiju, „za svoje doprinose napretku hemije otkrićem elemenata radijuma i polonijuma, za izdvajanje radijuma i za svoja proučavanja svojstava i jedinjenja ovog značajnog elementa“.

No, nije se sve završilo na tome. Razvoj je išao dalje pa su uskoro došla nova otkrića radioelemenata u prirodi. Godine 1912. bilo je izolovano oko 30 radioelemenata. Niže su navedeni datumi otkrivanja nekih od njih.

#### Otkrivanje radioelemenata u prirodnim materijalima

U	februar-mart 1896	Bekerel,
Th	februar 1898	Šmit, M. Kiri,
Po	juli 1898	M. i P. Kiri,
Ra	decembar 1898	M. i P. Kiri,
Rn	avgust 1899	Dorn,
Ac	oktobar 1899	Debiern.

Najvažnije naučna otkirća iz druge polovine prošloga veka, koja su od značaja za radioaktivnost i dalji razvoj nauka koje su na tome ustanovljene su:

- Zakon periodičnosti hemijskih svojstava elemenata i na njemu zasnovani Periodni sistem elemenata D.I. Mendeljejeva (1871), što je predskazalo postojanje nepoznatih elemenata i olakšalo njihovo otkrivanje, naročito kasnije uz pomoć radioaktivnosti.
- Otkriće X-zraka, Rendgen (1895), koje je igrom slučaja uticalo na otkriće radioaktivnosti. Donelo je snažno, prodrozno zračenje kakvo do tada nije bilo poznato.
- Otkriće elektrona, Tomson (1897), koje je dalo podsticaj razvoju Periodnog sistema.

Najvažniji datumi u razvoju nuklearnih nauka nakon otkrića radioaktivnosti su:

- otkriće izotopije, Sodi (1911),
- nuklearne reakcije, Raderford (1919),
- otkriće deuterijuma, Juri (1932),

- otkriće neutrona, Čedvik (1932),
- otkriće veštačke radioaktivnosti, Frederik i Irena Žolio-Kiri (1934),
- otkriće fizijske jezgare, 1938/1939, I. Žolio-Kiri i P. Savić, Han, Štrasman i Majtner.

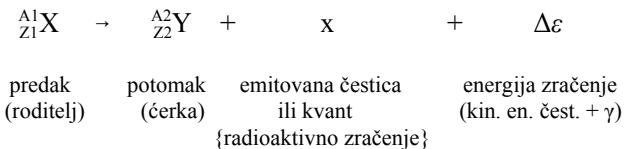
## 1.2 RADIOAKTIVNI RASPAD

### 1.2.1 Šta je radioaktivnost i zašto do nje dolazi

Poznato je da jedan sistem u hemijskom smislu predstavlja određen skup atoma, slobodnih ili vezanih u molekulima. Ili drugačije, hemija se ne bavi česticama manjim od atoma, a čestice kojima se ona bavi mogu se međusobno vezivati i davati nove entitete zvane molekuli.

S druge strane, kad se kaže nuklearni sistem, onda se uglavnom misli na atomska jezgra, koja imaju svoju strukturu i zakone po kojima se vladaju. To su zakoni nuklearne fizike. Kao i hemijski sistemi, i nuklearni sistemi mogu se naći ne samo u stabilnom, nego i u nestabilnom stanju. Nestabilni nuklearni sistemi zovu se **radioaktivni** - nestabilna jezgra su radioaktivna jezgra.

*Radioaktivni raspad je spontani proces putem kojega nestabilna jezgra prelaze u stabilno ili stabilnije stanje uz emisiju čestice ili elektromagnetskog zračenja.* Prikazuje se kao



*Raspad* je proces pri kojem se oslobađa energija, što znači da je egzoenergijski. Ukupna energija raspada (različito od  $\Delta\epsilon$ ) se dobija na račun razlike u masi između polaznog jezgra (koje se raspada) i zbiru masa dobijenog jezgra i emitovane čestice. Može se izračunati iz Ajnštajnovе jednačine o ekvivalentnosti sa masom

$$\begin{aligned} \text{Energija raspada} &= \Delta mc^2 \\ \Delta m &= m_{\text{predak}} - (m_{\text{potomak}} + m_{\text{čestica}}) \end{aligned} \tag{1.1}$$

gde je  $\Delta m$  - defekt mase,  $c$  - brzina svetlosti.

Jedinice u kojima se ove energije obično izražavaju su *elektronvolti*<sup>8</sup> (eV), kao i njihovi umnošci *kilolektronvolti* (keV) ili *megalelektronvolti* (MeV).

Nestabilnost jezgara u vezi je sa odnosom brojem neutrona i protona u njima.

---

<sup>8</sup> 1 eV je energija koju dobije elektron ubrzan električnim poljem na delu razlike potencijala od 1 V.

Osim toga, nestabilnost težih jezgara, tj. jezgara sa većim nadelektrisanjem, izazvana je nepravilnim rastom elektrostatičkog odbijanja među protonima.

Osobenosti radioaktivnog raspada su da (i) postoji ograničen broj tipova radioaktivnog raspada bez obzira na jezgro, a najvažniji su: 1)  $\alpha$ -raspad, 2)  $\beta$ -raspad, 3)  $\gamma$ -raspad, 4) zahvat elektrona i 5) spontano cepanje jezgra; (ii) da za sve tipove radioaktivnog raspada važi jedinstven kinetički zakon.

*Prosti raspad* je raspad samo jednog radioaktivnog elementa (izotopa). *Složeni raspad* je istovremeni raspad dva ili više radionuklida koji se nalaze u istom uzorku.

### 1.2.2 Zakon radioaktivnog raspada

Ovim zakonom se kvantitativno izražava kinetika radioaktivnog raspada. Do njega se može doći na više načina:

1) „*Kinetički pristup*”. Razmotrimo opšti slučaj raspada u kojem se radionuklid X spontano raspada dajući stabilni produkt Y i emitujući česticu x



Ovaj proces je u potpunosti analogan monomolekulskoj hemijskoj reakciji (npr. disocijacija molekula), kod koje brzina zavisi samo od količine prisutnog materijala. Na isti način brzina raspada posmatranog skupa identičnih jezgara zavisi samo od količine (broja) prisutnih radioaktivnih jezgara, a ne i od njihove prošlosti ili trenutnog stanja. Izražava se promenom broja jezgara ( $dN$ ) u jedinici vremena ( $dt$ ) i data je kao

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N, \quad (1.3)$$

$N$  je broj radioaktivnih (neraspadnutih) atoma u momentu vremena  $t$ ; konstanta proporcionalnosti  $\lambda$  se zove *radioaktivnom konstantom* i ima dimenzije  $s^{-1}$ . Ona karakteriše brzinu raspada određenog nuklida, tj. njegovu „sklonost ka raspadu” i njena vrednost je konstantna u vremenu i u odnosu na spoljne uslove (temperaturu, pritisak, hemijski oblik u kojem je dati nuklid vezan itd.). Zato se s tim u vezi često govori i o zakonu ili pravilu *konstantnosti brzine radioaktivnog raspada*. Otuda i zaključak izražen kroz jednačinu 1.3 da je brzina raspada funkcija samo količine materijala. Znak (-) u jednačini potiče od toga što se broj jezgara smanjuje ( $dN = N_2 - N_1 < 0, N_2 < N_1$ ).

Ovo je *diferencijalni oblik zakona radioaktivnog raspada*. Integraljenje daje

$$\begin{aligned} -\frac{dN}{N} = \lambda dt &\rightarrow -d \ln N = \lambda dt \rightarrow -\ln N = \lambda t + C \\ \text{za } t = 0; \quad N = N_0; \quad C = -\ln N_0 & \\ \ln N - \ln N_0 &= -\lambda t \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.5)$$

Ovo je najčešće korišćeni oblik zakona radioaktivnog raspada prema kojem je, dakle, u nekom vremenu  $t$  od ukupnog broja atoma  $N_0$  ostalo je  $N$  neraspadnutih atoma i to je eksponencijalna funkcija vremena.

2) *Statistički pristup.* Godine 1905. Švajdler je iskoristio stav da je radioaktivni raspad statistički proces i da se zakon raspada može izvesti polazeći od verovatnoće raspada.

Raspad jezgra je slučajni događaj. Može se smatrati da je jezgro stabilno sve do momenta raspada, tako da se proces raspada može opisati kao verovatan. Verovatnoća,  $p_\Delta$ , da se dati atom raspadne u vremenskom intervalu  $\Delta t$  je nezavisna od prošlosti i trenutnog stanja tog atoma, kao i od hemijskog ili fizičkog oblika u kojem se ovaj nalazi. Zavisi samo od dužine vremena  $\Delta t$  i prirode jezgra. Za dovoljno kratak period je proporcionalna sa  $\Delta t$

$$p_\Delta = \lambda \Delta t, \quad (1.6)$$

gde je  $\lambda$  konstanta karakteristična za datu vrstu radioelementa. Ona, u stvari, predstavlja verovatnoću raspada u jedinici vremena, pod uslovom da je ta jedinica dovoljno mala. Dalje, verovatnoća da se dati atom neće raspasti u vremenu  $\Delta t$  je, naravno,

$$(1 - p_\Delta) = 1 - \lambda \Delta t. \quad (1.7)$$

Ako je atom preživeo ovaj interval, verovatnoća da se neće raspasti u sledećem je opet  $1 - \lambda \Delta t$ , a verovatnoća da atom preživi oba intervala je  $(1 - \lambda \Delta t)^2$ . Za  $n$  intervala je

$$(1 - p_\Delta)_n = (1 - \lambda \Delta t)^n. \quad (1.8)$$

*(Sa povećanjem broja intervala verovatnoća preživljavanja opada jer je proizvod verovatnoća manji od elementarne verovatnoće za jedan period).* Ovaj izraz je utoliko tačniji ukoliko je interval vremena kraći, tj. ukoliko je  $n$  veće ( $\Delta t = t/n$ ). Zato, ako se pređe na graničnu vrednost za  $n \rightarrow \infty$  može se pisati za verovatnoću u toku vremena  $t$

$$(1 - p) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left( 1 - \lambda \frac{t}{n} \right)^n = e^{-\lambda t}, \quad \text{jer je} \quad \lim_{n \rightarrow \infty} \left( 1 + \frac{x}{n} \right)^n = e^x, \quad (1.9)$$

$p$  - verovatnoća raspada u momentu  $t$ .

S druge strane, neka je u trenutku  $t = 0$  bilo  $N_0$  radioaktivnih atoma. Za vreme  $t$  raspadne se  $N_r$  atoma, a ostane neraspadnutih  $N = N_0 - N_r$  ( $N_r = N_0 - N$ ), pa se može pisati da je verovatnoća raspada  $p$ , odnosno verovatnoća preživljavanja  $(1 - p)$

$$\begin{aligned} p &= \frac{N_r}{N_0} = \frac{N_0 - N}{N_0} = 1 - \frac{N}{N_0} \\ (1 - p) &= \frac{N}{N_0} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Iz jednačina 1.9 i 1.10 direktno sledi odnos

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.11)$$

što predstavlja zakon radioaktivnog raspada izведен na drugi način.

Tačnost ovoga zakona je utoliko veća ukoliko se radi o većoj količini materijala koji se raspada, zbog statističke prirode raspada. Sa umanjivanjem te količine dolazi do odstupanja koja se zovu *radioaktivnim fluktuacijama*<sup>9</sup>.

### 1.2.3 Aktivnost (radioaktivnost) uzorka

Treba razlikovati tri vrste aktivnosti: *apsolutnu, relativnu i specifičnu*.

*Apsolutna aktivnost*,  $A$ , je absolutna brzina raspada definisana brojem raspada u jedinici vremena

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N. \quad (1.12)$$

Ako je absolutna aktivnost nekog preparata u vremenu  $t = 0$  jednaka  $A_0$  onda je aktivnost u momentu  $t$

$$A = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.13)$$

Ovo znači da se i absolutna aktivnost menja po eksponencijalnom zakonu, koji je analogan zakonu radioaktivnog raspada, i za dato jezgro sadrži istu konstantu  $\lambda$ .

U praksi se merenjem radioaktivnosti uređajima za detekciju zračenja obično registruje neki broj impulsa po jedinici vremena,  $R_A$ , koji je proporcionalan absolutnoj aktivnosti i koji se naziva *relativnom aktivnošću*

$$R_A = f_A \cdot A = f_A (\lambda N) = f_A \left( -\frac{dN}{dt} \right) = f_A A_0 e^{-\lambda t} = R_A^0 e^{-\lambda t} \quad (1.14)$$

gde je  $f_A$  konstanta proporcionalnosti, koja predstavlja deo registrovanih aktova raspada u jedinici vremena i koja zavisi od niza faktora: izabranog metoda, uređaja za merenje, tipa raspada i njegove energije, svojstava uzorka, geometrije merenja itd.

*Specifična aktivnost*,  $S_A$ , nekog radionuklida X se definiše kao aktivnost (brzina raspada) koju taj nuklid pokazuje po jedinici mase. Aktivnost neke supstancije i njena količina su vezane ( $A = \lambda N$ ) pa se specifična aktivnost može izraziti na sledeći način

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N = \lambda \frac{m}{M} N_A, \quad S_A = \frac{A}{m} = \lambda \frac{N_A}{M} \quad (1.15)$$

---

<sup>9</sup> Postoji gledište da za solidno merenje radioaktivnog uzorka u praksi treba biti prisutno bar 50 000 atoma.

$m$  - masa radionuklida u kg;  $M$  - mol-atom<sup>10</sup> datog izotopa (radionuklida), a  $N_A$  - Avogadroov broj.

#### 1.2.4 Parametri raspada

Konstanta raspada  $\lambda$ . Očigledno je da ona karakteriše kinetiku, odnosno verovatnoću radioaktivnog raspada datog tipa jezgra i brojno je jednaka delu atoma koji se raspadaju po jedinici vremena. Ima dimenzije [ $s^{-1}$ ]

$$\lambda = \frac{dN/N}{dt} \quad (1.16)$$

Vreme poluraspada. To je takođe parametar koji karakteriše kinetiku raspada datog radionuklida i može se dovesti u vezu sa konstatom  $\lambda$ . Definiše se kao *vreme u toku kojega se raspadne polovina radioaktivnih jezgara*

$$\begin{aligned} \frac{N_0}{2} &= N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \quad \therefore \quad e^{-\lambda t_{1/2}} = \frac{1}{2} \\ -\lambda t_{1/2} &= \ln \frac{1}{2} = \ln 1 - \ln 2 \quad \therefore \quad \lambda t_{1/2} = \ln 2 \end{aligned} \quad (1.17)$$

tj.

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (1.18)$$

Vremena poluraspada mogu imati vrednosti u širokom rasponu, od  $10^{-10}$  s do  $10^{15}$  godina pa i više.

*Primer-pitanje:* Kolika je aktivnost nekog radionuklida posle  $10t_{1/2}$ ?

Teorijski, aktivnost nikada neće biti nula (asimptotski se približava 0), ali će posle  $n$  vremena poluraspada, dakle posle vremena  $nt_{1/2}$ , broj neraspadnutih atoma ( $N_0$ ) pasti na  $N_0 \cdot (\frac{1}{2})^n$ . Da vidimo kako se ta aktivnost kreće u vremenu.

---

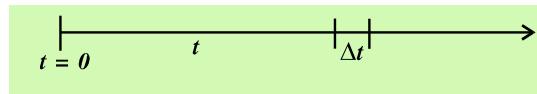
<sup>10</sup> 1 mol-atom je ona količina supstancije koja sadrži isti broj atoma kao i 0,012 kilograma ugljenika - izotopa  $^{12}\text{C}$ .

$$\begin{aligned} t &= nt_{\frac{1}{2}}; \quad \lambda = \frac{\ln 2}{t_{\frac{1}{2}}} \\ N &= N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{t_{\frac{1}{2}}} \cdot nt} = N_0 \left( \frac{1}{e^{\ln 2}} \right)^n = N_0 \left( \frac{1}{2} \right)^n. \end{aligned} \quad (1.19)$$

Ako je npr.  $n = 10$  posle vremena  $10 \cdot t_{\frac{1}{2}}$  početna aktivnost će pasti na  $1/1024$ , odnosno na oko 0,1 %, tj.

$$N = N_0 \left( \frac{1}{2} \right)^{10} = \frac{N_0}{1024}. \quad (1.20)$$

*Srednji život radioaktivnog atoma.* Nalazi se iz zbiru vremenâ života (postojanja) svih atoma podijeljenog sa ukupnim brojem atoma. Naime, ako se u određenom intervalu vremena  $dt = (t + dt) - t$



raspadne  $dN$  atoma onda to znači da su oni preživeli vreme  $t$  koje je proteklo do intervala u kojem su se raspali. Zato je ukupno vreme preživljavanja svih  $dN$  atoma u momentu  $t$

$$Vreme preživljavanja dN atoma = -tdN \quad (1.21)$$

Konkretno, u momentu  $t_1$  to vreme je  $-t_1 dN$ ; u momentu  $t_2$  je  $-t_2 dN$  itd. Znak (-) potiče otuda što se  $N$  smanjuje raspadom pa je  $dN = N_2 - N_1$  manje od nule. Zbir svih vremenâ preživljavanja svih atoma u jednom radioaktivnom izvoru, ako je  $N$  vrlo veliki broj, može se aproksimirati integralom

$$Zbir vremenâ postojanja svih atoma = - \int_{t=0}^{t=\infty} tdN \quad (1.22)$$

Ako se to ukupno vreme preživljavanja podeli sa ukupnim brojem atoma,  $N_0$ , onda se dobije prosečno vreme života atoma tog radioaktivnog izvora

$$\tau = -\frac{1}{N_0} \int_{t=0}^{t=\infty} tdN, \quad (1.23)$$

a pošto je

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad i \quad N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.24)$$

sledi dalje

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty \lambda N t dt = \lambda \int_0^\infty t e^{-\lambda t} dt. \quad (1.25)$$

Gornji integral je tablični, tipa

$$\int t e^{at} dt = \left( \frac{t}{a} - \frac{1}{a^2} \right) \cdot e^{at} = \left( \frac{at - 1}{a^2} \right) \cdot e^{at}. \quad (1.26)$$

Pošto je u našem slučaju  $a = -\lambda$  onda je  $\tau$

$$\tau = \lambda \left( -\frac{\lambda t + 1}{\lambda^2} e^{-\lambda t} \Big|_0^\infty \right), \quad (1.27)$$

ili konačno

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (1.28)$$

Može se pokazati da  $\tau$  predstavlja ono vreme za koje će se početni broj radioaktivnih atoma ( $N_0$ ) raspodom svesti na svoj  $e$ -ti deo jer je

$$N = N_0 e^{-\lambda \tau} = \frac{N_0}{e}. \quad (1.29)$$

Sada je jasno da su i radioaktivna konstanta,  $\lambda$ , i vreme (period) poluraspada,  $t_{1/2}$ , i srednji život radioaktivnih atoma,  $\tau$ , parametri kojima se karakteriše kinetika radioaktivnog raspada, tj. priroda radionuklida. Oni se mogu dovesti u međusobnu vezu

$$\tau = \frac{1}{\lambda}; \quad t_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693\tau. \quad (1.30)$$

### 1.2.5 Određivanje vremena poluraspada (za prosti raspad)

Vreme poluraspada se određuje ili direktno ili preko radioaktivne konstante. To određivanje se zasniva na jednom od dva principa: (i) praćenje aktivnosti u toku vremena ( $A = A_0 e^{-\lambda t}$ ), ili (ii) merenje aktivnosti u datom momentu uz poznavanje broja neraspadnutih atoma ( $N\lambda = A$ ). Po prvom principu

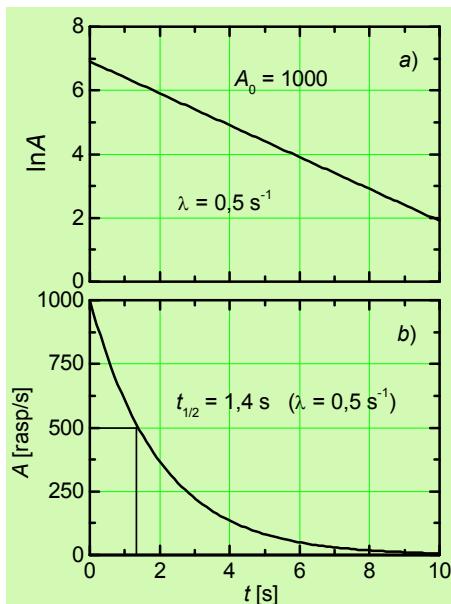
$$\begin{aligned} A &= A_0 e^{-\lambda t} \\ \ln A &= \ln A_0 - \lambda t \end{aligned} \quad (1.31)$$

Logaritam aktivnosti je linear funkcija vremena. (Nekada su se koristili dekadni

logaritmi, ali sada za tim nema potrebe). Njen odsečak na  $\ln A$ -osi daje početnu aktivnost preparata, a nagib prema  $t$ -osi ( $\text{tg}\alpha$ ) radioaktivnu konstantu, iz koje se lako izračunava vreme poluraspada. Primer za takvo određivanje je dat na slici 1.4a.

Za dati primer koeficijent pravca prave na slici je

$$\frac{\ln A_0 - \ln A}{t} = \frac{\ln 1000 - 2}{9,8} = 0,5 = \lambda \quad (1.32)$$



Slika 1.4. Određivanje vremena poluraspada za prosti raspad: a) iz logaritma aktivnosti; b) grafičkom metodom.

Odatle je  $t_{1/2} = 0,693/\lambda = 1,4 \text{ s}$ . Vreme poluraspada se može odrediti i grafički, na način koji je prikazan na slici 1.4b, a koji se svodi na direktno prikazivanje kretanja aktivnosti u funkciji vremena.

Gore opisani način određivanja parametara radioaktivnog raspada ilustruje princip, ali u praksi može nastupiti više specifičnih slučajeva, od kojih se svaki mora rešavati na poseban način. Ti slučajevi se mogu svrstati u nekoliko grupa.

**1. Relativno kratkoživući radioizotopi** (vrednosti  $t_{1/2}$  se kreću od nekoliko sekundi do nekoliko godina). U praksi se postupa tako što se prati kriva raspada, tj. meri se aktivnost u funkciji vremena, i iz nje određuje radioaktivna konstanta na gore opisani način. Nju je poželjno pratiti u toku više perioda  $t_{1/2}$ .

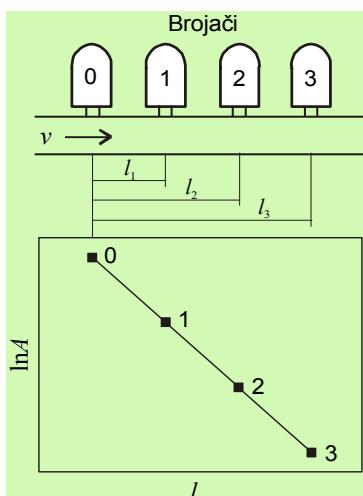
**2. Kratkoživući radioizotopi.** ( $t_{1/2}$  reda sekunde). Ovde se kriva raspada mora pratiti u veoma kratkim intervalima vremena. To obično nije moguće postići jednim detektorom zračenja, pa se koristi više njih, dok se radioaktivna supstancija kreće, slika 1.5.

Ako se radi o npr. gasovitom uzorku pusti se da on određenom konstantnom brzinom,  $v$ , protiče ispod brojača. Ta brzina određuje i vremena  $t_i$  neophodna da uzorak stigne do brojača na određenoj poziciji,  $l_i$ , preko relacije  $t_i = l_i/v$ . Brojači na datim pozicijama registruju aktivnosti u momentima nailaska uzorka. Iz dobivenih podataka se formira dijagram  $\ln A = f(l)$ , koji je analogan dijagramu  $\ln A = f(t)$ . Iz takvog dijagrama se na standardan način, dakle iz koeficijenta pravca dobivene prave, odredi radioaktivna konstanta, a dalje i vreme poluraspada.

Ako su uzorci čvrsti ili tečni oni se u odgovarajućim posudama stave na pokretnu traku ili rotirajući disk..

**3. Izrazito kratkoživući radioizotopi** ( $t_{1/2}$  je reda ms ili čak  $\mu\text{s}$ ). Tada se primjenjuju posebne elektronske tehnike (koincidentne, antikoincidentne).

**4. Dugoživući radioizotopi.** (od nekoliko godina pa do milijardi godina). U ovim slučajevima određivanje  $t_{1/2}$  na osnovu merenja opadanja aktivnosti nisu dovoljno precizna jer su promene male, tj. nagib je ravan nuli u granicama greške merenja. Zato se obično postupa tako da se na neki način izmeri absolutna aktivnost,  $A$  (brzina raspada), s jedne strane, a zatim odredi ukupan broj radioaktivnih atoma u uzorku,  $N$ ,



Slika 1.5. Merenje aktivnosti i određivanje vremena poluraspada kod kratkoživućih radionuklida.

pa se iz jednačine 1.12 odredi  $\lambda$ , odnosno  $t_{1/2}$ . Absolutna brzina raspada se može meriti na različite načine, npr. putem brojačkih uređaja, kalorimetrijski itd., ali ti detalji na ovom mestu neće biti razmatrani. Vrednost  $N$  se može odrediti npr. merenjem mase na vagi, za slučaj da uzorak sadrži samo radioizotop čije se vreme poluraspada meri. Metod je moguće primeniti i kada je radioniklid u smeši sa stabilnim izotopima pod uslovom da se zna broj aktivnih atoma. Taj broj je moguće odrediti na osnovu izotopske analize, npr. pomoću spektrometra masa.

**5. Kod izrazito dugoživućih radionuklida** (hiljade, milioni ili milijarde godina) su radioaktivnosti koje bi trebalo meriti veoma male pa bi brojanje impulsa bilo nepouzdano zbog velikih grešaka. Tu se primenjuju posebne tehnike. Dve takve tehnike će ovde ukratko biti opisane.

**Kalorimetrijski metod.** Ovaj se metod sastoji u tome da se izmeri ukupna količina toplote koja se u jedinici vremena oslobođa u kalorimetru kao posledica pretvaranja energije raspada nekog izotopa u toplotu prilikom interakcije emitovanog zračenja sa sredinom. Ako se ta izmerena toplotna energija oslobođena u toku nekog perioda vremena ( $\Delta t$ ), označena npr. sa  $E$ , podeli sa energijom jedne čestice,  $\varepsilon$ , koja se mora znati, dobiće se broj raspadnutih jezgara, tj. emitovanih čestica u toku toga vremenu,  $\Delta N$ . Taj broj podeljen sa vremenom daće aktivnost preprata,  $A = \text{broj čestica/vreme}$ . Na osnovu toga i broja čestica u uzorku, koji se nekom analitičkom tehnikom takođe mora utvrditi, odredi se  $\lambda$ . Dakle

$$A = \frac{E/\Delta t}{\varepsilon} = \frac{\Delta N}{\Delta t} = \lambda N \quad (1.33)$$

$$\lambda = \frac{A}{N} \quad (1.34)$$

Treba obratiti pažnju na to da, ako izvor emituje čestice različitih energija, onda  $\varepsilon$  predstavlja srednju energiju tih čestica.

Na ovaj način se meri ukupna toplota koja se apsorbuje u kalorimetru, a u nju ulazi i energija pratećeg zračenja (ako ga ima), kao i energija uzmaka jezgra. Doprinos ove poslednje nije teško uračunati (§ 3.1.1). Ono što izade neapsorbovano neće,

naravno, imati odraza na izmerenu topotu. Zato kalorimetrija nije pogodna za prodorno zračenje, kao što su npr.  $\gamma$ -zraci ili tvrdo  $\beta$ -zračenje, osim ako bi se u kalorimetar ubacila velika apsorbujuća masa da bi se povećala njegova apsorpciona moć. Međutim, to bi uvećalo topotni sardžaj aparature, što je nepoželjno jer donosi dodatne komplikacije pri merenju.

Kalorimetrija je, to se na osnovu izloženog lako može zaključiti, najpogodnija za čiste  $\alpha$ - ili čiste  $\beta$ -emitere. Ako se radi o mešanim zračenjima ova metoda ih ne može razdvojiti, već daje srednju vrednost.

Prednosti kalorimetrijske metode nad drugima se uglavnom ogledaju u mogućnosti da se njome mogu meriti apsolutne aktivnosti, posebno  $\alpha$ - i  $\beta$ -emitera, jer sada nisu potrebne specifične procedure pripreme preparata koje bi uzimale u obzir samoapsorpciju zračenja u preparatu, povratno rasejavanje na podlozi (kada se čestica vrati natrag pa je brojač sa prozorom ne bi registrovao), ograničenja u pogledu količine uzorka itd., pošto kalorimetar meri ukupni efekat. Posebno je važno da se ovom metodom mogu meriti uzorci velike mase, a to je bitno kod emitera koji imaju malu radioaktivnost, kao što su na primer dugoživući radioaktivni izotopi. Zanimljiv primer kalorimetrijskog merenja aktivnosti je dat u [prilogu 1.P.2](#).

*Metod putem složenih raspada.* Kod složenih raspada, tj. simultanih raspada više radionuklida u jednom uzorku koji su međusobno genetski vezani, kad su te radioaktivne vrste u stanju tzv. vekovne ravnoteže ([§ 3.3.3](#)), apsolutne aktivnosti tih nuklida su jednakе, dakle važe odnosi  $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$ , iz kojih sledi

$$\lambda_1 = \lambda_2 \frac{N_2}{N_1}. \quad (1.35)$$

Određivanjem konstante raspada potomka moguće je izračunati tu konstantu za pretka ako se znaju njihove ravnotežne količine,  $N_1$  i  $N_2$ . Ove poslednje je moguće odrediti na različite načine, npr. analizom putem tzv. spektrometara masa ([§ 10.2.1](#)).

*Primer:* Određivanje radioaktivne konstante  $^{235}\text{U}$ .

Izvodi se merenjem  $^{231}\text{Pa}$  (protaktinium,  $\alpha$ ,  $t_{1/2} = 3,25 \cdot 10^4$  god) izdvojenog iz uranijumove rude. Direktno merenje  $^{235}\text{U}$  ( $0,704 \cdot 10^9$  god.) se teško izvodi zbog prisutnih izotopa  $^{238}\text{U}$  ( $4,47 \cdot 10^9$  god.) i  $^{234}\text{U}$  ( $2,47 \cdot 10^5$  god.), koji smetaju.

Prvo se odredi maseni odnos  $N_2/N_1$  u rudi. Onda se Pa izdvaja iz rude i izmeri se  $\lambda_2$  nekim podesnim metodom, npr. praćenjem aktivnosti u toku vremena. Protaktiniumov izotop  $^{234}\text{Pa}$  (6,7 h), koji potiče od  $^{238}\text{U}$ , neće biti smetnja ako se sačeka dovoljno dugo da se on raspade.

### 1.2.6 Jedinice radioaktivnosti

Količina radioaktivnog materijala se vrlo retko izražava u jedinicama mase. Najčešće se količine radioaktivnih supstancija upoređuju i mere po brzini raspada, tj. broja dezintegracija u jedinici vremena.

Apsolutna jedinica aktivnosti u sistemu SI je *bekerel* (Bq). Predložena je 1975. godine i određena kao

$$1 \text{ Bq} = 1 \text{ raspad s}^{-1}.$$

To je vrlo mala jedinica i u praksi je pola veka bila u upotrebi jedna veća jedinica - *kiri* (Ci), koja je definisana kao

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ raspad s}^{-1} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}.$$

Jedinica *kiri* je predložena 1930. godine. Zašto baš  $3,7 \cdot 10^{10}$  raspad/s? Istorijski, ta jedinica je bila definisana kao *ona količina radioaktivne supstancije u kojoj se u 1 sekundi desi isto toliko raspada koliko i u 1 g čistog radijuma*, izotopa  $^{226}\text{Ra}$  (to je jedini izotop radijuma koji duže živi,  $t_{1/2} = 1600$  god. Radijum koji je izdvojen iz prirodnog izvora sadrži samo ovaj izotop). Ovakva definicija imala je svoje slabosti jer je vrednost tako definisane aktivnosti varirala kako su se povećavale tačnosti određivanja atomske mase radijuma i njegove radioaktivne konstante ([jednačina 1.15](#)). Zato su 1950. godine IUPAC i IUPAP usvojile sledeću definiciju: „*1 Ci je ona količina bilo kojeg radio-nuklida u kojoj se desi  $3,7 \cdot 10^{10}$  raspada u sekundi*“. Iz nje sledi da je

$$1 \text{ Ci} = 37 \text{ GBq}.$$

To u stvari predstavlja konvenciju. Današnja vrednost  $t_{1/2} = 1600$  godina bi dala niži iznos aktivnosti za 1 g radijuma.

Manje jedinice, kao što su mCi i  $\mu\text{Ci}$ , se vrlo česro sreću u laboratorijskoj praksi, dok su veće jedinice, kCi ili MCi, u upotrebi u reaktorskoj tehnologiji.

*Primer:* Kojoj masi radionuklida odgovara aktivnost od 1 Bq i od čega ona zavisi?

Na osnovu [jednačine 1.15](#), koja daje odnos aktivnosti i mase, može se pisati

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N = \lambda \frac{m}{M} N_A = 1 \text{ s}^{-1} \quad (1.36)$$

$$m = \frac{m}{\lambda \cdot 6,022 \cdot 10^{23}} = \frac{M \cdot t_{1/2}}{6,022 \cdot 10^{23} \cdot 0,693} = 2,396 \cdot 10^{-24} M \cdot t_{1/2} \quad (1.37)$$

Vidi se da je ta masa konstanta koja za dati nuklid zavisi od vrednosti relativne atomske mase i radioaktivne konstante, odnosno vremena poluraspada.

### Prilozi 1-P

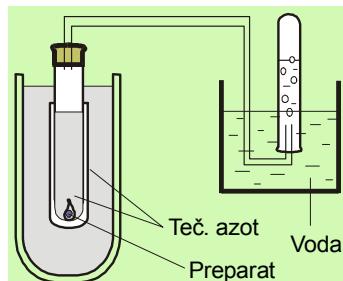
#### 1-P.1 Porodica Bekerel

Anri Bekerel je poticao iz jedne porodice naučnika, koji su se uglavnom bavili hemijom i fizikom. Njegov otac je bio Edmon Bekerel, a bavio se različitim oblastima nauke kao što su elektrohemija, pirometrija, magnetizam, hemijski efekti svetlosti (danasa fotohemija), a posebno je bio impresioniran fotografskim procesom, koji je bio ponikao u Francuskoj i bio prvobitno nazvan dagerotipijom (po Dageru, koji ga je otkrio). Bario se naročito fosforescencijom minerala i sintetičkih jedinjenja i konstruisao prvi fosforoskop. Otkrio je nove linije u UV i IC spektru Sunčeve emisije. Bio je član Francuske akademije nauka pa čak i njen predsednik od 1863. godine. Ono što je posebno važno za čitavu priču o radioaktivnosti je da je Edmon bio pionir u analizi uranijumovih soli na osnovu njihove fosforescencije.

Otac Edmona Bekerela i deda slavnog Anrija, Antuan Sezar takođe je bio poznati naučnik, član Akademije nauka itd., a bavio se elektricitetom, optikom, elektrohemijom i za Bekerele neizbežnom fosforescencijom.

Sam Anri Bekerel se, što je za 19. vek bilo uobičajeno, bavio različitim oblastima nauke: optičkom aktivnošću supstancija, emisionim IC spektrom Sunca, apsorpcijom svetlosti u materijalima i, naravno, kao i njegovi preci, luminescencijom, tj. reemisijom svetlosti od strane supstancija koje su bile osvetljene. Ta izučavanja su obuhvatala kako simultanu reemisiju (fluorescenciju) tako i emisiju sa zadrškom (fosforescenciju), posebno jedinjenja uranijuma. Ovo poslednje je izuzetno značajno jer je izučavanje luminescencije uranijuma i njegovih jedinjenja dovelo do otkrića tzv. "uranijumovih zraka", odnosno radioaktivnosti.

#### 1-P.2 Eksperiment Kiri-Djuara



Slika 1.6. Eksperiment Kiri-Djuara.

Jedna od pogodnih varijanti kalorimetrijskog nerjenja radioaktivnih preprata jeste da se toplota oslobođena prilikom radioaktivnog raspada meri na osnovu količine isparenog tečnog azota (slika 1.6). Ovo je prvi put demonstrirano u tzv. eksperimentu *Kiri-Djuara*. Naime, poznata količina preparata se stavi u epruvetu napunjenu tečnim azotom. Gasoviti azot koji je isparava se hvata u gasnoj bireti. Iz latentne toplote isparavanja azota može se naći veza između zapremine gasa i oslobođene toplote.

## **2**

### **ATOMSKO JEZGRO**

#### Osnovne teme:

- Apsorpcija  $\alpha$ -zračenja i  $\beta$ -zračenja (posebno mehanizmi);
- Kvark, struktura bariona i mezona;
- Energija veze u jezgru i energija veze po nukleonu (energija veze kao funkcija masenog broja  $A$ , stabilnost i nestabilnost jezgara, masena formula itd.);
- Teorija  $\alpha$ -raspada, teorija  $\beta$ -raspada;
- Teorija  $\gamma$ -raspada (nivoi energije-stacionarna stanja itd.);
- Rezonantna stanja u jezgru (hadronske rezonancije);
- Akceleratori čestica;
- Elementarne čestice i interakcije;
- Kvantna hromodinamika;
- Modeli jezgra:
  - model ljudski,
  - model tečne kapi (ravnoteža kulonovskih sila i sila površinskog napona, parametar  $Z^2/A$  itd.).

# **3**

## **KARAKTERISTIKE RADIOAKTIVNOG RASPADA**

### **3.1 OPŠTE KARAKTERISTIKE**

Pod radioaktivnim raspadom ili transmutacijom se podrazumeva, to je već rečeno, *spontani proces prelaska atomskog jezgra iz stanja koje je nestabilno u stabilno ili stabilnije stanje uz emisiju čestice ili elektromagnetskog zračenja*. Nestabilno jezgro ima višak energije i na ovaj način se nje oslobađa. U prirodi su takva jezgra bila prisutna pri stvaranju Zemlje, pa su se zadržala do danas jer se sporo raspadaju, ili se i danas stvaraju u nuklearnim procesima koji se odvijaju na Zemlji.

Za jedan izotop se tako kaže da je radioaktivan ako se jezgra njegovih atoma spontano raspadaju prelazeći tako u drugi element i emitujući čestice sa ili bez pratećeg zračenja. Slično, za neki element se kaže da je radioaktivan ako su svi njegovi izotopi radioaktivni.

Prilikom radioaktivnog raspada mogu se promeniti ili  $Z$  ili  $Z$  i  $A$ . No, i nakon izbacivanja čestice iz sebe jezgro može posedovati višak potencijalne energije u odnosu na svoje najstabilnije stanje. Tada kažemo da je jegro u pobuđenom ili nestabilnom stanju. Prelazak nestabilnog jezgra u svoj osnovni nivo sada nije više radioaktivni raspad u pravom smislu, jer ne postoji promena broja nukleona, mada se najčešće izučava kao jedna vrsta raspada. To je *de-ekscitacija* putem koje se jezgro oslobađa viška energije emitujući elektromagnetsko zračenje.

Raspad je proces koji (sa neznatnim izuzecima kod zahvata elektrona) ne zavisi od fizičkog ili hemijskog oblika u kojem se dati izotop nalazi, npr. temperature, pritiska, hemijskog oblika itd.

Za radioaktivni raspad, naravno, važe i zakon o održanju energije i zakon o održanju impulsa (količine kretanja).

#### **3.1.1 Energija raspada, energija zračenja, uzmak jezgra**

Jezgra, analogno atomima ili molekulima, imaju svoje nivoe energije koji su kvantirani. Otuda emisija radioaktivnog zračenja generalno znači kvantiranu promenu u jezgru. Nakon što emituje česticu, jezgro ne mora biti u energijski stabilnom stanju. Ono može biti pobuđeno i preći u stabilno eventualnim izračivanjem kvanata elektromagnetnog zračenja. To izračivanje opet nije bilo kakve energije već tačno one koja odgovara razlici među kvantnim nivoima energije u jezgru.

Pod energijom  $\Delta\varepsilon$  se obično podrazumeva kinetička energija emitovanih čestica i energija  $\gamma$ -kvanata. To je *energija zračenja*.

Sumarna energija koja se oslobođi pri raspodu se zove *energija raspada* -  $Q$ . Jednaka je zbiru energije zračenja i energije uzmaka jezgra-potomka,  $\varepsilon_Y$

$$Q = \varepsilon_x + \varepsilon_Y + \varepsilon_{eksc.} \quad (3.1)$$

S druge strane, ta energija potiče od razlike u masi između pretka i zbira masa potomka i emitovane čestice. Tako je energija raspada jednaka razlici masa polaznog jezgra i proizvoda raspada u osnovnom energijskom stanju

$$\begin{aligned} Q &= \Delta mc^2 = (m_X + m_Y - m_x)c^2 \\ Q &> 0 \quad \text{energijski uslov za raspad.} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$m$  - odgovarajuće mase mirovanja.

Raspad je, s obzirom da je to spontan proces, moguć samo onda kada je zbir masa nakon raspada manji od mase polaznog radionuklida.

Energija emitovanog zračenja može se određivati na različite načine. Treba reći da postoji čitava naučna oblast koja se time bavi - nuklearna spektrometrija.

Uzmak jezgra je pokret jezgra-potomka u smeru suprotnom od smera u kojem je jezgro-predak emitovalo radioaktivnu česticu (slično kao kod opaljivanja puške). Energija uzmaka ( $\varepsilon_Y$ ) može se lako izračunati na osnovu zakona o održanju količine kretanja koji kaže *da je promena količine kretanja zatvorenog sistema jednaka 0*. Za sistem *emitovna čestica-uzmaklo jezgro* to znači

$$\begin{aligned} mv_x - Mv &= 0 \\ mv_x &= Mv \end{aligned} \quad (3.3)$$

$m$  i  $M$  - masa emitovane čestice (x) odnosno uzmaklog jezgra potomka (Y), a  $v_x$  i  $v$  odgovarajuće brzine. Iz ovoga odnosa se lako dobija

$$\begin{aligned} (mv_x)^2 &= (Mv)^2 \\ m \frac{mv_x^2}{2} &= M \frac{mv^2}{2}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Dalje

$$\varepsilon_x = \frac{mv_x^2}{2} \quad \varepsilon_Y = \frac{Mv^2}{2} = \frac{m}{M} \varepsilon_x. \quad (3.5)$$

Vidi se da je energija uzmaka srazmerna energiji emitovane čestice i da zavisi još od odnosa masa te čestice i mase jezgra potomka. Otuda je njena vrednost vredna izvesne pažnje samo kod  $\alpha$ -raspada, kada se emituju relativno teške čestice.

*Primer:* Za jezgro čija je atomska masa 230 energija uzmaka kod  $\alpha$ -raspada bi bila  $4/230 = 0,017$ , tj. svega 1,7% energije emitovane  $\alpha$ -čestice. Za  $\beta$ -raspad takvog jezgra energija uzmaka bi iznosila  $1/1836/230 = 0,000002$ , tj. 0,0002% energije  $\beta$ -čestice i

najčešće se zanemaruje.

Dakle, treba razlikovati **energiju radioaktivnog raspada** ( $Q$ ) od **energije radioaktivnog zračenja** ( $\Delta\varepsilon$ ). Isto tako, treba znati da je jezgro koje emitiše česticu uvek predak, a da potomak emitiše eventualno prateće elektromagnetno zračenje.

### 3.2 VRSTE RADIOAKTIVNOG RASPADA

Osnovne vrste radioaktivnog raspada su:

$\alpha$ -raspad - emisija jezgra helijuma,  ${}^4\text{He}^{2+}$ ,

$\beta$ -raspad - emisija  $e^-$  ili  $e^+$ ,

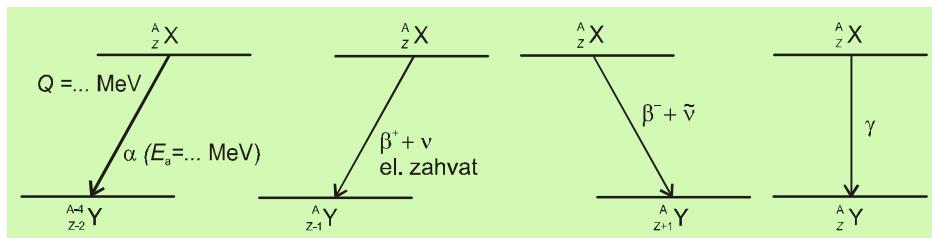
zahvat elektrona - ekvivalentno emisiji pozitrona,

$\gamma$ -emisija - emisija fotona visoke energije.

Spontana fisija jezgara je takođe vrsta radioaktivnog raspada, s obzirom da se vlada po istim zakonima, ali ona u ovom kontekstu neće biti razmatrana. O njoj će biti više reči kasnije. U kategoriju radioaktivnog raspada se mogu svrstati i emisije neutrona ili protona koje se javljaju kod jezgara sa velikim viškom jednih odnosno drugih.

*Sheme raspada.* Proces raspada se često predstavlja određenim standardnim shemama raspada. U njima su različita energijska stanja jezgra ( $E_0, E_1, E_2, E_3 \dots$ ) predstavljena horizontalnim linijama, a raspad kosim ili vertikalnim. Uz te linije se mogu navesti odgovarajući podaci. Uz horizontalne obično idu oznake nivoa, često i njihova energije. Uz linije koje predstavljaju raspad obično idu energija raspada i procentualno učešće tog prelaza u datom vidu raspada itd. Vreme poluraspada se obično piše uz oznaku elementa, koja se može navesti uz neki od bitnih energijskih nivoa jezgra.

Generalno, raspadi koji smanjuju redni broj elementa ( $\alpha$ ,  $\beta^+$  i elektronski zahvat) se označavaju kosim linijama sa strelicom nagnutim uлево, a oni koji povećavaju redni broj ( $\beta^-$ ) takvim linijama nagnutim udesno.  $\gamma$ -Raspad se označava vertikalnim linijama



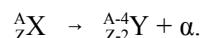
Slika 3.1. Shematski prikazi elementarnih raspada.

sa strelicom koja gleda naniže. Kod njega ne dolazi do promena ni rednog ni masenog broja elementa. Da ne bi bilo zabune,  $\alpha$ -raspad se označava debelim ili dvostrukim linijama nagnutim uлево. Ilustracije su date na slici 3.1.

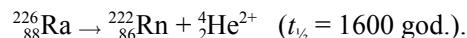
Slika prikazuje sheme čistih raspada. U praksi su ti slučajevi retki. Obično je kombinovano više različitih emisija pa su u tom smislu i sheme složenije, što će biti ilustrovano kasnije na jednom od primera (slika 3.5).

### 3.2.1 $\alpha$ -Raspad

To je raspad pri kojem jezgro izbacuje  $\alpha$ -česticu,  ${}^4_2\text{He}^{2+}$ , tj. jezgro atoma helijuma. Pri tome se maseni broj radionuklida smanjuje za 4 a nanelektrisanje (redni broj) jezgra za 2. Dakle, u opštem obliku je



*Primer:*



Pravilo pomeranja za  $\alpha$ -raspad glasi: *Ovim raspadom nastaje potomak koji je u odnosu na pretka smešten dva mesta uлево u Periodnom sistemu.*

*Energijski spektar.* Nakon otkrića  $\alpha$ -zračenja dugo se smatralo da je to zračenje monoenergijsko, tj. da jezgro emitiše čestice jedne energije. Kasnije je na primeru  ${}^{212}_{83}\text{Bi}$  Rozenblum 1929. godine otkrio da se  $\alpha$ -zračenje može sastojati od čestica različitih energija. Dalja istraživanja su pokazala da te energije nisu bilo kakve već da su kvantirane, te da je spektar  $\alpha$ -zračenja diskretan. Takav  $\alpha$ -raspad pri kojem se emitiše više grupa čestica sa diskretnim energijama dovodi do stvaranja potomaka čija su jezgra na različitim nivoima pobuđenosti. To dalje dovodi do emisije  $\gamma$ -zračenja čiji spektar takođe mora biti diskretan, [slika 3.5](#).

Energije  $\alpha$ -čestica leže u domenu 1,83 MeV ( ${}^{144}\text{Nd}$ ) do 11,7 MeV ( ${}^{212}\text{Po}^*$ ), a vremena poluraspada od  $\mu\text{s}$  do  $10^{10}$  godina.

### 3.2.2 Teorija $\alpha$ -raspada (Atomsko jezgro)

#### 3.2.3 $\beta$ -Raspad

Pod  $\beta$ -raspadom se podrazumeva raspad kod kojeg jezgro radionuklida emituje elektron ili pozitron, pri čemu se u jezgru stvara jedan proton, odnosno neutron. Zato se govori o  $\beta^-$  i  $\beta^+$  raspadu. Redni broj jezgra se menja za +1, odnosno -1, dok mu se masa praktično ne menja. Dakle, da pri  $\beta$ -raspadu nastaju izobarna jezgra ( $A = \text{const.}$ ).

$\beta^-$ -Raspad (negatronska raspada). Pri ovom raspada emituje se iz jezgra jedan elektron na račun raspada jednog neutrona, a pri tome se stvara jedan novi proton u jezgru. Time se redni broj elementa povećava za jedan dok maseni broj ostaje isti. Predstavlja se jednačinom



Jednačina koja je data u zagradi samo formalno predstavlja ono što se dešava u jezgru a ne raspad „slobodnog“ neutrona. Zato  $\beta^-$ -raspad treba gledati kao svojstvo jezgra koje rezultira u raspadu vezanog neutrona i nastanku vezanog protona. Inače, moguće je i raspad slobodnog neutrona uz emisiju  $\beta^-$  zračenja. Slobodni neutron je  $\beta^-$ -emiter najmanje mase sa periodom poluraspada od 10,6 min.

Za  $\beta^-$ -raspad pravilo pomeranja glasi:  *$\beta^-$ -raspadom se stvara element-potomak koji je u odnosu na pretka smešten jedno meso u Periodnom sistemu.*

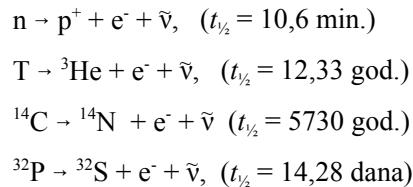
Jasno je da se  $\beta^-$ -raspad događa kod jezgara koja imaju višak neutrona u odnosu na optimalni. Čest je u nuklearnim reaktorima gde se zahvatom neutrona stvaraju takva jezgra. Danas je poznato preko 500  $\beta^-$ -emitera.

Energijski uslov za nastanak bilo kakve emisije je da je energija raspada ( $Q$ ) veća od nule, [jedn. 3.2](#). Pošto u  $\beta^-$ -raspadu nastaje jedan elektron, to na osnovu navedene jednačine sledi da je

$$\begin{aligned} [m_Z - (m_{Z+1} + m_e)]c^2 &> 0 \\ m_Z - m_{Z+1} - m_e &> 0 \\ m_Z - m_{Z+1} &> m_e. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Znači, razlika masa pretka i potomka mora biti veća od mase mirovanja elektrona.

Beta raspad se može desiti kao tzv. čisti raspad, a može biti praćen  $\gamma$ -zračenjem. Popularni primeri čistog  $\beta^-$ -raspada su neutron (n), tritijum ( $T = {}^3H$ ),  ${}^{14}C$ , i  ${}^{32}P$ ,



*Energija  $\beta^-$ -raspada.* Prilikom bilo kog raspada jezgro silazi sa jednog kvantnog nivoa na drugi. Po tome bi trebalo očekivati da  $\beta^-$ -čestice imaju diskretni spektar. Ipak, nađeno je da  $\beta^-$  zračenje nema diskretan već kontinualan energijski spektar, tj. da  $\beta^-$ -čestica može imati bilo koju energiju između nule i neke maksimalne vrednosti ( $\varepsilon_{maks}$ ), koja odgovara razlici energija dvaju nivoa, tj. energiji prelaza ( $\varepsilon_T$ ). To je bilo poznato još 1914. g. Dakle, jedan te isti izotop u različitim aktovima raspada oslobada različite količine energije. Ako se na neki način snimi broj čestica kao funkcija njihove energije dobiće se funkcija raspodele po energijama. Ta funkcija za  $\beta^-$ -raspad najčešće ima oblik sa slike 3.2. Pri energiji  $\varepsilon = 0$  sva emisija bi se sastojala od neutrina, a formalno na  $\varepsilon_{maks}$  od elektrona.

Oblici funkcije raspodele su različiti od sistema do sistema. Dva osnovna parametra ovakvih funkcija su:  $\bar{\varepsilon}$  (srednja energija  $\beta^-$ -čestica) i  $\varepsilon_{maks}$  (maksimalna energija  $\beta^-$ -čestica)

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\int_0^{\varepsilon_{maks}} N(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon}{\int_0^{\varepsilon_{maks}} N(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (3.7)$$

gde je  $N(\varepsilon)$  funkcija raspodele energije. Vrednost  $\bar{\varepsilon}$  nije na maksimumu funkcije

raspodele već obično desno do njega.

Vrednosti  $\varepsilon_{\text{maks}}$  za različite  $\beta^-$ -emitere mogu biti veoma različite. Tako je npr. ta vrednost za tritijum 19 keV, a za  $^{210}\text{Bi}$  1,17 MeV. Snimanje spektra beta emisije može se izvesti na različite načine; [detaljnije](#) u prilogu 4-P.3

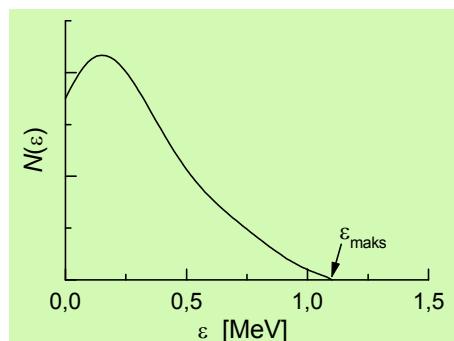
*Zakon o održanju energije - neutrino.* Postojanje kontinualnog spektra  $\beta$ -zračenja postavilo je svojevremeno jedan od najvećih problema nuklearne fizike. Ako se jedan

$$\begin{aligned} \varepsilon_T &= \varepsilon_{\beta^-} + \varepsilon_{\bar{\nu}} & (\varepsilon_T = \varepsilon_{\text{maks}}) \\ \varepsilon_{\bar{\nu}} &= \varepsilon_T - \varepsilon_{\beta^-}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

nuklid raspada dajući određeni potomak i emitujući *beta*-čestice različitih energija, onda to protivreči zakonu o održanju energije, s obzirom da pri bilo kom raspodu jezgro silazi sa jednog diskretnog na drugi diskretni nivo. Rešenje tog problema je sugerisao 1931. godine austrijski fizičar Pauli. Prema njemu, egzoenergijska transformacija jezgra pri kojoj  $Z$  poraste za 1 odgovara emisiji ne jedne već dve čestice, *elektrona* i jedne čestice nultog nakelektrisanja i skoro bez mase<sup>11</sup>. Ta je čestica nazvana *antineutrino*<sup>12</sup>. Obeležava se sa  $\bar{\nu}$ . Nosi razliku između ukupne energije prelaza ( $\varepsilon_T$ ) i energije koju nosi  $\beta^-$  čestica. Emisija ove čestice je posledica važenja principa o održanju nuklearnog spina. Njome se takođe, što je iz navedenog jasno, obezbeđuje i važenje zakona o održanju energije.

Ako je Paulijeva prepostavka tačna onda je jasno da je i energijski spektar antineutrina kontinualan i komplementaran spektru  $\beta$ -čestice, slika 3.3.

Tako je, dakle, nađeno prihvatljivo objašnjenje ovoga problema, mada postojanje te čestice nije bilo dokazano. To će biti učinjeno znatno kasnije, tek 1953. godine.



Slika 3.2. Energijski spektar  $\beta^-$ -emisije  $^{210}\text{Bi}$ .  $\beta^+$ -Raspad (pozitronski raspad). Pri ovom raspodu iz jezgra pretka se emituju pozitron i neutrino. Broj protona se smanji za 1, a broj neutrona poveća za 1. Time se redni broj elementa smanjuje za jedan dok maseni broj ostaje isti. Ovaj raspad se predstavlja jednačinom

<sup>11</sup> Izračunavanja mase mirovanja neutrina iz krajnje tačke energije  $\beta$ -raspada pokazala su da je ona  $< 10^{-4} m_e$ . To je tema brojnih istraživanja do današnjih dana, jer ima fundamentalni značaj u kosmogeniji.

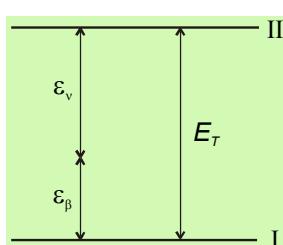
<sup>12</sup> *Antineutrino* je antičestica neutrina od kojeg se razlikuje samo po orientaciji spina u odnosu na vektor momenta impulsa. Često se i on naziva neutrino.



Jednačina koja je data u zagradi samo formalno predstavlja ono što se dešava u jezgru a ne raspad „slobodnog“ protona. Zato  $\beta^+$ -raspad treba gledati kao svojstvo jezgra koje rezultira u raspadu vezanog protona i nastanku vezanog neutrona.

Za  $\beta^+$ -raspad pravilo pomeranja glasi:  $\beta^+$ -raspadom se stvara element-potomak koji je u odnosu na pretka smešten jedno mesto ulevo u Periodnom sistemu.

$\beta^+$ -Raspad trpe jezgra koja imaju višak protona (tj. deficit neutrona). Tu se misli na to da ima više protona (ili manje neutrona) nego što je potrebno da bi jezgro bilo stabilno. Ne znači da je protona više nego neutrona već da je njihov odnos ( $N/Z$ ) nepovoljan.



Slika 3.3. Raspodela energije kod  $\beta$ -raspada.

Pozitron (ili pozitivni elektron) je čestica ekvivalentna elektronu, iste mase, ali sa (+) nakelektrisanjem. Otkriven je 1932. godine (Anderson) nakon što ga je teorijski postulirao Dirak. Kao slobodna čestica je stabilan, ali je vreme života pozitrona u uslovima interakcije sa sredinom veoma kratko ( $\tau \approx 10^{-10}$  s, mada to zavisi od elektronske gustine okoline), jer on kao antičestica lako isčeze u procesu anihilacije sa nekim od elektrona iz elektronskog omotača<sup>13</sup>. Pri tome nastaju dva  $\gamma$ -fotona koji se razilaze u suprotnim smerovima i imaju energiju od po 0,511 MeV svaki (to je energijski ekvivalent mase mirovanja elektrona,  $m_e c^2$ ). Takoispada da

je konačan rezultat  $\beta^+$ -raspada nastanak ova dva fotona, tj. dve čestice mase elektrona. Ako energija raspada, izražena kroz razliku masâ pretka i potomka, nije dovoljna da obezbedi nastanak ove dve čestice, onda do emisije pozitrona neće ni doći.

Energijski uslov za nastanak bilo kakve emisije je da je energija raspada ( $Q$ ) veća od nule. Za  $\beta^+$ -raspad sledi

$$\begin{aligned} [m_Z - (m_{Z-1} + 2m_e)]c^2 &> 0 \\ m_Z - m_{Z-1} - 2m_e &> 0 \\ m_Z - m_{Z-1} &> 2m_e \quad (1,022 \text{ MeV}). \end{aligned} \tag{3.9}$$

Ovo znači da je uslov za pozitronski raspad da razlika masâ pretka i potomka bude veća od dvostrukе mase elektrona. U jedinicama energije to je  $2 \cdot m_e c^2 = 2 \cdot 0,511 = 1,022$  MeV<sup>14</sup>. Misli se naravno na mase njihovih atoma. Ako se koriste mase jezgara onda

<sup>13</sup> Veliki udeo pozitrona se u interakciji sa sredinom usporava pre nego što stupi u proces anihilacije. U kondenzovanim sredinama srednji život pozitrona je oko  $1,5 \cdot 10^{-10}$  s, što je oko 300 puta duže od vremena koje je neophodno da se on uspori. Usporeni, preciznije termalizovani pozitron (koji je u toplotnoj ravnoteži sa okolinom) se anihilira.

<sup>14</sup>  $m_e = 0,00055$  amu (atomska jedinica mase),  $c = 2,998 \cdot 10^8$  m s<sup>-1</sup>. Da bi masa (amu) bila data u gramima potrebno ju je podeliti sa Avogadrovim brojem. Na sličan način je energijski ekvivalent 1 amu = 931,5 MeV.

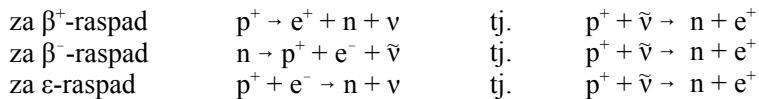
defekt mase koji je neophodan da do raspada dođe mora biti veći od jednostrukе mase elektrona, jer jezgro gubi samo jednu česticu. Uzgred, anihilacijom se obezbeđuje i elektroneutralnost atoma-potomka.

*Energijski spektar  $\beta^+$ , neutrino.* Energijski spektar  $\beta^+$ -zračenja je kontinualan, slično kao kod  $\beta^-$ -zračenja. Neutrino, koji se takođe emituje pri  $\beta^+$ -raspadu, ima istu ulogu kao i antineutrino kod  $\beta^-$  raspada. On je posledica važenja principa o održanju nuklearnog spina. Pošto je energijski spektar  $\beta^+$ -čestica kontinualan, a sam raspad je prelaz među diskretnim nivoima jezgra, to neutrino odnosi energiju koja je jednaka razlici između energije date  $\beta^+$ -čestice i ukupne energije prelaza. Time se obezbeđuje važenje zakona o održanju energije i zakona o održanju nuklearnog spina.

*Kako je dokazano postojanje neutrina (eksperiment Rajnsa i Kauana)*

Neutrino zajedno sa elektronima i mionima spada u grupu čestica koje nazivamo *leptonima* (lake čestice). Leptoni su, između ostalog, okarakterisni tzv. *leptonskim brojem*, koji je u stvari kvantni broj obično označen sa  $L$ , i koji za *leptone* ima vrednost  $L = +1$ , a za *antileptone*  $L = -1$ . Za leptone važi zakon održanja ukupnog *leptonskog broja* sistema, što znači da ako elektronu  $e^-$  i neutrinu  $\nu$  pripšemo leptonski broj  $+1$ , a njihovim antičesticama pozitronu i antineutrinu  $-1$ , u nuklearnim transformacijama se održava ukupni leptonski broj. Otuda je npr.  $\beta^-$ -raspad praćen emisijom antineutrina, a  $\beta^+$ -raspad emisijom neutrina.

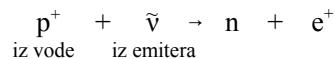
U gornjem smislu, ako je Paulijeva pretpostavka tačna, a uzimajući u obzir zakon održanja ukupnog leptonskog broja, za  $\beta^+$ ,  $\beta^-$  i  $\epsilon$ -raspad se može pisati



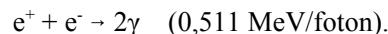
Treba primetiti da kada se lepton prenese sa jedne strane jednačine na drugu dolazi do promene znaka leptonskog broja, tj. ‘čestica postaje antičestica’, što je posledica održanja ukupnog leptonskog broja.

Dakle, ako su tri procesa navedenog tipa mogućna onda je mogućan i proces koji predstavljaju tri (identične) jednačine sa desne strane, tj. da proton u rekaciji sa antineutrinom daje neutron i pozitron. Na njoj se bazirao veoma oštromorno smisljeni eksperiment kojim su Rajns i Kauan dokazali postojanje neutrina 1953. godine, dvadesetdve godine nakon što je njegovo postojanje postulirao Pauli. S obzirom na to da je neutrino čestica zanemarljive mase i bez nakelektrisanja njega je vrlo teško detektovati. Zato je i ostao neotkriven dugi niz godina nakon otkrića  $\beta$ -zračenja.

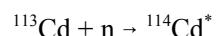
Sud koji sadrži voden rastvor kadmijum-hlorida postavljen je blizu jakog izvora  $\beta^-$ -zračenja uz koji obavezno ide i jak fluks antineutrina. Takav izvor je npr. nuklearni reaktor, u kojem se **fisijom** jezgara uranijuma ( $U$ ) stvaraju **fisioni proizvodi**, od kojih su praktično svi  $\beta^-$ -emiteri.



Pozitron kao antičestica kratko živi u kondenzovanoj sredini. On trenutno reaguje s elektronom iz okoline i putem anihilacije daje dva  $\gamma$ -fotona energija od po 0,511 MeV, koji se emituju u suprotnim smerovima



Neutroni koji se takođe stvaraju uspore se u sudarima sa protonima iz vode (za oko 1-10  $\mu$ s) i kao takvi bivaju zahvaćeni atomima kadmijuma, koji ima veliki **efikasni presek** za zahvat neutrona (ovaj je pojam objasnjen kod nuklearnih reakcija § 6.2.1), izazivajući nuklearnu reakciju



Nagrađeni  $^{114}\text{Cd}^*$  pri vraćanju u osnovno stanje emituje nekoliko  $\gamma$ -fotona sa ukupnom energijom od oko 9 MeV. Anihilacioni i ovi zakasneli fotoni ( $10^{-6}$  s kasnije u odnosu na emisiju anihilacionih fotona) su dokaz o postojanju neutrina.

### 3.2.4 Teorija $\beta$ -raspada (Atomsko jezgro)

### 3.2.5 Zahvat elektrona ( $\epsilon$ -raspad)

Ako je energija raspada nedovoljna da bude zadovoljen uslov iz [jednačine 3.9](#), a jezgro ima nepovoljan odnos  $N/Z$  u smislu viška protona, onda neće doći do emisije pozitrona već će jezgro zahvatiti elektron iz svog elektronskog omotača i time redukovati broj protona

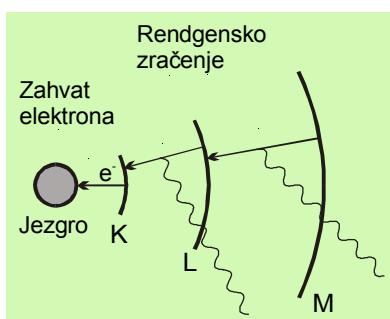


Jednačina u zagradi označava formalno proces koji se dešava u jezgru. Ovim nastaje jezgro potomka identično onom kod pozitronskog raspada, izobarno sa pretkom.

Pravilo pomeranja za  $\epsilon$ -raspad je:  *$\epsilon$ -raspadom se stvara potomak koji je u odnosu na pretka smešteno jedno mesto uлево u Periodnom sistemu, kao kod  $\beta^+$ -raspada.*

Zahvatom elektrona se unosi u jezgro ne bilo koja već određena količina energije (definisana njegovim položajem u elektronskoj ljusci iz koje je zahvaćen). Iz jezgra se u smislu održanja momenta kretanja emituje neutrino, kao i kod  $\beta^+$ -zahvata, ali je on sada nužno monoenergijski jer je i elektron bio monoenergijski. Kao i pri drugim raspadima i ovde jezgro prelazi sa jednog diskretnog energijskog nivoa na drugi. Razlika među njima je jednak zbiru energija zahvaćenog elektrona i neutrina.

Elektronskim zahvatom se obično zahvataju elektroni iz K-ljuske jer je tamo verovatnoća njihovog nalaženja najveća. Tada se govori o K-zahvatu, slika 3.4. Nije isključeno ni to da može



Slika 3.4. Shematski prikaz zahvata elektrona od strane jezgra.

doći do L- ili M-zahvata, ali su ovi zahvati redi. Oni se obično javljaju onda kada energija nije dovoljna da otkine elektron iz K-ljuske, gde su oni inače najjače vezani.

Energijski uslova za  $\epsilon$ -raspad se može izvesti iz opšteg principa, a to je da je energija raspada veća od nule, [jednačina 3.2](#). Ovde to znači da je energija koja odgovara razlici masâ pretka i potomka veća od energije veze elektrona u ljisci iz koje se zahvatom otkida, tj.

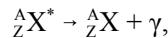
$$\begin{aligned} (m_Z - m_{Z-1})c^2 - \epsilon_{K/L...} &> 0 \\ (m_Z - m_{Z-1})c^2 &> \epsilon_{K/L...}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Kod *elektronskog zahvata* dolazi do stvaranja praznih mesta u elektronskoj oblozi atoma. Ona se onda popunjavaju zahvatom spoljašnjih elektrona. Pri tome atom potomka emituje karakteristično rendgensko zračenje, slika 3.4, na osnovu kojega može biti identifikovan. Pored monoenergijskog neutrina to je jedina emisija koja dolazi kao posledica ovoga raspada.

Zahvat elektrona je moguć i ako je ispunjen uslov za  $\beta^+$ -raspad, tj. kad je razlika masâ pretka i potomka veća od 1,022 MeV. Tada su ova dva procesa konkurentna, ali verovatnoća  $\epsilon$ -raspada opada sa porastom energije raspada  $Q$ .

### 3.2.6 $\gamma$ -Emisija ( $\gamma$ -raspad, nuklearna deekscitacija)

Pod  $\gamma$ -emisijom se podrazumeva emisija  $\gamma$ -zraka iz atomskog jezgra i predstavlja se jednačinom



$X^*$  - pobuđeno jezgro.

Kod emisije  $\gamma$ -zračenja ne dolazi do nastanka novog jezgra već samo do relaksacije postojećeg, koje je iz nekih razloga bilo u pobuđenom stanju. Zato se obično proces  $\gamma$ -emisije ne smatra radioaktivnim raspadom u najužem smislu, mada se izučava u sklopu tih raspada.

$\gamma$ -Emisija je najčešće posledica  $\alpha$ - ili  $\beta$ -raspada u kojima se obrazuju jezgra potomaka koja se nalaze ne u osnovnom nego u nekom pobuđenom energijskom stanju. Moguće je da se  $\gamma$ -emiter, tj. jezgro spremno da emituje  $\gamma$ -kvant, proizvede i na neki drugi način, npr. u nuklearnim mašinama.

$\gamma$ -Zračenje je elektromagnetski talas male talasne dužine ( $< 0,1$  nm), tj. visoke frekvencije i velike energije (najveće poznate za elektromagnetske talase; radi poređenja, vidljiva oblast je 400-760 nm, [prilog 3.P.1](#)). Ta je energija<sup>15</sup>, kao i kod drugih elektromagnetskih talasa koji emituju kvantni sistemi, data izrazom

---

<sup>15</sup> Ako je npr. energija  $\gamma$ -kvanta 1 MeV, njoj odgovarajuća talasna dužina (jedn. 3.11) je:  $\lambda = 1,238 \cdot 10^{-12}$  m =  $1,238 \cdot 10^{-3}$  nm.

$$\varepsilon = h\nu = h \frac{c}{\lambda}, \quad (3.11)$$

$h$  - Plankova konstanta,  $\lambda$  - talasna dužina zračenja.

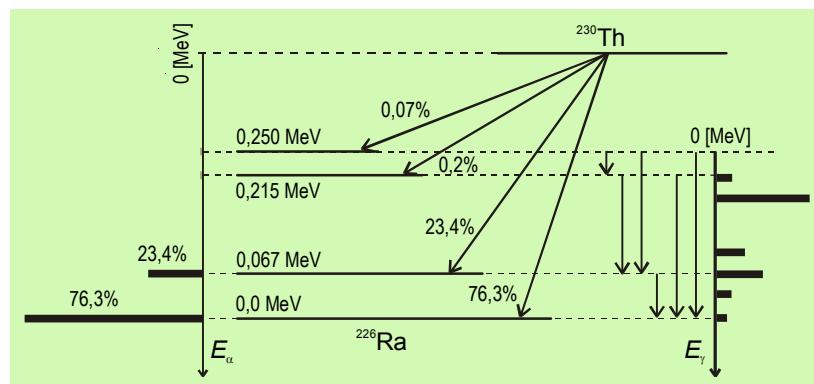
*Vreme poluraspada.* Prelazak jezgra iz pobuđenog u osnovno stanje putem emisije  $\gamma$ -kvanta može se ostvariti različitim brzinama:

- ako je brzina toliko velika da se teško može meriti (uslovno se uzima da je to brzina pri kojoj se prelazi ostvari u proseku za  $10^{-12}$  s), onda se  $\gamma$ -raspad smatra kao neposredni pratičac drugih tipova raspada ( $\alpha$  ili  $\beta$ ) i ne izdvaja se kao poseban tip;
- ako je brzina merljiva ( $10^{-11}$  s i duže) onda se radi o tzv. *metastabilnom* jezgru (oznaka  $X^*$  ili  $X^m$ ). Takva jezgra imaju svoje vreme poluraspada i takva  $\gamma$ -emisija se smatra za posebnu vrstu raspada. Sa metastabilnog nivoa mogući su i drugi prelazi, kao  $\beta^-$ ,  $\beta^+$ ,  $\epsilon$  i drugi.

*Spektar energija.* Pobuđeno jezgro se uvek nalazi na nekom određenom, kvantiranom nivou energije. Pošto je  $\gamma$ -emisija (kao uostalom i  $\alpha$ - i  $\beta$ -) prelazak sa višeg na niži nivo to je jasno da je  $\gamma$ -zračenje kvantirano, tj. da ima linijski a ne kontinualni spektar. Shema ( $\alpha$ )-raspada  $^{230}\text{Th}$ , koja je prikazana na slici 3.5, ilustruje nastajanje spektara kako  $\alpha$ - tako i  $\gamma$ -zračenja.

Ovaj primer je ujedno i pogodna prilika da se na njemu objasne sheme raspada koji nisu čisti, tj. u kojima dolazi do emisije zračenja različitih vrsta i energija. Navedeni izotop  $^{230}\text{Th}$  emituje  $\alpha$ -zračenje na četiri različite energije. Ti prelazi su po konvenciji označeni debelim linijama orientisanim uлево. Samo jedna od tih emisija, koja je u ovom slučaju zastupljena sa 76,3%, predstavlja direktni silazak jezgra na nulli nivo energije, tj. u stabilno stanje. U svim ostalim slučajevima jezgro nije stabilizovano pa se stabilizuje emitovanjem  $\gamma$ -zračenja. Mogući „ $\gamma$ -prelazi“ su predstavljeni vertikalnim linijama, a svaki od njih daje jednu liniju u spektru zračenja.

Konvencionalnoj shemi raspada na slici 3.5 su pridodati spektri emitovanih zračenja,  $\alpha$ -zraka na levoj, a  $\gamma$ -zraka na desnoj strani slike, koje treba posmatrati više kao ilustraciju prikazanih prelaza nego kao preciznu, kvantitativnu sliku zračenja.

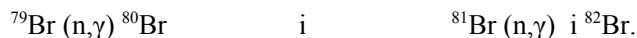


Slika 3.5. Shema  $\alpha$ -raspada  $^{230}\text{Th}$  praćenog odgovarajućom  $\gamma$ -emisijom.

### 3.2.7 Nuklearni izomeri - nuklearna izomerija

Pod pojmom *nuklearni izomeri* podrazumevaju se jezgra koja imaju isti redni i isti maseni broj a nalaze se u razlicitim energijskim stanjima, koja uz to imaju duga vremena života, tj. vremena poluraspada (reda sekunde, minuta a često i dana). Takva stanja se nazivaju metastabilnim stanjima. Njima odgovaraju određene, specifične vrednosti  $t_{1/2}$  i po tome se razlikuju od obično pobuđenih jezgara (čije vreme poluraspada leži u granicama  $10^{-7} < t_{1/2} < 10^{-12}$ ).

Izomeriju je prvi put zapazio Kurčatov kod prirodnog broma. Naime, smatralo se da se ( $n, \gamma$ ) nuklearnom reakcijom od izotopa  $^{79}\text{Br}$  i  $^{81}\text{Br}$  mogu dobiti dva radioaktivna proizvoda ( $^{80}\text{Br}$  i  $^{82}\text{Br}$ , oba su  $\beta$ -emiteri) po reakcijama



Međutim, dobivene su tri radioaktivnosti sa odgovarajućim vremenima poluraspada:

- $\gamma$ -emisija sa  $t_{1/2} = 4,42$  h,
- $\beta$ -emisija sa  $t_{1/2} = 17,6$  min i
- $\beta$ -emisija sa  $t_{1/2} = 35$  h.

Sve tri su poticale od broma. Ta pojava je objašnjena uvođenjem pojma izomerije za metastabilno jezgro  $^{80}\text{Br}^*$ , koje daje nezavisnu  $\gamma$ -emisiju sa  $t_{1/2} = 4,42$  h, i jedno jezgro koje je  $\beta$ -aktivno a nije metastabilno -  $^{80}\text{Br}$ . Oni zajedno sa  $^{82}\text{Br}$  čine tri dobijene radioaktivnosti. Kasnije je otkriven i metastabilni izomer  $^{82}\text{Br}^*$ .

$\gamma$ -Raspad se, dakle, javlja i kao izomerni prelaz i ima svoje vreme poluraspada.

### 3.2.8 Efekti koji mogu pratiti $\gamma$ -aktivnost

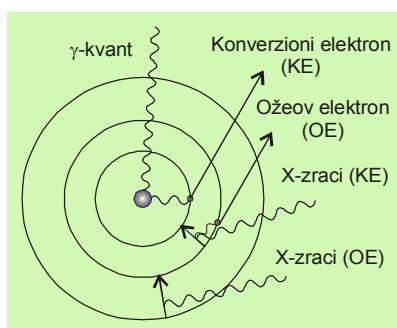
*Unutrašnja konverzija.* Pobuđeno atomsко jezgro se viška energije ne mora nužno oslobođiti emisijom  $\gamma$ -kvanta. Uticaj kulonovskog polja jezgra može dovesti do toga da se ukupna energija pobuđivanja utroši na izbijanje elektrona iz elektronskog omotača umesto da se emituje kao  $\gamma$ -zračenje. Ta se pojava naziva *unutrašnjom konverzijom*, a emitovani elektron *konverzionim elektronom*. Taj elektron najčešće potiče iz K-ljuske, mada je moguće da on bude i iz L-, M- itd. ljuske. Kinetičke energije ovako dobivenih elektrona imaju diskretne vrednosti koje su jednake razlici (diskretne) energije pobuđivanja jezgra,  $\epsilon^*$ , i energije veze (takođe diskretne) elektrona sa jezgom,  $\epsilon_v$ , tj.

$$\epsilon_e = \epsilon^* - \epsilon_v.$$

Ovaj je efekat najčešće konkurentan emisiji  $\gamma$ -kvanta. On se odvija po drugačijem mehanizmu, koji se ne sastoji u konverziji prethodno emitovanog  $\gamma$ -kvanta, mada je u principu i takav proces moguć. Emitovanje konverzionog zračenja može se ostvarivati zajedno sa emisijom  $\gamma$ -kvanata, ali i bez nje. Odnos brzine procesa interne konverzije prema brzini emisije  $\gamma$ -kvanata (ili odnos broja elektrona dobivenih internom konverzijom prema broju emitovanih  $\gamma$ -kvanata) se naziva koeficijentom interne konverzije ( $\alpha$ )

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}. \quad (3.12)$$

On može imati vrednosti između 0 i  $\infty$ . One generalno rastu sa porastom vremena života



Slika 3.6. Prikaz mogćih puteva nuklearne deekscitacije.

*Ožeov efekat.* Jasno je da se ovako dobiveni elektron razlikuje od  $\beta^-$ -zračenja: (i) jer nema kontinualan već linijski (monoenergijski) spektar energija i (ii) praćen je emisijom rendgenskog zračenja karakterističnog za dati element. To zračenje dolazi kao posledica popunjavanja upražnjenih mesta na unutrašnjim elektronskim putanjama elektronima sa spoljašnjih orbita (slično kao kod  $\epsilon$ -raspada). Energija tog zračenja je jednaka razlici u energijama vezâ elektrona na odgovarajućim orbitama

$$h\nu = \mathcal{E}_{v(1)} - \mathcal{E}_{v(2)}. \quad (3.13)$$

Karakteristično rendgensko zračenje koje prati unutrašnju konverziju može sa svoje strane biti konvertovano, tj. i ono može otkinuti novi elektron sa neke od narednih ljudskih. Takvi elektroni se nazivaju *Ožeovim elektronima* a sam efekat *Ožeovim efektom*. Ovi elektroni su takođe monoenergijski i po pravilu imaju male kinetičke energije. I oni su praćeni emisijom karakterističnog elektromagnetskog zračenja čija je energija jednaka razlici energija odgovarajućih nivoa. Proces otkidanja udaljenih elektrona iz narednih ljudskih može se nastaviti sve do dok je energija emitovanog elektromagnetskog zračenja veća od energije veze elektrona koji se otkida. Svi opisani efekti koji mogu pratiti radioaktivni raspad nekog jezgra predstavljeni su na slici 3.6.

U retkim slučajevima mogućno je da jezgro emituje dvostruko beta zračenje, neutrone, protone, pa čak i teža jezgra, ali to su veoma egzotične vrste raspada, [prilog 3.P.2.](#)

### 3.3 SLOŽENI RASPAD

Složeni raspad je radioaktivni raspad dvaju ili više radionuklida koji se nalaze u istom uzorku. Ako bi se merila njihova ukupna aktivnost, izražena u imp/s, onda bi ona pokazivala drugačiji tok u funkciji vremena nego što je to kod prostog raspada, bez obzira na to što se u okviru složenog raspada svaki radionuklid raspada za sebe, dakle po kinetičkom zakonu koji je već opisan.

Složeni raspad se može podeliti u dve osnovne grupe: (i) raspad genetski nezavisnih nuklida i (ii) raspad genetski vezanih nuklida.

### 3.3.1 Raspad genetski nezavisnih nuklida

Ako uzorak sadrži dva ili više radioaktivnih izotopa koji među sobom nisu vezani poreklom (genetski), dakle ako se jedan ne stvara iz drugog, onda se njihove kinetike mogu razdvojiti ako im se vremena poluraspada razlikuju za najmanje faktor 2.

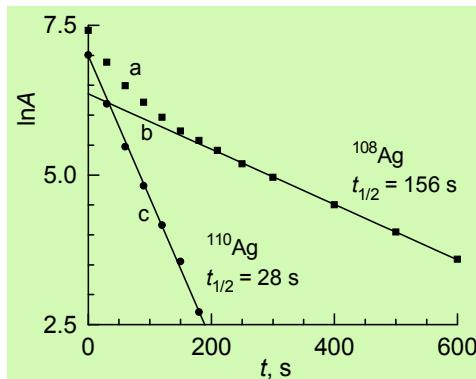
Ukupna radioaktivnost uzorka,  $A$ , u trenutku vremena  $t$  je, naravno, data zbirom pojedinačnih aktivnosti

$$A = A_1^0 e^{-\lambda_1 t} + A_2^0 e^{-\lambda_2 t} + \dots + A_n^0 e^{-\lambda_n t} \quad (3.14)$$

$A_1^0, A_2^0 \dots$  - aktivnosti komponenata smeša u vremenu  $t = 0$ ,  $\lambda_1, \lambda_2 \dots \lambda_n$  - odgovarajuće radioaktivne konstante.

Komponente će se raspadati brzinama koje su u skladu sa njihovim radioaktivnim konstantama. Ona komponenta koja ima najduži život, tj. najmanju vrednost  $\lambda$ , će se poslednja potpuno raspasti. Zavisnost  $\ln A$  od vremena  $t$  je na početku kriva koja je konkavna nagore da bi na kraju, kad ostane samo jedan (sa najdužim životom) neraspadnuti nuklid, prešla u pravu.

*Određivanje vremena poluraspada komponenata smeša.* Dobijena prava se produži do preseka sa  $\ln A$ -osom i iz njenog nagiba dobije period poluraspada



Slika 3.7. Raspad dva genetski nezavisna radionuklida.

komponente sa najdužim životom na standardan način. Ako se sada aktivnosti tog radionuklida sa prave oduzmu od ukupne aktivnosti u onom delu gde ova poslednja još nije postala prava dobije se nova kriva. Ta kriva je prava ako postoji još samo jedan radionuklid u smeši, a ako ih ima više ona prema dužim vremenima prelazi u pravu. Iz te prave se odredi period poluraspada za drugi izotop itd. Postupak se ponavlja dotele dok se sve prave (za sve nuklide koji su prisutni) ne razdvoje. Naravno da postoje uslovi pri kojima se ovo može izvesti, a oni se sastoje u tome da mora postojati izvesna

minimalna razlika među vremenima poluraspada da bi razdvajanje uopšte bilo moguće. Primer za takav raspad dva izotopa srebra je dat na slici 3.7. Svaka nova prava, tj. dobiveno vreme poluraspada, biće manje pouzdano jer se ovim operacijama eksperimentalne greške akumuliraju.

Kad se prava (b), koja prikazuje raspad najdužeživućeg nuklida, produži do preseka sa  $\ln A$ -osom i aktivnosti koje ona predstavlja oduzmu od ukupne aktivnosti (a) razlika će dati pravu aktivnosti drugog, kraćeživućeg izotopa (c). Kod predstavljanja ovakvog tipa treba voditi računa da se ne oduzimaju vrednosti  $\ln A$  na slici već iz njih

izračunate vrednosti aktivnosti  $A$ . Na primer, za  $t = 0$  ukupna aktivnost je antilogaritam od  $3,22 = 1660$ . Ako se od toga oduzme antilogaritam broja  $2,75 = 560$  dobiva se aktivnost od 1100 imp/s, čiji je logaritam = 3,04. To je prva tačka na pravi  $\ln A(^{110}\text{Ag}) = f(t)$ . Itd.

### 3.3.2 Raspad sa grananjem

Ovo je uslovno rečeno složeni raspad, s obzirom na datu definiciju, jer se ne radi o raspodu dvaju ili više nuklida već o raspodu jednog nuklida različitim putevima.

*Primer:*  $^{40}\text{K}$  se može raspadati do  $^{40}\text{Ca}$  putem  $\beta$ -raspada, ili do  $^{40}\text{Ar}$  putem  $\epsilon$ -raspada, slika 3.8. Može postojati i više od dva načina na koja se raspada jedan nuklid, ali ovde će biti dat samo najjednostavniji primer sa dva kanala.

Verovatnoća raspada je različita za različite kanale i data je konstantama raspada,  $\lambda_B$  i  $\lambda_C$ , ako se radi o raspodu nuklida A na B i C



Zakon raspada za brzinu nestajanja nuklida A daje

$$-\frac{dN_A}{dt} = \lambda N_A. \quad (3.15)$$

Sa druge strane, brzine nastajanja produkata su

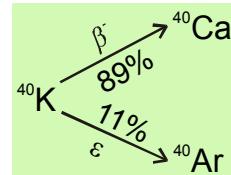
$$\frac{dN_B}{dt} = \lambda_B N_A \quad \text{i} \quad \frac{dN_C}{dt} = \lambda_C N_A. \quad (3.16)$$

Pošto je brzina nestajanja pretka jednaka zbiru brzina nastajanja potomaka

$$-\frac{dN_A}{dt} = \frac{dN_B}{dt} + \frac{dN_C}{dt} = \lambda_B N_A + \lambda_C N_A = (\lambda_B + \lambda_C) N_A, \quad (3.17)$$

to je i  $\lambda = \lambda_B + \lambda_C$ , tj. ukupna konstanta raspada je jdnaka zbiru parcijalnih konstanti. Ove se ne mogu direktno eksperimentalno odrediti, već iz u dela raspada ( $f_B = \lambda_B/\lambda$ ;  $f_C = \lambda_C/\lambda$ ), koji se mere, i iz ukupne konstante  $\lambda$ , koja se takođe meri. U opštem slučaju ukupna konstanta raspada je jednaka zbiru parcijalnih konstanti, a vremena poluraspada takođe stoje u odgovarajućem odnosu

$$\lambda = \sum_1^i \lambda_i \quad \frac{1}{t_{\frac{1}{2}}} = \sum_1^i \frac{1}{t_{(\frac{1}{2})i}}. \quad (3.18)$$



Slika 3.8. Raspad sa grananjem –  $^{40}\text{K}$ .

### 3.3.3 Raspad genetski zavisnih radionuklida

Kada se jedno jezgro raspada i prelazi u drugo onda nastali potomak može biti stabilan ili radioaktivn. Ako je radioaktivna onda on može imati vreme poluraspada duže, jednak ili kraće od vremena poluraspada pretka. Broj jezgara potomka u nekom momentu vremena  $t$  i njegova aktivnost zavise od pretka i njegovog raspada, dok se sam predak nezavisano raspada. U tom smislu može nastati nekoliko tipičnih slučajeva. Razmotrimo te slučajeve sa ciljem da se ustanovi veza između kretanja ukupne aktivnosti smešte u toku vremena i parametara raspada pojedinih komponenata u njoj.

Po zakonu radioaktivnog raspada je

$$\text{Predak: } N_1 = N_1^0 e^{-\lambda_1 t} \quad -\frac{dN_1}{dt} = \lambda_1 N_1 = A_1 \quad (3.19)$$

$$\text{Potomak: } N_2 = N_2^0 e^{-\lambda_2 t}. \quad (3.20)$$

Potomak se stvara brzinom  $\lambda_1 N_1$ , kojom se raspada predak (roditelj), korigovanom brzinom sopstvenog raspada. Dakle

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \\ \frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 &= \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} \end{aligned} \quad (3.21)$$

**Rešavanje** ove diferencijalne jednačine daće izraz za kinetike raspada nuklida u smeši

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_2^0 e^{-\lambda_2 t}. \quad (3.22)$$

Ovaj izraz daje količinu potomka kao funkciju vremena, u smeši dva genetski zavisna radionuklida.

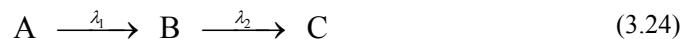
Ako je u momentu  $t = 0$  postojao samo roditeljski izotop, tj.  $N_2^0 = 0$ , onda se jednačina redukuje do

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (3.23)$$

i mi ćemo, uglavnom, razmatrati takve slučajeve, jer su najjednostavniji i istovremeno i najinformativniji. Moguće je napisati analogne jednačine i za raspad više genetski zavisnih radionuklida, ali to prevazilazi obim ovoga kursa. Ovde će biti analizirani slučajevi kada su raspadi u takvom odnosu da dolazi do (i) uspostavljanja ravnoteža i (ii) kada se ravnoteža ne može uspostaviti.

*Radioaktivne ravnoteže*

O ovim ravnotežama se govori kada od pretka nastaju potomci koji se istovremeno raspadaju određenom brzinom



a radioaktivnost ukupnog sistema dostiže stacionarno stanje, tj. dostiže određeni odnos. Postoje dva slučaja tih ravnoteža.

1) *Prolazna (privremena) ravnoteža*. Ako su brzine raspadanja pretka i potomka takve da se predak raspada sporije ali da su im radioaktivne konstante uporedive, tj.  $\lambda_1 < \lambda_2$ , onda će količina potomka na početku rasti, dostići maksimum, a onda opadati po zakonu raspada roditeljskog izotopa. Naime, ako se podje od toga da je  $N_2^0 = 0$  za dati odnos konstanti raspada i posle dovoljno dugog vremena,  $t \rightarrow \infty$ , može se pisati

$$e^{-\lambda_2 t} \ll e^{-\lambda_1 t}. \quad (3.25)$$

Ako se to uzme u obzir, jednačina 3.23 postaje (kada se prolazna ravnoteža uspostavi, dakle posle dovoljno dugog vremena  $t$ )

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_1 t} \quad (N_1 = N_1^0 e^{-\lambda_1 t}) \quad (3.26)$$

Vidi se da sada i  $N_1$  i  $N_2$ , pa time i odgovarajuće aktivnosti, opadaju u vremenu istom brzinom (definisanom sa  $\lambda_1$ ) i to traje izvesno vreme. Sledi konačno za ravnotežu da je odnos broja neraspadnutih atoma potomka i pretka u stvari konstanta data kao

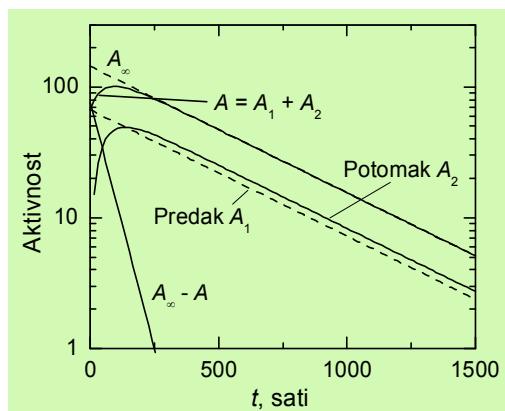
$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (3.27)$$

što bi se moglo nazvati *zakonom prolazne ravnoteže*, po analogiji za *zakonom vekovne ravnoteže* (v. niže).

Grafički prikazi - Određivanje vremena poluraspada. Broj atoma potomka, dat kroz jednačinu 2.79, koja govori o kretanju tog broja u odnosu na broj atoma pretka u toku vremena, podesno je izražavati kroz aktivnosti, jer je to ono što se meri. Tako je

$$A_2 = \lambda_2 N_2 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad \text{i} \quad A_1 = \lambda_1 N_1 = \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} \quad (3.28)$$

*Primer:* Izotop  $^{140}\text{Ba}$  ( $t_{1/2} = 12,75$  dana) raspada se dajući  $^{140}\text{La}$  ( $t_{1/2} = 40,3$  h). Uzeto je da je početni broj atoma  $^{140}\text{Ba}$   $N_1^0 = 30\,000$ . Aktivnosti su date na sl. 3.9 u log-skali.



Slika 3.9. Grafička analiza sistema  $^{140}\text{Ba} \rightarrow ^{140}\text{La}$ , koji se nalazi u prolaznoj ravnoteži.

Da bi se odredila vremena poluraspađa iz ukupne aktivnosti, jer to je ono što se prati, ova se odredi na osnovu jednačina 3.28 kao

$$A = A_1 + A_2 = \lambda_1 N_1 + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (3.29)$$

Ako je vreme \$t\$ dovoljno veliko (\$t \gg t\_{1/2}^{(2)}\$) onda ukupna aktivnost prelazi u \$A = A\_\infty\$, a istovremeno se može pisati da je \$e^{-\lambda\_2 t} \approx 0\$.

$$A_\infty = A_1 + A_2 = \left( \lambda_1 N_1^0 + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 \right) e^{-\lambda_1 t} \quad (3.30)$$

$$\ln A_\infty = D - \lambda_1 t,$$

gde je \$D\$ konstanta.

Iz ukupne aktivnosti nanete u funkciji vremena pravolinjski deo krive ima koeficijent pravca koji je jednak \$\lambda\_1\$, što znači da se ukupna aktivnost ponaša prema kinetici pretka. Raspad ove komponente predstavlja prava \$A\_1\$, koja ima ishodište (\$A\_1^0\$) u istoj tački gde počinje i kriva ukupne aktivnosti i paralelna je sa njenim pravolinjskim delom. Iz njenog nagiba se može odrediti konstantu pretka, \$\lambda\_1\$, tj. \$t\_{1/2}^{(1)}\$.

Konstanta raspada potomka, \$\lambda\_2\$, određuje se sada tako što se nađe razlika \$A\_\infty - A\$ (jednačine 3.30 i 3.29), dakle već određene \$A\_\infty\$ i ukupne aktivnosti u vremenu \$t\$, \$A = A(t)\$. Ovo je posebno važno za male vrednosti \$t\$.

$$\begin{aligned} A_\infty - A(t) &= \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} - \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \\ A_\infty - A(t) &= \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_2 t} \end{aligned} \quad (3.31)$$

Iz logaritma gornje razlike izraženog kao funkcija vremena i predstavljenog grafički dobija se prava iz čijeg se koeficijenta pravca određuje  $\lambda_2$ , čime je i potomak rešen

$$\ln(A_\infty - A) = D_1 - \lambda_2 t. \quad (3.32)$$

2) *Vekovna (sekularna) ravnoteža* (*lat. saeculum* - vek, stoleće). To je slučaj kada je raspad roditelja znatno sporiji nego raspad potomka, tj. kada je  $\lambda_1 \ll \lambda_2$ , odnosno kada je  $\lambda_1 \approx 0$ . Tada je broj atoma pretka praktično konstantan u vremenu

$$N_1 = N_1^0 e^{-\lambda_1 t} = N_1^0 \quad (e^{-\lambda_1 t} \approx 1), \quad (3.33)$$

dok se količina potomka u momentu  $t$  računa polazeći ponovo od jednačine 3.23, u kojoj se u prvom činiocu  $\lambda_1$  može zanemariti u odnosu na  $\lambda_2$ , a s obzirom da je za date uslove  $\lambda_1 t \approx 0$  onda je  $i \exp(-\lambda_1 t) = 1$ . Zato sada jednačina za kretanje broja atoma potomka u vremenu glasi

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1^0 (1 - e^{-\lambda_2 t}) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1 (1 - e^{-\lambda_2 t}). \quad (3.34)$$

Odgovarajuće apsolutne aktivnosti se menjaju sa  $t$  kao (za predstavljanje na dijagramu)

$$\begin{aligned} A_1 &= \lambda_1 N_1^0 \approx A_1^0 \\ A_2 &= \lambda_2 N_2 = \lambda_2 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1^0 (1 - e^{-\lambda_2 t}) = A_1^0 (1 - e^{-\lambda_2 t}). \end{aligned} \quad (3.35)$$

Broj atoma  $N_2$  raste i nakon dovoljno dugog perioda (oko 10 perioda poluraspada potomka) dostiže maksimalnu vrednost koju dalje održava u toku vremena. Tada kažemo da je uspostavljena ravnoteža,  $e^{-\lambda_2 t} = 0$  (jer je  $t$  vrlo dugo), pa je u stanju ravnoteže

$$A_2 = A_1^0 = A_1 \quad \therefore \quad \lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2, \quad (3.36)$$

a ako ima više raspada u nizu

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_n N_n. \quad (3.37)$$

Gornji izrazi predstavljaju tzv. *zakon vekovne ravnoteže*. On kaže da su u stanju sekularne ravnoteže (ali samo tada) apsolutne aktivnosti ( $\lambda N$ ) pretka i potom(a)ka

jednake, mada se broj atoma u njima može znatno razlikovati.

Određivanje vremena poluraspada pretka i potomka iz merenja aktivnosti. Polazi se ponovo od ukupne aktivnosti, kao i u slučaju prolazne ravnoteže, jedn. 3.29. Uzimajući u obzir da je uslov za vekovnu ravnotežu  $\lambda_1 \ll \lambda_2$ , te da se  $\lambda_1$  u imenitelju izraza za  $A_2$ , može zanemariti u odnosu na  $\lambda_2$ , ukupna apsolutna aktivnost uzorka u momentu vremena  $t$  se može izraziti kao

$$A = A_1 + A_2 = \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) = \lambda_1 N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (3.38)$$

Dalje, opet se odredi  $A_\infty$ .  $\lambda_1$  zanemari u odnosu na  $\lambda_2$ , a slično piše i  $e^{-\lambda_2 t} = 0$  u drugom članu u zagradi

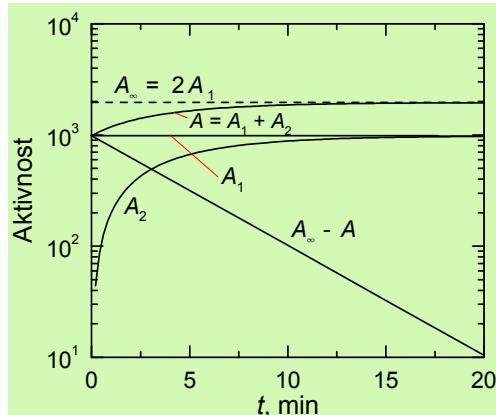
$$A_\infty = \left( \lambda_1 N_1^0 + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2} N_1^0 \right) e^{-\lambda_1 t} = 2\lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} = 2A_1^0 e^{-\lambda_1 t} = 2A_1. \quad (3.39)$$

Ovaj izraz predstavlja pravu koja je produžetak pravolinijskog dela funkcije ukupne aktivnosti. Iz nagiba prave  $\log A_\infty = f(t)$  se sada odredi konstanta  $\lambda_1$ . Dakle, u stanju ravnoteže ukupna aktivnost je jednaka dvostrukoj aktivnosti pretka.

Sada se nađe razlika  $A_\infty - A$ , slično kao u jenacini 3.31

$$\begin{aligned} A_\infty - A &= 2A_1 - (A_1 + A_2) = A_1 - A_2 = \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \\ A_\infty - A &= \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_2 t} \\ \ln(A_\infty - A) &= \ln A_0 - \lambda_2 t. \end{aligned} \quad (3.40)$$

Iz nagiba dobijene prave  $\ln(A_\infty - A) = f(t)$  se odredi konstanta  $\lambda_2$ . Sve to je grafički prikazano na slici 3.10.



Slika 3.10. Promene aktivnosti u slučaju vekovne ravnoteže: predak –  $^{222}\text{Rn}$  ( $t_{\frac{1}{2}} = 3,82$  dana), potomak –  $^{218}\text{Po}$  ( $t_{\frac{1}{2}} = 3,05$  min).

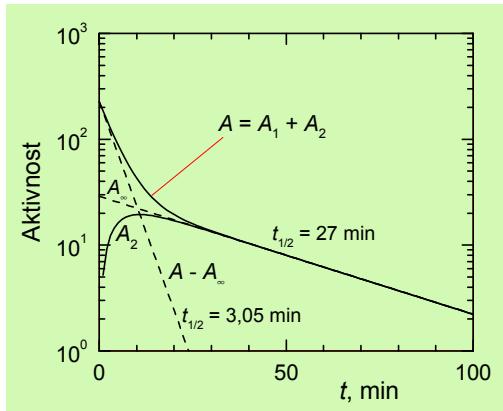
*3. Slučaj nepostojanja ravnoteže.* Ovaj slučaj se javlja kada se roditelj raspada znatno brže od potomka, tj. kada je  $\lambda_1 > \lambda_2$ . U praksi su takvi slučajevi česti kod uzastopnih raspada produkata fisije u nuklearnom reaktoru. Tada je jasno da se ravnoteža ne može uspostaviti jer je brzina kojom se stvara potomak veća od brzine njegovog nestajanja u procesu sopstvenog raspada. Usled toga njegova količina, pa time i aktivnost, stalno rastu i dostižu maksimum u vremenu koje je neophodno da se predak skoro potpuno raspade. Zato raspad ide tako

da se praktično prvo raspade samo predak, a onda se raspada potomak. Osnovna jednačina za složeni raspad, inače, daje za  $N_2$  negativnu vrednost.

Određivanje vremena poluraspada. I ovde se polazi od ukupne aktivnosti, date jednačinom 3.29, pa se nađe  $A_\infty$  kad  $t \rightarrow \infty$ ,  $\lambda_1 > \lambda_2$ , kao i uz uslov  $e^{-\lambda_1 t} \rightarrow 0$

$$A_\infty = -\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_2 t} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} N_1^0 e^{-\lambda_2 t}. \quad (3.41)$$

Na slici 3.11 je prikazano kretanje ukupne aktivnosti uzorka u vremenu, kao i aktivnosti pretka i potomka ponaosob. Producetak pravolinjskog dela krive ukupne aktivnosti na datoј slici odgovara vrednostima  $A_\infty$  iz gornje formule. Iz nagiba dobijene prave  $\log A_\infty = f(t)$  odredi se konstanta  $\lambda_2$ .



Slika 3.11. Grafička analiza sistema  $^{218}\text{Po}$  ( $t_{\frac{1}{2}} = 3,05$  min)  $\rightarrow$   $^{214}\text{Pb}$  ( $t_{\frac{1}{2}} = 27$  min) u kojem se ne dostiže ravnoteža.

Dalje se postupa slično kao i ranije, nade se  $A - A_\infty$

$$\begin{aligned} A - A_\infty &= \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 \left( e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) - \left( -\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_2 t} \right) \\ A - A_\infty &= \left( \lambda_1 N_1^0 + \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 \right) e^{-\lambda_1 t} \end{aligned} \quad (3.42)$$

i iz nagiba prave  $\ln(A - A_\infty) = f(t)$  se odredi  $\lambda_1$ .

Porast aktivnosti  $A_2$  (kad je  $t$  kratko) izračunava se korišćenjem osnovne relacije za složeni raspad, bez ikakvih zanemarivanja (jednačina 3.23).

### 3.4 PRIRODNA RADIOAKTIVNOST

U prirodi se nalazi veliki broj radioaktivnih izotopa, počev od najlakših pa sve do najtežih elemenata. Ipak, taj broj je daleko manji od broja veštačkih radionuklida. Radioaktivni izotopi iz prirodnih izvora se mogu svrstati u tri osnovne grupe:

- radioaktivni nizovi (teški radioizotopi),
- srednje-teški radioizotopi,
- kosmogeni (uglavnom laki) radioizotopi.

#### 3.4.1 Radioaktivni nizovi

Svi elementi koji se nalaze u prirodnim izvorima, a čiji je atomski broj veći od 83 (bizmut), su radioaktivni. Oni pripadaju lancima uzastopnih raspada, i svi nuklidi u okviru jednog takvog lanca raspada čine tzv. radioaktivne nizove (serije, porodice, familije). Postoje tri takve serije (niza) i u njihov sastav ulaze svi prirodni radioizotopi u ovom delu Periodnog sistema elemenata.

*Rodonačelnik niza* (roditeljski izotop) je izotop koji stoji na vrhu niza i čijim raspadom nastaju, jedan iz drugoga, svi članovi niza (*potomci*). Nizovi se nazivaju prema svome rodonačelniku. Ti nizovi su: (i) uranijumov niz ( $^{238}\text{U}$ , U), (ii) torijumov niz ( $^{232}\text{Th}$ , Th) i (iii) aktinijumov niz ili niz aktinouranijuma ( $^{235}\text{U}$ , AcU). Tablica 3.1 prikazuje osnovne podatke o tim nizovima.

**Tablica 3.1**  
Rodonačelnici prirodnih radioaktivnih nizova

Izotop	$^{238}\text{U}$ (niz uranijuma)	$^{235}\text{U}$ (niz aktinourana)	$^{232}\text{Th}$ (niz torijuma)	$^{237}\text{Np}$ (niz neptunij.)
Prirodna ob. (at.%)	992744	7202	100	–
$t_{1/2}$ (god.)	$4,468 \cdot 10^9$	$0,704 \cdot 10^9$	$1,405 \cdot 10^{10}$	$2,14 \cdot 10^6$
Krajnji proizvod	$^{206}\text{Pb}$	$^{207}\text{Pb}$	$^{208}\text{Pb}$	$^{209}\text{Bi}$
Tip niza	$4n + 2$	$4n + 3$	$4n$	$4n + 1$

Rodonačelni izotopi ova tri niza su veoma dugoživući radionuklidi sa vremenima poluraspada koja su reda veličine starosti Zemlje. Prema današnjim gledištima, starost Zemlje je 4,6 milijardi godina Inače, kao elementi koji su nastali sa nastankom Zemlje, ne bi ni postojali u prirodi da se ne raspadaju krajnje sporo, pa prvobitno stvorena količina još nije iscrpljena. Svi drugi članovi nizova imaju znatno kraća vremena poluživota i kada ne bi bili obnavljani iz rodonačelnika, sa kojim su inače u *sekularnoj ravnoteži* ( $\lambda_1 \ll \lambda_2$ ), ne bi ni postojali na Zemlji.

Uranijumov niz počinje sa  $^{238}\text{U}$  kao rodonačelnikom i nakon 14 transformacija (8  $\alpha$ -raspada i 6  $\beta$ -raspada) dolazi se do stabilnog krajnjeg proizvoda, a to je  $^{206}\text{Pb}$  (ranije je ponekad taj izotop označavan kao radijum-G). Jasno je da se pored olova kao krajnji proizvod niza javlja i  $^{84}\text{He}$ . Relativna atomska masa (grubo maseni broj) rodonačelnika

ovoga niza, pa time i svih njegovih članova, mogu se izračunati po formuli  $4n + 2$ , gde je  $n$  - ceo broj (pošto se atomska masa menja za po 4 jedinice u  $\alpha$ -raspadima a uticaj  $\beta$ -raspada na masu je zanemarljiv). Zato se ovaj niz zove i  $(4n + 2)$  niz, u kojem  $n$  varira između 59 i 51. Slika 3.12 prikazuje raspade u okviru ovog niza, dok su sheme raspada za ostale nizove date u [prilogu 3.P.4.](#)

Niz  $(4n + 3)$  ili "aktinijumov" ili "aktino-uranijumov" niz je u stvari niz  $235$ -uranijuma ( $^{235}\text{U}$ ). Poslednji član niza je opet olovo, ali sada izotop  $^{207}\text{Pb}$ .

Torijumov niz  $(4n)$  počinje sa  $^{232}\text{Th}$ . To je niz  $4n$  jer se maseni brojevi njegovih članova mogu dobiti kao  $4n$ . On se završava stabilnim izotopom olova  $^{208}\text{Pb}$ .

Sve tri serije su slične u tome da im je rodonačelnik dugoživući izotop teškog elementa, a krajnji proizvod neki od stabilnih izotopa olova.

Ranije su pojedinim članovima nizova davana imena ili prema pretku ili, ako se radi o više izotopa jednog elementa onda su njima dodavani redni brojevi uz ime (npr. uran I, uran II itd.), ali taj trend treba napuštati i izotope jednostavno obeležavati hemijskim znakom i masenim brojem.

Nizovi su potpuno nezavisni i nigde se ne ukrštaju. U svakom od nizova postoji po jedan (različiti) izotop elementa rednog broja 86, poznatog kao radon (ponekad se oni nazivaju emanacijama, lat. *emanare* - izvirati; proisticati, poticati, isparavati). To su gasoviti produkti ovih radioaktivnih nizova. Radon je inertni gas i u Periodnom sistemu se nalazi na dnu grupe inertnih gasova.

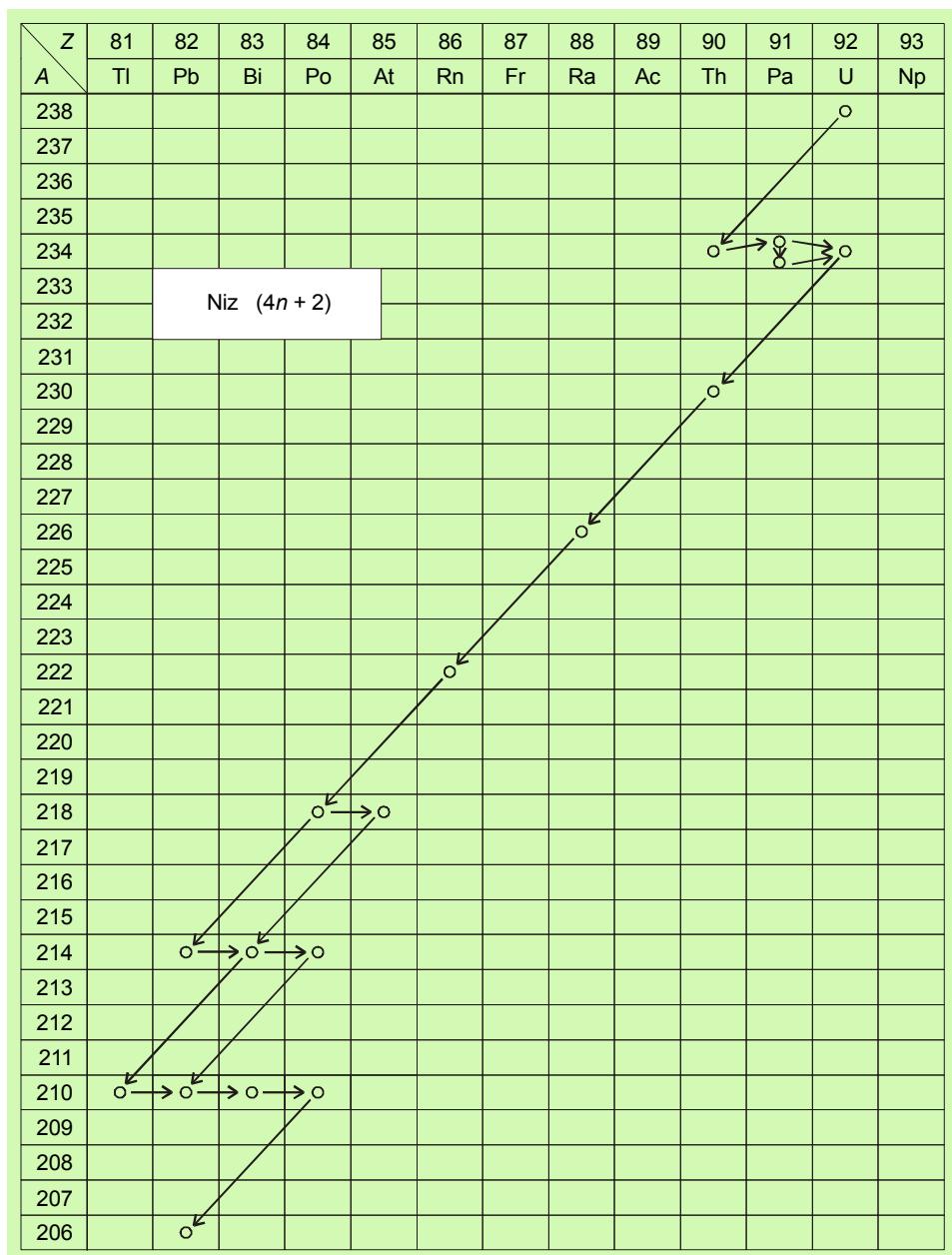
Karakteristika krajnjih, stabilnih nuklida svih nizova je što svi sadrže magične brojeve protona, 82, i magične brojeve neutrona, 126, ili oba.

Uranijum i torijum su elementi koji su bili poznati znatno pre otkrića radioaktivnosti. Široko su rasprostranjeni u prirodi, ima ih u rudama, zemljištu-tlu, vodama reka i mora, u biljkama i životinjama, gde dolaze iz prirodne sredine. Tako, sadržaj uranijuma u biljkama je oko  $10^{-8}$ - $10^{-5}$  %, a npr. radijuma oko  $10^{-12}$  %.

U starim mineralima i rudama koji nisu bili podvrgnuti dejstvu različitih hemijskih uticaja izotopi u radioaktivnom nizu su u stanju vekovne ravnoteže, a to znači da su absolutne aktivnosti pojedinih radionuklida među sobom jednake, tj.

$$A_1 = A_2 = A_3 \dots; \quad \lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 \dots$$

Broj atoma svakog pojedinačnog člana niza dobivamo neposredno iz odnosa  $N_i = \lambda_i N_i / \lambda_i$ , što je za neke članove niza  $4n + 2$  prikazano u tablici 3.2.

Slika 3.12. Sheme raspadâ za uranijumov niz  $4n + 2$ .

**Tablica 3.2**  
Sadržaj nekih radionuklida u nizu uranijuma ( $4n + 2$ ) u ravnoteži

Nuklid	$t_{1/2}$	$\lambda$ , $s^{-1}$	Grama na 1 t U
$^{238}\text{U}$	$4,47 \cdot 10^9$ god.	$4,914 \cdot 10^{-18}$	$10^6$
$^{234}\text{U}$	$2,44 \cdot 10^5$ god.	$8,983 \cdot 10^{-14}$	53,8
$^{226}\text{Ra}$	1600 god.	$1,372 \cdot 10^{-11}$	0,34
$^{222}\text{Rn}$	3,82 d.	$2,100 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$ (2,2 mm <sup>3</sup> )
$^{210}\text{Po}$	138 d.	$5,813 \cdot 10^{-8}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$

Podaci u tablici 3.2 su indikativni u više svojih pojedinosti. Količina izotopa  $^{234}\text{U}$  je ujedno i njegova prirodna koncentracija (0,0054%). Vidi se dalje s kojim su naporom supružnici Kiri izdvojili prve količine radijuma<sup>16</sup> iz rude. Dalje, kako je mala ravnotežna koncentracija polonijuma, prvootkrivenog prirodnog radionuklida, to nije iznenađujuće da se nisu mogle lako izdvojiti merljive količine. Ipak, treba imati na umu da sve komponente ovde imaju istu aktivnost od  $1,24 \cdot 10^{10}$  Bq (0,34 Ci).

Ako se serije na bilo koji način prekinu i neki elementi izdvoje, ravnoteža je narušena i ti radionuklidi se nadalje raspadaju nezavisno. Kratkoživući brzo iščeznu.

Zašto u prirodi ne postoji niz ( $4n + 1$ )? Nakon otkrića veštačke radioaktivnosti i sinteze veštačkih radioizotopa u oblasti teških elemenata otkrivena je i ispitana i ova radioaktivna serija. Njen rodonačelnik je  $^{237}\text{Np}$  koji ima  $t_{1/2} = 2,14 \cdot 10^6$  godina, što je za oko 2000 puta kraće od vremena koje je proteklo od nastanka Zemlje. Zato se ova serija i nema u prirodi jer se prvobitna količina raspala, ali je osnovana pretpostavka da je postojala. Niz ( $4n + 1$ ) se završava sa bizmutom ( $^{209}\text{Bi}$ ) koji je stabilan, [prilog 3.P.4](#).

Navedeni nizovi se, naravno, mogu proizvesti naviše. Tako, npr.  $^{238}\text{U}$  nastaje  $\alpha$ -raspadom  $^{242}\text{Pu}$ , ovaj raspadom  $^{246}\text{Cm}$  itd. Oni su verovatno nekada postojali u prirodi ali su se raspali. Takođe, i pojedini članovi niza imaju mogućnih pobočnih predaka.

#### 3.4.2 Srednje-teški radioaktivni izotopi u prirodi

Pošto je otkrivena radioaktivnost skoro svi elementi koji su bili poznati u to doba su istraživani da bi se videlo imaju li radioaktivnih izotopa. Godine 1906. su tako otkrivene slabe  $\beta$ -radioaktivnosti kod kalijuma i rubidijuma (N.R. Campbell, A Wood) i skoro 25 godina oni su ostali praktično jedini poznati radioelementi u prirodi izvan

<sup>16</sup> Dugo vreme posle otkrića prirodne radioaktivnosti,  $^{226}\text{Ra}$  je bio daleko najznačajniji radioizotop. On je uzet za etalon radioaktivnog raspada (1 g Ra = 1 Ci), a bio je i široko korišćen kao izvor  $\gamma$ -zračenja, naročito u terapiji tumora, zatim za izvore neutrona u smesi sa berilijumom itd. Širom sveta otvoreno je nekoliko rudnika uranijuma s glavnim ciljem ekstrahovanja radijuma, dok je uranijum smatrana za jalovinu. Cena radijuma se kretala od 25 do 50 hiljada (ondašnjih) dolara po gramu. Značaj i proizvodnja radijuma su pali kada su dobiveni drugi znatno jeftiniji, veštački radionuklidi, koji su se mogli jednostavnije primeniti u iste svrhe, npr.  $^{60}\text{Co}$  za ozračivanje i  $^{241}\text{Am}$  za neutronske izvore. Danas oni koji poseduju radijum ne znaju šta će s njim, pored toga što nema primene stalno emituje radon, čiji potomci zagađuju okolinu.

radioaktivnih serija, koje su već bile poznate. Ove radioaktivnosti je po pravilu teško meriti, jer ili se nalaze u veoma malom procentu u prirodnjoj smeši izotopa ili se raspadaju veoma sporo (malo  $\lambda$ , dugo  $t_{1/2}$ ).

Svojstva tri tipična predstavnika ovih elemenata su data u tablici 3.3. Oni su, očigledno, zaostali iz perioda formiranja Sunčevog sistema zahvaljujući tome što su dugoživući pa su mogli da prežive.

**Tablica 3.3**  
Prirodna radioaktivnost srednje-teških elemenata

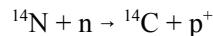
Izotop	Stabilni proizvod	Tip raspada	$t_{1/2}$ , god.	Prirodna obilnost u elementu, %	Aktivnost, $\text{Bq g}^{-1}$
$^{40}\text{K}$	$^{40}\text{Ca}, ^{40}\text{Ar}$	$\beta^-, \epsilon$	$1,28 \cdot 10^9$	0,0117	$31,2 \pm 0,2$
$^{87}\text{Rb}$	$^{87}\text{Sr}$	$\beta^-$	$4,9 \cdot 10^{10}$	27,85	$920 \pm 9$
$^{187}\text{Re}$	$^{187}\text{Os}$	$\beta^-$	$4,5 \cdot 10^{10}$	62,93	$890 \pm 230$

Proširena tablica prirodnih (primordijalnih) elemenata data je u [prilogu 3.P.5.](#)

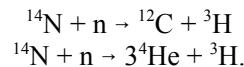
### 3.4.3 Kosmogeni radioizotopi u prirodi

Osim radioaktivnog raspada, koji dovodi do nastajanja članova tri prirodne serije, i grupe srednje-teških radioaktivnih izotopa u prirodi, postoji i još jedna grupa radioaktivnih elemenata. To su tzv. kosmogeni radioizotopi. Oni nastaju u nuklearnim reakcijama, kako im i ime govori, delovanjem kosmičkog zračenja.

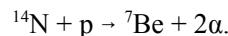
Zemlja, kao i druga nebeska tela, predstavljaju pravu nuklearnu laboratoriju, u kojoj se neprekidno odvijaju nuklearni procesi koji, pored ostalog, dovode i do stvaranja radioaktivnih izotopa. Kao rezultat dejstva kosmičkih zraka (a to su uglavnom protoni,  $p^+$ , i  $\alpha$ -čestice) na komponente gasne smeše u Zemljinoj atmosferi (u višim slojevima-stratosfera), prvenstveno na  $\text{N}_2$  i  $\text{O}_2$ , dolazi do razbijanja njihovih jezgara i pojave neutrona. Ti **neutroni**, ako su dovoljno usporeni, deluju na jezgra azota dovodeći do **nuklearne reakcije** (opisano u poglavlju 6) u kojoj se stvara ugljenik-14



Brzi neutroni dovode do drugačijih procesa sa jezgrima azota, zahvaljujući drugačijim efikasnim presečima-verovatnoćama koje oni imaju u interakciji sa tim jezgrima. U takvim procesima nastaje radioaktivni izotop vodonika - tritijum ( $^3\text{H}$ )

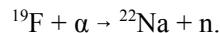


Verovatno je takođe i reakcija azota koja daje  $^7\text{Be}$

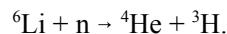


Od azota nastaju dakle  $^3\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{C}$  i  $^7\text{Be}$ .

Neki izotopi koje danas imamo nastaju u Zemljinoj kori kao rezultat dejstva  $\alpha$ -čestica koje potiču iz raspada prirodnih elemenata. Tako npr. nastaje  $^{22}\text{Na}$  iz fluora



Slično, u malim količinama nastaje  $^3\text{H}$  u mineralima litijuma uz pomoć neutrona



Od izotopa koji nastaju na navedene načine radioaktivni su  $^3\text{H}$  ( $\beta^-$ ,  $t_{1/2} = 12,33$  god.),  $^7\text{Be}$  ( $\epsilon$ ,  $t_{1/2} = 53,3$  dana),  $^{14}\text{C}$  ( $\beta^-$ ,  $t_{1/2} = 5730$  god.) i  $^{22}\text{Na}$  ( $\beta^+$  i  $\epsilon$ ,  $t_{1/2} = 2605$  god.), dok su  $^4\text{He}$  i  $^{12}\text{C}$  stabilni.

Jedna grupa prirodnih radioizotopa potiče iz meteorita. Meteoriti su, pre nego su stigli do Zemlje, proveli duže vreme u međuplanetarnom prostoru bivši izloženi kosmičkom zračenju. Proizvodi reakcija koje su na njima izazvane govore o njihovoj istoriji. U kosmogene radioizotope meteoritskog porekla spadaju izotopi Be, Al, Mn, Na, Si itd. Tablica 3.4 prikazuje svojstva najvažnijih kosmogenih radionuklida.

**Tablica 3.4**  
Kosmogeni izotopi\* značajnije obilnosti

Izotop	Tip raspada	$t_{1/2}$	Brzina stvaranja (Ci god $^{-1}$ )	Ukupna količina na Zemlji
$^3\text{H}$	$\beta^-$	12,33 god.	$4 \cdot 10^6$	3,5 kg
$^7\text{Be}$	$\epsilon$	53,3 d.		3,2 g
$^{10}\text{Be}$	$\beta^-$	$1,51 \cdot 10^6$ god.		434 t
$^{14}\text{C}$	$\beta^-$	5730 god.		77 t
$^{22}\text{Na}$	$\beta^-, \epsilon$	2,60 god.		1,9 g

\* Proširena tablica kosmogenih izotopa data je u Prilogu I na kraju ovog poglavlja.

### 3.5 ODREDIVANJE STAROSTI IZOTOPSKIM METODAMA

Ubrzo po otkriću radioaktivnosti je nađeno da brzina radioaktivnog raspada ne zavisi od fizičkog ili hemijskog stanja u kojem se radioaktivni uzorak nalazi. Tako se rodila ideja da se ova činjenica iskoristi za određivanje starosti datog radioelementa kada je izolovan od okoline, na primer od kada je mineral prešao u svoj kristalni oblik.



Primenjena je logika peščanog sata: ako je u njemu brzina isticanja (brzina raspada) peska (radionuklida) poznata, onda se merenje vremena može ostvariti na osnovu merenja količine peska (nuklida) koja je zaostala i istekla (raspala se). Najčešće je „pesak“ u gornjem delu „sata“ radioaktivni a u donjem stabilni nuklid.

Ovaj metod je dao izuzetno značajne doprinose istorijskoj i geološkoj hronologiji. Omogućio je određivanje *apsolutne starosti*, dok su se dotadašnji metodi zasnivali samo na poređenjima, često nepouzdanim.

#### 3.5.1 Geološka starost

Za određivanje geološke starosti uslov je da radionuklidi imaju vremena poluraspađa milijardu godina i više, tj. da su u merljivim količinama preživeli od vremena nukleosinteze. Među ovima su pre svega rodonačelnici triju radioaktivnih nizova uranijuma i torijuma (§ 3.4.1):

$^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb} + ^{84}\text{He}$	$4,468 \cdot 10^9$ god.	(a)
$^{235}\text{U} \rightarrow ^{207}\text{Pb} + ^{74}\text{He}$	$0,738 \cdot 10^9$ god.	(b)
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{64}\text{He}$	$14,05 \cdot 10^9$ god.	(c)

gde su s desne strane naznačena vremena poluraspađa rodonačelnika.

Vidi se da su proizvodi raspada stabilni izotopi olova i stabilni helijum.

Mogućno je korišćenje i drugih prirodnih dugoživućih izotopa, o čemu će kasnije biti više reči.

*Metod uranijum-helijum.* Već na samom početku nuklearne ere, kada je postalo jasno da brzina radioaktivnog raspada ne zavisi od spoljašnjih uslova, i da su  $\alpha$ -čestice jezgra helijuma, Raderford je inicirao metod određivanja starosti po količini oslobođenog helijuma, posledice  $\alpha$ -raspada uranijuma. Potpunim raspadom 1 g  $^{238}\text{U}$  i njegovih potomaka do  $^{206}\text{Pb}$  u 8 uzastopnih  $\alpha$ -raspada stvara se  $750 \text{ cm}^3$  (n.u.)  $^4\text{He}$ .

Za količinu (broj atoma ili broj molova) helijuma [He] posle vremena  $t$  možemo staviti da je jednaka razlici između početnog broja atoma uranijuma,  $U_0$ , i onog posle vremena  $t$ ,  $U_t$ :

$$[\text{He}] = U_0 - U_t = U_0 - U_0 e^{-\lambda t} = U_0 (1 - e^{-\lambda t}), \quad (3.43)$$

gde se  $\lambda$  odnosi na radioaktivnu konstantu  $^{238}\text{U}$  ili  $^{235}\text{U}$ .

Broj atoma, koji su podložni merenju, će biti  $[\text{U}] = U_t = U_0 e^{-\lambda t}$ . Odnos količine He i prisutnog uranijuma je prema tome

$$\frac{[\text{He}]}{[\text{U}]} = \frac{U_0 - U_0 e^{-\lambda t}}{U_0 e^{-\lambda t}} = e^{\lambda t} - 1. \quad (3.44)$$

Sledi

$$\frac{[\text{He}]}{[\text{U}]} + 1 = e^{\lambda t}, \quad (3.45)$$

pa je starost uzorka ravna

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left( \frac{[\text{He}]}{[\text{U}]} + 1 \right). \quad (3.46)$$

Izmerena količina helijuma se za ovaj obračun mora deliti sa 8, jer je toliki broj emitovanih  $\alpha$ -čestica, a jednačina je izvedena samo za prvi član niza uranijuma.

Već su prva merenja, koja je izveo Raderfordov saradnik Strat (kasniji lord Rejli) 1905. godine, dala rezultate koji su za geologe bili od vanrednog interesa. Za uzorak pehblende je našao starost od 700 miliona godina u vreme kada se smatralo da Zemlja nije starija od 100 miliona godina. Ipak, ovaj metod određivanja geološke starosti se danas retko koristi iako je eksperimentalno najjednostavniji u poređenju s metodima koji će u daljem biti opisani. Razlog je što uzorci, u kojima je helijum očigledno pod veoma velikim pritiskom, ovaj gas mogu vremenom gubiti, pa rezultati označavaju samo minimalnu starost uzorka.

*Metod uranijum-olovo.* Izotop uranijuma  $^{238}\text{U}$ , prema reakciji (a), kao krajnji stabilni proizvod daće izotop olova,  $^{206}\text{Pb}$ . Potpuno analogno izvođenju jednačine 3.46 daće vreme starosti minerala kao

$$t = \frac{1}{\lambda_{238}} \ln \left( \frac{[^{206}\text{Pb}]}{[^{238}\text{U}]} + 1 \right). \quad (3.47)$$

gde je  $[^{206}\text{Pb}]$  broj atoma ovog izotopa sadržanog u analiziranom uzorku uranijuma a  $\lambda_{238}$  je radioaktivna konstanta izotopa  $^{238}\text{U}$ . Analogni odnosi se dobivaju i za druga dva radioaktivna niza (b) i (c).

Ipak, u prirodnom uranijumu nerazdvojivo su vezani izotopi  $^{238}\text{U}$  i  $^{235}\text{U}$ , pa se simultano dešavaju raspadi dveju serija (a) i (b), čiji su krajnji stabilni članovi  $^{206}\text{Pb}$  i  $^{207}\text{Pb}$ . Stoga se olovo nađeno u mineralu podvrgava izotopskoj analizi, koja se najčešće izvodi putem spektrometrije masa.

Po analogiji s jednačinom 3.45 imamo sada dve relacije:

$$\frac{[^{206}\text{Pb}]}{[^{238}\text{U}]} = e^{\lambda_{238} t} - 1 \quad (3.48)$$

$$\frac{[{}^{207}\text{Pb}]}{[{}^{235}\text{U}]} = e^{\lambda_{235}t} - 1. \quad (3.49)$$

Njihovim deljenjem se dobiva sledeći odnos

$$\frac{[{}^{206}\text{Pb}]}{[{}^{207}\text{Pb}]} = \frac{[{}^{238}\text{U}]}{[{}^{235}\text{U}]} \left( \frac{e^{\lambda_{238}t} - 1}{e^{\lambda_{235}t} - 1} \right), \quad (3.50)$$

gde se količnik sadržaja izotopa olova meri a za količnik izotopa uranijuma uzima prirodni odnos 138. Pošto ova relacija ne daje eksplisitno vreme  $t$ , ono se nalazi grafički. Naime, pošto je vreme  $t$  jednoznačna funkcija odnosa koncentracija dvaju izotopa olova na levoj strani jednačine 3.50, prvo se računskim putem napravi dijagram tog odnosa u funkciji vremena, a zatim za izmereni odnos koncentracija odredi vreme vreme sa tog dijagrama. Prednost ovakvog odnosa je što se rezultat dobiva iz istog spektra masa bez potrebe kvantitativog određivanja U i Pb.

Pošto sva tri radioaktivna niza prolaze kroz stadijum radona, koji je gasovit, postoji verovatnoća da je izdifundovao iz minerala (stene), pa će nađena količina radiogenog olova biti umanjena i starost izgledati manja. Najveća je verovatnoća kod uranijumovog niza gde radon,  ${}^{222}\text{Rn}$ , ima  $t_{1/2} = 3,825$  dana a najmanja kod aktinijumovog gde aktinon,  ${}^{219}\text{Rn}$ , ima  $t_{1/2} = 4,0$  s. Radon torijumovog niza, toron,  ${}^{220}\text{Rn}$ , ima  $t_{1/2} = 56$  s. Poređenje rezultata vremena starosti dobivenih za sva tri niza može ukazati na eventualne gubitke.

Ako izotopska analiza izdvojenog olova pokaže prisustvo izotopa  ${}^{204}\text{Pb}$ , koji nije radiogenog porekla, znači da je mineral (stena) sadržao olova već pri kristalizaciji, pa se mora izvršiti korekcija na ovo.

Merena starosti manjih od 10 miliona godina su nepouzdana zbog toga što raspad uranijuma ili torijuma nije proizveo dovoljne količine olova za analizu.

Brojna određivanja starosti stena su pokazala da nema stena starijih od oko 3,8 milijardi godina, što se uzima kao vreme kada je počelo stvaranje čvrste kore na Zemlji, litosferu. S druge strane, uzorci olova iz stena koje ne sadrže U i Th pokazuju, pored neradiogenog izotopa  ${}^{204}\text{Pb}$  i prisustvo radiogenih s masama 206-208. Oni su očigledno nastali od U i Th pre očvršćavanja, dakle u homogenom rastopu magme. Za njihovo stvaranje je bilo potrebno oko milijardu godina, pa je izračunata starost Zemlje  $4,6 \cdot 10^9$  godina. Ova starost se dobro slaže sa onom nađenom u većoj grupi meteorita, što je nezavisan dokaz pouzdanosti ovog računa.

*Metod kalijum - argon.* Kalijum je prilično obilan element u zemljinoj kori (2,6%). Pored dva stabilna izotopa,  ${}^{39}\text{K}$  i  ${}^{41}\text{K}$ , danas sadrži i 0,00117% dugovečnog radioaktivnog izotopa  ${}^{40}\text{K}$ . Kako je već pominjano u [odeljku 3.3.2](#), ovaj se izotop raspada grananjem: od ukupnog broja raspada 89,3% je  $\beta$ -emisija a 10,7% elektronski zahvat, sa skupnim vremenom poluraspada od  $1,277 \cdot 10^9$  godina. Prvi tip raspada vodi do stabilnog  ${}^{40}\text{Ca}$  a drugi do takođe stabilnog  ${}^{40}\text{Ar}$ . Za određivanje starosti se može koristiti bilo koji od ova dva puta.

Ako prirodnji uzorak koji se analizira već sadrži kalcijuma, što je čest slučaj, radiogeni  ${}^{40}\text{Ca}$  se ne može razlikovati od istog prirodnog, koji dominira s obilnošću od preko 99%. Stoga se ovaj put retko koristi. S druge strane, za  ${}^{40}\text{Ar}$  je malo verovatno da je već bio prisutan u mineralu (steni) iako je i on dominantan u vazduhu. Tako se argon oslobada iz

minerala žarenjem u vakuumu i meri gasno-volumetrijski.

Može se pokazati da je starost uzorka data relacijom

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left( \frac{\lambda}{\lambda_e} \frac{[{}^{40}\text{Ar}]}{[{}^{40}\text{K}]} + 1 \right) \quad (3.51)$$

gde je  $\lambda$  radioaktivna konstanta skupnog raspada a  $\lambda_e$  konstanta parcijalnog raspada, u ovom slučaju elektronskog zahvata.

*Metod rubidijum - stroncijum.* Metod se zasniva na  $\beta^-$ -raspadu izotopa  ${}^{87}\text{Rb}$  kojeg u prirodnoj smeši izotopa ima 27,8%, dajući  ${}^{87}\text{Sr}$ . Vreme poluraspada mu je  $47,5 \cdot 10^9$  godina. Iako je rubidijum redak element (0,012% u zemljinoj kori), u uzorcima gde ga ima daje pouzdane vrednosti starosti koje mogu biti veoma velike.

U principu, a i u praksi se može koristiti i raspad drugih prirodnih radionuklida dugog veka, pobrojanih u tablici 3.6, [prilog 3.P.5](#).

### 3.5.2 Arheološka starost

Gore pominjani metodi imaju svojih ograničenja kada su u pitanju manje starosti, jer se u kraćem vremenu ne nakupe merljive količine proizvoda raspada.

U ove svrhe su se pokazali kao primenljivi kosmogeni izotopi  ${}^3\text{H}$  (tritijum) i naročito  ${}^{14}\text{C}$ , koji su  $\beta^-$ -emiteri ([§ 3.2.3](#)). Prvi ima vreme poluraspada od 12,33 a drugi 4730 godina, raspadajući se u  ${}^3\text{He}$  odn.  ${}^{14}\text{N}$ .

Pošto je praktično nemogućno odrediti količine ovih proizvoda raspada, metod određivanja starosti se zasniva na merenju opadanja njihove ravnotežne specifične radioaktivnosti  $S_A$  (raspada  $\text{s}^{-1}\text{g}^{-1}$ ).

Postupak izračunavanja je sledeći:

$$S_A = S_A^0 e^{-\lambda t} = S_A^0 e^{-0,693 \frac{t}{t_{1/2}}}. \quad (3.52)$$

Posle logaritmovanja dobivamo

$$t = \frac{t_{1/2}}{0,693} \ln \frac{S_A^0}{S_A}. \quad (3.53)$$

Inicijator ovog istraživanja je američki fizičar Libi, koji je 1946. godine prvo predvideo da će se ovi radionuklidi stvarati u visokoj atmosferi, potom identifikovao njihovo prisustvo u zemaljskim predmetima i primenio u određivanju starosti. Za ovo je 1960. godine dobio Nobelovu nagradu za hemiju.

*Tritijumski metod.* Ravnotežna koncentracija tritijuma u površinskim vodama je veoma mala i odnos T/H iznosi  $10^{-18}$ . Ova se koncentracija označava kao „tritijumska jedinica” ili TU (po engl. Tritium Unit). Tako je ravnotežna aktivnost površinskih voda samo 0,12 Bq/l.

Ovakvo nisku aktivnost je praktično nemogućno direktno meriti, pogotovu što je emisija

u oblasti veoma mekih  $\beta$ -čestica bez prateće  $\gamma$ -emisije. Uzorci vode se stoga podvrgavaju elektrolizi (ili nekom drugom metodu izotopskog obogaćivanja) ne bi li se sadržaj teškog izotopa povećao<sup>17</sup> (§ 10.2).

Libi je proverio metod analizirajući aktivnosti u vinima poznate starosti (godine berbe grožđa), s potpunim uspehom. Ipak, s obzirom na relativno kratko vreme poluraspada tritijuma od 12,33 god., metod je vremenski ograničen.

Veoma značajnu smetnju ovom metodu izazvale su vazdušne termonuklearne eksplozije izvedene posle 1950. godine, koje su u atmosferu ubacile velike količine tritijuma. Tako je zabeleženo 2200 TU u kišnicama Sredozemlja posle eksplozija na Pacifiku! Metod je, dakle, danas sasvim neupotrebljiv za određivanje starosti. Nuklearna industrija takođe doprinosi povećanju njegove prirodne koncentracije. Tako radioaktivnost Dunava kod Beograda ne pada ispod 50 TU.

Ipak, kvalitativno, nalaz tritijuma u podzemnim vodama je od velike važnosti. Ako se bušenjem nađe podzemni rezervoar vode (kao npr. u Sahari), veoma je važno znati da li ova voda sadrži tritijuma ili ne. Ako u uzorcima tritijuma nema, znači da je starosti od najmanje 100 godina i da će rezervoar brzo biti iscrpen. Ako ga ima, podzemni rezervoar se stalno dopunjava kišnicom koja potiče iz vlažnih predela Afrike.

*Metod radiougljenika,  $^{14}\text{C}$ .* Metod određivanja starosti merenjem prisutne koncentracije radiougljenika, dao je najznačajnije doprinose preistorijskoj i istorijskoj hronologiji sve do 50 000 godina u prošlost. (Pošto raspad jezgra  $^{14}\text{C}$  daje svudaprисутни  $^{14}\text{N}$ , merenja količine stabilnog potomka ovde, razumljivo, ne dolazi u obzir).

Jezgro  $^{14}\text{C}$  stvoreno u visokoj atmosferi brzo biva oksidovano do  $\text{CO}_2$ . Stvoreni obeleženi ugljen-dioksid se difuzijom spušta u glavne atmosferske tokove, pa prema tome i učestvuje u fotosintezi biljnog sveta. Tako sve žive biljke bivaju obeležene s ravnotežnom aktivnošću ugljenika i prema tome i sve životinje koje se tim biljkama hrane (uključivši i čoveka koji je u stvari prost parazit biljnog sveta). Isto je i sa vodenim živim svetom koji je u ravnoteži s rastvorenim ugljen-dioksidadom. Ovo je slučaj i sa novostvorenim karbonatima, recimo u ljušturama školjki.

Libi je predložio da se aktivnost koja potiče od  $^{14}\text{C}$  bilo kojeg predmeta organskog porekla uzme kao merilo njegove starosti. Kada živi stvor s ravnotežnom aktivnošću prestane da učestvuje u razmeni, tj. ugine, nastaje smanjivanje aktivnosti ostatka po zakonima radioaktivnog raspada. Tako, posle  $5730 \pm 40$  godina, koliko iznosi vreme poluraspada, izmerena aktivnost bi trebalo da bude upola manja.

Ovu prepostavku je Libi proverio mernjem aktivnosti ugljenika u nizu predmeta poznate istorijske starosti, sve do 5000 godina u prošlost. Našao je zadovoljavajuću korelaciju, čime je nastao metod koji je uneo važne promene u istorijskoj hronologiji.

Ako je početna (savremena) aktivnost radiougljenika  $15,3 \pm 0,5$  raspada u sekundi po gramu ugljenika, po proteku vremena  $t$  ona će biti

$$S_A = 15,3 \cdot e^{-\frac{t \cdot \ln 2}{5730}} \quad (3.54)$$

a rešenje po proteklom vremenu, prema jedn. (7):

---

<sup>17</sup> Merilo obogaćenja tritijuma je istovremeno obogaćenje prisutnog deuterijuma.

$$t = 8,27 \cdot 10^3 \ln \frac{15,3}{S_A} \quad (\text{god.}) \quad (3.55)$$

Da je merenje uzorka pokazalo, na primer, 5,0 raspada u minutu, starost bi bila 9250 godina. Neizvesnost u početnoj aktivnosti i neizvesnost u vremenu poluraspada unose grešku od najmanje 7%, tako da ovom rezultatu treba pridodati  $\pm 690$  god. Ovo je svakako minimalna granica greške. O drugim uticajima će niže biti više reči.

Kod vrlo starih uzoraka gde je aktivnost mala, ponekad se pristupa obogaćivanju  $^{14}\text{C}$  nekim od postupaka razdvajanje izotopa, npr. [termofuzijom](#) (§ 10-P.1) pošto se ugljenik prevede u metan.

Jedan od neizvesnih parametara kod primene ovog metoda je pitanje da li je radioaktivnost ugljenika u prirodi bila uvek ista, tj. da li je bilo varijacija u intenzitetu kosmičkog zračenja koje stvara  $^{14}\text{C}$ ? Sistematsko merenje sadržine radiougljenika u godovima starog drveća<sup>18</sup> je pokazalo da u predmetima starijim od 3000 godina postojalo merljivo odstupanje od današnjeg nivoa. Aktivnost je pre 8200 godina bila oko 8% viša od današnje. Tako su načinjeni kalibracioni dijagrami preko kojih se iz izmerenih aktivnosti može naći prava starost.

Pored neizbežne granice greške koja potiče od statistike merenja aktivnosti, moguće su i razne sistematske greške. Najčešće potiču od mešanja ugljenika u uzorku s ugljenikom koji je znatno mladi ili stariji.

Omiljeni i čest objekt merenja su ostaci ugljenisanog drveta, čumura, iz otkopanih ognjišta. U toku dugotrajnog boravka u zemlji, porozni čumur je često natopljen huminskim kiselinama iz zemljišta, čiji je ugljenik, izvesno, znatno mladi. Kroz uzorce ponekad prorastaju žilice biljaka, koje su sigurno mlađe. Postoje stoga posebni postupci za odvajanje ovog mlađeg organskog materijala.

Ako u okolini nalazišta postoji, ili je postojao izvor vode koja sa sobom nosi ugljen-dioksid, sav tamošnji organski materijal će izgledati stariji, jer ovaj ugljen-dioksid nasigurno nije sadržao radiougljenika. Isto se odnosi na šire okoline vulkana, koji su takođe veliki izvori „mrtvog” ugljenika.

Za merenje radioaktivnosti  $^{14}\text{C}$  ugljenik se često prevodi u  $\text{CO}_2$  kojim se pune gasni brojači veće zapremine i pod pritiskom (1 g C daje 1,9 litara  $\text{CO}_2$  n.u.). Ugljenik uzorka se može prevesti u benzen i koristiti tečne scintilacione brojače, što je znatno kompaktnije. Za analizu aktivnosti  $^{14}\text{C}$  u uzorcima potrebne su često prilično velike količine ugljenika, koje iznose i do 20 grama za starije probe. Arheolozi su ponekad u situaciji da odluče između gubljenja dragocenih uzoraka i određivanja njihove starosti.

U gramu prirodnog, „živog” ugljenika ima  $6 \cdot 10^{10}$  atoma  $^{14}\text{C}$ . Umesto dase čeka njihov spori raspad, rešenje u ovakvim slučajevima odskora predstavlja *akceleratorska spektrometrija mase*, gde se meri broj prisutnih atoma. Kod ove tehnike je za analizu potrebno samo nekoliko miligrama ugljenika.

Kod obične spektrometrije mase uzorci se jonizuju da bi dali gasne jone, koji se potom razdvajaju po svojim masama u magnetskom polju (§ 10.1.2). Ovaj bi se metod, u principu, mogao primeniti i na merenje odnosa  $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$  u uzorcima. Ipak, masu 14 imaju i neizbežni

---

<sup>18</sup> Nađeno je da je celuloza jednog goda u drvetu zatvoren sistem, tj. njen ugljenik više ne učestvuje u razmeni s vazušnim ugljen-dioksidom.

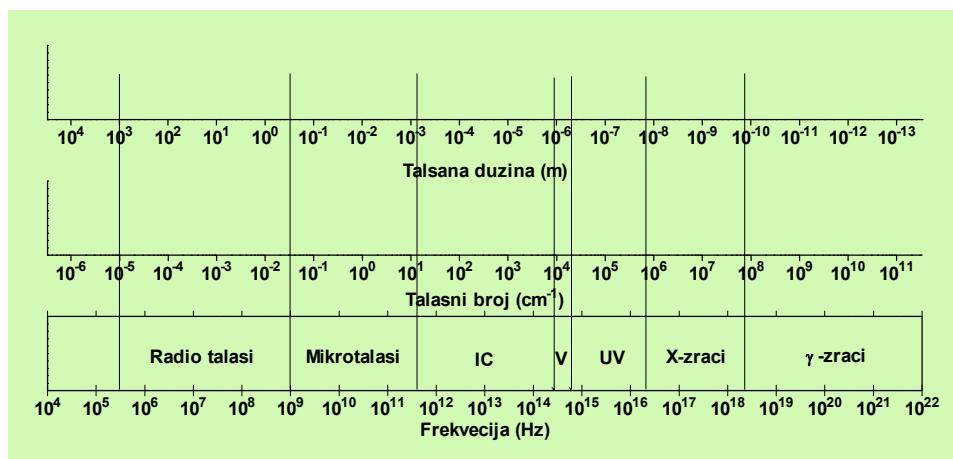
ostaci vazduha u instrumentu, koji daju jone  $^{14}\text{N}^+$ , čiji intenziteti daleko premašuju intenzitet jona  $^{14}\text{C}^+$ . Izlaz je nedavno nađen u ubrzavanju jona uzorka do velikih energija u akceleratorima (reda više MeV). Ovi joni padaju na tanku plastičnu ili ugljeničnu foliju kroz koju prolaze, ali sada potpuno ogoljeni od svojih elektrona. Tako se dobiva mlaz jona  $^{14}\text{C}^{6+}$  i  $^{14}\text{N}^{7+}$  koji zbog svojih različitih naelektrisanja više ne padaju na isto mesto u detektoru a joni  $^{14}\text{C}^{6+}$  se mogu pojedinačno brojati. Nedostatak ovog metoda je velika složenost i skupoća uređaja (koji su danas retki) što rezultuje u veoma visokoj ceni pojedinačne analize.

Nuklearna era je potpuno poremetila prirodnu ravnotežnu koncentraciju radiougljenika. Neutroni nuklearnih eksplozija, naročito termonuklearnih, u okolnom vazduhu izazivaju kod azota istu nuklearnu reakciju kojom se u stratosferi  $^{14}\text{C}$  stvara, samo u znatno većim količinama, pa je tako svetska koncentracija porasla (preko 50%). C druge strane, industrijska revolucija je dovela do potrebe sagorevanja ogromnih količina fosilnog goriva, uglja i nafte, u kojima nema radiougljenika, pa globalna koncentracija opada. *Ovo nema uticaja na određivanje starosti predmeta pre 20. veka*, ali će našim dalekim potomcima, ako budu koristili ovaj metod, današnji predmeti biti neupotrebljivi.

Za određivanje starosti raznih objekata mogu se primeniti i drugi kosmogeni nuklidi pobrojani u tablici 3.7, [prilog 3.P.5](#). Analitički metod je ovde akceleratorska spektrometrija mase.

**Prilozi 3-P**

3-P.1 Podela spektra elektromagnetskog zračenja



Slika 3.14. Podela spektra elektromagnetskog zračenja na oblasti.

**Tablica 3.5**  
Prikaz spektra elektromagnetskog zračenja

Oblast	Frekvencija, Hz	Talasni broj, $\text{cm}^{-1}$	Talasna dužina
gamma-zraci	$> 3 \cdot 10^{18}$	$> 10^8$	$< 0,1 \text{ nm}$
X-zraci	$3 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{18}$	$10^6 - 10^8$	$10 - 0,1 \text{ nm}$
Ultravioletna	$7,5 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^4 - 10^6$	$400 - 10 \text{ nm}$
Vidljiva	$4 \cdot 10^{14} - 7,5 \cdot 10^{14}$	$1,4 \cdot 10^4 - 2,5 \cdot 10^4$	$700 - 400 \text{ nm}$
Infracrvena	$6 \cdot 10^{11} - 4 \cdot 10^{14}$	$20 - 1,4 \cdot 10^4$	$0,05 - 7 \cdot 10^{-7} \text{ m}$
Mikrotalasna	$10^9 - 6 \cdot 10^{11}$	0,03-20	$0,35 \cdot 10^{-4} - 0,05 \text{ m}$
Radiofrekventna	$5 \cdot 10^5 - 10^9$	$1,7 \cdot 10^{-5} - 0,3$	$600 - 0,3 \text{ m}$

### 3-P.2 Neke egzotične vrste raspada jezgara

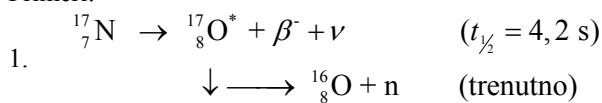
*Dvostruka beta amisija.* To je proces u kojem se dva neutrona u jezgru konvertuju u dva protona tako što se emituju dve  $\beta^-$ -čestice i dva antineutrina. Ovo je veoma redak dogadjaj, zapažen kod svega desetak izotopa, sa vremenima poluraspada i do  $10^{19}$  godina, mada se smatra da bi preko šezdeset prirodnih izotopa moglo da trpi i ovu vrstu raspada.

Dvostrukom beta raspadu su sklna jezgra kod kojih bi jednostruki beta raspad proizveo jezgro ( $A + 1$ ) sa manjom energijom veze među nukleonima, što sprečava da do takvog raspada uopšte dođe, ali kod kojih naredno jezgro ( $A + 2$ ) ima veću energiju veze, pa bi dvostruka beta emisija značila stabilizaciju polaznog jezgra. U takvom su odnosu npr. jezgra  ${}^{76}\text{Ge} - {}^{76}\text{Se}$ . Ustanovljeno je takođe da  ${}^{238}\text{U}$  pokazuje dvostruku beta aktivnost, sa vremenom poluraspada od  $6 \cdot 10^{18}$  godina. Ovaj izotop, kako je poznato, trpi još i  $\alpha$ -raspad i spontanu fisiju.

*Emisija (zakasnih) neutrona.* Ova vrsta raspada se dešava kad je jezgro toliko bogato neutronima da energija veze poslednjeg neutrona bude jednak nuli ili čak negativna. Stoga takvo jezgro ne može postojati. Tipičan primer je kad nestabilno jezgro (sa viškom neutrona) trpi  $\beta^-$ -raspad i prelazi u jezgro potomka dovodeći do pobuđivanja ovog potonjeg iznad energije veze poslednjeg neutrona. Taj neutron biva trenutno emitovan iz jezgra slično kao što bi bio emitovan neutron prilikom pobudovanja jezgra u nuklearnoj reakciji. Srednje vreme života za ovaj raspad je određeno  $\beta^-$ -raspadom koji mu prethodi, pa ovo u stvari predstavlja emisiju *zakasnih neutrona*, misli se zakasnih u odnosu na momenat nastajanja jezgra pretka



Primeri:



2. Zakasni neutroni kod **fisije**, koji imaju veliki značaj za rad nuklearnih reaktora.

*Emisija protona.* Kad jezgro ima manjak protona u odnosu na stabilno stanje ono trpi ili poyitronski raspad ili zahvat elektrona. Međutim, ako je jezgro veoma daleko od domena stabilnosti energija veze protona može biti negativna, što može za rezultat imati emisiju protona.

*Emisija teških jona.* Grupa teoretičara je 1980. godine došla do zaključka da bi mogao postojati i raspad teških jezgara s emisijom čestica s masama koje su između  $\alpha$ -čestica i fragmenata spontane fisije. Prva takva radioaktivnost je konstatovana 1984. godine kod  ${}^{223}\text{Ra}$  (AcX) koji emituje jezgra  ${}^{14}\text{C}$  s energijom od 30 MeV. Emisija ove čestice je konstatovana kod još tri izotopa radijuma, dok se emisija  ${}^{24}\text{Ne}$  dešava kod  ${}^{230}\text{Th}$ ,  ${}^{231}\text{Pa}$  i  ${}^{232}\text{U}$ . Jezgro  ${}^{234}\text{U}$  emituje ion  ${}^{28}\text{Mg}$ . Kako su sva ova jezgra u sklopu radioaktivnih serija uranijuma i torijuma, ovi raspadi nalaze "preči put" ka konačnim stabilnim izotopima olova, iako se često ne drže svoje originalne serije već prelaze u drugu. Treba istaći da su ovi raspadi izuzetno retki događaji, tako da se, na primer, kod  ${}^{223}\text{Ra}$  odigra u  $6 \cdot 10^{-8} \%$  normalnih

raspada, dok su emisije jezgra Ne i Mg još za dva do tri reda veličine ređe.

Očekivalo bi se na prvi pogled da ovo budu najstabilnija jezgra, umnošći dvostruko magičnog  ${}^4\text{He}$ , što oni nisu. Radi se o specifičnom mehanizmu kvantnomehaničkog tuneliranja kroz potencijalsku barijeru.

### 3-P.3 Rešavanje diferencijalne jednačine za složeni raspad

Množenje jedn. 3.21 sa  $e^{\lambda_2 t}$  i dalja preuređivanja će dati

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} e^{\lambda_2 t} + \lambda_2 N_2 e^{\lambda_2 t} &= \lambda_1 N_1^0 e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} \\ \frac{d}{dt} [N_2 e^{\lambda_2 t}] &= \lambda_1 N_1^0 e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} \quad (3.56) \\ N_2 e^{\lambda_2 t} &= \int \lambda_1 N_1^0 e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} dt = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} + C \\ N_2 &= \left[ \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} + C \right] e^{-\lambda_2 t}. \end{aligned} \quad (3.57)$$

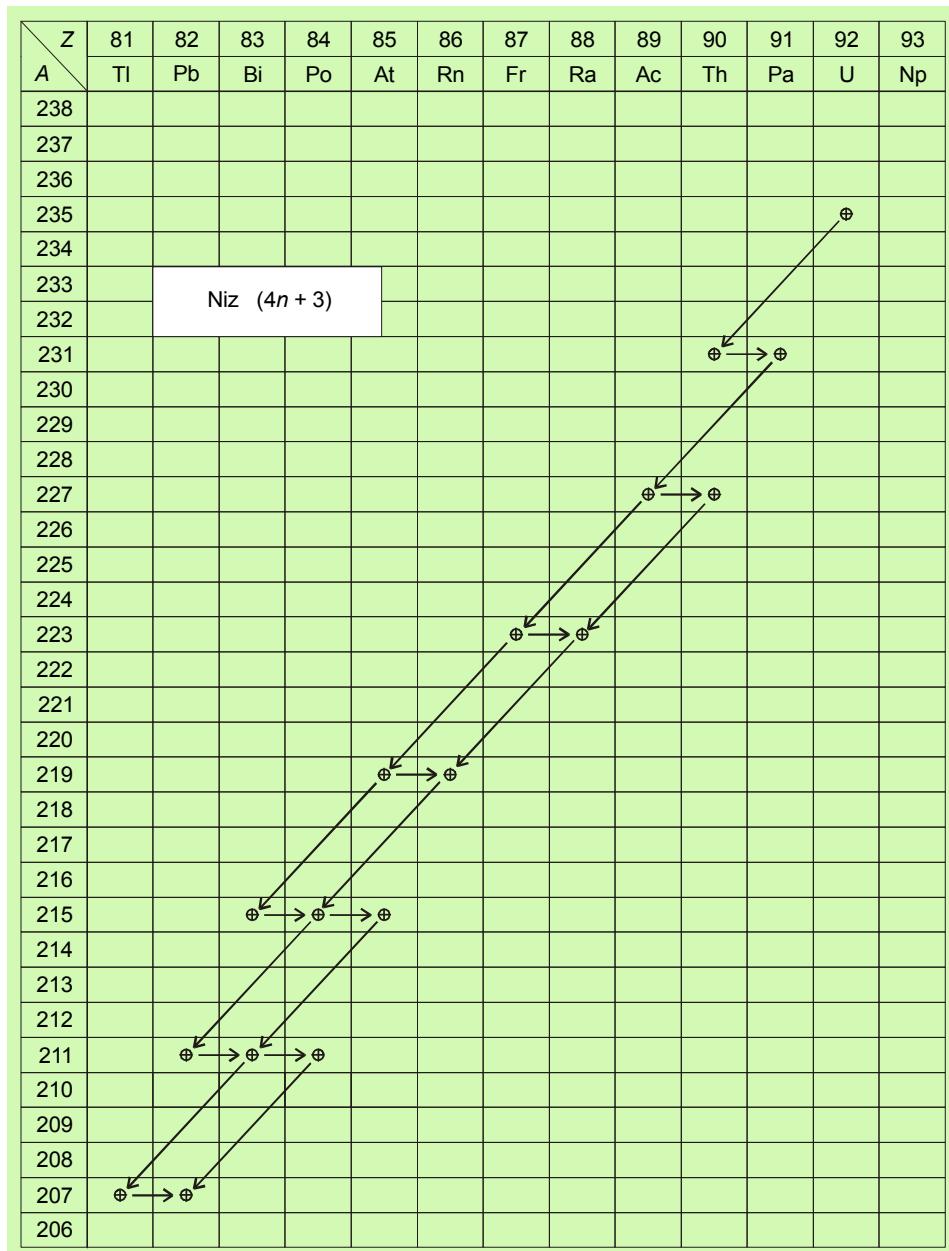
Ako je u momentu  $t = 0$  količina potomka bila  $N_2 = N_2^0$  onda je  $C$

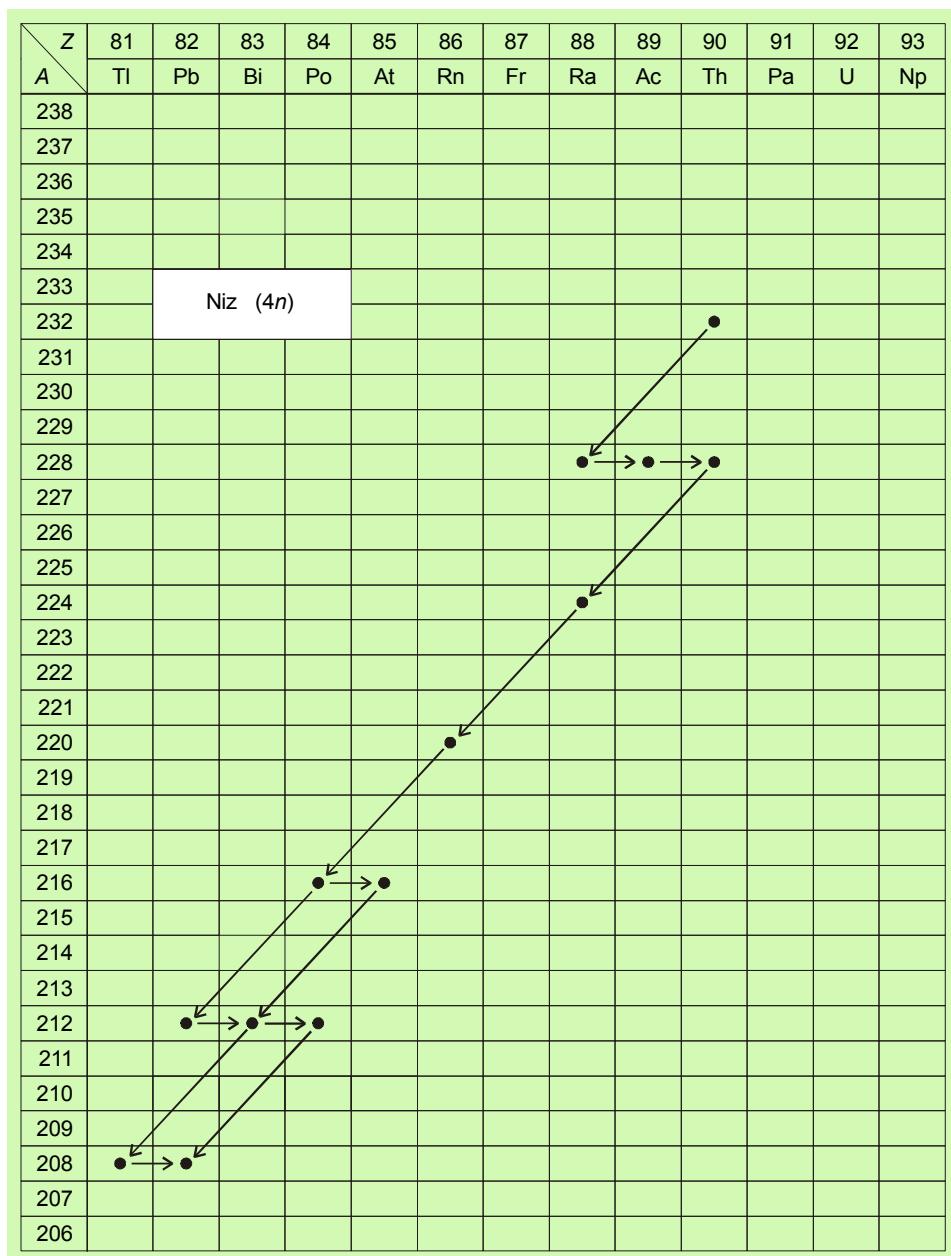
$$C = N_2^0 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0. \quad (3.58)$$

Zamena u gornju jednačinu daje konačno

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_2^0 e^{-\lambda_2 t}. \quad (3.59)$$

## 3-P.4 Sheme raspadâ u okviru radiokativnih nizova

Slika 3.15. Sheme raspadâ za niz "aktinouranijuma"  $4n + 3$ .

Slika 3.16. Sheme raspadâ za torijumov niz  $4n$ .

Z \ A	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90	91	92	93
	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn	Fr	Ra	Ac	Th	Pa	U	Np
238													
237													
236													
235													
234													
233													
232													
231													
230													
229													
228													
227													
226													
225													
224													
223													
222													
221													
220													
219													
218													
217													
216													
215													
214													
213													
212													
211													
210													
209													
208													
207													
206													

Slika 3.17. Sheme raspadâ za neptunijumov niz  $4n + 1$ .

## 3-P.5 Prirodni radioizotopi

**Tablica 3.6**  
Dugoživući (primordijalni) nuklidi u prirodi

Nuklid	% u elementu	$t_{\frac{1}{2}}$ god.	Vid raspada	E MeV	Proizvod raspada	Aktivnost elementa, Bq/g
$^{40}\text{K}$	0.0117	$1,277 \cdot 10^9$	$\beta^-$ , 89,28% $\epsilon$ , 10,72 %	1,311 1,505	$^{40}\text{Ca}$ $^{40}\text{Ar}$	27,1 3,3
$^{87}\text{Rb}$	27.835	$4,75 \cdot 10^{10}$	$\beta^-$	0,283	$^{87}\text{Sr}$	891
$^{115}\text{In}$	95.71	$4,41 \cdot 10^{14}$	$\beta^-$	0,495	$^{115}\text{Sn}$	0,25
$^{123}\text{Te}$	0.908	$1,00 \cdot 10^{13}$	$\epsilon$	0,051	$^{123}\text{Sb}$	0,10
$^{138}\text{La}$	0.09	$1,05 \cdot 10^{11}$	$\epsilon$ , 66,4% $\beta^-$ , 33,6%	1,737 1,044	$^{138}\text{Ba}$ $^{138}\text{Ce}$	0,55 0,27
$^{147}\text{Sm}$	15	$1,06 \cdot 10^{11}$	$\alpha$	2,310	$^{143}\text{Nd}$	127
$^{176}\text{Lu}$	2.59	$4,00 \cdot 10^{10}$	$\beta^-$	1,193	$^{176}\text{Hf}$	49
$^{187}\text{Re}$	62.6	$4,35 \cdot 10^{10}$	$\beta^-$	0,0026	$^{187}\text{Os}$	$1,02 \cdot 10^3$
$^{190}\text{Pt}$	0.01	$6,5 \cdot 10^{11}$	$\alpha$	3,249	$^{186}\text{Os}$	0.01
$^{232}\text{Th}$	100	$1,405 \cdot 10^{10}$	$\alpha$	4,083	$\rightarrow \dots ^{208}\text{Pb}$	4060
$^{235}\text{U}$	0.72	$7,038 \cdot 10^8$	$\alpha$	4,679	$\rightarrow \dots ^{207}\text{Pb}$	576
$^{238}\text{U}$	99.274	$4,469 \cdot 10^9$	$\alpha$	4,270	$\rightarrow \dots ^{206}\text{Pb}$	$1,235 \cdot 10^4$

Pored nuklida navedenih u tablici identifikovano je još dvadesetak aktivnosti s vremenima poluraspađa do  $10^{15}$  godina pa i više. U stvari, ne postoji granica između stabilnog i radioaktivnog nuklida. Radi se jedino o tome možemo li detektovati veoma niske aktivnosti. Sumnja se čak da je i proton radioaktivan s vremenom poluraspađa reda  $10^{30}$  godina.

**Tablica 3.7**  
Kosmogeni radioizotopi u prirodi

Nuklid	Vid raspada	Vreme poluraspada	Reakcija nastanka
${}^3\text{H}$	$\beta^-$	12,33 god.	${}^{14}\text{N}(n, {}^3\text{H}){}^{12}\text{C}$
${}^7\text{Be}$	$\varepsilon$	53,3 d.	spalacija
${}^{10}\text{Be}$	$\beta^-$	$1,5 \cdot 10^6$ god.	spalacija
${}^{14}\text{C}$	$\beta^-$	$5730 \pm 40$ god.	${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}$
${}^{22}\text{Na}$	$\beta^+, \varepsilon$	2,60 god.	spalacija
${}^{26}\text{Al}$	$\beta^+, \varepsilon$	$7,17 \cdot 10^5$ god.	spalacija
${}^{32}\text{Si}$	$\beta^-$	172 god.	spalacija
${}^{32}\text{P}$	$\beta^-$	14,26 d.	spalacija
${}^{36}\text{Cl}$	$\beta^-$	$3,08 \cdot 10^5$ god.	spalacija
${}^{39}\text{Ar}$	$\beta^-$	269 god.	${}^{38}\text{Ar}(n, \gamma){}^{39}\text{Ar}$
${}^{53}\text{Mn}$	$\varepsilon, \beta^+$	$3,74 \cdot 10^6$ god.	spalacija
${}^{59}\text{Ni}$	$\varepsilon$	$7,6 \cdot 10^4$ god.	${}^{56}\text{Fe}(\alpha, n){}^{59}\text{Ni}$
${}^{81}\text{Kr}$	$\varepsilon$	$2,29 \cdot 10^5$ god.	${}^{80}\text{Kr}(n, \gamma){}^{81}\text{Kr}$

## 4

# INTERAKCIJA ZRAČENJA SA SREDINOM

## 4.1 OSNOVNI POJMOVI

Poznavanje interakcije zračenja sa sredinom je neophodno iz više razloga. Sa stanovišta ovoga kursa najbitnija su tri: (i) radi merenja zračenja, (ii) radi izučavanja efekata koje zračenje izaziva u materijalu, posebno hemijskih efekata i (iii) radi efiksane zaštite od zračenja.

I korpuskularna i elektromagnetska zračenja mogu se posmatrati i meriti jedino na osnovu njihove interakcije sa materijom. Ukoliko je ta interakcija zanemarljiva, kao npr. kod neutrina, utoliko je merenje teže. Pri interakciji se menjaju i zračenje i materija kroz koju ono prolazi. Zračenje preda materijalu neku količinu energije koju nosi. Time u njemu izazove promenu, ali se i samo promeni zbog gubitka te energije.

Interakcija je veoma značajna i za druge oblasti, npr. za radijacionu hemiju, koja izučava hemijske efekte koje zračenje izaziva pri prolasku kroz sredinu, pa ono što

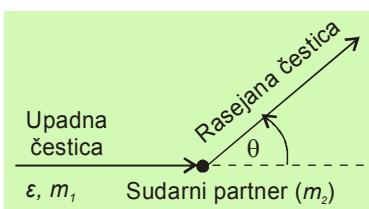
ovde bude u tom smislu rečeno odnosi se i na tu oblast. Posebna i veoma važna oblast interakcije, koja će ovde biti samo pomenuta, je interakcija sa živom materijom.

U ovom delu će biti dati osnovni pojmovi, odnosi i mehanizmi vezani za interakcije zračenja sa sredinom. Te interakcije se prema mehanizmu prenosa energije na čestice sredine mogu svrstati u tri velike grupe: a) interakcija nanelektrisanih čestica, b) interakcija elektromagnetnog zračenja ( $\gamma$ - i X-zračenje) i b) interakcija nenelektrisanih čestica. U tom smislu osnovni faktori zračenja od značaja za interakciju su:

- tip zračenja (čestično ili talasno),
- energija zračenja,
- dimenzije i masa (za čestično),
- nanelektrisanje (za čestično).

Opšti princip interakcije, bez obzira na tip zračenja, jeste da ovo poslednje deluje na sredinu putem sudara. Sudari mogu biti *elastični* i *neelastični*.

U *elastičnim sudarima* dolazi do transfera dela kinetičke energije upadne čestice na sudarnog partnera, pri čemu se menjaju pravac i brzina sudarnih partnera. Energija koja se prenese u takvom, slika 4.1, a koja se obično označava sa  $\epsilon$ , u opštem slučaju



Slika 4.1. Elastični sudar.

je data poznatim izrazom

$$\varepsilon_t = \varepsilon \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (4.1)$$

gde je  $\varepsilon$  - energija upadne čestice,  $m_1$  - masa upadne čestice,  $m_2$  - masa sudarnog partnera,  $\theta$  - ugao između pravca rasejanja upadne čestice i pravca upada.

Prenos energije sa radioaktivne čestice na jezgra (pogotovo teža) je relativno mali jer je velika razlika u masama. Najveći prenos se ostvaruje u tzv. čeonim sudarima,  $\theta = 0$ .

Elastični sudari ponekad mogu biti osnova za metode detekcije, ali su u tom smislu važniji neelastični sudari. U neelastičnim sudarima deo kinetičke energije sudara prelazi u potencijalnu energiju sudarnog partnera. Na takav način zračenje izaziva „unutrašnje“ promene u atomima ili molekulima. Te promene se najčešće svode na ionizaciju sredine, a redje na hemijske promene u njoj ili neke druge efekte. S tim u vezi zračenja se mogu podeliti u dve osnovne grupe: *neposredno ionizujuća* i *posredno ionizujuća* zračenja. U prvu grupu spadaju sve nanelektrisane čestice, npr.  $\alpha$ -čestice, protoni, deuteroni, teški joni, kao i elektroni. U drugu grupu spadaju elektromagnetska zračenja ( $X$ - i  $\gamma$ -) i neutroni.

#### 4.1.1 Veličine koje karakterišu prolaz čestica kroz sredinu

*1. Moć zaustavljanja*. Označava koliko se izgubi energije ( $dE$ ) pri prolazu zračenja kroz materijal debljine  $dx$ .

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad \text{J m}^{-1}. \quad (4.2)$$

Kako će biti pokazano malo kasnije, ova veličina je funkcija brzine čestice i menja se sa njenim usporavanjem.

*2. Linearni prenos energije (LET)*. Predstavlja deo energije zračenja apsorbovan po jedinici puta kroz datu sredinu. Oznaka potiče od engleskog „Linear Energy Transfer“,

$$LET = \frac{dE_{aps}}{dx} \quad \text{J m}^{-1}. \quad (4.3)$$

*LET* je sličan ali nije sasvim isto što i zaustavna moć. Prvo, suprotnog je znaka jer se radi o apsorpciji a ne o gubicima. Drugo, energija koju gubi primarna čestica u određenom segmentu traga nije nužno tu i apsorbovana. Deo te energije može se preneti u drugi segment putem npr. sekundarnih elektrona, zakočnog zračenja (§ 4.2.3) itd.

Dužina puta može se izraziti ili linearnim jedinicama dužine (mm, cm,  $\mu\text{m}$ ), ili u količini materijala koji dolazi na takvu dužinu ( $\text{g/cm}^2$ ), tj. koja masa datog materijala (g) stane na cilindar čija je površina preseka  $P$  a visina  $dx$ . Tada to predstavlja *masenu moć zaustavljanja* i izražava se kao odnos linearne moći zaustavljanja i gustine. Ovakvo izražavanje ima više fizičkog smisla jer govori o količini materije koja

učestvuje u procesu. Dakle,

$$S_m = -\frac{dE}{m} = \frac{dE}{\frac{m}{P} dx} = \frac{S}{\frac{m}{V}} = \frac{S}{\rho}. \quad (4.4)$$

*3. Relativna moć zaustavljanja.* To je broj koji definiše odnos moći zaustavljanja u nekom materijalu prema moći zaustavljanja u nekoj standardnoj sredini, kao što je vazduh za  $\alpha$ -čestice i aluminijum za elektrone. Najčešće se koristi tzv. linearna moć zaustavljanja definisana kao

$$S_l = \frac{dE/dx_m}{dE/dx_0} = \frac{dx_0}{dx_m}, \quad (4.5)$$

gde su  $dx_0$  i  $dx_m$  - dužine puta u standardu i u razmatranom materijalu za isti gubitak energije  $dE$ .

*4. Specifična ionizacija.* Definiše se kao broj jonskih parova koje čestica oslobodi po jedinici predenog puta u datom materijalu, a zavisi od energije čestica i prirode sredine

$$J = \frac{dN_j}{dx} \quad (\text{parovi jona}) \text{ m}^{-1}. \quad (4.6)$$

*5. Domet ( $U$ ).* To je put koji čestica zračenja date početne energije ( $E_0$ ) pređe u nekom materijalu duž određenog pravca do potpunog zaustavljanja. Na drugi način, to je ona debljina sloja datog materijala koja je neophodna da potpuno zaustavi česticu date početne energije, ako ova na sloj upada pod pravim uglom. Tu se misli na srednju vrednost. Domet se izražava ili u jedinicama dužine (mm, cm) ili u  $\text{mg cm}^{-2}$ , što je jedno s drugim u vezi ( $m/P = Up$ ). Domet je direktno vezan sa energijom čestice. Lako se meri, što će biti dato dalje u tekstu na nekim primerima. Zato se sa njim često radi.

## 4.2 NEPOSREDNO JONIZUJUĆA ZRAČENJA

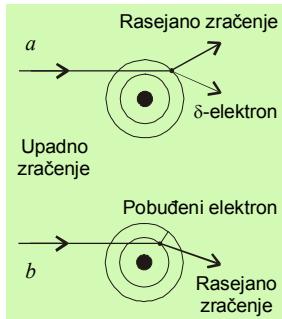
### 4.2.1 Interakcija nanelektrisanih čestica sa sredinom

Ove čestice se prema masi mogu podeliti u dve glavne grupe: teške, tj. one koje imaju masu veću od mase elektrona, i luke. S druge strane, prema tipu nanelektrisanja može se govoriti o pozitivno ili negativno nanelektrisanim česticama. Detalji ovog tipa interakcije će najvećim delom biti dati u odeljku o interakciji  $\alpha$ -čestica.

Uzajamno dejstvo nanelektrisane čestice i atoma sredine uglavnom se odvija kroz neelastične sudare sa elektronima iz elektronskog omotača atoma (gubici energije u interakciji sa jezgrima atoma sredine su neznatni). Karakter tog dejstva je pretežno elektrostaticki, a njegova verovatnoća veoma velika. Zato zračenja koja se sastoje od nanelektrisanih čestica imaju malu prodornost kroz sredinu. Za razliku od njih neutralne

čestice i  $\gamma$ -zraci gube svoju energiju u retkim sudarima, zbog čega su i njihovi dometi znatno veći. Od najveće važnosti su promene u elektronском omotaču u kojima radioaktivno zračenje može izazvati:

(i) *Ekscitaciju atoma*, tj. podizanje njihovih elektrona na viši nivo energije, pri čemu atom kao celina dolazi u pobuđeno stanje (strelica  $\rightarrow$  se koristi kao oznaka za radioaktivno zračenje)



Slika 4.2. Jonizacija (a) i ekscitacija (b) atoma pod uticajem zračenja.



Do ekscitacije dolazi kada je energija predata elektronu relativno mala. Ekscitovani atom može da se relaksira emitujući u okolinu primljenu energiju u obliku kvanta elektromagnetske radijacije, što često služi za detekciju zračenja, slika 4.2.

(ii) *Jonizaciju*, pri kojoj dolazi do otkidanja elektrona iz (najčešće) spoljnih ljski. Energija predata elektronu u ovom slučaju je relativno velika.

Jonizacijom atoma (ili molekula) stvaraju se elektroni na jednoj strani i pozitivno nanelektrisani joni na drugoj<sup>19</sup>, dakle stvaraju se jonski parovi po kojima se efikasno mogu detektovati mnoge radijacije



Za stvaranje svakog jonskog para čestica utroši jedan deo svoje energije. Zato je broj parova koje može stvoriti jedna čestica ograničen i definisan je njenom početnom energijom. Međutim, energija koju utroši čestica za stvaranje jednog para jona u gasu praktično ne zavisi od početne energije čestice već uglavnom od prirode gasa. To su pokazala merenja ali i teorijske analize. Tako je za stvaranje jednog para jona u vazduhu potrebno u proseku 30-35 eV, u amonijaku 39 itd.

Ako se radi o molekulima oni se pod uticajem zračenja mogu hemijski transformisati, što je najčešće svodi na premeštanje elektrona u omotačima. Ovakvi efekti takođe mogu poslužiti za merenje zračenja preko produkata transformacije.

Kada se govori o gubicima energije čestice putem oba gornja mehanizma, i ekscitacije i ionizacije, onda se, radi jednostavnosti, ti gubici nazivaju zajedničkim imenom - ionizacioni gubici. U tom smislu zračenja koja se sastoje od brzih nanelektrisanih čestica spadaju u *jonizujuća zračenja*.

#### 4.2.2 Interakcija teških nanelektrisanih čestica

Teške nanelektrisane čestice pri prolasku kroz sredinu intenzivno interaguju sa

<sup>19</sup> Elektroni izbijeni na ovaj način obično napuštaju glavni pravac upada čestice. Nazivaju se  $\delta$ -elektroni, što je opšti naziv za elektrone izbijene iz atoma. I oni mogu jonizovati sredinu na svom putu. To je sekundarna ionizacija.

njom i zbog toga bivaju vrlo lako zaustavljene. Tako npr. list papira je često dovoljan da zaustavi mnoge  $\alpha$ -čestice. Ovako efikasno zaustavljanje je posledica intenzivne elektrostaticke interakcije nanelektrisanih čestica sa elektronskim omotačima atoma. Pri tome može doći do jonizacije atoma ili molekula, ili pobudjivanja, tj. prelaska iz stanja niže u stanje više energije. To je glavni mehanizam gubljenja energije ovakvih čestica. Ponekad može doći i do disocijacije molekula ili drugih vrsta hemijskih promena.

$\alpha$ -Čestice su dobar primer na kojem se može objasniti kako teške nanelektrisane čestice u opštem smislu interaguju sa sredinom kroz koju prolaze. Istovremeno se niže opisani principi interakcije mogu primeniti i na luke nanelektrisane čestice kao što su elektroni uz izvesna prilagođavanja.

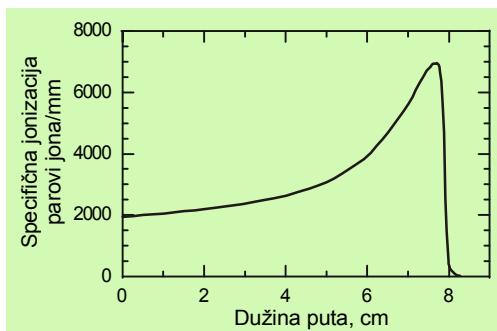
*Specifična jonizacija*  $\alpha$ -čestica je vrlo velika zbog njihovog nanelektrisanja ali i mase. Ona se grafički predstavlja u funkciji dužine puta koji čestica pređe kroz neku sredinu do potpunog zaustavljanja pomoću tzv. Bregovih krivih. Te krive imaju oblik prikazan na slici 4.3. Mogu biti snimljene pomoću jonizacionih komora napunjениh vazduhom.

Specifična jonizacija na početku puta je manja, jer, dok čestice imaju veliku energiju verovatnoća transfera energije u interakciji koja je pretežno elektrostaticka, je manja. Za vazduh npr. to se kreće do oko 3000 parova jona/mm puta, što zavisi od početne energije  $\alpha$ -čestica. Sa daljim gubitkom energije specifična jonizacija se sve brže povećava tako da je kriva sve strmija. Kad čestica izgubi najveći deo svoje energije, i dođe na nivo od oko 370 keV ( $v = 4,2 \cdot 10^6 \text{ m s}^{-1}$ ) ona dostiže maksimum od oko 7000 parova jona/mm. Nakon toga preostali (mali) iznos energije, uz istovremeno povećanu moć jonizacije, čestica brzo potroši, pa na daljem putu od svega 3-4 milimetra dolazi do potpunog zaustavljanja. Kriva naglo pada na nulu. Detaljnije o ovoj interakciji može se naći u [prilogu 4-P.1](#).

**Trag**  $\alpha$ -čestica je uglavnom pravolinjski jer ona ima oko 7500 puta veću masu od elektrona koje izbija, i saglasno tome veću inerciju. Neznatno krivudanje pri većim energijama može biti izazavano približavanjem jezgrima atoma sredine, na kojima se tada vrši rasejavanje, opet u skladu sa zakonima Kulonovog odbijanja. Samo na kraju puta ona značajnije krivuda, zbog gore opisane promene mehanizma interakcije.

#### 4.2.3 Interakcija elektrona

Pod elektronima u širem smislu se podrazumevaju sve vrste elektronskog zračenja bez obzira na njihovo poreklo, a to su  $e^-$ ,  $\beta^-$  i  $\beta^+$ . To su čestice relativno male mase koje nose jedinično nanelektrisanje. One interaguju sa sredinom putem tri glavna mehanizma:



Slika 4.3. Tipičan izgled Bregove krive za  $\alpha$ -čestice u vazduhu. Dužina "repa" na levoj strani zavisi od početne energije  $\alpha$ -čestica.

ekscitacija i ionizacija atoma, zakočno zračenje i anihilacija (važi samo za  $\beta^+$ ).

a) *Ekscitacija i ionizacija*. Kao i teške nanelektrisane čestice i elektroni gube svoju energiju u sudarima sa elektronima iz elektronskog omotača atoma sredine kroz koju prolaze. Usled toga ovi atomi bivaju ili pobuđeni ili ionizovani, [slika 4.2](#), što se u užem smislu sve smatra za ionizacione gubitke. Međutim, s obzirom na činjenicu da su upadni elektroni identični onima u elektronskom omotaču sa kojima reaguju, a posebno da su njihove mase pri nerelativističkim brzinama upadnih jednakе, upadni elektron može predati veliki deo svoje energije orbitalnom elektronu ([jedn. 4.1](#)). Pri tome se upadni elektroni rasejavaju pod velikim uglom što dovodi do masovnog skretanja sa pravca upada. Krajnji rezultat je da se od elektrona date energije dobije opet elektron manje energije i drugaćijeg pravca. Ovako nastali sekundarni elektroni imaju relativno velike energije, tako da i oni mogu izazivati nove (sekundarne) ionizacije. Zapravo, tri četvrte ukupne ionizacije prilikom apsorpcije elektrona je sekundarna ionizacija.

Gubici energije elektrona putem ionizacije sredine se, kao i kod teških nanelektrisanih čestica, izražavaju preko moći zaustavljanja. S obzirom na to da je mehanizam dejstva praktično isti i ovde je u principu, uz odgovarajuća prilagođavanja ( $Z = 1$ ), moguće koristiti [jednačinu 4.40](#). Tu se sada mogu pojaviti dva slučaja, nerelativistički i *relativistički*; detaljnije u [prilogu 4-P.2](#).

b) *Zakočno zračenje (Bremsstrahlung - bremzstrahlung)*. Upadni elektron pri prolazu kroz sredinu može deo svoje kinetičke energije emitovati u obliku elektromagnetskog zračenja prilikom usporavanja pod uticajem električnog polja jezgra. To je kretanje sa (negativnim) ubrzanjem, a svaka nanelektrisana čestica koja se kreće sa takvim ubrzanjem emituje elektromagnetne talase. To je tzv. zakočno zračenje. Na taj način jedan deo snopa elektrona biva apsorbovan gubeći svu svoju energiju. Za uzvrat dobija se X- ili  $\gamma$ -zračenje koje je u principu ([§ 4.3.1](#)) prodornije od elektrona, pa se može desiti da izade iz materijala. Ostatak snopa može takođe napustiti materijal kao rasejano i usporeno elektronsko zračenje; detaljnije u [prilogu 4-P.2](#).

c) *Anihilacija pozitrona*<sup>20</sup>. Kad  $\beta^+$ -zračenje prolazi kroz sredinu ono sa njom interaguje slično elektronu, gubi svoju kinetičku energiju u mnogobrojnim sudarima uglavnom sa elektronima, stvarajući jonske parove, s tom razlikom što su za takvu interakciju odgovorne privlačne a ne odbojne sile. Pošto se u ovim sudarima uspori toliko da se termalizuje<sup>21</sup> pozitron se anihilira sa nekim od okolnih elektrona.

*Rasejavanje elektrona u u elastičnim sudarima sa jezgrima*. Najveći deo svoje energije elektron gubi u neelastičnim sudarima sa elektronima iz elektronskog omotača, zbog

<sup>20</sup> *Pozitron* treba razlikovati od *pozitronijuma*, koji predstavlja sistem *pozitron-elektron* u kojem su ove dve čestice vezane analogno vezi jezgro-elektron u atomu. To je u stvari atom sličan po strukturi atomu vodonika sa masom koja je 920-ti deo ovog poslednjeg. U izvesnom smislu se može smatrati za izotop vodonika. Poseduje osobena hemijska svojstva. Njegovo nastajanja se odigrava kada se pozitron značajno uspori i to je proces koji je konkurentan anihilaciji. Označava se simbolom Ps.

<sup>21</sup> To znači da se uravnoteži sa česticama sredine u skladu sa Maksvelovom raspodelom za datu temperaturu.

toga što su to čestice iste mase pa je prenos energije efikasan (jedn. 4.1). Međutim, mogućni su i elastični sudari sa jezgrom u kojima elektron predaje mali deo svoje energije zbog ogromnih razlika u masi. Zato se lako odbija od jezgra. Rasejavanje se odvija u svom pravcima. Ako je sudar čeoni elektron se može vratiti natrag, a ako nije onda on skreće ustranu vrlo lako.

*Specifična jonizacija*  $\beta$ -čestica je manja nego kod  $\alpha$ -čestice, što se može zaključiti iz jednačine 4.40, jer ona nosi manje nanelektrisanje, a zbog manje mase ima i veću brzinu od  $\alpha$ -čestice pri istoj energiji. Maksimalna specifična jonizacija elektrona u vazduhu je oko 770 parova jona/mm puta pri energiji od 150 eV, dakle 10 puta manje nego kod  $\alpha$ . U skladu sa tim domet  $\beta$ -čestica je višestruko veći od dometa  $\alpha$ -čestica pri istoj energiji.

*Trag*  $\beta$ -čestice je krivudav. Njena je masa mala pa joj je i inercija mala. Time je i skretanje čestice sa svog pravca više izraženo, naročito ako su energije elektrona manje od 1 MeV.

*Domet* elektrona, definisan kao srednja vrednost u pravcu upada, ima različito značenje od dužine puta koji on pređe duž traga u materijalu. Tu dužinu puta je u principu moguće izračunati koristeći jednačine 4.46-4.48 za srednje gubitke energije putem različitih mehanizama, ali se iz toga teže može odrediti domet zbog karaktera traga, jer on nije pravolinijski kao npr. kod teških nanelektrisanih čestica. Zato se obično koriste empirijske jednačine koje povezuju domet sa energijom, ali se i one razlikuju za različite slučajeve.

Za praksu su najvažnije dve vrste elektronskog zračenja -  $\beta$ -zračenje i monoenergijski elektroni.

$\beta$ -Zračenje već pri svom nastajanju ima kontinualan spektar energija, ali takav da najveći broj čestica ima male energije, koje zbog toga intenzivno interaguju sa sredinom. Pokazalo se da se apsorpcija takvog zračenja bez obzira na mehanizme interakcije može približno predstaviti eksponencijalnom funkcijom

$$N_e(x) = N_e(0) \cdot e^{-\delta x} \quad (4.7)$$

gde je  $N_e$  - broj elektrona u fluksu,  $x$  - debljina sloja ( $\text{g cm}^{-2}$ ),  $\delta$  - maseni apsorpcioni koeficijent za  $\beta$ -zračenje određene maksimalne energije ( $\text{cm}^2\text{g}^{-1}$ ).

Rastojanje na kojem su i čestice sa najvećom energijom apsorbovane zove se maksimalni domet  $\beta$ -čestica i obeležava se sa  $D_{maks}$ . Njegovim merenjem moguće je odrediti maksimalnu energiju zračenja; detaljnije u prilogu 4-P.3.

## 4.3 POSREDNO JONIZUJUĆA ZRAČENJA

### 4.3.1 Interakcija $\gamma$ -zraka

Ova interakcija je sasvim različita od interakcije  $\alpha$ - ili  $\beta$ -zračenja iz dva razloga: (i) ne radi se o nanelektrisanoj čestici, pa je mehanizam prenosa energije drugačiji; (ii) dok  $\alpha$ - i  $\beta$ -čestice predaju svoju energiju u mnogobrojnim sudarima, malo po malo,

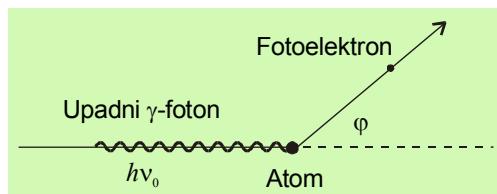
dotle  $\gamma$ -kvanti predaju svu ili najveći deo svoje energije jednokratno. S obzirom na princip da je prenos energije pri interakciji sa sudarnim partnerom verovatniji ukoliko je vrednost energije koja se predaje manja, to sledi da je interakcija  $\gamma$ -zračenja sa sredinom slaba a dometi veoma veliki u odnosu na nanelektisane čestice. Srednja vrednost *specifične ionizacije* je svega 1-10% od vrednosti za elektron iste energije. Pri tome je ta ionizacija sekundarna, tj. dešava se posredno kroz mehanizme opisane niže.

Interakcija  $\gamma$ -zračenja umerenih energija (reda nakoliko MeV) sa sredinom može da se ostvari kroz tri nezavisna procesa različite fizičke prirode: *fotoefekt*, *Komptonov efekt* i *stavaranje parova pozitron-elektron*. U prva dva procesa  $\gamma$ -kvanti interaguju sa elektronima, a u trećem sa jezgrom. Ako su energije zračenja veoma velike onda postoji mogućnost izazivanja nuklearnih transmutacija kao što su npr. stvaranje izomernih jezgara, ( $\gamma, n$ ) reakcije (§ 6.3.5) i slično, ali to na ovom mestu neće biti razmatrano.

*Fotoefekt.* To je pojava da  $\gamma$ -foton prilikom interakcije sa atomom sredine izbjije elektron iz njegovog elektronskog omotača, pri čemu se ukupna energija fotona predaje elektronu, slika 4.4. Pravac kretanja izbijenog elektrona u opštem slučaju zauzima neki ugao u sa pravcem upada ( $\varphi$ ). Zato je njegova kinetička energija strogo definisana razlikom energije upadnog fotona,  $\epsilon_\gamma$ , i energije veze elektrona na datom nivou u atomu

$$\epsilon_k = \epsilon_\gamma - \epsilon_{veze}. \quad (4.8)$$

Upadni foton nestaje u potpunosti, emituje se elektron, a količina kretanja se održava zahvaljujući tome što atom prihvata jedan njen deo. Osobenost fotoefekta je u tome da on predstavlja direktnu apsorpciju elektromagnetskog zračenja, te se ne može

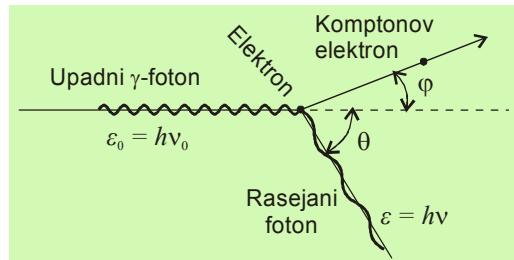


Slika 4.4. Shematski prikaz fotoefekta.

desiti na slobodnom već na vezanom elektronu (principijelno, slobodni elektron ne apsorbuje elektromagnetski talas). Apsorpcija je verovatnija što je energija fotona bliža energiji veze elektrona (najverovatnija je kada su one jednake - to je rezonancija). S obzirom da se radi o  $\gamma$ -zračenju njegova energija je u najvećem broju slučajeva najpričližnija energiji veze K-elektrona (najjače vezani). Zato se izbijanje K-elektrona najčešće dešava (80%). Saglasno tome ovaj efekt je uvek praćen emisijom karakterističnog rendgenskog zračenja, a često i Ožeovim efektom.

*Komptonov efekt.* To je sudarni proces pri kojem se  $\gamma$ -foton rasejava na elektronu. Suštinski je različit od apsorpcije. Elektron u elastičnom sudaru prihvata deo energije i impulsa a ostatak energije se transformiše u novi foton manje energije i drugačijeg pravca, slika 4.5. Taj elektron može biti slobodan ili vezan u atomu. Komptonov efekt

se dešava kada je energija upadnog fotona znatno veća od energije veze elektrona (što je slučaj sa elektronima iz spoljne ljske) tako da se ovaj poslednji može smatrati za



Slika 4.5. Shematski prikaz Komptonovog efekta.

slobodan. Otuda se ovaj efekt može posmatrati kao interakcija *foton-slobodni elektron*. Rasejni foton i elektron na kojem se desilo rasejanje se razilaze u pravcima koji su pod određenim uglovima u odnosu na pravac upada. Kinetička energija Komptonovog elektrona je

$$E_k = h\nu_0 - h\nu - E_{veze}. \quad (4.9)$$

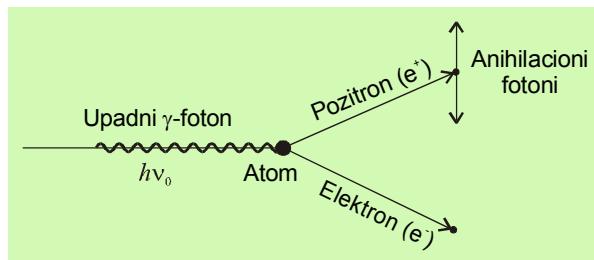
Odnos energijskih gubitaka i uglova rasejanja proistiće iz uslova održanja energije i impulsa, i u kondenzovanom obliku može biti izražen sledećom jednačinom

$$\lambda_0 - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \quad (4.10)$$

gde se su  $\lambda_0$  - talasna dužina upadnog fotona,  $\lambda$  - talasna dužina rasejanog fotona, a  $m_e$  - masa mirovanja elektrona, dok odnos  $h/m_e c$  predstavlja tzv. komptonsku talasnu dužinu elektrona.

Poznavajući gornju razliku talasnih dužina, a podsećajući se na vezu  $\varepsilon = h\nu = hc/\lambda$ , nije teško odrediti kinetičku energiju koju dobije elektron, jedn. 4.10, kao i energiju rasutog fotona, ako se poznaje ugao rasipanja.

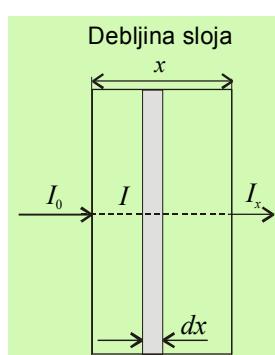
*Stvaranje parova.* To je proces pri kojem se, ako je energija  $\gamma$ -fotona veća od 1,022 MeV ( $2m_e c^2$ ), u električnom polju u blizini jezgra stvara par *pozitron-elektron*, suprotno od anihilacije, slika 4.6. Višak energije deli par među sobom kao kinetičku energiju.



Slika 4.6. Proces stvaranja para *pozitron-elektron*.

Stvaranje parova je uvek praćeno anihilacijom nastalog pozitrona sa nekim elektronom iz okoline uz emisiju dva kvanta od po 0,511 MeV. Dakle, kad se apsorpcija  $\gamma$ -zračenja dešava putem ovoga mehanizma to uvek ima za posledicu emisiju *sekundarnog (anihilacionog) zračenja*.

*Apsorpcija  $\gamma$ -zraka.* Ona se u stvarnosti odvija tako što  $\gamma$ -foton, ako ima dovoljnu energiju (npr. 1 MeV), prvo izbaci nekoliko Komptonovih elektrona, zatim jedan fotoelektron, da bi time nestao. Komptonovi i fotoelektroni imaju dovoljno energije da ionizuju sredinu kroz koju prolaze. Tako  $\gamma$ -zračenje vrši ionizaciju indirektno, te spada u posredno ionizujuća zračenja. Po toj ionizaciji se može meriti.



Apsorpcija  $\gamma$ -zračenja u materijalima kroz pojedine mehanizme se obično izražava preko odgovarajućih koeficijenata slabljenja ili koeficijenata apsorpcije. Do njih se može doći uz pomoć predstave date na slici 4.7.

*Fotoelektrični efekt.* Uzak i dobro kolimisan snop  $\gamma$ -fotona čiji je intenzitet  $I^{22}$  pada na materijal. Izmena intenziteta pri prolazu kroz sloj materijala površine  $1 \text{ cm}^2$  na dužini  $dx$  je proporcionalna intenzitetu zračenja koji upada na dati sloj i toj dužini

$$-dI = \delta_F I dx \quad (4.11)$$

$\delta_F$  - linearni koeficijent slabljenja za fotoefekt, koji očigledno predstavlja udeo fotonske energije apsorbovane po jedinici puta zračenja kroz sredinu. On je u stvari merilo verovatnoće slabljenja zračenja u datom materijalu. Izražava se u  $\text{cm}^{-1}$ . Kada se jednačina 4.11 integrali uz početne uslove da je za  $x = 0$  intenzitet jednak upadnoj vrednosti, tj.  $I = I_0$ , a za  $x = x$  intenzitet je  $I = I_x$  dobiva se da je izlazni intenzitet eksponencijalno opadajuća funkcija debljine sloja

$$I_x = I_0 e^{-\delta_F x} \quad (4.12)$$

Ako se debljina apsorbera izrazi kao tzv. površinska gustina,  $d = xp$  ( $\text{g/cm}^2$ ), što je iz razloga koji su navedeni na početku ovog poglavљa prikladnije, onda će gornji zakon slabljenja imati oblik u kojem će koeficijent slabljenja biti podeljen sa gustinom

$$I_d = I_0 e^{-\frac{\delta_F d}{\rho}}, \quad (4.13)$$

$\delta_F/\rho$  - maseni koeficijent slabljenja za fotoefekt (izražava se u jedinicama  $\text{cm}^2/\text{g}$ ),  $\rho$  -

<sup>22</sup> Intenzitet zračenja, koji se uobičajeno definiše kao energija (broj fotona ili čestica) koji pada na neku površinu u jedinici vremena, ovde treba shvatiti kao fluks, tj. kao energiju koja prode kroz jediničnu površinu u jedinici vremena; energija je proizvod broja fotona i njihove srednje energije.

gustina sredine.

Jednačina 4.11 se može izraziti i kao

$$-\frac{\varepsilon}{\rho} \frac{dI}{dx} = \frac{\delta_F}{\rho} I \varepsilon \quad (4.14)$$

$\varepsilon = h\nu_0$  - energija jednog fotona.

Fotoelektroni se dalje na svom putu uglavnom apsorbuju u sredini zbog intenzivne interakcije, tako da je slabljenja zraka jednako apsorpciji, pa je koeficijent slabljenja istovremeno i koeficijent apsorpcije. S tim u vezi je važno zapaziti da leva strana jednačine 4.14 predstavlja u stvari iznos energije za koji je oslabljeno upadno  $\gamma$ -zračenja u 1 g materijala sredine za 1 s pri prolasku snopa fotona. To je moguće dokazati odgovarajućim smenama: gustina je  $\rho = m/Pdx$ , dok je  $dI = n_f/Pdt$ , gde je  $n_f$  - broj fotona koji su nestali iz snopa (na datoj površini i u datom vremenu), a  $P$  - površina. Dakle,

$$\frac{\varepsilon Pdx}{m} \frac{n_f}{Pdxdt} = \frac{n_f \varepsilon}{mdt} \quad (4.15)$$

Koeficijent  $\delta_F$  je osnovni parametar slabljenja zračenja putem fotoefekta. On predstavlja merilo verovatnoće apsorpcije i kao takav proporcionalan je broju atoma apsorbera po jednici zapremine,  $n$ . Može biti izračunat teorijski, ili određen iz empirijskih jednačina, gde je dat kao

$$\delta_F = \delta_F^a n = \delta_F^a \frac{\rho N_A}{M}, \quad \delta_F^a = g \left( \frac{1}{h\nu_0} \right)^{2,8} Z^4 \text{ cm}^2. \quad (4.16)$$

gde je  $g$  - konstanta,  $\tau_A$  - vrednost koeficijenta apsorpcije obračunata na jedan atom<sup>23</sup>,  $M$  - relativna atomska masa. On, dakle, intenzivno raste sa rednim brojem atoma sredine, ali i opada sa energijom zračenja. Zato je fotoefekt verovatniji pri niskim energijama i kod teških elemenata. Tako npr. on je preovlađujući proces u aluminiju pri energijama nižim od 0,05 MeV, a u olovu pri energijama nižim od 0,5 MeV.

Komptonov efekt. To je nezavisan proces. Slabljenje zračenja usled Komptonov efekta se tretira analogno slabljenju usled fotoefekta

$$-dI = \delta_C I dx, \quad I_x = I_0 e^{-\delta_C x}. \quad (4.17)$$

$\delta_C$  - linearni koeficijent komptonskog slabljenja. On je direktno srazmeran broju elektrona (čestica na kojima se vrši rasejavanje) po jedinici zapremine ( $nZ$ ), tj. rednog broja, i izražava se kao

---

<sup>23</sup> Ovako definisan koeficijent se naziva i *efikasni presek* za dati proces. Za detaljniji opis ovog pojma videti § 6.2.1 i dalje.

$$\delta_C = \delta_C^e n Z = \delta_C^e \frac{\rho Z N_A}{M}, \quad \delta_C^e = f(\varepsilon_0) \quad (4.18)$$

gde je  $\delta_C^e$  - koeficijent rasejanja obračunat na jedan elektron (efikasni presek). On je složena funkcija energije zračenja, ali ne i rednog broja  $Z$ . Za energije iznad 0,5 MeV približno je srazmeran sa  $E_0^{-1}$ , što znači da sa energijom opada znatno sporije neko koeficijent za fotoefekt. Inače, Komptonov efekt je preovlađujući proces u osegu umerenih energija, npr. 0,05-15 MeV za aluminijum, 0,5-5 MeV za olovo itd.

Maseni koeficijent komptonskog slabljenja je  $\delta_C/\rho$ . Koeficijent slabljenja ne predstavlja direktnu meru energije predate apsorberu, a ona je često, naročito u radijacionoj hemiji, od najvećeg interesa. Deo energije koju izgubi upadni snop fotona pri prolasku kroz sloj konačne debljine ne mora u njemu i da se apsorbuje u potpunosti, već izlazi kao rasejani foton, sekundarno zračenje i sl. Zato, ako nas interesuje energija apsorbovana od strane sredine, konkretno u slučaju komptonskog rasejanja, možemo definisati maseni koeficijent apsorpcije,  $\delta_C^a/\rho$ . On se dobiva tako što se maseni koeficijent slabljenja  $\delta_C/\rho$ , koji se može lakše odrediti, pomnoži sa odnosom energije komptonskog elektrona i ukupne energije upadnog fotona, tj. sa  $\varepsilon_K/h\nu_0$ , jer se samo taj elektron apsorbuje, a rasejani foton izlazi napolje (osim u slučajevima vrlo debelih uzoraka, kao i onih koji su napravljeni od teških elemenata). To ne utiče na prirodu zakona slabljenja putem ovog efekta, koja je tipa  $I_x = I_0 \cdot \exp(-\delta_C x)$ .

Obrazovanje parova. Na sličan način kao i u prethodna dva slučaja i ovde intenzitet slabi po eksponencijalnom zakonu

$$-dI = \delta_P I dx, \quad I_x = I_0 e^{-\delta_P x} \quad (4.19)$$

$\delta_P$  - linearni koeficijent slabljenja. Slično, maseni koeficijent slabljenja je  $\delta_P/\rho$ . Koeficijent apsorpcije je  $\delta_P^a/\rho$ , a on se dobiva množenjem koeficijenta slabljenja sa udelom energije koju u obliku kinetičke energije odnose pozitron i elektron,  $(\varepsilon_0 - 2m_e c^2)/\varepsilon_0$ . Prema teorijskim računima a i merenjima, maseni koeficijenti slabljenja rastu sa porastom energije zračenja iznad praga od 1,022 MeV, kao i sa rednim brojem materijala sredine

$$\delta_P = \delta_P^a n = \delta_P^a \frac{\rho N_A}{M}, \quad \delta_P^a = \zeta (\varepsilon_0 - 2m_e c^2) Z^2, \quad (4.20)$$

gde je  $\zeta$  - faktor proporcionalnosti.

Obrazovanje parova je značajno pri relativno velikim energijama, npr. > 15 MeV za aluminijum, odnosno > 5 MeV za olovo.

Ukupno slabljenje  $\gamma$ -zračenja. Ukupno slabljenje (atenuacija)  $\gamma$ -zračenja date talasane dužine je rezultat odigravanja sva tri opisana procesa, pa je ukupni koeficijent slabljenja zbir pojedinačnih koeficijenata

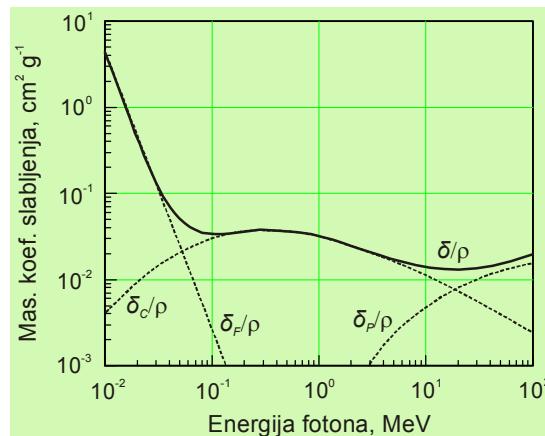
$$\delta = \delta_F + \delta_C + \delta_P \quad (4.21)$$

Istovremeno, ukupno slabljenje se pokorava istom eksponencijalnom zakonu kao i kod

pojedinačnih procesa slabljenja, odakle sledi da je intenzitet koji prođe kroz sloj debljine  $d$  dat sledećim izrazom

$$-dI = \delta I dx, \quad I_x = I_0 e^{-\delta x} = I_0 e^{-\frac{\delta}{\rho} d} = I_0 e^{-(\delta_F + \delta_C + \delta_P) \frac{d}{\rho}}. \quad (4.22)$$

Ukupni koeficijent slabljenja se u literaturi često tretira kao koeficijent apsorpcije, mada se ta dva koeficijenta u principu razlikuju. Naime, koeficijent slabljenja je, kako se iz već navedenog može zaključiti, zbir koeficijenta apsorpcije i koeficijenta rasejavanja, pa je  $\delta \approx \delta^a$  samo pod uslovom da ne dolazi do značajnog rasejavanja zračenja. Zavisnosti pojedinih koeficijenata slabljenja od energije upadnih fotona ilustrovane su na slici 4.8.



Slika 4.8. Zavisnost masenih koeficijenata slabljenja od energije fotona za vodu.

Sva tri pojedinačna koeficijenta slabljenja, a time i ukupni koeficijent, rastu sa porastom atomskog broja  $Z$  materijala sredine. Zato su teški elementi znatno bolji apsorberi  $\gamma$ -zračenja od lakih. S druge strane, verovatnoće fotoefekta i Komptonovog efekta opadaju, a verovatnoća stvaranja parova raste sa porastom energije zračenja, što dovodi do toga da kriva ukupne apsorpcije za pojedini materijal ovabezno ima minimum. Merenje koeficijenta slabljenja i merenje i energije  $\gamma$ -fotona - [prilog 4-P.4](#).

\*

U ovom poglavlju su opisani principi interakcije i slabljenja osnovnih tipova zračenja umerenih energija pri prolazu kroz sredinu<sup>24</sup>.

---

<sup>24</sup> Jedna ilustracija. Potpuna apsorpcija se odigra:  
za  $\alpha$ -česticu u sloju od oko  $8 \text{ mg/cm}^2$  (list papira),  
za  $\beta$ -česticu u sloju od  $450 \text{ mg/cm}^2$  (tanka knjiga),  
za  $\gamma$ -kvant u sloju od  $220 \text{ g/cm}^2$  (24 toma enciklopedije). Zračenje oslabi za  $10^6 \times$ .

### 4.3.2 Interakcija neutrona sa sredinom, usporavanje

Neutron je neutralna čestica čija je masa mirovanja slična odgovarajućoj masi protona. Za razliku od ovog poslednjeg on ne poseduje sposobnost direktnе ionizacije materijala. Osnovni mehanizam interakcije neutrona sa sredinom je putem elastičnih sudara sa jezgrima te sredine. Interakcija sa elektronima, mada je imao, zanemarljiva je. Prenos energije u tim sudarima se u potpunosti odvija u skladu sa jednačinom 4.1. Pri tome sam neutron gubi deo svoje energije i time se usporava, dok sredina može da pretrpi transformacije različitog vira.

Među najvažnije efekte koje neutron izaziva u sredini spadaju tzv. „atomi odskoka” (ili uzmaka), kao i različite vrste nuklearnih reakcija. Ti efekti dalje mogu služiti za detekciju i merenje neutronskog zračenja, ali i u druge svrhe. U sudarima neutrona sa jezgrima atoma, pogotovo onih koja su mu slična po masi (jezga vodonika), ova poslednja mogu na račun primljene energije biti otkinuta iz jedinjenja u kojima su vezana. Ako je sudar čeonim onda neutron svu svoju energiju prenese protonu. Nastale protone odskoka je lako detektovati kao nanelektrisane čestice, a posredno i same neutrone. Slično, po proizvodima nuklearnih reakcija (§ 5.3.1) je takođe moguće meriti neutronsko zračenje ili njegove parametre.

Sa druge strane, usporavanje neutrona je često od suštinskog značaja za njihovu upotrebu u nuklearnim reakcijama, a naročito kod neutronske fisije (§ 7.2). Tehnike usporavanja su posebno razvijene u vezi sa nuklearnim reaktorima i u tom cilju su intenzivno istraživani različiti aspekti takvih procesa.

Prilikom usporavaju elastičnim sudarima sa jezgrima sredine, neutron u opštem slučaju prenosi jezgru mase  $M$  (amu) energiju koja je data jednačinom 4.1. Ona je maksimalna za slučaj čeonog sudara i data je izrazom

$$\varepsilon_M^{(c)} = \varepsilon_0 \frac{4M}{(1+M)^2} \quad (4.23)$$

$\varepsilon_M^{(c)}$  - energija koja se prenese u jednom čeonom sudaru,  $\varepsilon_0$  - energija upadnog neutrona,  $M$  - masa jezgra sa kojim se neutron sudara,  $m = 1$  - masa neutrona.

Svi transferi energije između 0 i maksimalne vrednosti su jednakoveroatni za opseg energija do 10 MeV. Zato, srednja energija koja se prenese u jednom sudaru može se izraziti kao aritmetička sredina ove dve vrednosti.

**Tablica 4.1** Srednja vrednost energije prenete u sudaru u funkciji  $M$

$$\bar{\varepsilon}_M = \frac{1}{2} \left( 0 + \varepsilon_0 \frac{4M}{(1+M)^2} \right) = \varepsilon_0 \frac{2M}{(1+M)^2}. \quad (4.24)$$

$M$	$(\varepsilon_M/\varepsilon_0) \cdot 100\%$
200	1
100	2
50	4
1,0	16,5

Tablica 4.1 ilustruje zavisnost srednje vrednosti energije prenesene u sudaru od masenog broja jezgra sa kojim se neutron sudara. Iz tablice, kao i iz formule 4.24, jasno sledi zaključak da se neutroni efikasnije usporavaju u sudarima sa lakšim jezgrima.

Na osnovu svega što je gore navedeno dalje sledi da je srednja energija koju zadrži neutron nakon jednog sudara jednaka razlici njegove početne energije ( $\varepsilon_0$ ) i srednje vrednosti energije koju pređa jezgru

$$\begin{aligned}\bar{\varepsilon} &= \varepsilon_0 - \bar{\varepsilon}_M = \left[ \varepsilon_0 - \varepsilon_0 \frac{2M}{(1+M)^2} \right] \\ \frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_0} &= \left[ 1 - \frac{2M}{(1+M)^2} \right]\end{aligned}\quad (4.25)$$

Srednja vrednost gornjeg odnosa nakon  $n$  sudara je

$$\frac{\bar{\varepsilon}_n}{\varepsilon_0} = \left[ 1 - \frac{2M}{(1+M)^2} \right]^n, \quad (4.26)$$

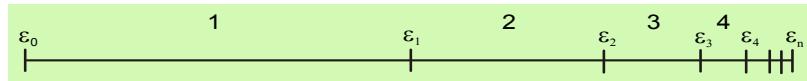
što se može ilustrovati primerom sudara neutrona sa protonom ( $m = 1$ ). Naime, na osnovu odnosa 4.26 jasno sledi da je, nakon prvog sudara, odnos srednje energije koja preostaje neutronu i energije koju je imao pre sudara dat kao

$$\frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_0} = \frac{1}{2}. \quad (4.27)$$

To dalje znači da će srednja energija nakon  $i$ -tog sudara biti

$$\begin{aligned}i = 1 &\quad \bar{\varepsilon}_1 = \frac{\varepsilon_0}{2} \\ i = 2 &\quad \bar{\varepsilon}_2 = \frac{\bar{\varepsilon}_1}{2} = \frac{\varepsilon_0}{4} \\ i = 3 &\quad \bar{\varepsilon}_3 = \frac{\bar{\varepsilon}_2}{2} = \frac{\varepsilon_0}{8} \\ &\quad \dots \\ i = n &\quad \bar{\varepsilon}_n = \frac{\varepsilon_0}{2^n}\end{aligned}\quad (4.28)$$

što je ilustrovano na brojevnoj pravoj, slika 4.9.



**Slika 4.9.** Smanjivanje energije neutrona u uzastopnim sudarima sa protonom.

Konačno, za odnos energija se dobiva

$$\frac{\bar{\varepsilon}_n}{\varepsilon_0} = \left(\frac{1}{2}\right)^n, \quad (4.29)$$

što dokazuje važenje jednačine 4.26 za navedeni slučaj.

*Logaritamski dekrement energije ( $\xi$ )*. U fizici neutrona to je vrlo važna veličina, koja se definiše kao srednji logaritamski gubitak energije po jednom sudaru

$$\begin{aligned} \xi &= \overline{\Delta \ln \varepsilon} = \overline{\ln \varepsilon_{i-1} - \ln \varepsilon_i} = \overline{\ln \frac{\varepsilon_{i-1}}{\varepsilon_i}} \\ \xi &= 1 - \frac{(M-1)^2}{2M} \ln \frac{M+1}{M-1}. \end{aligned} \quad (4.30)$$

Kako se vidi iz jednačine 4.30 on zavisi samo od mase sudarnog partnera. Dokaz te zavisnosti nije jednostavan i ovde neće biti dat. Logaritamski dekrement se, inače, češće koristi nego srednji gubitak energije, sa kojim je u vezi.

Ukupna promena logaritma energije u  $n$  sudara, pri kojima se energija neutrona menja od neke početne energije  $\varepsilon_0$  do neke konačne  $\varepsilon$ , je definisana na analogan način

$$\ln \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}, \quad (4.31)$$

dok je srednji broj sudara neophodan da neutron promeni svoju energiju od  $\varepsilon_0$  do  $\varepsilon$  dat odnosom (izvođenje - prilog 4-P.5)

$$\bar{n} = \frac{\ln(\varepsilon_0/\varepsilon)}{\ln(\varepsilon_{i-1}/\varepsilon_0)} = \frac{\ln(\varepsilon_0/\varepsilon)}{\xi}. \quad (4.32)$$

*Primer:* Usporavanje prosečnog fisionog neutrona putem sudara sa jezgrima vodonika. Koliko je sudara u proseku neophodno da neutron koji se emituje pri fisiji (§ 7.2.3) bude usporen do nivoa da postane termalni neutron (§ 6.4.4)

Podaci:  $M = 1$  (proton),  
 $\varepsilon_0 = 2$  MeV (prosečan fisioni neutron) i  
 $\varepsilon = 0,025$  eV (termalni neutron)

$$\begin{aligned} \xi &= 1 \quad \Rightarrow \quad \bar{n} = \ln \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \quad i \quad \varepsilon = \varepsilon_0 e^{-\bar{n}} \\ \bar{n} &= \ln \frac{2 \cdot 10^6}{2,5 \cdot 10^{-2}} = 18,2. \end{aligned} \quad (4.33)$$

Dakle, za termalizaciju fisionog neutrona neophodno je oko 18 sudara sa protonima. U praksi bi to značilo da npr. sloj parafina (ugljovodonik - velika koncentracija jezgara

vodonika) deboe oko 20 cm, kojim bi se obložio izvor fisionih neutrona, je dovoljan da ih termalizuje. Proces termalizacije traje  $< 1$  ms. Jezgra većih masa su odgovarajuće manje efikasna u usporavanju neutrona. Neki primjeri su prikazani u tablici 4.2.

**Tablica 4.2**  
Parametri usporavanje neutrona različitim jezgrima ( $\varepsilon_0 = 2$  MeV,  $\varepsilon = 0,025$  eV)

Jezgro	$M$	$\xi$	$\bar{n}$
$^1\text{H}$	1	1,00	18
$^2\text{H} (\text{D})$	2	0,73	25
$^{12}\text{C}$	12	0,16	114
$^{238}\text{U}$	238	0,008	2170

## Prilozi 4-P

### 4-P.1 Interakcija $\alpha$ -čestice sa sredinom (detaljnije)

Dok  $\alpha$ -čestice imaju relativno velike energije, a pod tim se podrazumaju energije veće od 1 MeV (na Bregovoj krivoj to je oblast levo od maksimuma), dotele se predaja energije elektronu odvija po jednom mehanizmu. Taj se mehanizam, koji važi i za druge teške nanelektrisane čestice, svodi na sledeće. Prvo, takva čestica, zahvaljujući svojoj mase, ima skoro pravolinjsku putanju. Neka ona brzinom  $v$  proleti pored elektrona na rastojanju  $b$ , gde je  $b$  - parametar udara, slika 4.10. Interakcija je uzrokovana elektromagnetskim poljem koje čestica stvara pri svom kretanju, a koje zavisi od njenog nanelektrisanja i brzine. Ona je značajna samo na dužini puta od  $2b$ , koji predstavlja stvarni domen dejstva. Shodno tome na elektron će dejstvovati Kulonova sila  $F$ . U rezultatu

takvoga dejstva on će dobiti impuls,  $p_n$ , u pravcu koji je normalan na pravac kretanja čestice, a u kom dejstvuje i komponenta  $F_n$ , čiji se red veličine može odrediti iz odnosa za Kulonovu силу,  $F_n \approx Ze^2/b^2$ , gde je  $Z$  nanelektrisanje čestice. Impuls u pravcu koji je paralelan sa pravcem kretanja čestice je nula, pošto odgovarajuća komponenta sile,  $F_p$ , na putu do tačke najmanjeg rastojanja dve čestice i nakon nje ima suprotan znak.

Vreme  $\Delta t$  koje čestica provede u domenu dejstva  $2b$  je, naravno funkcija brzine, i iznosi  $\Delta t \approx 2b/v \sim 1/e^{1/2}$ . To je u stvari „vreme interakcije”. Ako su čestice duže u kontaktu verovatnoća interakcije je veća. Specifična jonizacija u naznačenom domenu energija je direktno сразмерna ovom vremenu. Dok je brzina velika ono je kratko, pa je jonizacija slabija i obratno.

Srednja energija koju čestica predaje elektronu u jednom sudaru,  $\varepsilon_T$ , a to je istovremeno i energija koju elektron prima, određena je impulsom koji ovaj dobije,  $p_n \sim F_n(b) \cdot \Delta t \approx 2Ze^2/bv$ ,

$$\varepsilon_T \approx \frac{p_n^2}{2m_e} \approx \frac{2Z^2e^4}{m_e v^2 b^2}, \quad (4.34)$$

gde je  $e$  - elementarno nanelektrisanje.

Kao što se vidi, gornja energija je direktna funkcija nanelektrisanja čestice, a obrnuto je сразмерna mase elektrona i kvadratu sopstvene brzine. Važno je zapaziti da ona uopšte ne zavisi od mase jonizujuće čestice. Zbog toga teške čestice jednakog nanelektrisanja gube svoju energiju usled ionizovanja sredine u jednakim porcijama po jedinici puta.

Ako je broj elektrona po  $1 \text{ cm}^3$  sredine jednak  $n_e$ , a to je u stvari elektronska gustina, onda će se između zidova cilindara jedinične visine ( $dx$ ), čiji su radijusi  $b$  i  $b+db$ , tj. u zapremini  $2\pi b db$ , nalaziti  $2\pi n_e b db$  elektrona. Nanelektrisana čestica koja interaguje sa njima na dužini  $dx$  će utrošiti energiju

$$-\frac{dE}{dx} db = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{db}{b} \quad (4.35)$$

Elektronska gustina može biti izražena i kao proizvod  $nZ_A$ , gde je  $n$  - broj atoma sredine po jedinici zapremine, tj atomska gustina, dok  $Z_A$  predstavlja redni broj elementa od kojeg se sredina sastoji<sup>25</sup>. Da bi se dobili ukupni ionizacioni gubici neophodno je naći integral za moguće vrednosti parametra udara, od  $b_{\min}$  do  $b_{\max}$

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ioniz}} = \frac{4\pi n Z^2 e^4}{m_e v^2} Z_A \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \quad \text{J cm}^{-1}. \quad (4.36)$$

Gornja granica integracije može se odrediti iz uslova da vreme interakcije ( $2b/v$ ) bude manje od perioda kretanja elektrona u atomu, koji se može izraziti kao  $1/\omega$ , gde je  $\omega$  klasična frekvencija kretanja elektrona u atomu. Dakle,

$$b_{\max} = \frac{v}{2\omega}. \quad (4.37)$$

Donja granica parametra udara je određena vrednošću maksimalne energije koja može biti predata u jednom sudaru, jer su ove dve veličine u obrnutoj сразмерi, jedn. 4.36. Ako je uz to i masa udarne čestice dovoljno velika u odnosu na masu elektrona ( $M > m_e$ ), tako da se ova poslednja u odgovarajućem imenitelju jednačine 4.1 može zanemariti, onda je maksimalna brzina koju ona može saopštiti elektronu  $v_e = 2v$ . To je direktna posledica principa o održanju impulsa, a sledi iz jednačine 4.1 za slučaj čeonog sudara, nakon što se uvedu smene  $\varepsilon_t = m_e v^2/2$  i  $\varepsilon = \varepsilon_0 = mv^2/2$

$$\frac{m_e v_e^2}{2} = \frac{mv^2}{2} 4 \frac{m_e}{m} \quad \therefore \quad v_e = 2v. \quad (4.38)$$

To odgovara maksimalnoj predatoj energiji od  $2m_e v^2$ , a na osnovu jednačine 4.36 i minimalnom parametru udara datom kao

$$b_{\min} = \frac{Ze^2}{m_e v^2}. \quad (4.39)$$

Uzimajući u obzir jednačine 4.37 i 4.39, logaritamski deo formule 4.36 bi bio dat kao  $\ln(m_e v^3 / 2Ze^2 \omega)$ . To bi dalje dalo klasični oblik jednačine za ukupne ionizacione gubitke izražene kroz **moć zaustavljanja**, koji je prvi izveo Bor. Međutim, preciznija razmatranja uzimaju u obzir i kvantomehaničke, odnosno relativističke efekte, što daje univerzalnu formulu, koja se od klasične razlikuje samo po izgledu logaritamskog dela

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ioniz}} = \frac{4\pi n Z^2 e^4}{m_e v^2} Z_A \left[ \ln \frac{m_e v^2}{E_j} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (4.40)$$

gde je  $E_j$  - srednja energija ekscitacije i ionizacije atoma,  $\beta = v/c$ , odnos brzine čestice prema

<sup>25</sup> Ako je sredina molekulskog sastava se gornji proizvod izražava kao sumu odgovarajućih proizvoda po pojedinim elementima koji čine datu molekulsku(e) vrstu(e) sredine, tj.  $\sum N_i Z_i$ .

brzini svetlosti. U vezi s pojmom relativističke čestice v. Prilog I uz ovo poglavlje.

Kad se naelektrisana čestica dovoljno uspori, tj. kada Bregova kriva prođe kroz maksimum, mehanizam transfера energije se menja. Naime, interkacija i tada ostaje kulonovska, ali verovatnoća da usporena čestica zahvati elektron na koji naleće i veže ga u svom elektronskom omotaču sada raste u odnosu na verovatnoću prostog izbijanja elektrona. Na taj način sama čestica redukuje svoje naelektrisanje a time i jačinu (kulonovske) interakcije. Moć ionizacije joj naglo opada. Ona je ovde već vrlo troma, putanja joj krivuda i konačno zaustavljanje će uskoro nastupiti.

**Domet** čestica u dатој средини је по дефиницији дат као

$$U = \int_0^U dx = - \int_{E_0}^0 \frac{dE}{dE/dx} = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{S}. \quad (4.41)$$

Poznavajući функцију  $S$  (моћ заустављања) за одговарајућу средину, а њу у принципу израžава једначина 4.40, могуће је теоријски израчунати дomet свима поздано. Потребно је да се та функција уврсту у једначину 4.41 и изврши интегрирање по енергији честице, између нуле и њене максималне вредности  $E_0$ .

С друге стране, дomet  $\alpha$ -честича у гасовима се покорава empirijskoj relацији  $U = a \cdot \varepsilon_0^n$ , где је  $a$  фактор пропорционалности. Енергија  $\varepsilon_0$  се израžава у MeV, а  $U$  у cm. Вредности параметара ове функције за ваздух су -  $a = 0,309$ ,  $n \approx 3/2$ . Отуда и правило, посебно за  $\alpha$ -честиче већих енергија, да је њихов дomet у ваздуху грбно  $1\text{cm}/\text{MeV}$ .

Домет се може мерити на разне начине, нпр. путем ионизације комора, Vilsonове коморе итд. Меренje домета омогућује да се на relativno jednostavan начин одреди енергија зрачења. Овде ће kratко бити описана једна прста метода меренja.

Нajjednostavniji начин за меренje домета  $\alpha$ -честича у ваздуху јесте да се извор зрачења стави испред детектора а да се његов snop на неки начин колимира. Извор се лагано одмиче од детектора све док брзина одбројавања не падне на вредност фона. Детектори који су подесни за оваква меренja су полупроводниčки. Домет се одређује меренjem растојања између извора и детектора уз корекцију за дебљину прозора на детектору. Користећи вредност за густину ваздуха ( $1,29 \text{ g cm}^{-3}$ , n.u.<sup>26</sup>) могуће је дomet изразити и у  $\text{mg cm}^{-2}$ . Ова је метода погодна за меренja домета у ваздуху јер је продорност  $\alpha$ -честиче кроз гуšće средине, нпр. метале, веома мала, па би се поставило пitanje позданости меренja.

Побољшан начин јесте да се извор и детектор, који су на фиксном међусобном растојању, ставе у цев која се може евакуисати. Пritisak u cevi se smanjuje i meri све док детектор не почиње да одбројава вредности које су изнад фона. Густина ваздуха у цеви се тада одреди из пртиска и температуре, а одатле израчунат домет честиче за n.u.

#### 4-P.2 Interakcija elektrona sa sredinom (детаљније)

##### 4-P.2.1 Relativistička čestica

Čestice које се крећу брzinама близким брзини светlosti се називају *relativističkim česticama*, а same брзине *relativističkim brzinama*. При таквим условима долазе до израžaja

---

<sup>26</sup> n.u. - normalni услови, tj. пртисак од 1 bar и температура 273 K.

*relativistički efekti.* Masa čestice postaje funkcija njene brzine

$$m' = \frac{m}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4.42)$$

gde je  $m'$  - relativistička masa,  $m$  - masa mirovanja, a  $\beta = v/c$ , odnos brzine čestice prema brzini svetlosti.

Po teoriji relativnosti ukupna energija čestice je proizvod njene relativističke mase i kvadrata brzine svetlosti

$$\mathfrak{R} = m' c^2. \quad (4.43)$$

Ako joj je brzina jednaka nuli onda se ukupna energija svodi na „energiju mirovanja”, tj. energijski ekvivalent mase,  $mc^2$ . Dalje, kinetička energija čestice je jednaka razlici ukupne energije i energije mirovanja

$$E = m' c^2 - mc^2, \quad (4.44)$$

dok se odnos te razlike prema energiji mirovanja svodi na

$$\frac{E}{mc^2} = \frac{m'}{m} - 1. \quad (4.45)$$

Smatra se da je čestica relativistička kada njena relativistička masa za najmanje 1% prevazilazi masu mirovanja. Tada njena brzina iznosi 14% brzine svetlosti (jedn. 4.42), a kinetička energija 1% energije mirovanja (jedn. 4.45). Tako elektron kao laka čestica, sa masom mirovanja od 0,511 MeV, postaje relativistička čestica pri energiji od oko 5 keV, proton ( $mc^2 = 938$  MeV) je relativistički iznad 10 MeV, a  $\alpha$ -čestica tek iznad 40 MeV. Čestica je uvek relativistička ako joj je masa mirovanja jednaka nuli, npr.  $\gamma$ -kvant.

#### 4-P.2.2 Elektron (detaljnije)

Pri nerelativističkim brzinama upadnog elektrona jednačina se transformiše u

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{joniz} = \frac{4\pi n e^4}{m_e v^2} Z_A \ln \frac{1,66 m_e v^2}{2E_j}. \quad (4.46)$$

U relativističkom slučaju, kada je ukupna energija čestice znatno veća od  $m_e c^2$  ( $m'_e \gg m_e$ ), odgovarajuća formula ima sledeći oblik

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{ioniz} = \frac{2\pi n e^4}{m_e c^2} Z_A \left( \ln \frac{E^3}{2m_e c^2 E_j^2} + \frac{1}{8} \right). \quad (4.47)$$

#### 4-P.2.3 Zakočno zračenje

Gubici energije po mehanizmu zakočnog zračenja u polju atomskog jezgra izražavaju se jednačinom

$$\left( -\frac{dE}{dx} \right)_{zak-zr} = \frac{4ne^4 Z_A^2}{137m_e^2 c^4} (E + m_e c^2) \left[ \ln \frac{2(E + m_e c^2)}{m_e c^2} - \frac{1}{3} \right]. \quad (4.48)$$

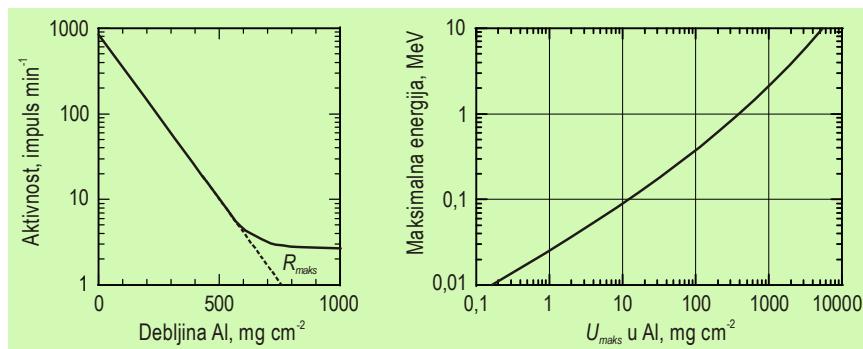
Iz jednačina 4.47 i 4.48 sledi da je odnos linearnih moći zaustavljanja putem zakočnog zračenja i ionizacije funkcija rednog broja elementa sredine i energije elektrona  $E$  ( MeV)

$$\frac{(-dE/dx)_{zak-zr}}{(-dE/dx)_{joniz}} = \frac{Z_A \epsilon}{800 \text{ MeV}}. \quad (4.49)$$

Zanimljivo je komentarisati gornji odnos. Ionizacioni gubici su dominantan proces ako upadni elektroni imaju niže energije i ako prolaze kroz lakše materijale. Zakočno zračenje dolazi do izražaja tek iznad 10 MeV u teškim materijalima; npr. odnos 4.49 dostiže vrednost 1, što znači da je gubitak energije kroz zakočno zračenje zastupljen jednako kao kroz ionizaciju, kad 10-mevski elektroni prolaze kroz olovu ( $Z = 82$ ).

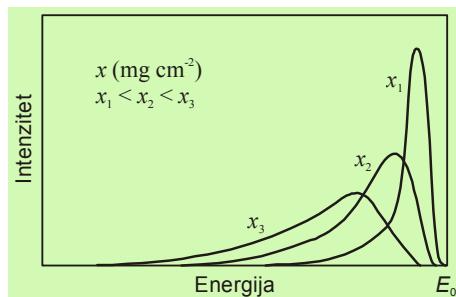
#### 4-P.3 Merenje energije $\beta^-$ -zračenja (elektrona)

Mada se energije zračenja pouzdano mere uređajima koji se zovu  **$\beta$ -spektrometri** (pr. 5-P.3), ovde će biti prikazan jednostavan metod da se ta energija približno odredi. On se svodi na snimanje krive apsorpcije, tj. broja čestica (aktivnosti) koje prođu kroz materijal date debljine, jedn. 4.7. Za  $\beta$ -zrake se obično koristi aluminijum. Lim od aluminijuma poznate debljine izražene u  $\text{mg cm}^{-2}$ , postavi se između izvora zračenja i detektora (npr. GM brojač, § 5.1.1) i to tako tako da je rastojanje među njima što manje. Snima se aktivnost nakon prolaska kroz lim za različite debljine ovog poslednjeg i njen logaritam nanosi kao funkcija debljine, slika 4.11.



Slika 4.11. Određivanje maksimalne energije  $\beta$ -zračenja iz merenja maksimalnog dometa u aluminijumu: levo – tipična apsorpciona kriva  $\beta$ -zraka (horizontalni deo potiče od zakočnog zračenja); desno – maksimalna energija  $\beta$ -zraka u funkciji  $U_{maks}$ .

Dobiva se približno linearna zavisnost sa izuzetkom krajnjeg dela koji potiče od znatno prodornijeg zakočnog zračenja. To zračenje je manjeg intentiteta ako se kroiste materijali sa manjim  $Z$ . Domet  $\beta$ -zračenja je skoro nezavisan od apsorbujućeg materijala. Iz takvog



Slika 4.12. Spektri monoenergijskih elektrona ( $E_0$ ) nakon prolaska kroz različite debljine materijala.

dijagrama se odredi maksimalni domet u Al kako je to pokazano na slici, a onda iz zavisnosti maksimalne energije od maksimalnog dometa, koja mora biti ustanovljena na neki drugi način, se odredi maksimalna energija.

Kada snop monoenergijskih elektrona prolazi kroz sredinu on na izlazu nije više monoenergijski već ima kontinualan spektar u određenom opsegu, što je posledica opisanih mehanizama transfera energije. Oblik te spektarske raspodele zavisi od debljine apsorbera i od energije upadnih elektrona, slika 4.12. Vidi se da najveći broj elektrona ima relativno velike energije.

U pogledu dometa monoenergijski elektroni se ponašaju analogno  $\beta$ -zračenju, s obzirom upravo na činjenicu da se nakon ulaska u materijal njihov spektar „razmazuje“ i to utoliko više ukoliko je sloj materijala deblji. Domet je funkcija njihove početne energije, slično kako je domet  $\beta$ -zraka funkcija njihove maksimalne energije.

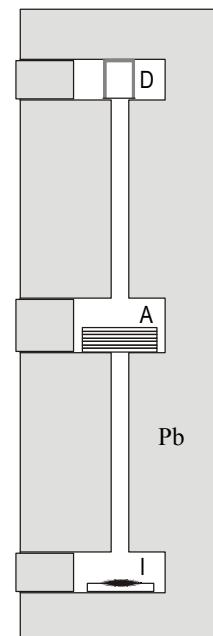
#### 4-P.4 Merenje koeficijenta slabljenja i merenje i energije $\gamma$ -fotona

*Merenje koeficijenta slabljenja.* Pri određivanju koeficijenta  $\delta$  za neki materijal i za određenu energiju  $\gamma$ -fotona princip je sledeći. Materijal definisane debljine,  $x$ , se postavi između izvora monohromatskog zračenja i detektora, slika 4.13, i meri intenzitet propuštenog zračenja,  $I_x$ . Upadni intenzitet,  $I_0$ , se određuje bez apsorbera. Pri tome se strogo mora paziti da „geometrija“ merenja bude adekvatna, da bi se eliminisala mogućnost da sekundarna zračenja dospeju u detektor. Ovo se postiže dobrom kolimacijom snopa i dovoljno velikim rastojanjima izvor-apsorber i apsorber-detektor.

Izvršivi merenja za različite debljine apsorbera konstruiše se dijagram  $\ln I/I_0 = -\delta x$  (jedn. 4.22). Iz nagiba dobivene prave se odredi koeficijent  $\delta$ . Ako se merenja izvrše sa zračenjima različitih energija dobiće se zavisnost koja je prikazana na slici 4.8.

Parcijalni koeficijenti slabljenja se određuju metodama koje su složenije i ovde neće biti opisane.

*Merenje energije  $\gamma$ -fotona.* Mada danas postoje pouzdane metode i



Slika 4.13. Merenje apsorpcije  $\gamma$ -zračenja: I- izvor, A- apsorber, D- detektor zračenja.

uređaji za spektrometriju zračenja, i apsorpcija u materijalu može poslužiti u te svrhe. Naime, dijagrami sa slike 4.8 se mogu upotrebiti i za određivanje energije zračenja ako se izmere koeficijenti slabljenja u poznatom uzorku. Za merenje energije  $\gamma$ -fotona može poslužiti i fotoefekt i to tako što se tanka folija napravljena od materijala koji ima veliko  $Z$  stavi preko izvora  $\gamma$ -zračenja, pa se energije elektrona izbačenih iz te folije mere putem elektronskog spektrometra.

#### 4-P.5 Srednji broj sudara neutrona neophodan za dati gubitak energije

Logaritmovanje jednačine 4.26 uz određena prilagođavanja daje

$$-\ln \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_n} = -\ln \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} = n \ln \left[ 1 - \frac{2M}{(1+M)^2} \right] \quad (4.50)$$

što za  $n = 1$  (jedan sudar) ima oblik

$$-\ln \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} = -\ln \frac{\varepsilon_{i-1}}{\varepsilon_i} = \ln \left[ 1 - \frac{2M}{(1+M)^2} \right] = \xi \quad (4.51)$$

Deljenje ova dva izraza daje formulu za izračunavanje srednjeg broja sudara neutrona određene energije ( $\varepsilon_0$ ) sa sudarnim partnerom čija je masa  $M$ , koji je neophodan da bi takav neutron sišao na energiju  $\varepsilon$

$$\frac{\ln \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}}{\ln \frac{\varepsilon_{i-1}}{\varepsilon_i}} = \frac{\ln \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}}{\xi} = \bar{n} \quad (4.52)$$

# 5

## DETEKCIJA I MERENJE ZRAČENJA

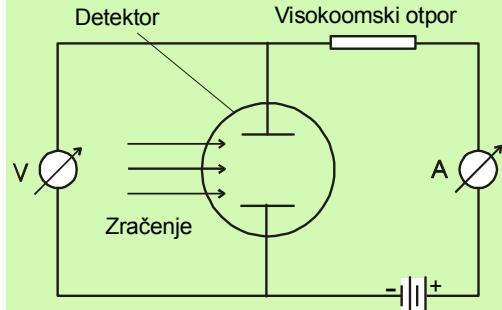
### 5.1 OSNOVNI PRINCIPI MERENJA ZRAČENJA

Metodi posmatranja i kvantitativnog merenja različitih vidova radioaktivnog zračenja zasnivaju se na interakciji emitovanih čestica ili elektromagnetskog talasa sa materijom. Ta interakcija izaziva promene kao što su ionizacija ili pobudivanje u gasovima, tečnostima ili čvrstom telu kroz koje prolazi. Pri tome se u detektoru, ma šta da je on, javlja električni impuls, ili kvanti svetlosti, ili neki treći efekat, koji se registruje i analizira pomoću odgovarajuće aparature.

*Podela.* Detektori zračenja se grubo mogu podeliti na ionizacione, tj. one u kojima se posmatra i meri ionizacija koju zračenje izaziva u materijalu, i ostale (uslovno) kod kojih se posmatraju i mere neki drugi efekti koje zračenje može izazvati pri prolazu kroz sredinu. Takvi su npr. emisija svetlosti, koja je vezana sa pobuđivanjem elektronske obloge atoma, zatim toplota, količina hemijskog produkta stvorenog zračenjem i slično.

#### 5.1.1 Ionizacioni detektori

Ionizacioni detektori su, kao što se i iz njihovog naziva može zaključiti, uređaji koji za detekciju i merenje zračenja koriste ionizaciju. Dele se na gasne i poluprovodničke.



Slika 5.1. Shema brojačkog uređaja na principu ionizacije gasova.

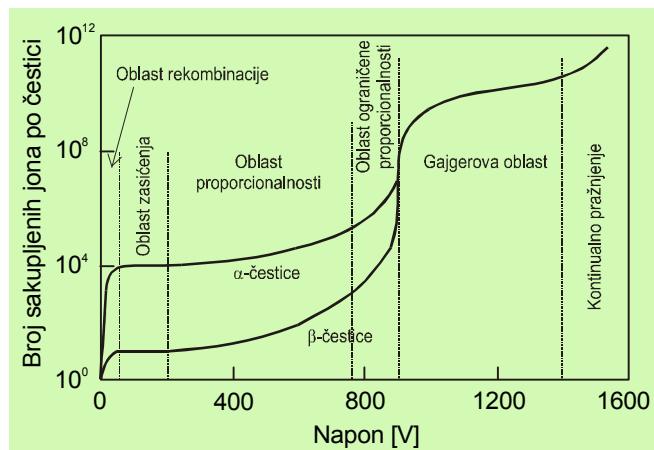
kolu, sl. 5.1, koji je mera radioaktivnosti. Ako se tako ne bi postupilo joni bi se rekombinovali posle izvesnog vremena i prešli u neutrale.

*Gasni detektori.* Kod gasnih uređaja detekciona sredina je napunjena nekim gasom u kojem prolaz zračenja izazove ionizaciju, tj. stvara određeni broj parova jona, a detekcija se svodi na to da se od te ionizacije napravi električni impuls. To se postiže time što se u komoru sa gasom stave elektrode na koje se dovodi relativno visoki napon. On služi da pozitivne jone odvede na jednu stranu a negativne elektrone na drugu i time proizvede strujni impuls u

Jonizacioni uređaj kao izvor impulsa se može vezivati u različite električne sheme, zavisno od svrhe merenja, ali su najčešće komponente u takvim kolima pojačavač (ako je impuls potrebno pojačati do neke vrednosti), skaler (koji odbrojava impulse) i eventualno pisač ili memorijski uređaj.

*Uticaj električnog polja na visinu impulsa.* Ako se u gasnoj brojačkoj komori napon povećava od nule strujni impuls će se ponašati kao što je pokazano na slici 5.2.

Na početku visina impulsa (signal), koji je u stvari najbolje predstavljen brojem jona koji su sakupljeni na elektrodi po jednoj čestici, raste do određene vrednosti napona. Oblast napona u kojoj se to dešava zove se *oblast rekombinacije*, jer u njoj je samo deo stvorenih jonskih parova sakupljen na elektrodama, pošto je napon nedovoljan, a ostali su se rekombinovali.



Slika 5.2. Zavisnost visine impulsa od primjenjenog napona (ili V/cm) u komori za jonizaciju.

Sa daljim povećanjem napona signal ostaje konstantan i dostiže plato. To je *oblast zasićenja (saturacije)*. Tada su svi stvoreni joni pokupljeni praktično bez rekombinacije. Pri tome npr.  $\alpha$ -čestica daje znatno veći impuls od  $\beta$ -čestice jer stvara znatno veći broj jonskih parova (veća specifična ionizacija).

Daljim povećanjem napona toliko ojača električno polje u cevi da elektroni pod njegovim dejstvom dobiju dovoljno energije da i sami mogu da ionizuju druge molekule. Umnožavanje raste sa naponom i može dostići faktor  $10^6$ - $10^7$  puta. Visina impulsa ostaje proporcionalna početnoj količini jona, pa se ta oblast zove *oblast proporcionalnosti*.

Dalji porast napona dovodi do toga da se proporcionalnost postepeno gubi, i tada se ulazi u oblast *ograničene proporcionalnosti*. Ta je oblast skoro neinteresantna sa stanovišta merenja radioaktivnosti. U drugom delu ove oblasti u jednom momentu svi impulsi su iste visine bez obzira na početni broj jonskih parova koje je čestica stvorila.

Na kraju, pri još višim naponima, dolazi se do ulaska u *oblast Gajgera* (Geiger), koja je obično zaravnjena i ima plato. U njoj je registrovani impuls izazvan lavinskim pražnjenjem. Impuls ne zavisi više od početne ionizacije, tj. od tipa i energije upadnog

zračenja. Na osnovu njega se ne može razlučiti o kakvom se zračenju radi već se na isti način registruje svaka čestica ili foton koji su sposobni da ionizuju sredinu.

**Jonizaciona komora.** Ovaj detektor radi u oblasti prvog platoa na dijagramu, slika 5.2, tj. u oblasti zasićenja, kada svi stvoreni joni dospeli do elektroda-kolektora i nije bilo rekombinacije. Struja u detektoru tada zavisi samo od broja jonskih parova, a ovaj broj od tipa zračenja i njegovog intenziteta. Pošto  $\alpha$ -čestice imaju znatno veću specifičnu ionizaciju nego npr.  $\beta$ -čestice to će one izazvati i jači impuls. Ako su primarna nanelektrisanja mala, tj. ako se radi o zračenju koje izaziva mali broj parova jona, to ona mogu biti izmerena samo posle velikog pojačanja putem spoljne elektronike.

Zavisno od parametara električnog kola u koje je jonizaciona komora vezana ona može raditi impulsno, kada broji događaje, ili integralno, kada daje ukupan efekat koji izaziva fluks zračenja. Impulsnom komorom mogu se odrediti kako tip tako i energija zračenja (oboje po visini impulsa), pa mogu biti korišćene kao spektrometri. Međutim, detekciju putem jonizacionih komora, potiskuju, mada ne u potpunosti, drugi tipovi uređaja.

Prednost integralnih jonizacionih komora je u tome što se njima mogu meriti vrlo velike aktivnosti bez grešaka koje su vezane za mrtvo vreme (v. GM brojač). U tom slučaju odvojeni impulsi sumiraju se u struju koja je proporcionalna broju čestica koje padnu u komoru u jedinici vremena (jer je struja  $I = q/t$  nanelektrisanje po vremenu).

**Proporcionalni brojač.** Ovaj brojač radi u oblasti proporcionalnosti, tj. u onoj oblasti napona u kojoj su primarni elektroni ubrzani poljem toliko da izazivaju sekundarnu (udarnu) ionizaciju i omogućuju gasno pojačanje. Tako se iz jednog para jona prvo bitno stvorenog radioaktivnog zračenjem obrazuje mnogo novih parova, čiji je broj proporcionalan primijenjenom naponu. Impuls koji se ovom prilikom dobija je znatno veći nego impuls koji se dobije u režimu rada jonizacione komore, gde nema sekundarne ionizacije. On je proporcionalan broju jona koji dodu na elektrode, odnosno proporcionalan je energiji čestica koje upadnu u brojač, pošto čestica sa većom energijom stvara više primarnih a time i sekundarnih parova jona. Zbog toga je ovim brojačem moguće odrediti energiju upadnih čestica, pa može služiti ne samo za brojanje već za spektrometriju zračenja.

Koefficijent gasnog pojačanja ovih brojača je  $10^2$ - $10^6$  i zavisi od primjenjenog napona. Dobiveni signal ponekad treba dodatno pojačati da bi se uspešno merio. Proporcionalni brojači se obično pune metanom ili smešom metana i argona. Gas koji se meri može se ubaciti u radnu smešu; npr. ako treba izmeriti aktivnost radioaktivnog vodonika ( ${}^3\text{H}$ ) on se u obliku gasa dozira u brojač zajedno sa radnim gasom.

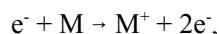
**Gajger-Milerov ili GM brojač.** To je gasni jonizacioni uređaj koji zbog velikog stepena gasnog pojačanja (do  $10^8$ ) ima najveću osjetljivost i daje najveći impuls. Međutim on ne razlikuje čestice po energijama pa ne može služiti za spektrometriju. Radi u oblasti Gajgera, dakle pri visokim naponima.

Mehanizam procesa na kojima se zasniva rad ovog brojača može se predstaviti kroz tri stupnja:

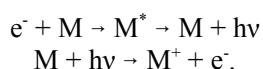
I stupanj - obrazovanje jonskih parova u gasu (primarna ionizacija)



II stupanj - gasno pojačanje putem sudsarne ionizacije

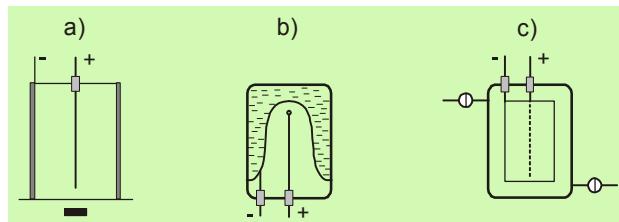


III stupanj - rekombinacija uz emisiju fotona i ponovna ionizacija gasa tim fotonima



Kao rezultat ovih procesa obrazuje se lavina nanelektrisanja. Pošto se elektroni iz ove lavine kreću znatno većom brzinom nego teški joni, oni će doći do anode a da se pozitivni joni skoro nisu ni pomerili prema katodi. U tom momentu anoda je u obliku pozitivnih jona koji služe kao elektrostatički zaštita i preuzimaju ulogu anode. Pošto je njihovo nanelektrisanje relativno malo to oni u stvari redukuju napon u brojaču ispod onoga koji je neophodan da nastanu nove lavine. U tom momentu, suprotno situaciji kod proporcionalnih brojača, brojač postaje neosetljiv na prolaz novih čestica, jer nema uslova za pojačanje. Ta neosetljivost traje sve dotle dok pozitivni joni dođu na katodu. Kaže se da je u tom periodu brojač „mrtav“, a vreme za koje je mrtav zove se *mrtvo vreme brojača* (tipično  $10^{-4}$  s).

Postoje različite konstrukcije GM brojača, ali i drugih gasnih brojača, zavisno od namene. Neki od oblika prikazani su na slici 5.3.

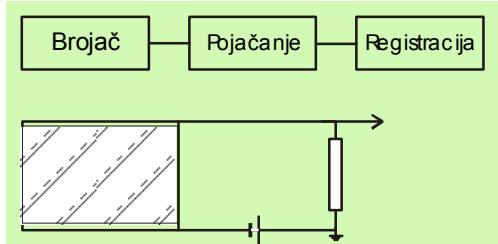


Slika 5.3. Neke od mogućih konstrukcija brojačkih cevi: a) za čvrste uzorke; b) za tečne uzorke; c) za gasove.

### 5.1.2 Poluprovodnički brojači

To su uređaji za merenje zračenja kod kojih je aktivna sredina detektora neki poluprovodnički materijal. Poluprovodnici su takvi čvrsti materijali koji u "hladnom" (nepobuđenom) stanju ne provode struju ako im je na krajeve doveden napon, ali se kod njih može indukovati provodljivost spoljašnjim uticajima, tj. dovođenjem energije (npr. svetlosti, radioaktivnog zračenja itd.). Pri tome dotele vezani elektroni prelaze u provodne zone materijala i slobodno se kreću, dok na drugoj strani ostaju mesta sa manjkom elektrona, tzv. šupljine. Na taj način se poluprovodnik ponaša analogno gasu

u kojem je na neki način izazvana ionizacija. Zato se ovi detektori mogu smatrati za ionizacije komore kod kojih je detekciona sredina čvrsto telo.

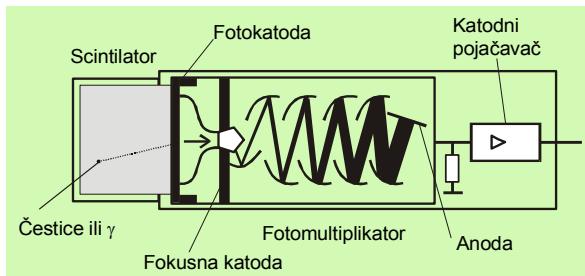


Slika 5.4. Shema poluprovodničkog uređaja.

poluprovodnički materijali su Si, Ge itd. Principska shema poluprovodničkog uređaja data je na slici 5.4. Prednosti ovih detektora su: male dimenzije, visoka energijska rezolucija i malo mrtvo vreme. Mana im je da ih čestice visoke energije mogu oštetiti i promeniti karakteristike.

### 5.1.3 Scintilacioni detektori

Princip rada ovih detektora zasnovan je na svojstvima nekih materijala da transformišu energiju zračenja u svetlosne fotone koji, sa svoje strane, kad padnu na fotokatodu izbijaju iz nje elektrone. Takvi materijali zovu se scintilatorima. Struja elektrona koji primarno nastaju se pojačava pomoću uređaja koji se zove fotomultiplikator, slika 5.5.



Slika 5.5. Ustrojstvo scintilacionog brojača.

Broj fotona koji se obrazuju u scintilatoru zavisi od energije upadnog zračenja. Samim tim i broj elektrona izbačenih iz fotokatode zavisi od energije upadnog zračenja pa je scintilacionim brojačima moguće meriti i broj upadnih čestica i njihovu energiju.

*Fotomultiplikator* je uređaj koji služi za pojačavanje signala izazvanog svetlosnim zračenjem. Sastoji se fotoosetljive katode, tj. fotoćelije, koja se nalazi u evakuisanoj cevi i ima niz elektroda za pojačavanje (dinoda). Između fotokatode i prve dinode, kao i između narednih dinoda je pozitivni potencijal od oko 100 V. Fotoni nastali u scintilatoru izbacuju elektrone iz materijala fotokatode. Primarni elektroni se ubrzavaju idući prema prvoj dinodi i iz nje izbacuju nekoliko novih elektrona (u proseku oko 3, što zavisi od napona ubrzanja). Ovi sekundarni elektroni sada idu ka sledećoj dinodi,

Naelektrisani parovi elektron-šupljina skupljaju se na odgovarajućim elektrodama, pri čemu je kretanje šupljina ustvari njihovo pomeranje na račun popunjavanja tih šupljina okolinim elektronima. Tako se dobija signal koji je proporcionalan broju ovih parova, a ovaj broj je сразмерan energiji upadne čestice. Zato ovi detektori mogu služiti i za spektrometriju zračenja. Osnovni

izbacuju nove elektrone, i proces se tako ponavlja do poslednje elektrode. Koeficijent pojačanja može dostići faktor od  $10^5$ - $10^7$ . Ovako dobijeni signal se može dodatno pojačati elektronikom pre dolaska na uređaj za odbrojavanje - skaler.

*Vrste scintilatora.* To su obično organski ili neorganski kristali, zatim rastvori organskih ili neorganskih materijala u organskim rastvaračima, kao i neki inertni gasovi pod pritiskom. Uslov je da je koeficijent fluorescencije visok, da je materijal propustljiv za emitovanu svetlost (inače bi dolazilo do samoapsorpcije i gašenja) i da ima spektrarske karakteristike koje odgovaraju materijalu fotokatode. Primeri čvrstih scintilatora su: cink-sulfid dopovan (sa primesama) srebra - ZnS(Ag), natrijum-jodid dopovan talijumom - NaI(Tl), cezijum-jodid takođe sa talijumom - CsI(Tl), litijum-jodid dopovan talijumom LiI(Tl), koji je podesan za detekciju termalnih neutrona (v. detekcija neutrona) itd. Tečni scintilatori se prave tako što se scintilirajući organski materijal, na primer 2,5-difenilosazol, *n*-kvarterfenil ili di-odnosno tetrafenilbutadien, rastvore u nekom rastvaraču koji ne apsorbuje svetlost, na primer toluopili *n*-ksitol.

*Konstrukcije.* Scintilacioni brojači mogu imati najrazličitije oblike, zavisno od primene. Kristalni se najčešće prave „sa jamom”, tj. udubljenjem u kristalu u koje se stavlja uzorak da bi se poboljšala geometrija merenja. Sa tečnim scintilatorima je moguće raditi i tako da se mereni materijal rastvori u scintilatoru što omogućuje merenje emitera male energije čestica, npr.  $\beta^-$ -emisiju  ${}^3\text{H}$ , bez gubitaka.

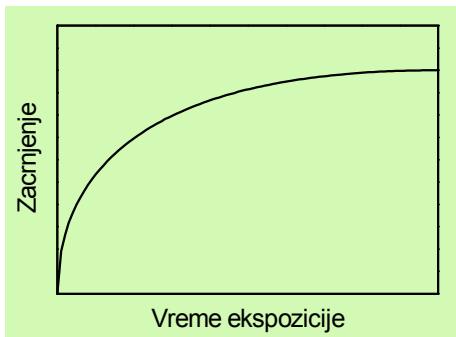
Scintilacioni brojači su naročito pogodni za  $\beta$  i  $\gamma$ -spektrometriju.

#### 5.1.4 Fotoemulzioni metodi

Zasnivaju se na hemijskim efektima koje zračenja izaziva u fotografskoj emulziji. Ovde se merenje radioaktivnosti u stvari izvodi merenjem zacrnjenja koje zračenje izaziva u emulziji.

*Mehanizam fotografskog procesa.* Poznato je da su emulzije sastavljene od kristala srebro-bromida - AgBr u želatinu. Kada se fotoemulzija izloži svetlosti ili radioaktivnom zračenju (eksponicija) onda ta radijacija na površini jonskih kristala izdvaja elementarno srebro i to samo na onima kroz koje je prošla. Količina izdvojenog srebra proporcionalna je intenzitetu zračenja. Time se dobija tzv. latentna slika tog zračenja. Latentna to znači nevidljiva, a da bi postala vidljiva treba je razviti, tj. potopiti u određene redukujuće rastvore koji će čitavo zrno AgBr koje je inicirano redukovati do srebra, a ostale će ostaviti nedirnutim. Nakon razvijanja ploča se fiksira, tj. neizreagovana zrna AgBr se rastvaraju. Tako se dobijaju zacrnjenja samo na onim mestima kuda je prošlo zračenje.

*Nuklearne emulzije* su emulzije koje su znatno deblje nego emulzije za običnu fotografiju. One su debele i do 1 mm, a što su deblje to se više mogu koristiti za prodornije zračenje. Po karakteru traga koji ostavlja u emulziji može se odrediti priroda



**Slika 5.6.** Kriva zasićenja fotoploče. Gustina zacrnjenja =  $f(t_{\text{zacrnjenja}})$ .

zračenja, može se izmeriti domet itd. Dužina traga čestice u njima je po nekoliko mikrometara, jer je njihova moć zaustavljanja oko 1000 puta veća nego kod gasnih detektora. Za posmatranje traga se koriste mikroskopi. Trag ostaje stalno zabeležen. Fotodetektori su mali i jednostavni su za upotrebu.

Fotoemulzija može da služi kao integralni detektor. Tada se koriste tako da se meri gustina zacrnjenja fotoploče u funkciji vremena ekspozicije (npr. filmovi za dozimetriju). Gustina zacrnjenja je merilo ukupne količine zračenja koje je palo

na ploču u toku vremena izlaganja, slika 5.6.

### 5.1.5 Koincidentna i antikoincidentna merenja (prilog 5-P.1)

### 5.1.6 Kalorimetrijski metod merenja zračenja

Ovaj metod se zasniva na merenju količine toplote koja se izdvoji pri apsorpciji zračenja u materiji. Takve vrste merenja se obavljaju u kalorimetrijskim uređajima, pri čemu je neophodno da se svo zračenje apsorbuje u kalorimetru. To je relativno jednostavno ostvariti za  $\alpha$ - ili  $\beta$ -čestice jer se one, kao nanelektrisane čestice zbog intenzivne interakcije, lakše apsorbuju, ali je znatno teže za  $\gamma$ -zrake, zbog toga što  $\gamma$ -zračenje ima veliki domet u mnogim materijalima i veoma ga je teško zadržati. Ako bi se u kalorimetar ubacila velika apsorbujuća masa, da bi se povećala apsorpciona moć za  $\gamma$ , to bi značajno uvećalo topotni sadržaj aparature, a to je nepoželjno.

Topota koju osloboodi preparat ( $q$ ) srazmerna je proizvodu broja ionizujućih čestica i njihove srednje energije  $\bar{\epsilon}_{\text{sr}}$ . ( $q = n \bar{\epsilon}_{\text{sr}}$ ). U tu topotu ulazi i energija uzmaka jezgra. Ako se zna srednja energija čestica i meri topota oslobođena u jedinici vremena, onda se može izračunati broj čestica. Na takav način kalorimetar služi kao brojač zračenja.

Kalorimetarski uređaji se obično kalibrišu pomoću električnih grejača. Kod njih je lako odrediti oslobođenu topotu na osnovu merenja napona i struje, koji se relativno jednostavno izvodi. Temperatura se obično meri sistemom termoparova.

Kalorimetarski metod ima preim秉stvo nad drugima metodama pri merenju apsolutne aktivnosti  $\alpha$ - ili  $\beta$ -preparata, jer tada nisu neophodna specifična pravila pripreme preparata koja uračunavaju samoapsorpciju u preparatu, povratno rasejanje na podlozi (kada se čestica vrati nazad pa je brojač sa prozorom ne bi uhvatio) itd, jer kalorimetar meri ukupni efekat.

### 5.1.7 Hemijske metode registracije zračenja

Ove se metode najčešće koriste u dozimetriji zračenja, posebno kod velikih doza. Tako npr. hemijski merači zračenja (hemijski dozimetri) su skoro nezamenljivi za velike doze kod mešanog zračenja, npr.  $\gamma$ -zračenje + neutroni. Stoga će na ovom mestu biti data osnovna znanja vezana za dozimetriju zračenja, a to su uglavnom znanja koja se odnose na *doze zračenja i dozimetre*, kao sisteme kojima se doze mere.

#### 5.1.7.1 Doza zračenja

Samo onaj deo energije zračena koji je apsorbovan u materijalu može u njemu izazvati promenu. Da bi se te promene pratile neophodno je pratiti i apsorpciju energije. Tim problemima se bavi jedna podoblast radiohemije koja se zove *dozimetrija*. Ona je veoma značajna za radijacionu hemiju<sup>27</sup>, ali i za mnoge druge oblasti kao što su nuklearna medicina, radiološka zaštita itd. U okviru nje je na jednoj strani razvijen sistem kvantifikovanja apsorpcije zračenja, a na drugoj čitav niz praktičnih procedura.

Osnovni pojam u dozimetriji je *doza* (grčki δόσις - davanje). Pojam je preuzet iz medicine gde označava količinu leka koja se unosi u organizam. *Radijaciona doza* je mera energije zračenja apsorbovane u materiji. S njom u vezi se definiše nekoliko veličina koje je bliže određuju u konkretnim uslovima. Tako postoje:

- 1) *Apsorbovana doza (D)* je količina energije zračenja apsorbovana po jedinici mase materijala, tj.

$$D = \frac{dE_{aps}}{dm}, \quad (5.1)$$

Jedinica za apsorbovanu dozu u sistemu SI je *grej (Gy)*,

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J kg}^{-1}.$$

Stara, tradicionalna jedinica, koja se još ponekad koristi, je 1 rad. Definisana je energijom od 100 erg<sup>28</sup> koju apsorbuje 1 g materije bez obzira na tip zračenja

$$\begin{aligned} 1 \text{ rad} &= 100 \text{ erg g}^{-1} = 10^{-5} \text{ J g}^{-1} = 10^{-2} \text{ J/kg.} \\ 1 \text{ rad} &= 10^{-2} \text{ Gy.} \end{aligned}$$

- 2) *Brzina doze ili jačina doze* se definiše kao apsorbovana doza po jedinici

<sup>27</sup> *Radijaciona hemija* je naučna disciplina koja se bavi hemijskim i biohemijskim promenama u sistemima izazvanim dejstvom jonizujućih zračenja.

<sup>28</sup> Erg je jedinica energije u tzv. CGS sistemu jedinica. Ovaj sistem je bio u upotrebi pre SI, a naziv je dobio po jedinicama na kojima je bio baziran: *centimetar-gram-sekund*.

vremena. Izražava se u jedinicama Gy s<sup>-1</sup> (SI) ili rad s<sup>-1</sup>.

3) *Ekspozicionala doza*. Ako se radi o  $\gamma$ - ili X-zračenju onda se apsorbovana doza ili (energija) obično izražava kroz *moć jonizacije*. Stara jedinica, koja je još uvek u upotrebi naročito u radijacionoj fizici, je *rendgen* (R). To je ona doza pri kojoj u 1 cm<sup>3</sup> suvog vazduha (n.u.) nastane jedna CGS jedinica količine naelektrisanja bilo kog znaka (ali ne oba), tj. stvori se  $2,082 \cdot 10^9$  parova jona. Ona je, dakle, merilo jonizacije koju zračenje proizvede u materiji. U sistemu SI rendgen se preračunava u jedinice C kg<sup>-1</sup>

$$\begin{aligned} 1 \text{ R} &= 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C kg}^{-1} \\ 1 \text{ C kg}^{-1} &= 3880 \text{ R}. \end{aligned}$$

*Jačina (brzina) doze* se ovde obično izražava kao R h<sup>-1</sup>.

Doza ne zavisi samo od prirode zračenja i njegove energije već i od svojstava sredine koja apsorbuje, njenog hemijskog sastava itd.

Kada se radi o **živoj materiji** nije svejedno koja je vrsta zračenje apsorbovana. Zato se apsorbovana doza množi određenim faktorima čije se vrednosti kreću između 1 i 20, pa se dobiva

4) *Ekvivalentna doza (H)*, je po novom konceptu doza (ICRP<sup>29</sup>, 1990) data kao

$$H = \sum_R w_R D_R, \quad (5.2)$$

gde  $w_R$  predstavlja *faktor radijacione težine*. On praktično ima isto značenje kao i relativna biološka efikasnost (RBE) ili faktor kvaliteta zračenja ( $Q$ ) koji su korišćeni u ranijim konceptima doza date vrste zračenja.  $D_R$  je apsorbovana doza usrednjena po celom tkivu organa. Suma se odnosi na sve izvore zračenja kojim je izložen organ. Jedinica SI za ekvivalentnu dozu je *sivert* (Sv)

$$1 \text{ Sv} = \text{J kg}^{-1}.$$

Tako npr., ekvivalentna doza od 1 Sv odgovara apsorbovanoj dozi od 1 Gy za X,  $\gamma$  i  $\beta$ -zračenje. Međutim, za istu apsorbovanu dozu  $\alpha$ -zračenja ekvivalentna doza iznosi 20 Sv. Tablica 5.1 prikazuje vrednosti faktora radijacione težine za neka zračenja.

Doza zračenja se može meriti na različite načine kao što su: kalorimetrija (ima nisku osetljivost pa se koristi kod merenja velikih doza, npr. u rekatorima), ionizacija gasova (putem ionizacione komore), poluprovodnička dozimetrija, merenje doze na osnovu aktivnosti izvora (kada se za ozračivanje koriste radionuklidi), radijacionohemijska dozimetrija itd. Ova poslednja će, s obzirom na karakter ovog udžbenika, ali i na širinu upotrebe hemijskih dozimetara u praksi, ovde biti ukratko opisana kroz nekoliko primera.

---

<sup>29</sup> ICRP - International Commission on Radiological Protection (Međunarodna komisija za radiološku zaštitu).

**Tablica 5.1**  
Faktori radijacione težine za neka zračenja

Tip i energija zračenja	Faktor radijacione težine
Fotoni (X-zračenje, $\gamma$ -zračenje)	1
Svi elektroni $> 5$ keV	1
Spori neutroni $< 10$ keV	5
Brzi neutroni 2-20 MeV	10
Protoni $> 2$ MeV	5
$\alpha$ -Čestice $\approx 5$ MeV, brzi joni	20

#### 5.1.7.2 Radijacionohemijski dozimetri

Radijacionohemijski dozimetri su dozimetri kod kojih se apsorbovana doza meri putem merenja koncentracija hemijskih vrsta koje nastaju u nekom sistemu ili nestaju iz njega pod uticajem zračenje. Pri tome je neophodno poznavati vrednost **radijacionohemijskog prinosa**  $G$  (prilog 5-P.2) za određeni proizvod reakcije. Uslov je i to da upotrebljeni sistem daje reproduktivnu vrednost  $G$  i da ta vrednost ne zavisi od primenjene jačine doze.

Ako se za neko vreme izloženosti zračenju u zapremini dozimeta stvori  $n$  mola datog proizvoda onda se, s obzirom na definiciju  $G$ -vrednosti ( $100$  eV :  $G(P) = E_{aps} : n \cdot N_A$ ), apsorbovana energija izračunava kao

$$E_{aps} = 100 \frac{nN_A}{G(P)} \quad [\text{eV}]. \quad (5.3)$$

Iz ove energije se računa apsorbovana doza tako što se ona deli sa masom  $m$  u kg (jedn. 5.1). Uzimajući u obzir vrednost Avogadrova broja, kao i odnos eV i J, sledi

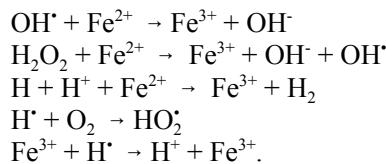
$$D = 9,64 \cdot 10^6 \frac{n}{mG(P)} \quad [\text{Gy}]. \quad (5.4)$$

Radijacionohemijski dozimetri su našli brojne primene jer imaju veoma širok dijapazon osetljivosti na zračenje (tipično od  $10^{-1}$  -  $10^5$  Gy), vrlo su prosti za upotrebu i ne zahtevaju posebnu opremu u odnosu na onu koju imaju standardne hemijske laboratorije.

1) *Frikeov (Fricke) dozimetar* (ferosulfatni dozimetar) se zasniva na merenju koncentracije *feri* jona nastalih osidacijom *fero* jona pod uticajem zračenja. Naime, vodeni rastvor Morove soli,  $(\text{NH}_4)_2\text{Fe}(\text{SO}_4)_2$  -  $10^{-3}$  M u  $0,4$  M  $\text{H}_2\text{SO}_4$ , u prisustvu rastvorenog vazduha, koji se zove Frikeov rastvor, izlaže se dejstvu zračenja određeno vreme i pri određenoj geometriji. Po ozračivanju koncentracija stvorenih  $\text{Fe}^{3+}$ -jona se određuje spektrofotometrijski na talasnoj dužini  $\lambda = 304$  nm. Prinos *feri* jona pri tome ne zavisi od koncentracije dvovalentnog gvožđa, jačine doze i temperature, ali zavisi

od vrste zračenja. Dozimetar je pouzdan u širokoj oblasti doza, do oko 0,5 kGy.

Kvantitativna oksidacija  $\text{Fe}^{2+}$  u  $\text{Fe}^{3+}$  se objašnjava sledećim mehanizmom:



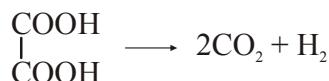
Vrednosti prinosa  $\text{Fe}^{3+}$  za aerirani rastvor za neka zračenja su date u tablici 5.2.

**Tablica 5.2**  
Prinos  $\text{Fe}^{3+}$  u Frikeovom dozimetru

Tip zračenja	$G(\text{Fe}^{3+})$
$\alpha$ -Čestice ( $^{210}\text{Po}$ )	5,2
Deuteroni, 10 MeV	9,7
$\beta$ -Čestice ( $^3\text{H}$ )	13,0
X-Zračenje, pri 100 kV	14,2
$\gamma$ -Zračenje ( $^{60}\text{Co}$ )	15,5
Elektroni, 10 MeV	15,5

2) *Cerijum-sulfatni dozimetar* se sastoji od kiselog rastvora cerijum-sulfata koncentracije 1-10 mM. Pri izlaganju zračenju joni  $\text{Ce}^{4+}$  se redukuju do  $\text{Ce}^{3+}$ . Smanjenje koncentracije se određuje spektrofotometrijski na talasnoj dužini  $\lambda = 320$ . Prinos  $G(\text{Ce}^{3+}) = 2,44$ . Ovaj dozimetar se koristi za visoke doze, reda MGy. Kalibriše se Frikeovim dozimetrom.

3) *Draganićev dozimetar*. Oksalna kiselina se pod uticajem zračenja razlaže na ugljendioksid i vodonik



Određivanjem nagrađenih količina ovih jedinjenja moguće je izmeriti dozu ako se zna prinos. Oksalna kiselina se koristi u obliku vodenog rastvora ili kao čista kiselina u čvrstom stanju, kada je podesna za merenje ekstremno visokih doza, npr. u reaktorskoj dozimetriji.

## 5.2 IDENTIFIKACIJA RADIONUKLIDA NA OSNOVU NJIHOVE AKTIVNOSTI (Prilog 5-P.3)

## 5.3 DETEKCIJA NEUTRONA, SPEKTROMETRIJA NEUTRONA

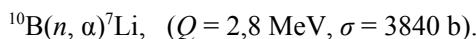
### 5.3.1 Detekcija neutrona

Neutroni su neutralne čestice koje ne ionizuju sredinu, ali ipak sa njom interaguju, bilo kroz sudare ili kroz nuklearne reakcije, pri čemu se stvaraju različite nanelektrisane čestice ili  $\gamma$ -kvanti. To sekundarno zračenje je moguće detektovati uređajima kao što su gasni ili scintilacioni brojači, ionizaciona komora, fotoemulzija itd. i na takav način detektovati neutrone i meriti im intenzitet. Polazeći od tih činjenica razvijeno je više različitih metoda.

1. *Uzmak protona.* Brzi neutroni koji prolaze kroz supstanciju u kojoj ima atoma vodonika izbacuje iz nje protone, dajući im brzine koje su u skladu sa zakonima održanja energije i količine kretanja. Pri čeonom sudaru npr. predaja energije je 100% (jedn. 4.1).

Kao detektori neutrona se u ovom slučaju koriste brojači, gasni - napunjeni nekom supstancijom koja je bogata vodonikom, npr. ugljovodonicima, ili scintilacioni - koji koriste organske scintilatore kao što su antracen, stilben (u čvrstom stanju) ili p-terfenil (kao rastvor u toluenu ili p-ksilenu).

2. *Reakcije ( $n, \alpha$ ),* na primer



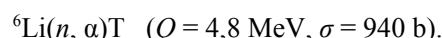
se često koristi za detekciju termalnih neutrona. Ovakve reakcije daju mogućnost da se naprave detektori neutrona u obliku brojača ili komora i u različitim varijantama:

- brojač, komora sa gasovitim jedinjenjem bora, npr.  $\text{BF}_3$  ili  $\text{B}(\text{CH}_3)_3$ . Brojač se može puniti kako prirodnim borom tako i borom koji je obogaćen izotopom  $^{10}\text{B}$ , ako su potrebne veće osetljivosti;

- komora obložena iznutra tvrdim jedinjenjem bora (npr.  $\text{B}_4\text{C}$ ), ili pak čistim B, koji se nagradi pirolizom diborana;

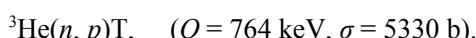
- scintilator sa B.

U istom smislu je za detekciju termalnih neutrona mogućno koristiti i reakciju ([§ 7.4.3](#))



Jedna od veoma korišćenih varijanti primene gornje reakcije je da litijum bude u obliku  $\text{LiI}$ , kao neorganskog scintilatora, koji bi poslužio u scintilacionim brojačima.

3. *Reakcije ( $n, p$ ),* na primer



Koriste se proporcionalni brojači napunjeni sa  $^3\text{He}$ . Vrlo su praktični i efikasni. Izotop  $^3\text{He}$  se dobija raspadom tritijuma,  $\text{T}(\beta^- \text{-raspad})^3\text{He}$ . Tritijum se može proizvesti ozračivanjem litijuma u reaktorima po gorenavedenoj reakciji, ili transformacijom deuterijuma u teškovodnim reaktorima pod uticajem neutronskog fluksa.

4. *Oslobodjena toplota* - neutronski termoelement sa  $^{10}\text{B}$ . Njime se meri toplota koja se oslobodi u već navedenoj ( $n, \alpha$ ) reakciji.

5. *Fotoemulzije sa B*. U njima se detektuje nastala ionizujuća čestica prema tragu ili zacrnjenju.

6. *Zahvat neutrona*. Metod se sastoji u tome da određena jezgra zahvatom neutrona prelaze u nova jezgra koja mogu biti stabilna ili radioaktivna. Broj novostvorenih jezgara  $N_2$  je dat kao

$$N_2 = N_1 \sigma \Phi t_1 \quad (5.5)$$

gde je  $N_1$  broj jezgara mete,  $\sigma$  - efikasni presek za zahvat,  $\Phi$  - fluks neutrona ( $\text{n cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ), a  $t_1$  - vreme ozračivanja.

Ako je proizvod zahvata stabilan onda se  $N_2$  određuje nekom od metoda izotopske analize za stabilne izotope, npr. spektrometrijom masa. Koristeći taj podatak i poznavajući efikasni presek za dati zahvat moguće je odrediti fluks neutrona.

Ako je proizvod radioaktivnog onda se stvorena radioaktivnost meri i na osnovu nje određuje fluks neutrona kao

$$A_{t_2} = \Phi \sigma_{akt} N \left( 1 - e^{\lambda t_1} \right) e^{-\lambda t_2}, \quad (5.6)$$

gde je  $\lambda$  - radioaktivna konstanta nastalog radionuklida, a  $t_2$  - vreme koje je proteklo od prestanka aktivacije.

Ova varijanta gornjeg metoda se zove *neutronска aktivacija*. Pogodne materijali za ove svrhe su Au, Ag, Mn, In i sl. Metod se često koristi za praćenje fluksa termalnih neutrona u reaktoru.

Metod neutronске aktivacije je u jednom drugačijem kontekstu, koji uključuje i odgovarajući matematički formalizam, detaljno opisan u § 11.5.1. Tamo se izmerena radioaktivnost, koja je nastala u toku određenog vremena izloženosti neutronima, koristi za merenje količine prisutnog izotopa, pri čemu fluks neutrona mora biti poznat. Ovdje se meri fluks dok masa aktivirajućeg izotopa u uzorku mora biti poznata.

7. *Fisija teških jezgara*. Proporcionalni brojači ili ionizacione komore presvučene iznutra  $^{235}\text{U}$  mogu služiti kao detektori termalnih neutrona i to tako da se njima detektuju proizvodi fisije jezgra. Ti proizvodi su pozitivno nai elektrisane teške čestice, usled čega pokazuju veliku specifičnu ionizaciju, dajući u brojačima znatno jače signale od malih čestica, pa se zbog toga ovakvi brojači mogu koristiti u slučajevima kada istovremeno postoji i drugo zračenje, npr.  $\gamma$ -kvanti.

Za detekciju brzih neutrona mogu se koristiti "fisioni brojači" presvučeni  $^{238}\text{U}$  ili  $^{232}\text{Th}$ , koji trpe fisiju neutronima većih energija.

### 5.3.2 Selekcija i analiza neutrona po brzinama (energijama)

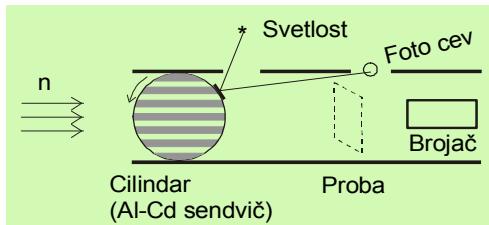
Neutronska zračenje koje se dobiva iz konvencionalnih izvora ima energije koje su reda MeV do desetina MeV. Na primer, fisioni neutroni imaju srednje energije od oko 2 MeV, a neutroni iz reakcije fuzije deuterijuma i tritijuma oko 14 MeV. U odnosu

na svoje energije neutroni se grubo mogu podeliti u nekoliko grupa<sup>30</sup>:

- subtermički:  $\epsilon < 0,025 \text{ eV}$ ,
- termički<sup>31</sup>:  $\approx 0,025 \text{ eV}$ ,
- epitermički (rezonantni):  $0,1 \text{ eV} < \epsilon < 1 \text{ eV}$ ,
- spori:  $1 \text{ eV} < \epsilon < 100 \text{ eV}$ ,
- srednje brzi:  $100 \text{ eV} < \epsilon < 100 \text{ keV}$ ,
- brzi:  $100 \text{ keV} < \epsilon < 10 \text{ MeV}$ ,
- ultrabrzi:  $\epsilon > 10 \text{ MeV}$ .

Zavisno od izvora, emitovani neutroni mogu imati određenu raspodelu po energijama ili mogu biti monoenergijski. U praksi je često potrebno analizirati te spekture ili iz njih izdvajati neutrone određenih brzina, pa su s tim u vezi razvijene brojne metode neutronske spektroskopije.

*1) Mehanički selektori.* Razvijeno je više različitih konstrukcija. Slika 5.7 prikazuje analizator-selektor na principu merenja vremena preleta (time-of-flight) neutrona koji prođu kroz rotirajući cilindar napravljen od slojeva materijala koji propušta neutrone (Al) i materijala koji ih apsorbuje (Cd). Vreme preleta zavisi od



Slika 5.7. Mehanički selektor neutrona po brzinama. Ako je cilindar u položaju kao na slici on propusti impuls neutrona čija je brzina takva da mogu proći kroz cilindar pre nego što se on okrene do položaja u kojem ih ne propušta. Pod drugim uglom  $^{113}\text{Cd}$  ih apsorbuje ( $\sigma$  dato na sl. 6.14).

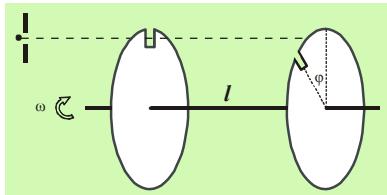
brzine neutrona i počinje se meriti od dobijanja signala iz optičkog okidača (foto-cev), koji se startuje u momentu kad je cilindar u položaju prikazanom na slici.

Na slici 5.8 pokazan je takođe jedan tip mehaničkog selektora sa rotirajućim diskovima. On se obično koristi onda kad je potrebno izdvojiti neutrone uskog opsega

<sup>30</sup> Ta podela je u mnogo čemu uslovna i nema oštih granica. Sreće se i naziv „epikadmijumski neutroni”, što proističe iz karakterističnog spektra neutronske apsorpcije nuklida  $^{113}\text{Cd}$ , prikazanog na [slici 6.14](#) (pr. 6-P.2). Ploča od kadmijuma debljine 1 mm apsorbovaće praktično sve neutrone sa energijama manjim od 0,1 eV, a propustiće brže, pa im je otuda i naziv. Ove činjenice su vrlo značajne u neutronskoj eksperimentalnoj fizici.

<sup>31</sup> Termički (termalni) neutroni su neutroni u termodinamičkoj ravnoteži sa sredinom kroz koju se kreću, na temperaturi  $T$ . Ako je temperatura sobna, najverovatnija energija takvih neutrona je 0,025 eV, i ta se vrednost ovde uslovno koristi u gornjoj podeli, ali to ne treba shvatiti kao definiciju pojma ‘termalni neutroni’.

brzina. Brzina izdvojenog impulsa neutrona,  $v$ , i ugaona brzina rotacije diskova,  $\omega$ , su međusobno vezane relacijom koju daje jednačina 5.7, a prema kojoj je brzinu

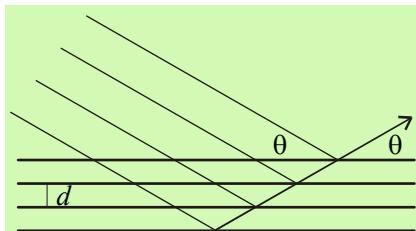


**Slika 5.8.** Monohromator neutrona. Snop neutrona izdvojen prelezom na prvom disku proći će kroz razrez na sledećem disku samo ako je njegova brzina sinhronizovana sa okretanjem tog diska. Diskovi su od materijala koji ne propušta neutrone, npr. <sup>113</sup>Cd.

izdvojenog snopa neutrona moguće regulisati frekvencijom rotacije diskova,  $\nu$ , rastojanjem među njima i ‘ugлом smaknutosti’,  $\varphi$ .

$$v = \frac{l}{t}, \quad \omega = \frac{2\pi}{t_r} = 2\pi\nu = \frac{\varphi}{t}, \quad \Rightarrow \quad v = \frac{2\pi\nu l}{\varphi}. \quad (5.7)$$

2) *Kristalni spektrometri.* Zahvaljujući svojim talasnim svojstvima neutroni se mogu razdvojiti po brzinama putem difrakcije neutronskih talasa na kristalima (slično kako se difraktuju X-zraci), gde se rasejanje talasa vrši



**Slika 5.9.** Odbijanje neutronskih talasa od ravni kristalne rešetke.

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (5.8)$$

jezgrima koja se nalaze u čvorovima kristalne rešetke. Naime, ako snop neutrona brzine  $v$ , čija je talasna dužina data de Brojevim odnosom pada na kristal pod uglom  $\theta$ , slika 5.9, onda se u pravcu koji sa ravni kristala zaklapa isti ugao ( $\theta$ ) javlja odbijeni front talasa čija je talasna dužina (tj. brzina) data Vulf-Bregovom jednačinom

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (5.9)$$

$n$  - ceo broj,  $d$  - konstanta kristalne rešetke.

S obzirom da je  $d$  konstantno, jasno je da će se pri datom uglu upada javiti samo neutronski talas određene talasne dužine  $\lambda$ , tj. brzine  $v$ . Sve to je moguće ako je konstanta rešetke reda veličine talasne dužine neutrona. Na ovaj način se mogu izdvojiti neutroni određene energije koji se pojavljuju u određenom pravcu.

*Primer:* Izračunati talasnu dužinu termalnih neutrona od 0,025 eV (293 K).

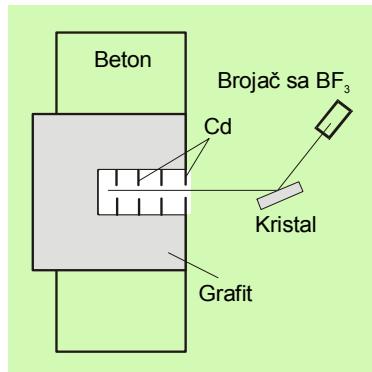
$$T = 293 \text{ K (20°C)}, \quad h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J s}, \quad k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}, \quad m \approx 1/N_A \text{ (g)}.$$

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mkT}} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{2 \cdot 1/(6 \cdot 10^{23}) \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 293}} \approx 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ cm,} \quad (5.10)$$

$$v_{nv} = \sqrt{2 \frac{kT}{m}}$$

a to je reda veličine međuatomskih rastojanja u kristalnim rešetkama, pa se ove mogu upotrebiti kao selektori neutrona po brzinama.

Jedna praktična konstrukcija kristalnog neutronskog spektrometra, kakav se obično izgrađuje uz fisione reaktore, prikazana je na slici 5.10. Neutronski spektrometri rade od oblasti termalnih neutrona ( $\approx 0,05$  eV), gde se najčešće koriste kristali kuhinjske soli, pa do oblasti od oko 10-50 eV, gde se obično koriste berilijumski kristali.



**Slika 5.10.** Difrakcija sporih neutrona na monokristalu. Izvor neutrona je obično uranijumov nuklearni reaktor. Grafit je ovde moderator.

3) Za mnoge svrhe monohromatski neutroni se mogu dobiti pomoću impulsnog ciklotrona koji je izvor jona koji padaju na metu (npr. Be) i iz nje izbijaju neutrone energije koja zavisi od energije upadnih jona. Sličan je slučaj i sa  $(\gamma, n)$  reakcijama u kojima se po pravilu dobivaju monoenergijski neutroni.  $\gamma$ -Zračenje željene energije može se dobiti zakočnim zračenje ubrzanih elektrona.

### Prilozi 5-P

#### 5-P.1 Koincidentna i antikoincidentna merenja

Koincidencija u stvari znači istovremenost. U tehnički brojanja (kao i, u ostalom, u celoj savremenoj fizici) istovremenost je samo uslovan pojam. Za dva događaja koje registruju dva nezavisna brojača, istovremeni događaj će biti onaj koji se desi u okviru vremenskog intervala koji odgovara maksimalnoj moći razlaganja datih brojača. Za Gajger-Milerove brojače, na primer, to vreme iznosi do  $10^{-6}$  s, dok su scintilacioni brži i razlaganje je oko  $10^{-9}$  s.

Tehnike *koincidencije* se, u principu, sastoje u tome da se dva brojačka uređaja spregnu tako da se registruju samo koincidentni događaji, dok se ostali impulsi ignoriraju. Ova tehnika je od velikog značaja u istraživanjima shema raspada nuklida koji nastaju u nuklearnim reakcijama, kod merenja aktivnosti izrazito kratkoživućih nuklida i sl.

Evo primera za ovu brojačku tehniku kod određivanja pravca iz kojeg zračenje dolazi. Dva razmaknuta koincidentno vezana brojača će očigledno reagovati samo ako se njihova linija spajanja poklapa s pravcem prostiranja ispitivanog zračenja. Ova je tehnika naročito korisna u astrofizici pri određivanju tačke na nebeskom svodu odakle dolazi X- ili  $\gamma$ -zračenje. Ovde namerno nismo upotrebili izraz „smer”, jer se to iz ovakvih merenja ne može neposredno zaključiti. Ipak, ako je iza jednog od brojača apsorber, kao što je to, recimo, zemaljska kugla, jasno je odakle je zračenje prisvelo.

Postoji i obrnuta shema u kojoj dva brojača ne registruju koincidentne događaje, pa se to naziva *antikoincidencija*, što je od velike koristi pri merenju niskih aktivnosti.

Znamo da svaki brojač ima neizbežnu „pozadinu” ili „fon”, koji su sve veći što je brojač osetljiviji. To potiče od zračenja okoline a i od brzih mezona iz kosmičkog zračenja.

Ova se veličina uvek registruje pre i posle merenja željenog uzorka i oduzima se od krajnjeg rezultata. Ipak, ponekad smo suočeni sa situacijom kada je merena aktivnost reda veličine ili čak niža od pozadine kada, statistički, rezultati merenja nemaju vrednosti. U ovakvim slučajevima se vrlo uspešno koristi tehnika antikoincidencije. Uzmimo, na primer, gasni brojač koji meri nisku aktivnost  $^{14}\text{C}$ , tako što je napunjén ugljen-dioksidom koji ga sadrži<sup>32</sup>. On će normalno registrirati impulse samog uzorka, ali i znatno veći broj impulsa koji potiču od izvora sa strane. Ovo se može izbeći ako se glavni brojač opkoli jednim brojem pomoćnih, kako je prikazano na slici 5.11. Glavni brojač je u antikoincidentnoj vezi sa pomoćnim, pa se ne registruju

**Slika 5.11.** Koincidentno merenje.

prolasci zračenja koji su stvorili jednovremene impulse i rezultat odgovara samo onim raspadima koji su se odigrali unutar glavnog brojača.

<sup>32</sup> Zbog svog malo prodornog  $\beta$ -zračenja uzorak se ne može postaviti van brojača.

### 5-P.2 Radijacionohemijski prinos

*Radiaciono-hemijski prinos* ( $G$ ) je osnovni parametar kojim se karakteriše neka radijacionohemijska reakcija. On se za datu hemijsku vrstu definiše kao broj jedinki te vrste (molekuli, atomi, joni, slobodni radikali itd.) koje se stvore (ili nestanu) na apsorbovanih 100 eV energije ionizujućeg zračenja u sistemu. Uobičajene oznake za ovaj parametar su

- $G(P)$  - za nastalu hemijsku vrstu,
- $G(-S)$  - za nestalu hemijsku vrstu,

pa se dalje može pisati

$$G = \frac{dn}{dE}, \quad (5.11)$$

gde je  $n$  broj jedinki, a  $E$  energija zračenja data u jedinicama od 100 eV.

Jedinica za merenje prinosa u sistemu jedinica SI je mol J<sup>-1</sup>. Ako ipak hoćemo da ga izrazimo u skladu sa definicijom onda je koverzionalni faktor za preračunavanje dat kao: 1 mol J<sup>-1</sup> = 9,648 · 10<sup>6</sup> molekula/100 eV.

Vrednosti radiacionohemijskih prinosa  $G$  zavise od uslova, kao što su tip zračenja, brzina doze itd. Tipične vrednosti se kreću od 1-15, a ako se radi o lančanim reakcijama idu i na stotine hiljada.

### 5-P.3 Identifikacija radionuklida na osnovu njihove aktivnosti

Radionuklidi se uglavnom identifikuju na osnovu svojstava njihovog zračenja. Identifikacija se obično vrši tako što se:

- (i) odredi tip zračenja,
- (ii) odredi vreme poluraspada i
- (iii) odredi energija zračenja.

(i) Tri osnovna tipa raspada,  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$ , relativno se lako i prosto mogu razlučiti jedan od drugog po skretanju u magnetnom (ili električnom) polju, kako je to već bilo prikazano na [slici 1.1](#). Ako su linije sila npr. magnetnog polja normalne na ravan slike onda  $\gamma$ -kvanti, koji su bez nanelektrisanja, neće biti skrenuti. Istovremeno,  $\beta$ -čestice će skrenuti na jednu stranu dok će  $\beta^+$  i  $\alpha$  biti skrenute na suprotnu, jer su suprotnog nanelektrisanja. Pri tome će  $\alpha$ -čestice skrenuti manje jer imaju višestruko veću masu, bez obzira što im je brzina manja pri istoj energiji. Međutim, ovo je samo principska mogućnost koja se u praksi uglavnom ne koristi. Nedvosmislena identifikacija  $\beta^+$ -zračenja je pojava maksimuma na 0,511 MeV u spektru  $\gamma$ -zračenja koje potiče od procesa anihilacije.

Inače, skretanje čestice koja ima nanelektrisanje  $e$  i masu  $m$  u homogenom magnetnom (odnosno električnom) polju je detaljno opisano u [§ 10.1.2](#) i prikazano na [slici 10.3](#). Iz formula koje su u citiranom odeljku navedene se vidi da je odnos nanelektrisanja i mase čestice ( $e/m$ ) bitan za skretanje u uređaju datih karakteristika. Može se lako dokazati da za iste početne energije  $\beta$ -čestica skreće više nego  $\alpha$ -čestica

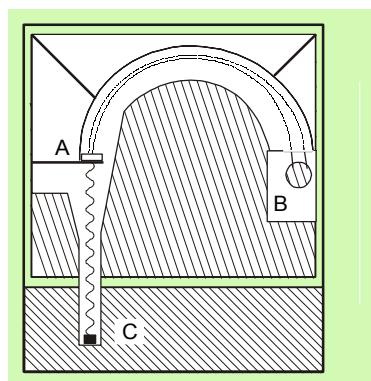
$$\begin{aligned}
 E_{k\alpha} = E_{k\beta} &= \frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} = \frac{m_\beta v_\beta^2}{2} \quad \therefore \quad \frac{v_\alpha}{v_\beta} = \sqrt{\frac{m_\beta}{m_\alpha}} \\
 \frac{x_\beta}{x_\alpha} &= \frac{1}{2} \frac{m_\alpha v_\alpha}{m_\beta v_\beta} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{m_\alpha}{m_\beta}} \quad (e_\alpha = 2e_\beta) \\
 \frac{x_\beta}{x_\alpha} &\cong \frac{1}{2} \sqrt{\frac{7500}{1}} \cong 40.
 \end{aligned} \tag{5.12}$$

Slična zavisnost je i kod skretanja u električnom polju. Obe zavisnosti su bitne i za rad tzv. spektrometara mase, uređaja koji se koriste kao sredstva za izotopksu analizu.

U praksi se identifikacija radionuklida obično vrši pomoću odgovarajuće instrumentacije. Tako npr. brojači radioaktivnih čestica se, po pravilu, konstruišu tako da budu osetljivi samo na jedan tip zračenja. Poluprovodnički brojači s tankim osetljivim slojem i scintilacioni brojači sa tankim slojem scintilatora registruju samo  $\alpha$ -zračenja, cilindrični GM brojači registruju samo  $\beta$  i  $\gamma$ , itd. Ako se brojačem mogu registrovati dve vrste zračenja onda je, da bi se ona razdvajila, potrebno koristiti odgovarajuće filtere. Npr. kao filter za zaustavljanje  $\alpha$ -čestica moguće je koristiti list papira. Za apsorpciju  $\beta$ -zračenja potrebno je koristiti ploče debljine nekoliko milimetara. Ponekad je prema debljini filtera koji se koristi moguće razlikovati izotope koji emituju meko  $\beta$ -zračenje od primesa emitera koji daje tvrdo beta.

(ii) O određivanju perioda poluraspada bilo je puno reči u delu o radioaktivnom raspadu.  
 (iii) Određivanje energije zračenja je takođe značajan faktor identifikacije. Za nanelektrisane čestice to je moguće uraditi na više načina. Za  $\beta$ -emisiju je važno da se utvrdi maksimalna energija čestica kao parametar koji je relevantan u smislu identifikacije radionuklida iz kojega ta čestica dolazi. Energiju  $\gamma$  i  $\beta$  zraka je moguće meriti pomoću raznih vrsta spektrometara. Najčešće se koriste spektrometri sa poluprovodničkim detektorom ili sa scintilacionim detektorom. Oni u kombinaciji sa višekanalnim analizatorom daju potpunu energijsku sliku zračenja, jer je kod njih signal proporcionalan energiji upadnog zračenja.

Spektrometriju zračenja je moguće vršiti i pomoću magnetskih spektrometara. To je uređaj u osnovi analogan spektrometru masa, slika 5.12, ali umesto da razdvaja čestice po



**Slika 5.12.** Magnetski  $\beta$ -spektrometar.  
 A – radioaktivni izvor koji emituje  $\beta$ -zrake, B – brojač impulsa, C – radioaktivni izvor koji emituje  $\gamma$ -zrake.

masama on ih razdvaja po kinetičkim energijama, odnosno impulsu. Elektroni emitovani iz radioaktivnog izvora skreću se u poprečnom magnetskom polju i padaju na prozor brojača koji ih registruje. Podešavanjem polja podešava se da samo čestice određene energije padnu na detektor.

Ovakvi se uređaji mogu koristiti i za druge nanelektrisane čestice, ali i za  $\gamma$ -zračenje ako se ono upotrebni za izbijanje elektrona iz određenog *materijala-radijatora*. Tada se  $\gamma$ -izvor stavlja ispod podloške sa radijatorom. Energija izbačenih elektrona jednoznačno je određena energijom  $\gamma$ -zračenja i energijom veze elektrona u atomu,  $\varepsilon_e = \varepsilon_\gamma - \varepsilon_v$ .

# 6

## NUKLEARNE REAKCIJE

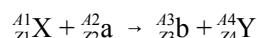
### 6.1 NUKLEARNE REAKCIJE - OPŠTE POSTAVKE

#### 6.1.1 Osnovna znanja

*Definicija.* Pod nuklearnom reakcijom se podrazumeva proces pri kojem atomsko jezgro nekog elementa interaguje sa drugim (obično lakisim) jezgrima, slobodnim neutronima ili fotonima dovoljne energije, i u toku perioda vremena dugog  $10^{-12}$  s ili kraće se transformišu u drugo jezgro (ili više jezgara) emitujući pri tome čestice ili elektromagnetno zračenje.

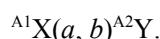
Ako pri bombardovanju jezgra česticama ne dolazi ni do promene jezgra, ni do promene čestice, niti do stvaranja drugih jezgara ili emisije čestica, takav proces se zove *rasejanje*. Rasejanja se u užem smislu ne smatraju nuklearnim reakcijama, ali se obično izučavaju u okviru njih, i šire posmatrano spadaju u nuklearne interakcije.

*Notacija.* Nuklearne reakcije se u opštem vidu predstavljaju jednačinama koje su analogne onima koje se koriste za hemijske reakcije



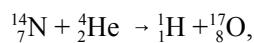
X - jezgro mete, Y - jezgro proizvoda, a - projektil kojim se bombarduje polazno jezgro b - izbačena čestica ili foton (ejektil).

Oznake rednih brojeva, Z, se obično izostavljaju, osim kad je potrebno istaći održanje nuklearnog nanelektrisanja, jer su one praktično sadržane u hemijskom simbolu elementa. Kod čestica a i b se često izostavljaju i oznake za maseni broj A, ako se koristi oznaka za česticu, npr. p za proton, n za neutron itd. U stvari, najčešće se čitava nuklearna reakcija označava po skraćenoj notaciji koju je predložio Bete, i koja se po njemu zove *Beteova notacija*

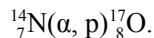


U njoj su u zagradama date skraćene oznake projektila i ejektila razdvojene zarezom, a sa strana jezgro mete odnosno jezgro proizvoda, sa svojim hemijskim znacima i masenim brojevima.

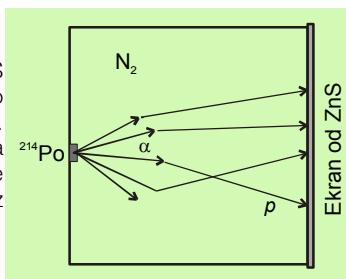
Prvu nuklearnu reakciju izveo je Raderford 1919. godine izlažući u svom eksperimentu jezgra azota dejstvu  $\alpha$ -čestica



ili po Beteovoj notaciji



$\alpha$ -čestice su imale energiju od 7,7 MeV, a poticale su iz raspada jezgra  ${}^{214}\text{Po}$ , slika 6.1.

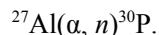


**Slika 6.1.** Raderfordov eksperiment. Ekran od ZnS je scintilirao (svetlucao) čak i kada je sloj azota bio toliko da su sve  $\alpha$ -čestice morale biti apsorbovane. Zaključak je da se stvaraju neke druge čestice sa većim dometom u azotu od  $\alpha$ -čestica. Kasnije se pokazalo da se radi o protonu koji je proizišao iz nuklearne reakcije.

*Najvažniji događaji u istoriji nuklearnih reakcija.* Od ostvarenja prve nuklearne reakcije Raderforda iz 1919. godine pa sve do pojave prvi mašina za ubrzavanje nanelektrisanih čestica praktično jedini izvori projektila za bombardovanje jezgara su bili prirodni  $\alpha$ -emiteri. Verovatno da je zbog toga čak 13 godina nakon Raderfordovog otkrića jedina poznata nuklearna reakcija bila ( $\alpha, p$ ) reakcija. Tek je 1932. godine ostvarena reakcija drugog tipa sa protonom,  ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^2\text{He}$ , kao i *fotonuklearna* reakcija. Obe su delo Kokrofta i Voltona. Prirodni izvori projektila danas su samo od istorijskog značaja s obzirom na male energije. Sada je pomoću različitih nuklearnih mašina moguće dobiti široke spekture najrazličitijih projektila.

Među datumima koji su značajni za istorijat nuklearnih reakcija treba izdvojiti sledeće: (1) već opisani Raderfordov eksperiment iz 1919. godine, zatim (2) konstrukcija prvog ciklotrona (Lorens) u današnjoj Lorens Berkli laboratoriji (1929-1930), u kojem je dobiven proton energije od oko 80 keV, (3) otkriće pozitrona i kosmičkog zračenja (Anderson, 1932), (4) izgradnja prvog akceleratora i ostvarenje već spomenute reakcije ( $p, \alpha$ ) tipa, Kokrofta i Voltona (1932), što je sve zajedno imalo velikog značaja za dalji razvoj, koji je tekao veoma ubrzano. Godine 1932. Juri je (5) otkrio deuterijum (D) - teški i stabilni izotop vodonika, što je dalo mogućnost stvaranja deuteronskih projektila. Te iste i nuklearnim otkrićima veoma bogate godine, Čedvik je (6) otkrio neutron, sa kojim je tehnika nuklearnih reakcija dobila najmoćnije oruđe. Njegovo otkriće je dovelo do niza novih, među kojima je najvažnije (7) otkriće fisije jezgara iz 1939. godine. Ono nas je uvelo u eru intenzivnog razvoja nuklearnih tehnologija. Treba reći da se u međuvremenu, 1934. godine desilo (8) otkriće veštačke radioaktivnosti (I. Žolio-Kiri i F. Žolio-Kiri), kroz reakciju ( $\alpha, n$ ) tipa.

Naime, prvi veštački stvoreni radionuklid je bio izotop fosfora  ${}^{30}\text{P}$ , a stvoren je bombardovanjem aluminijumske folije visokoenergijskim  $\alpha$ -česticama iz polonijuma. Prirodni aluminijum je monoizotopski element, sadrži samo izotop  ${}^{27}\text{Al}$ , pa se dešavala sledeća nuklearna reakcija

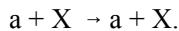


Izvodeći gornju reakciju I. i F. Žolio-Kiri su zapazili da se dobivaju neutroni, ali isto tako i da dolazi do emisija pozitrona. Ako bi  $\alpha$ -izvor bio uklonjen emisija neutrona bi se prekidala, dok bi se emisija pozitrona nastavljala *u merljivom vremenskom periodu*. Intenzitet emisije pozitrona je eksponencijalno opadao s vremenom poluraspađa od 3 minuta, kao da je u pitanju pravi radioaktivni izvor. Hemijskom analizoma, koja je izvedena tako što je aluminijum rastvoren u hlorovodoničnoj kiselini, a nagrađeni vodonik sakupljan u epruveti, dokazano je prisustvo fosfora u sakupljenom gasu, jer je ovaj sublimovan u obliku  $\text{PH}_3$ . Taj gas je pokazivao  $\beta^+$ -radioaktivnost sa pomenutim vremenom poluraspađa, koja je poticala od  ${}^{30}\text{P}$  ( $\beta^+, t_{1/2} = 2,6 \text{ min.}$ ). To je bilo otkriće veštačke radioaktivnosti.

### 6.1.2 Tipovi nuklearnih (interakcija) reakcija

Nuklearne reakcije (šire interakcije) mogu se klasifikovati po različitim principima. Jedan od njih je prema prirodi čestica a i b, tj. *projektila* i *ejektila*.

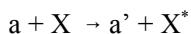
*1. Elastično rasejanje.* Projektil se sudara sa jezgrom mete i na njega prenosi deo svoje kinetičke energije. Nema promene identiteta ni *projektila* niti *jezgra-mete*, nema prelaska kinetičke energije u potencijalnu, a ukupna kinetička energija sudarnih partnera ostaje konstantna. Ovaj se proces može predstaviti jednačinom



Ovde je, dakle,  $a = b$  i  $X = Y$ .

Za prenos kinetičke energije sa projektila na metu, koji je ilustrovan slikom 4.1, u potpunosti važi odnos koji je dat jednačinom 4.1. Ovaj je slučaj potpuno analogan sudaru bilijarskih kugli, s tim što su u bilijaru kugle iste mase. Na ovaj način se usporavaju brzi neutroni pomoću tzv. moderatora u nuklearnim reaktorima.

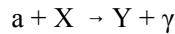
*2. Neelastično rasejanje.* Deo kinetičke energije projektila se troši na povećanje potencijalne energije jezgra-mete i time na njegovo pobudivanje. Posledica je „raspad” sa određenim vremenom poluraspađa ( $t_{1/2}$ ) uz emitovanje  $\gamma$  ili X-zračenja. Kinetička energija sistema kao celine se ne održava. Proces se predstavlja jednačinom



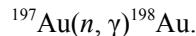
gde je  $a'$  - oznaka za česticu smanjene energije.

Ovde postoji mogućnost da projektil prodre u jezgro i bude reemitovan s drugom energijom, što je formalno, rasejavanje. Razlika od prostog sudaranja je što dolazi do izvesne zadrške koja se može izmeriti.

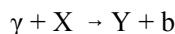
*3. Radijativni zahvat.* Projektil biva apsorbovan u jezgru mete unoseći u njega višak energije. Time ovo postaje pobuđeno. Takvo jezgro se deekscituje emisijom jednog ili više  $\gamma$ -fotona. Dakle, u ovom slučaju je  $b = \gamma$  ( $E_\gamma = hv$ )



Ovakve reakcije su vrlo česte, naročito reakcije  $(n, \gamma)$ . Školski primer je prelazak jednog izotopa zlata u drugi

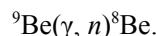


*4. Fotonuklearne reakcije.* To su reakcije izazvane  $\gamma$ -fotonima dovoljno velike energije. U ovakvim procesima je  $a = \gamma$ , a za relativno niske energije ejektil  $b = n$  ili  $p$ . Kod vrlo visokih energija emitovana čestica može biti i deuterон ( $d$ ), triton ( $t$ ) ili  $\alpha$ -čestica<sup>33</sup>.



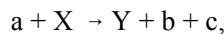
Ovakve reakcije često se koriste kao izvori neutrona, a neutroni su čestice dragocene u nuklearnoj hemiji.

*Primer:* Smeša  $^{124}\text{Sb}$  ( $\gamma$ -emiter; 2,09 MeV) i berilijuma daje neutronе u reakciji

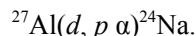


Ako se u nuklearnim reakcijama koriste projektili visoke energije, može doći do manjeg ili većeg razbijanja jezgra mete i time do proizvoda reakcije koji su lakši i za nekoliko atomskih jedinica. Među tim reakcijama najpoznatije su:

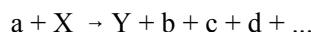
*5. Otparavanje*<sup>34</sup>. To je proces pri kojem nekoliko nukleona ili njihovih kombinacija, kao što su npr.  $\alpha$ -čestice, napuste jezgro



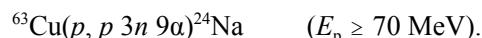
na primer



*6. Spalacija.* Ovaj tip nuklearne reakcije je sličan otparavanju, ali pri njemu se iz jezgra izbacuje veći broj nukleona. Jezgro proizvoda je znatno lakše od pretka



Primer je

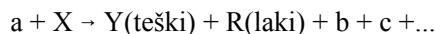


<sup>33</sup> Objašnjene skraćenih oznake za pojedine nanelektrisane čestice i neutralne atome:

$^1\text{H}^+$ - $p$ (proton)	$(^1\text{H} - \text{H})$ = protijum,
$^2\text{H}^+$ - $d$ (deuteron)	$(^2\text{H} - \text{D})$ = deuterijum,
$^3\text{H}^+$ - $t$ (triton)	$(^3\text{H} - \text{T})$ = tritijum,
$^4\text{He}^{2+}$ - $\alpha$ -čestica	$^4\text{He}$ = helijum.

<sup>34</sup> Naziv ovog mehanizma reakcije potiče od modela tečne kapi jezgra.

*7. Fragmentacija.* To je reakcija pri kojoj se relativno teška jezgra ( $Z > 70$ ) raspadaju na jedan lakši i jedan teži fragment pod uticajem projektila (obično protona) izuzetno visokih energija ( $E_p > 0,5$  GeV). Energija pobuđivanja obično nije ravnomerno raspoređena na produkte pa se oni različito raspadaju. Lakši njačeće podleže  $\beta$ -raspadu, a teži isparavanju. Proces se može predstaviti jednačinom

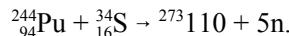


*8. Fisija.* To je cepanje teških jezgara, obično pod uticajem neutrona, na dva fragmenta sličnih masa



Fisija će biti predmet posebnog izlaganja zbog njenog značaja za energetiku (pogl. 7).

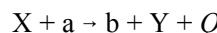
*9. Fuzija jezgara.* To je vrsta nuklearne reakcije u kojoj se dva jezgra stapaju dajući novo jezgro. Da bi se to ostvarilo neophodno je da jezgra koja se fuzionišu imaju dovoljne kinetičke energije, da bi bila savladana kulonovska barijera koja postoji među njima. U ovom slučaju projektil nije neka mala čestica ili  $\gamma$ -foton već jezgro nekog izotopa, delimično ili sasvim oslobođeno elektronskog omotača i ubrzano. Tipični primeri fuzionih reakcija su mnoge reakcije koje se odvijaju u zvezdama, ali i mnoge koje su ostvarene u laboratorijskim uslovima, npr. pri sintezama novih elemenata. Tako je npr. element sa rednim brojem 110 dobiven u sledećoj fuzionoj reakciji



Poseban vid fuzionih reakcija su termonuklearne fuzije.

### 6.1.3 Energijski efekti nuklearnih reakcija

Kao i hemijske reakcije i nuklearne reakcije protiču uz apsorpciju ili oslobođanje energije. Imajući energijske efekte u vidu, potpuna jednačina za predstavljanje nuklearne reakcije je u stvari



gde je  $Q$  energija reakcije. Ona je po konvenciji pozitivna (+) ako je reakcija egzoeenergijska, a negativna (-) ako je endoenergijska. Za reakciju opštег tipa, (pričazanu jednačinom  $X + a \rightarrow b + Y$ ) može se pisati

$$\begin{aligned} (m_X + m_a)c^2 + \varepsilon_a &= (m_b + m_Y)c^2 + \varepsilon_b + \varepsilon_Y \\ (m_X + m_a - m_b - m_Y)c^2 &= \varepsilon_b + \varepsilon_Y - \varepsilon_a = Q \end{aligned} \tag{6.1}$$

$$Q = \Delta mc^2 = \Delta m \cdot 931,5 \text{ MeV}, \tag{6.2}$$

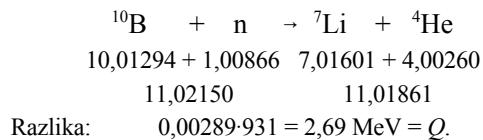
gde su  $\varepsilon_a$ ,  $\varepsilon_b$  i  $\varepsilon_Y$  kinetičke energije odgovarajućih čestica i date us izrazima

$$\mathcal{E}_a = \frac{m_a V_a}{2}, \quad \mathcal{E}_b = \frac{m_b V_b}{2}, \quad \mathcal{E}_Y = \frac{m_Y V_Y}{2}. \quad (6.3)$$

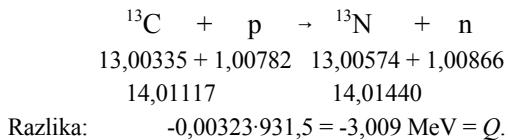
Ovo je vrlo važan zaključak - *energija reakcije*  $Q$  je data razlikom masa reaktanata i produkata. Energija se, dakle, oslobođa ili apsorbuje zato što u toku reakcije dolazi do promene ukupne mase, a njena vrednost se može izračunati iz odgovarajuće razlike, ako se znaju mase svih učesnika.

*Primeri:*

1. Egzoenergijske reakcije  $\Delta m > 0$ .

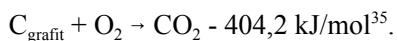


1. Endoenergijske reakcije  $\Delta m < 0$ .



3. Vrednosti  $Q$  u odnosu na hemijske reakcije.

- Pri fisiji 1 g  ${}^{235}\text{U}$  oslobodi se  $\approx 8,4 \cdot 10^7$  kJ energije, jer je, inače, kako će to biti jasnije kada bude obrađivana fisija, energija koja se oslobodi pri cepanju jezgra uranijuma  $\approx 200$  MeV/fisiji.
- Pri izgaranju 1 g uglja oslobodi se  $\approx 34$  kJ energije, jer je energija reakcije sagorevanja ugljenika u kiseoniku:



Treba napomenuti da kod hemijskih reakcija takođe dolazi do promena mase, ali su one veoma male u poređenju sa onima do kojih dolazi kod nuklearnih reakcija. Otuda su i odgovarajuće energije reakcije znatno manje.

Ako je neka reakcija endoenergijska, da bi uopšte do nje došlo potrebno je da se nedostajuća energija dovede u vidu kinetičke energije projektila,  $E_a$ . Ova mora biti veća od tzv. energije praga reakcije  $P$ . (Egzoenergijske reakcije obično imaju prag zbog postojanja izvesnih energijskih barijera koje projektil treba da savlada da bi uopšte došao u kontakt sa jezgrom). Deo energije projektila ide na energiju uzmaka

---

<sup>35</sup> Obratiti pažnju na činjenicu da u termohemiji oslobođena toplota reakcije ima po konvenciji negativan znak, obrnuto od nuklearnih reakcija.

bombardovanog jezgra, tako da se sva kinetička energija projektila ne transformiše u energiju pobuđivanja, što vodi nuklearnoj reakciji.

Energija praga mora biti veća od absolutne vrednosti energije reakcije  $|Q|$  najmanje za energiju uzmaka jezgra,  $E_T$ . Ta energija uzmaka i njena veza sa energijom projektila je data kao

$$\begin{aligned} mv &= (M+m)V \\ m \frac{mv^2}{2} &= (M+m) \frac{(M+m)V^2}{2} \\ \varepsilon_a &= \frac{mv^2}{2}, \quad \varepsilon_T = \frac{(M+m)V^2}{2}, \end{aligned} \tag{6.4}$$

$$\varepsilon_T = \varepsilon_a \frac{m}{M+m} \tag{6.5}$$

Zato je sada energija praga data kao

$$\varepsilon_a \geq \varepsilon_T + |Q| = \varepsilon_a \frac{m}{M+m} + |Q|, \quad \therefore \quad \varepsilon_a \geq |Q| \left( 1 + \frac{m}{M} \right). \tag{6.6}$$

#### 6.1.4 Zakoni održanja u nuklearnim reakcijama

U nuklearnim reakcijama održavaju se:

- Naelektrisanje. U svim nuklearnim reakcijama bez izuzetka ukupno naelektrisanje čestica koje stupaju u reakciju jednak je ukupnom naelektrisanju proizvoda reakcije.

$$\sum Z_{re} = \sum Z_{pr} \tag{6.7}$$

Indeks  $re$  se odnosi na reaktante, a indeks  $pr$  na proizvode reakcije.

- Ukupan broj nukleona ostaje nepromenjen u nuklearnim reakcijama u kojima se ne stvaraju antičestice. S tim u vezi jasno je da se i maseni brojevi održavaju

$$\sum A_{re} = \sum A_{pr} \tag{6.8}$$

- Energija. Poznato je da ukupna energija izolovanog sistema ostaje nepromenjena. Sistem *projektil-meta* se može smatrati za izolovan sistem, u odnosu na druge čestice, jer su njegove dimenzije reda  $10^{-12}$  cm, a rastojanja od drugih jezgara su reda  $10^{-8}$  cm. Dakle, u slučaju nuklearne reakcije ukupna energija,  $\mathcal{E}$ , koja je zbir energija masâ mirovanja i kinetičkih energija reaktanata (odn. produkata) se održava.

Za opšti slučaj nuklearne reakcije taj princip je analitički izražen jednačinom 6.1.

- Impuls. U zatvorenom sistemu i ukupan impuls se održava. Za opšti slučaj nuklearne reakcije, dat jednačinom:  $X + a = b + Y$ , to se može izraziti jednačinom

$$\vec{i}_a + \vec{i}_X = \vec{i}_b + \vec{i}_Y, \quad \text{tj.} \quad \vec{i}_a = \vec{i}_b + \vec{i}_Y. \quad (6.9)$$

Ako jezgro mete miruje  $\vec{i}_X = 0$ . Iz gornjeg zakona sledi da tri putanje (trajektorije), projektila (a), ejektila (b) i jezgra proizvoda (Y) moraju biti koplanarne, slika 6.2, gde su  $\varphi$  i  $\theta$  uglovi koje zaklapaju putanje uzmačnog jezgra odnosno ejektila sa putanjom projektila. S obzirom na gornji vektorski zbir zakon održanja impulsa može biti izražen kroz projekcije impulsa na dve međusobno normalne ose,  $x$  i  $y$ , koje definišu ravan u kojoj se reakcija odvija. Ako je osa  $x$  usmerena u pravcu  $v_a$  onda je

$$\begin{aligned} m_a v_a &= m_b v_b \cos \varphi + m_Y v_Y \cos \theta \\ m_b v_b \sin \varphi + m_Y v_Y \sin \theta &= 0 \end{aligned} \quad (6.10)$$

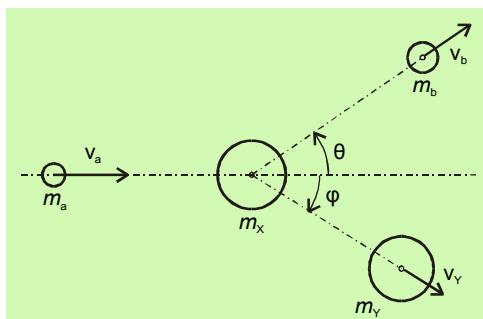
Koristeći zakone o održanju energije i impulsa moguće je odrediti vezu između uglovnih i energijskih raspodela proizvoda reakcije. Tako na primer, za jednostavan slučaj predstavljen na slici 6.2, koristeći sistem od tri jednačine (jedn. 6.3 i 6.9), moguće je naći brzine čestica b i Y za date uglove njihovog pojavljivanja  $\varphi$  i  $\theta$ , ili naći vezu između ugla pod kojim izleće jedna čestica s jedne strane, i ugla izletanja druge čestice i brzina, sa druge.

- Ukupan ugaoni (angularni) moment. Ugaoni moment neke čestice mase  $m$  i brzine  $v$  koja rotira na rastojanju  $r$  od centra rotacije definije se kao proizvod  $mvr$ , i naziva *orbitalni ugaoni moment*, za razliku od *linearног момента*, koji je dat kao  $mv$ . Nukleoni u jezgru rotiraju oko centra jezgra i imaju orbitalni angularni moment usmeren normalno na ravan rotacije. Taj je moment kvantiran i on može imati vrednosti koje su celobrojni umnošci osnovne jedinice,  $\hbar$ .

Kad neka čestica rotira oko sopstvene ose ona poseduje i ugaoni moment rotacije koji se naziva *spin*. Nukleoni u jezgru imaju spin. Po zakonima kvantne mehanike spin elementarne čestice može imati samo dve vrednosti,  $s = \pm \frac{1}{2}\hbar$ . Ukupan ugaoni moment nukleona jednak je vektorskog zbiru ova dva momenta

$$(\vec{l} + \vec{s}) = \vec{j}. \quad (6.11)$$

*Ukupan ugaoni moment jezgra* je vektorski zbir orbitalnih ugaonih momenata i spinova svih nukleona koji čine to jezgro.



Slika 6.2. Shema nuklearne reakcije. Koplanarne putanje projektila, ejektila i uzmačnog jezgra.

$$\vec{J} = \sum \vec{j}. \quad (6.12)$$

Pri nuklearnoj reakciji važi princip o održanju ukupnog ugaonog momenta, što se može izraziti jednačinom

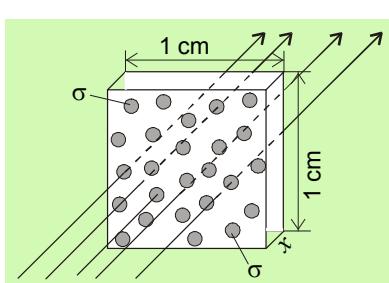
$$\vec{J}_a + \vec{J}_X + \vec{J}_{aX} = \vec{J}_b + \vec{J}_Y + \vec{J}_{bY}, \quad (6.13)$$

gde su  $J_a$ ,  $J_X$ ,  $J_b$ ,  $J_Y$  - momenti odgovarajućih čestica i jezgara, a  $J_{aX}$  i  $J_{bY}$  - orbitalni momenti odgovarajućih parova čestica koji karakterišu njihov relativno kretanje.

## 6.2 VEROVATNOĆA NUKLEARNE REAKCIJE

### 6.2.1 Efikasni presek

Verovatnoća da se desi neka od (navedenih) nuklearnih reakcija u opštem slučaju se kvantitativno izražava kroz veličinu koja se zove *efikasni presek* za datu reakciju, a najčešće se obeležava kao  $\sigma$ . Ta veličina, videćemo kasnije, ima dimenzijske površine i njeno je poreklo u pojednostavljenoj predstavi da verovatnoća procesa koji u jezgru mete izaziva upadna čestica mora biti proporcionalna površini jezgra mete, preciznije površini sudara. To je ona površina jezgra-mete koju „vidi“ *određena* (datih svojstava - tip i brzina) upadna čestica u smislu izazivanja *određene* nuklearne reakcije u njoj.



Efikasni preseci za dati *projektil* i dato *jezgro* ali za različite nuklearne reakcije su, u principu, različiti. Ona, naravno, ne mora biti i obično nije jednaka geometrijskoj površini jezgra.

Mada klasična predstava o preseku nije adekvatna za nanelektrisane čestice (koje treba da savladaju Kulonovu barijeru) ili za spore neutrone (dok veoma dobro interpretira interakciju brzih neutrona sa jezgrom), efikasni presek ipak služi kao prikladna mera verovatnoće nuklearne reakcije. Do suštine pojma efikasnog preseka može se doći sledećim rezonovanjem.

**Slika 6.3.** Prikaz efikasnog preseka za nuklearnu reakciju izazvanu bombardovanjem vrlo tankе mete.

*Tanka meta.* Posmatrajmo vrlo tanku metu sastavljenu od identičnih atoma X koja ima debljinu  $x$ . To  $x$  je toliko malo da se jezgra u meti ne preklapaju, odnosno energija i broj čestica projektila se praktično ne menjaju pri prolasku kroz takvu metu. Neka je metu izložena ravnomernom fluksu<sup>36</sup> čestica [ $\text{čestica}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ] koji pada normalno na površinu mete. Sva jezgra mete su u jednakoj poziciji (u smislu da se u njima izazove

<sup>36</sup> Treba razlikovati intenzitet nekog zračenja, koji se definiše brojem čestica koje padnu na metu u jedinici vremena, i fluks zračenja ( $\Phi$ ), koji je jednak broju čestica datog zračenja koje padnu na jedinicu površine mete u jedinici vremena.

data promena) i verovatnoća reakcije sa bilo kojim od njih je jednaka, slika 6.3.

Neka na  $1 \text{ cm}^2$  mete pod pravim uglom pada  $N$  čestica u jedinici vremena (broj čestica u jedinici vremena je u stvari intenzitet snopa i može se obeležiti i sa  $I$ ) i neka njih  $\Delta N$  izazove reakciju (akt transformacije) koja se razmatra. Tada je verovatnoća da se reakcija datog tipa dogodi data odnosom broja povoljnih događaja ( $\Delta N$ ) u jedinici vremena i ukupnog broja mogućih događaja, koji je jednak intenzitetu  $I$

$$p = \frac{\Delta N}{I} \quad (6.14)$$

Ta verovatnoća je, s druge strane, proporcionalna koncentraciji jezgara u meti,  $n$  (broj jezgara  $\cdot \text{cm}^{-3}$ , što u stvari predstavlja gustinu jezgara u meti), i njenoj debljini,  $x$ , preko konstante proporcionalnosti  $\sigma$

$$p = \sigma nx \quad (6.15)$$

Tako je sada broj reakcija koje se dese u meti u jedinici vremena, a to je brzina nuklearne reakcije, dat kao

$$\Delta N = \sigma Inx \quad (6.16)$$

Konstanta proporcionalnosti  $\sigma$  očigledno karakteriše verovatnoću da se data reakcija dogodi pri datim uslovima (vrsta mete - vrsta i energija projektila) i naziva se efikasnim presekom za datu reakciju. Dalje se na osnovu jednačine 6.15 može napisati sledeći odnos

$$\sigma = \frac{p}{nx} = \frac{p}{\frac{a}{V}x} = \frac{p}{\frac{a}{Px}x} = \frac{p}{\frac{a}{P}}. \quad (6.17)$$

$a$  - broj jezgara u meti,  $V$  - zapremina mete,  $P$  - površina mete. Iz navedenog sledi da je odnos  $a/P = nx$ , te da on predstavlja površinsku gustinu jezgara u meti.

Ako je površina mete  $1 \text{ cm}^2$ , kao što je dato na slici 6.3, onda gornja jednačina poprima krajnje jednostavan oblik

$$\sigma = \frac{p}{a}. \quad (6.18)$$

Iz ove jednačine proizilazi da efikasni presek za datu reakciju predstavlja verovatnoću reakcije po jednom jezgru mete.

Efikasni presek se može definisati i kao

$$\sigma = \frac{\text{broj događaja datoga tipa po jezgru po jedinici vremena}}{\text{broj upadnih čestica po jedinici površine po jedinici vremena}}, \quad (6.19)$$

jer, ako se ta definicija napiše matematičkim jezikom, dakle

$$\sigma = \frac{\frac{\Delta N}{a}}{\frac{I}{P}} = \frac{\Delta N}{I} \frac{1}{\frac{a}{P} x} = \frac{p}{nx}, \quad \left( \frac{\Delta N}{I} = p, \quad \frac{a}{P} = nx \right) \quad (6.20)$$

dolazi se na kraju do već navedenog odnosa, datog jednačinom 6.15, kojim je efikasni presek definisan.

Konačno, ako se jezgro u meti (od  $1 \text{ cm}^2$ ) shvati kao sfera onda efikasni presek  $\sigma$  treba shvatiti kao površinu preseka te sfere ( $\text{cm}^2$ ) koju projektil „vidi” u smislu da u jezgru izazove datu nuklearnu reakciju prilikom svog naleta. Efikasni presek nije isto što i geometrijski presek jezgra (on je merilo za verovatnoću reakcije). On može biti i znatno manji ili znatno veći (i po nekoliko redova veličine) od geometrijskog preseka.

*Jedinice i merenje.* Efikasni presek je veličina koja ima dimenzije površine, jer se iz jednačine 6.17, u smislu dimenzija, može pisati

$$[\sigma] = \frac{1}{a} = \left[ \frac{P}{a} \right] = [m^2], \quad (6.21)$$

pošto  $P/a$  predstavlja površinu mete podeljenu brojem jezgara u njoj, dakle opet površinu.

Izražava se jedinicom koja se zove *barn* (1 b), a koja iznosi

$$1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2.$$

Površina od  $10^{-24} \text{ cm}^2$  je otprilike jednak geometrijskom preseku težeg jezgra, jer su prečnici takvih jezgara oko  $10^{-12} \text{ cm}$ .

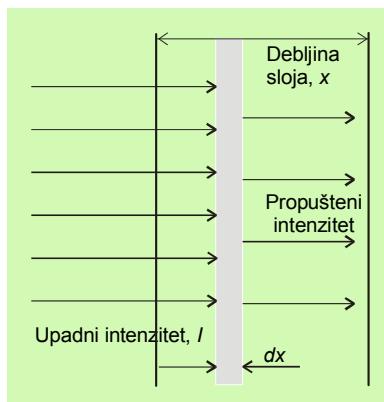
Ovako definisano  $\sigma$  je tzv. mikroskopski presek za reakciju. Pored njega često je u upotrebi i makroskopski presek  $\Sigma$ , koji ima dimenzije  $m^{-1}$ , a definiše se kao

$$\begin{aligned} \Sigma &= n\sigma = \frac{m}{MV} N_A \sigma \\ \Sigma &= \rho \frac{N_A}{M} \sigma, \end{aligned} \quad (6.22)$$

gde je  $\rho = m/V$  gustina, a  $N_A$  - Avogadrov broj.

Efikasni presek za datu reakciju (jezgra + čestice određene energije) određuje se eksperimentalno iz merenja prinosa reakcije (količina produkta  $\Delta N$ ) i poznate površinske gustine jezgara u meti ( $a/S$ ), kao i poznatog fluksa upadnih čestica ( $I$ ) -  $\Delta N = I\sigma(a/S)$ .

*Debla meta.* Neka se umesto tanke mete, koja je gore razmatrana, posmatra meta relativno velike debljine,  $x$ , na koju se upućuje snop čestica čiji je intenzitet  $I$ , slika 6.4.



**Slika 6.4.** Shematski prikaz slabljenja intenzita bombardujućih čestica pri nuklearnoj reakciji sa metom relativno velike debljine ( $x$ ).

Pri prolasku kroz sloj beskonačno male debljine  $dx$  upadni intenzitet čestica  $I$  (u odnosu na taj sloj) se smanjuje zbog interakcije sa jezgrima mete, tj. snop slabi, atenuira se. To slabljenje se može izraziti jednačinom 6.16 za tanke mete, ako se umesto broja reakcija,  $\Delta N$  (to je pozitivan broj), stavi smanjenje intenziteta,  $-dI$  (negativan broj), zbog kojega u stvari i dolazi do reakcije (umjesto  $x$  ovde je  $dx$ )

$$-dI = I \sigma n dx \quad (6.23)$$

Ako se mogu zanemariti promene vrednosti  $\sigma$  duž puta čestice kroz metu, što je obično slučaj kod npr. neutronske reakcije, onda se, rešavajući gornju diferencijalnu jednačinu razdvajanjem promenljivih, uz početne uslove da je za  $x = 0$  upadni intenzitet  $I = I_0$ , za intenzitet snopa nakon prolaska kroz metu debljine  $x$ , može pisati

$$I = I_0 e^{-\sigma n x} \quad (6.24)$$

Broj reakcija (događaja) po jedinici vremena je dat razlikom ova dva intenziteta

$$I_0 - I = I_0 (1 - e^{-\sigma n x}) \quad (6.25)$$

i on govori o *brzini reakcije*. Ta brzina je linearna funkcija upadnog intenziteta, i veća je (preko eksponencijalnog člana) za veći efikasni presek.

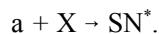
Treba podsetiti da  $\sigma$  izražava verovatnoću da bombardujuća čestica upadne u jezgro i u njemu izazove baš datu a ne bilo koju nuklearnu reakciju. Zavisnost  $\sigma$  od energije projektila je složena i specifična za svaki posebni tip reakcije. Dalje će biti razmatrane te zavisnosti za tipične slučajevе.

### 6.2.2 Modeli za nuklearne reakcije

Broj mogućih kombinacija *projektil-met*, uzimajući u obzir energije projektila, mase, nai elektrisanja itd. ogroman je i teško dati jedinstvenu teorijsku interpretaciju nuklearnih reakcija koja bi važila za sve procese. Zato je razvijeno više modela

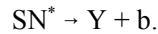
nuklearnih reakcija, ali su najpoznatiji tzv. *optički model* i *model složenog jezgra*.  
**(i)** „*Optički model*“ upad čestice u jezgro tretira na načina koji je analogan prolasku snopa svetlosti kroz providnu staklenu kuglu. On ovde neće biti razmatran detaljnije.  
**(ii)** *Model složenog jezgra*. Ovaj model je pokazao svestraniji uspeh u objašnjavanju nukleranih reakcija i samo će on ovde biti kratko predstavljen.

Ako čestica **a** udara u jezgro mete označeno sa X dajući novo jezgro Y i česticu(e) **b** ta reakcija se po ovom modelu odvija kroz dva kvazi-nezavisna stupnja:  
I. Zahvat upadne čestice i nasumična (slučajna) raspodela energije na nukleone nastalog „složenog jezgra“  $\text{SN}^*$ , koje je usled toga u tačno definisanom kvazi-stacionarnom kvantnom stanju i nestabilno je

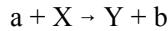


Čestica unese u jezgro ne samo svoju kinetičku energiju već i potencijalnu energiju nuklearnih sila koje deluju između čestice i jezgra.

II. Izlazak (isparavanje) čestice iz pobuđenog složenog jezgra



Konačan rezultat je zbir ova dva procesa



Ideja složenog jezgra je analogna ideji *aktiviranog kompleksa* u hemijskoj kinetici. Predložena je 1936. od strane Bora. Više puta je ova teorija eksperimentalno potvrđena.

Stupanj I traje veoma kratko, tj. približno onoliko koliko je potrebno čestici da pri dатој brzini prođe kroz jezgro prečnika  $2R$ , to jest

$$t = \frac{2R}{v}. \quad (6.26)$$

To se zove *prirodno* ili *karakteristično nuklearno vreme*.

*Primer:* Deuteron energije  $\epsilon = 1 \text{ MeV}$  ima brzinu  $v \approx 10^7 \text{ m/s}$  ( $v = (2\epsilon/m)^{1/2}$ ) i poluprečnik koji je  $R \approx 10^{-14} \text{ m}$ . Sledi da je  $t \approx 2 \cdot 10^{-21} \text{ s}$ .

Drugi stupanj, tj. raspodjeljivanje složenog jezgra je znatno sporiji proces ( $10^{-15}$ - $10^{-14} \text{ s}$ ), što znači da složeno jezgro relativno dugo živi<sup>37</sup>. Njegov raspodjeljivanje se može desiti nezavisno od toga kako je jezgro nastalo (a jedno te isto jezgro može nastati na više načina). Ono „zaboravlja“ svoje poreklo i ponaša se nezavisno od toga.

Efikasni presek za ukupnu reakciju se može izraziti preko verovatnoće ova dva nezavisna stupnja. Naime, da bi se reakcija dogodila neophodno je da se dogode i jedan i drugi stupanj, a verovatnoća takvog događaja, kako je poznato iz računa verovatnoće, je data proizvodom verovatnoća pojedinačnih događaja

---

<sup>37</sup> Kod nekih reakcija sa vrlo brzim projektilima, stadijum složenog jezgra izostaje.

$$\sigma_{X-SN-Y} = \sigma_{X-SN} \cdot p_Y \quad (6.27)$$

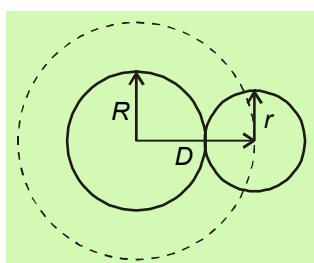
gde je  $\sigma_{X-SN}$  - efikasni presek za formiranje složenog jezgra sa projektilom a, tj. za zahvat. On je merilo interakcije tog projektila sa jezgrom u sudaru;  $p_Y$  - verovatnoća da se složeno jezgro raspadne emitujući česticu b i dajući jezgro Y. Ova verovatnoća se ne izražava presekom jer to nije sudarni proces.

Gornji efikasni preseci se određuju na način čiji je princip ranije pomenut, a sastoji se u merenju prinosa reakcije za datu gustinu jezgara u meti i dati fluks čestica. Posebni slučajevi imaju svoje specifičnosti.

Verovatnoće raspada složenog jezgra na proizvode reakcije se takođe mogu odrediti.

### 6.2.3 Sudar čestice sa jezgrom

Efikasni presek za sudar čestice sa jezgrom je ilustrovan na slici 6.5. On je dat sledećim izrazom



$$\sigma = (R + r)^2 \pi, \quad (6.28)$$

gde je  $D = (R + r)$  - poluprečnik sudara koji odgovara efikasnom preseku, pri čemu se  $r$  može shvatiti kao poluprečnik čestice u smislu kako ona interaguje sa jezgrom;  $R$  - poluprečnik jezgra, iz kojega se može izračunati *geometrijski presek jezgra* kao

**Slika 6.5.** Sudar čestice sa jezgrom. Efikasni presek je površina označena isprekidanom linijom.

$$\sigma_g = R^2 \pi. \quad (6.29)$$

Ako se zna da čestica koja naleće na jezgro ima i talasna svojstva ([prilog 6-P.1](#)), a ne samo svojstva korpuskule, te da joj se s toga može pripisati ravan talas čija je talasna dužina  $\lambda$ , onda se njen položaj ne može odrediti preciznije od  $\lambda$ . Drugim rečima, ne može se lokalizovati (pa ni po svom uticaju) na dimenzije manje od talasne dužine. Ako je brzina projektila manja, odgovarajuća de Brogljeva talasna dužina ([prilog 6-P.1](#)) je veća, pa čestica tada "šire obvija" jezgro. Verovatnoća da će udariti jezgro iščezava na rastojanju  $(R + \lambda)$  od centra. Ova veličina je mera efikasnog preseka, pa se može pisati<sup>38</sup>

$$\sigma = (R + \lambda)^2 \pi. \quad (6.30)$$

<sup>38</sup> Dobivena jednačina predstavlja maksimalni mogući efikasni presek za reakciju i posledica je poluklasičnog pristupa. Dosledan tretman ovoga problema podrazumeva kvantno-mehanički pristup.

Odavde slede dva krajnja slučaja:

- za čestice visoke energije ( $R \gg \lambda$ ), na primer neutroni čije su energije između 15 i 50 MeV (što zavisi i od mase bombardovanog jezgra - Prilog I), sledi da je  $\sigma \approx \sigma_g = \pi R^2$ , a to je geometrijski presek jezgra;
- za čestice vrlo male energije ( $R \ll \lambda$ ), npr. spori neutroni,  $\sigma \approx \pi \lambda^2$ . Kod sporih čestica može se desiti da je efikasni presek znatno veći (često i hiljadama puta) od geometrijskog preseka. To je posebno izraženo kod neutrona, koji nemaju kulanovsku barijeru za prilaz jezgru.

*Interakcija jezgara sa neutronima malih brzina.* Podela neutrona po energijama je navedena u § 5.3.2.

Neutroni su dragocene bombardujuće čestice, naročito u smislu stvaranja veštačke radioaktivnosti. Oni, i kao spori (termički ili subtermički) i kao brzi, mogu izazivati promene u jezgru. Izuzetno su važni i za fiziјu jezgara. To su specifične čestice jer su nenalektrisane, pa se bez elektrostatičke barijere mogu približiti jezgru na mala rastojanja. Istovremeno su relativno teški. Zbog velikog značaja njima je posvećen jedan poseban odeljak u ovoj knjizi (§ 6.4).

Zahvat neutrona od strane jezgra. Sudari neutrona sa jezgrom mogu se interpretirati polazeći od predstave sudara date na slici 6.5 i relacije date jednačinom 6.30, prema kojima se neutron koji udara u jezgro može opisati kao ravan talas sa odgovarajućom *de Broglievom* talasnom dužinom

Kao nenalektrisane čestice neutroni se i pri vrlo malim energijama mogu primaći jezgru i u njemu izazvati reakciju. Zato kod sporih neutrona efikasni presek za zahvat od strane jezgra može biti veoma veliki, znatno veći od dimenzija jezgra. On je funkcija od  $1/v$  ( $v$  - brzina). Naime, ako su čestice vrlo spore onda je  $R \ll \lambda$ , pa uzimajući u obzir odnose date jednačinama 6.51 i 6.52, jednačina 6.30 se svodi na

$$\sigma = \lambda^2 \pi = \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \pi \quad (6.31)$$

$$\sigma = \frac{1}{4\pi} \frac{h^2}{\mu^2 v^2}. \quad (6.32)$$

Ako imenilac i brojilac podelimo sa dvostrukom vrednošću redukovane mase  $\mu$  (opširnije u prilogu 6-P.1), sledi

$$\sigma = \frac{c_1}{\mu v^2} = \frac{c_1}{\epsilon} = \frac{c_2}{v^2} \quad (6.33)$$

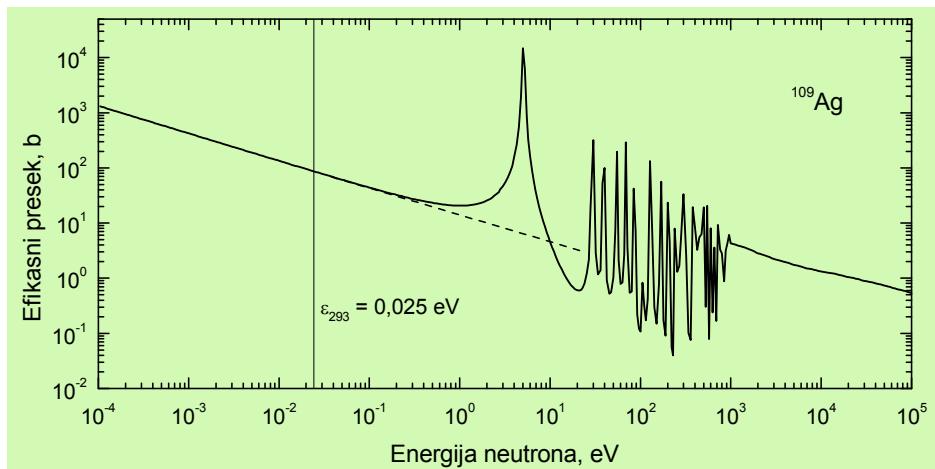
gde su  $c_1$  i  $c_2$  konstante. Logaritmovanjem se dobivaju relacije

$$\log \sigma = \log c_2 + 2 \log \left( \frac{1}{v} \right). \quad (6.34)$$

Tako ćemo u oba slučaja dobiti pravu liniju u dvostruko-logaritamskom dijagramu, što je jasno izraženo na primeru izotopa srebra  $^{109}\text{Ag}$  u oblasti malih energija, slika 6.6. Prema drugoj od dve gornje relacije, ova zavisnost se često naziva „**zakon 1/v**”.

„Zakon 1/v” se remeti ako energija neutrona raste. Tada može doći do pojave oštrenih ekstremi, na određenim energijama neutrona  $\varepsilon$ , što je takođe jasno vidljivo na primeru sa slike 6.6. Ti maksimumi odgovaraju rezonantnim prelazima u jezgru ( $\varepsilon_0$ ), a ostvaruju se sa sporim neutronima. Opisani su niže u tekstu.

Postoji veći broj neutronskih efikasnih preseka definisanih prema efektima koje izazivaju. Preseci za *elastično* i *neelastično* rasejanje ne pokazuju velike varijacije, s tim što je prvi obično definisan za termalne a drugi za brze neutrone. Presek označen sa  $\sigma_a$  ili  $\sigma_{\text{aps}}$  definiše apsorpciju neutrona bez obzira na tip reakcije koja tom apsorpcijom može biti izazvana. To je ukupni (totalni) efikasnii presek za zahvat. On može varirati u ogromnim rasponima. Primeri su dati u [prilogu 6-P.2](#) za neke izotope značajne u nuklearnoj tehnologiji,  $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  i  $^{239}\text{Pu}$ . U vezi sa njim je i efikasnii presek za aktivaciju,  $\sigma_{\text{akt}}$ , koji se izvodi iz radioaktivnosti izazvane ozračivanjem neutronima. On može biti identičan sa  $\sigma_a$ , ali ne mora, jer apsorpcija može nagraditi i neaktivni nuklid. Presek se može definisati i za *specifičnu nuklearnu reakciju* koja nastaje, za radijativni zahvat ( $n, \gamma$ ), za reakcije ( $n, \alpha$ ), ( $n, p$ ), ( $n, 2n$ ) itd.

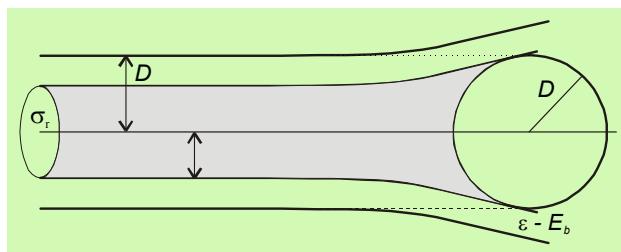


**Slika 6.6.** Zavisnost ukupnog efikasnog preseka za zahvat neutrona od energije neutrona za izotop srebra  $^{109}\text{Ag}$ . Maksimumi odgovaraju rezonantnim zahvatima.

Ako nije posebno istaknuto, preseci se daju za termalne neutrone. Ovi preseci mogu za praktičnu primenu biti i varljivi, jer se apsorpcija često odigrava u epitermalnoj oblasti, u intenzivnim rezonantnim maksimumima. Presek koji to uzima u obzir je *rezonantni integral*, koji može biti manji ili veći od  $\sigma_a$ . Tako je presek za

apsorpciju termalnih neutrona za nuklid  $^{109}\text{Ag}$ , prikazan na slici 6.6, ravan 90 b, dok je rezonantni integral 1470 b.

*Interakcije jezgara sa nanelektrisanim česticama.* Da bi nanelektrisana čestica došla u domen dejstva nuklearnih sila i izazvala nuklearnu reakciju ona mora savladati kulanovsku barijeru, tj. silu odbijanja čestica istoga nanelektrisanja. Verovatnoća takvih reakcija značajno zavisi od tog odbijanja (poznate su samo reakcije sa pozitivno nanelektrisanim česticama, ne i sa  $\beta^-$ -česticama). To odbijanje će smanjiti relativnu kinetičku energiju sistema od  $\varepsilon$ , kada su projektil i meta beskonačno udaljeni, do ( $\varepsilon - E_b$ ), kada su oni u kontaktu. U skladu s tim i efikasni presek će biti smanjen, slika 6.7.



Slika 6.7. Shematski prikaz uticaja kulanovske barijere na efikasni presek za zahvat nanelektrisane čestice date energije od strane jezgra. ( $\varepsilon - E_b$ ) je energija čestice u polju jezgra.

Veličina energije kulanovske barijere je, kako je to poznato iz fizike, data kao

$$E_b = \frac{Z_a Z_x e^2}{D} \quad (6.35)$$

$Z_a$  i  $Z_x$  - atomski brojevi projektila i mete,  $e$  - elementarno nanelektrisanje,  $D$  - poluprečnik sudara (dejstva nukleranih sila) u smislu slike 6.5.

Udeo energije pri sudaru u odnosu na početnu je

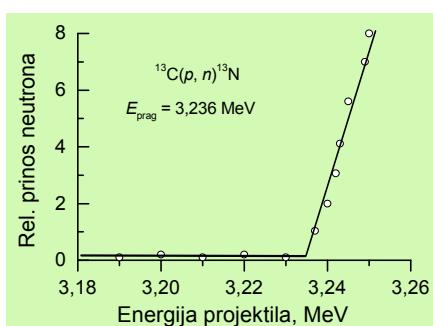
$$\frac{\varepsilon - E_b}{\varepsilon}. \quad (6.36)$$

U saglasnosti sa tim maksimalni presek za zahvat nanelektrisane čestice od strane jezgra će biti umanjen i biće dat površinom diska

$$\sigma_r = (R + \lambda)^2 \pi \left( \frac{\varepsilon - E_b}{\varepsilon} \right) = (R + \lambda)^2 \pi \left( 1 - \frac{E_b}{\varepsilon} \right). \quad (6.37)$$

Ako su nanelektrisane čestice vrlo brze, onda im je talsna dužina mala pa se može zanemariti. Efikasni presek je onda dat geometrijskim presekom umanjenim faktorom u dela energije u polju jezgra. Nasuprot tome, malo  $\varepsilon$  znači veliko  $\lambda$ , ali i malo  $\varepsilon - E_b$ , što ima suprotni efekat na efikasni presek  $\sigma$ .

Jednačina 6.37 ima smisla samo kada je energija projektila  $\varepsilon \geq E_b$ . To znači da reakcije sa nanelektrisanim česticama spadaju u reakcije s pragom, čak i onda kada su egzoenergijske. Na slici 6.8 je dat primer jedne reakcije s nanelektrisanom česticom.



Slika 6.8. Primer reakcije s pragom.

energije,  $\varepsilon_p = \varepsilon + B$ , i to je u stvari energija koja može dovesti do nuklearne transformacije - *energija pobudživanja*. Ovu energiju treba razlikovati od *energije aktivacije*, koja predstavlja minimalnu energiju neophodnu da dođe do reakcije.

Mogućno je da se pojave izraziti maksimumi na određenim energijama projektila,  $\varepsilon_0$ , koji odgovaraju *rezonantnim apsorpcijama*. Tada energija projektila odgovara energijskoj razlici između dva kvantna nivoa u jezgru. Sam energijski prelaz nije beskonačno uzak već ima određenu širinu, pošto i svaki pobuđeni nivo ima konačnu širinu,  $\Gamma$ , merenu na polovini visine, slika 6.9, što je posledica Hajzenbergovog principa neodređenosti,  $\Delta\varepsilon\Delta t = \hbar$ . Širinu  $\Gamma$  treba shvatiti kao neodređenost energije datog pobuđenog stanja jezgra. Raspodela energije oko maksimalne vrednosti  $\varepsilon_0$  se u opštem slučaju najbolje opisuje *Lorencovom funkcijom raspodele*

$$p(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{\Gamma}{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + (\Gamma/2)^2} d\varepsilon \quad (6.38)$$

gde je  $p$  - verovatnoća.

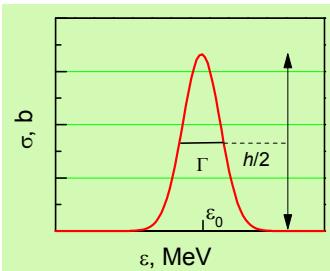
Snimanje krivih rezonantnog zahvata (određivanje efikasnog preseka kao funkcije energije čestica), koje se obavlja sa neutronima poznatih energija, može dati informacije o energijskim nivoa jezgra i njihovoj širini.

U skladu sa gornjim i srednji život pobuđenog stanju ima svoju neodređenost,  $\tau$ , koja je definisana

$$\Gamma\tau = \hbar = 1,0545 \cdot 10^{-34} \text{ J s.} \quad (6.39)$$

veličinom proizvoda

S obzirom da su rezonancije relativno uske, u većini slučajeva leže u granicama od 0,03-2 eV, odgovarajuća srednja vremena života datih stanja su između  $5 \cdot 10^{-14}$  i  $10^{-16}$  s ( $\tau = \Gamma/\hbar$ ). Ovo pokazuje da su stanja u kojima jezgro rezonantno apsorbuje energiju relativno dugoživuća, te da je prepostavka od stvaranju



Slika 6.9. Rezonantni zahvat neutrona – širina linije.

složenog (dugoživućeg) jezgra osnovana.

Polazeći od navedenih opštih principa, a koristeći složenu proceduru izvođenja, može se doći do opšte formule za efikasni presek za ukupnu reakciju, shvaćenu u smislu stvaranja složenog jezgra putem rezonantnog zahvata. To je poznata *Brajt-Vignerova formula*, kojom se u stvari izražava prinos nuklearne reakcije pri rezonanciji

$$\sigma_{X-SN-Y} = (2l+1) \frac{\hat{\lambda}_0^2}{4\pi} \frac{\Gamma_{aX}\Gamma_{bY}}{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (6.40)$$

$\lambda_0 = h/mv$  - talasna dužina upadne čestice u oblasti rezonancije;  $l$  - obrtni moment čestice čija je energija bliska  $\varepsilon_0$ ;  $\varepsilon$  i  $\varepsilon_0$  - energija upadne čestice i rezonantna energija (položaj centra „apsorpcione“ trake u jezgru), respektivno, slika 6.9. To su u stvari energije centra mase sistema *projektil-jezgro* ( $\varepsilon = \frac{1}{2}\mu v^2$ , gde je  $\mu$  redukovana masa takvog sistema, v njegova relativna brzina);  $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$  - ukupna širina nivoa (v. sliku) određena kao *verovatnoća de-eksitacije preko svih mogućih puteva (kanala) reakcije* kojima ova može otići kad dođe u stanje složenog jezgra;  $\Gamma_{aX}$  i  $\Gamma_{bY}$  - „parcijalne“ širine nivoa za naznačene procese. Ti procesi mogu biti veoma različiti, npr. emisija fotona, emisija neutrona, emisija  $\alpha$ -čestice i sl., pa je ukupna širina nivoa data preko parcijalnih širina kao

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_a + \dots \quad (6.41)$$

Formula 6.40 daje mogućnost izračunavanja prinosa reakcije iz karakteristika mete i projektila, zatim energije i momenta impulsa projektila. Može se pojednostaviti za pojedine specifične slučajeve. Tako na primer:

1. za elastično rasejanje, kada je  $b$  jednako  $a$

$$\sigma_{aa} = (2l+1) \frac{\hat{\lambda}_0^2}{4\pi} \frac{\Gamma_a^2}{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (6.42)$$

gde je  $\Gamma_a$  odgovarajuća širina nivoa za elastično rasejanje;

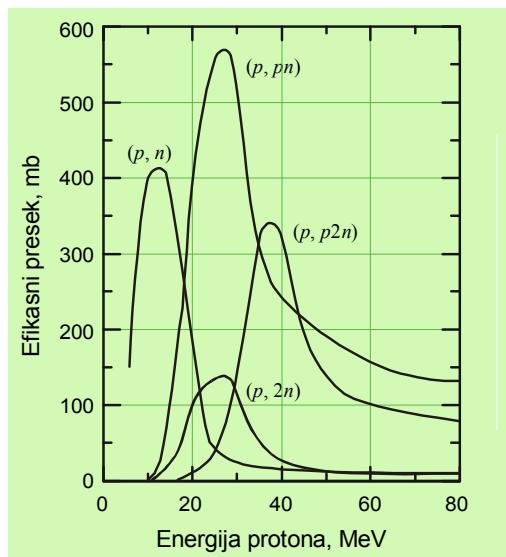
2. ako je pri elastičnom rasejanju ispunjen i uslov da je  $\varepsilon \approx \varepsilon_0$ , onda je

$$\sigma_{aa-maks} = (2l+1) \frac{\hat{\lambda}_0^2}{\pi} \left( \frac{\Gamma_a}{\Gamma} \right)^2, \quad (6.43)$$

3. za rezonantni radijativni zahvat neutrona

$$\sigma_{aa-maks} = (2l+1) \frac{\hat{\lambda}_n^2}{\pi} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma^2}. \quad (6.44)$$

Slično, efikasni presek za zahvat u jednačini 6.27,  $\sigma_{X-SN}$ , ako se radi o rezonantnom zahvatu, može se izvesti iz jednačine 6.40, vodeći računa o vrednostima faktora  $\Gamma$ .



Slika 6.10. Funkcija pobuđivanja nukl. reakcija koje protoni različitih energija mogu izazvati na  $^{63}\text{Cu}$ . Kulonovska barijera za tu reakciju je  $E_C \approx 7 \text{ MeV}$ .

Slika 6.10 prikazuje zavisnost efikasnog preseka za pojedine nuklearne reakcije koji na izotopu  $^{63}\text{Cu}$  mogu izazvati protoni. Za određenu reakciju funkcija pobuđivanja prvo raste, prolazi kroz maksimum i onda naglo pada usled pojave drugih reakcija koje počinju pri datim energijama. Sa povećavanjem energije projektila raste broj istovremenih reakcija, jer raste energija koja se unosi u jezgro. Da bi se jezgro oslobođilo te energije ono ispušta veće čestice ili više njih. Podrazumeva se da se mora prevladati energija praga.

### 6.3 NAJAVAŽNIJI TIPOVI NUKLEARNIH REAKCIJA

Postoji ogroman broj do danas istraženih nuklearnih reakcija. Tablica 6.1 prikazuje samo najvažnije tipove.

**Tablica 6.1**  
Najvažniji tipovi nuklearnih reakcija

Tip	Rezultujuće jezgro			Primer
	$\Delta Z$	$\Delta A$	Tip raspada	
$n, \gamma$	0	+1	$\beta^-$	$^2\text{D}(n, \gamma)^3\text{T}$
$n, p$	-1	0	$\beta^-$	$^{11}\text{B}(n, p)^{10}\text{Be}$
$n, \alpha$	-2	-3	$\beta^-$	$^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$

$p, n$	+1	0	$\beta^+$	$^{74}\text{Ge}(p, n)^{74}\text{As}$
$p, \gamma$	+1	+1		$^7\text{Li}(p, \gamma)^8\text{Be} \rightarrow 2^4\text{He}$
$p, \alpha$	-2	-3		$^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$
$d, p$	0	+1	$\beta^-$	$^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$
$d, n$	+1	0		$^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$
$\alpha, n$	+2	+3	$\beta^+$	$^{238}\text{U}(\alpha, n)^{241}\text{Am}$
$\gamma, n$	0	-1	-	$^2\text{D}(\gamma, n)^1\text{H}$

### 6.3.1 Reakcije s neutronima

Tu pre svega spada reakcija zahvata ( $n, \gamma$ ) sa termalnim neutronima, pri kojoj *jezgro-proizvod* odaje svoju energiju putem emisije  $\gamma$ -kvanta. Ovakve reakcije imaju širok dijapazon efikasnih preseka, npr.

$$\begin{aligned}\sigma &= 2 \cdot 10^{-5} \text{ b (za } ^{15}\text{N}), \\ \sigma &= 2 \cdot 10^4 \text{ b (za } ^{113}\text{Cd}), \\ \sigma &= 3,6 \cdot 10^6 \text{ b (za } ^{135}\text{Xe)}.\end{aligned}$$

Ovakve reakcije se odigravaju pri manjim energijama neutrona, kada se u jezgro ne unosi dovoljno energije da bi se iz njega izbila čestica ili više čestica.

Sa neutronima se, inače, mogu izvesti i druge vrste reakcije i to u veoma širokom opsegu energija, od termalnih pa sve do veoma brzih. Primeri efikasnih preseka za npr. ( $n, \alpha$ ) reakcije s termalnim neutronima su

$$\sigma = 3,8 \cdot 10^3 \text{ b (za } ^{10}\text{B}), \quad \sigma = 0,005 \text{ b (za } ^{11}\text{B}).$$

### 6.3.2 Reakcije s protonima

Sa protonima su moguće razne nuklearne transformacije, ali su najvažnije ( $p, n$ ) reakcije. Izobarno jezgro koje nastaje ( $p, n$ ) reakcijom je radioaktivno, obično  $\beta^+$ . Time se ono vraća u polazno jezgro, odakle sledi da je ova reakcija endoenergijska. Jer, ukupna transformacija se svodi na to da se iz stabilnog jezgra dobije jedan neutron ( $n$ ) i  $\beta$ -zračenje, a to nije moguće bez ulaganja energije. Dokaz

$$_Z^AX + p = _{Z+1}^{A+1}X + n + Q = _Z^AX + n + Q + m_e + \varepsilon_{\beta^+}$$

odakle jasno sledi

$$Q = p - n - m_e - \varepsilon_{\beta^+} < 0, \quad \text{jer je} \quad p < n + m_e.$$

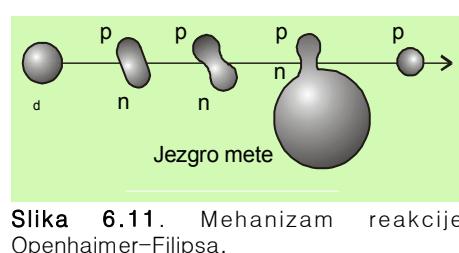
Druga dva tipa reakcija s protonima iz tablice 6.1 obično daju stabilna jezgra.

### 6.3.3 Reakcije s deuteronima, tritonima i $\alpha$ -česticama

Deuteroni su čestice koje se vrlo često koriste kao projektili jer su reakcije koje se s njima izazivaju obično veoma egzoenergijske. To se objašnjava malom energijom veze protona i neutrona u deuteronom, oko 1,11 MeV (sl. 7.12, kriva energije veze po nukleonu) znatno manjom od energije veze po nukleonu u obrazovanom jezgru. Razlika tih energija veze se oslobođi iz sistema i predstavlja energijski efekat reakcije.

Među reakcijama sa nanelektrisanim česticama veoma je specifična tzv. Openhajmer-Filipsova reakcija. To je reakcija ( $d, p$ ) tipa. Za nju su efikasni preseci znatno veći nego za bilo koju drugu reakciju sa deuteronima. Ona se često odigrava i

kada energija deuterona nije dovoljna da savlada kulanovsku barijeru. To se objašnjava time da se deuteron u električnom polju jezgra u stvari polarizuje, slika 6.11, zahvaljujući maloj energiji veze po nukleonu, pa se onda orijentiše tako da neutron ide ka jezgru i lako se otkine i pripoji meti, dok proton proleti dalje. U takvom slučaju složeno jezgro se ne stvara pa se zato ove reakcije odigravaju pri vrlo malim energijama projektila.



Slika 6.11. Mehanizam reakcije Openhajmer-Filipsa.

Nanelektrisane čestice-projektili se mogu priozvesti na različite načine i ubrzati do željenih energija u akceleratorima.

### 6.3.4 Reakcije s elektronima

Elektroni, ma koliko ubrzani bili, neće dovesti do nuklearnih reakcija s jezgrima meta. Razlog je u zakonu održanja broja nukleona (§ 6.1.4), kao i leptonskog i barionskog broja. Tako se, na primer, proton ne može anihilirati elektronom, jer pomenuti zakon zabranjuje procese tipa

$$p + e^- \rightarrow 2\gamma.$$

U izuzetnim slučajevima elektron ipak može spontano interagovati s jezgrom u elektronskom zahvatu, ili se pod ekstremno visokim pritiscima sliti s protonom gradeći neutronske zvezde.

### 6.3.5 Fotodezintegracija (nuklearni fotoefekt) - $(\gamma, n)$ reakcija

To je reakcije izbijanja neutrona iz jezgra pomoću  $\gamma$ -zraka. Efikasni presek za interakciju jezgara sa  $\gamma$ -zračenjem je po pravilu mali (0,001-1 b). Usled toga  $\gamma$ -zračenje koje pada na atom biva oslabljeno uglavnom zbog njegove interakcije sa elektronima, a putem mehanizma koji su već opisani u § 4.3.1. Tipičan primer za  $(\gamma, n)$  reakciju je transformacija deuterijuma u protijum

$$^2H(\gamma, n)^1H \quad (\varepsilon_{\min} = 2,75 \text{ MeV}).$$

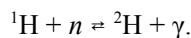
Slične reakcije su izvedene i sa mnogim drugim jezgrima. Neutroni koji se tom prilikom dobivaju su monoenergijski. Na sličan način se mogu dobiti i protoni, a kod visokih energija i razne druge čestice.

Fotodezintegracija je uvek endoenergijska jer je zbir masa proizvoda i ejektila uvek veći od mase polaznog jezgra koje se razbija - zbir masa nevezanih fragmenata je veći od njihove mase kad su vezani u jezgru i to taman za energiju vezivanja [ $\epsilon_{veze} = (m_Y + m_n - m_X)c^2$ ]. Jasno je da je energija reakcije po absolutnoj vrednosti jednaka energiji veze.

Fotodezintegracija je reakcija sa pragom, jer sve dok  $\gamma$ -foton nema dovoljnu energiju da izazove transformaciju, do promene neće doći.

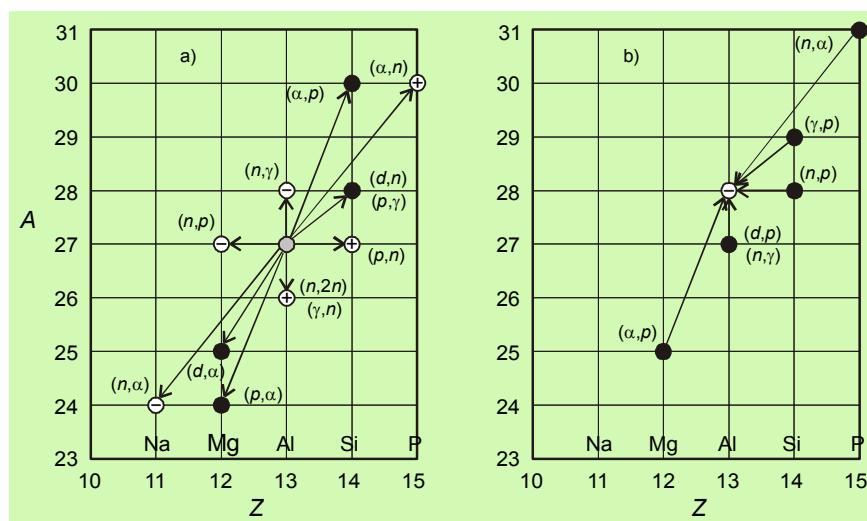
### 6.3.6 Povratne reakcije

Slično kao i kod hemijskih reakcija i nuklearne reakcije mogu biti povratne, npr.



\*

Na samom kraju ovoga dela treba istaći da je danas, vodeći nuklearne reakcije određenim putevima, a to znači s odgovarajućim kombinacijama meta-projektil i adekvatnim energijama ovih poslednjih, moguće dobiti praktično bilo koji izotop bilo kojeg elementa. Slike 6.12 pokazuju koji se sve nuklidi mogu dobiti u različitim nuklearnim reakcijama, odnosno kako se jedan nuklid može dobiti iz različitih jezgara.



**Slika 6.12.** Prikaz mogućnosti da se različitim nuklearnim reakcijama od jednog nuklida ( $^{27}\text{Al}$ ) dobiju različiti nuklidi drugih elemenata; b) Prikaz mogućnosti da se jedan te isti nuklid ( $^{28}\text{Al}$ ) dobije putem različitih nuklearnih reakcija. Oznake: ● – stabilno jezgro,  $\ominus$  –  $\beta^-$  radioaktivno jezgro,  $\oplus$  –  $\beta^+$  radioaktivno jezgro.

## 6.4 NEUTRON

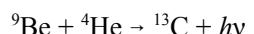
Neutron je po mnogo čemu jedinstvena čestica - bez nenaelektrisanja, ima relativno veliku masu, podleže radioaktivnom raspadu. Neutroni izgrađuju svako atomsko jezgro izuzev lakog vodonika, tj. konstituent su svake materije. Za praksu nuklearnih reakcija neuporedivo je važniji od bilo koje druge čestice, a posebno za fizijsku jezgara. Ona je otkrivena uz korišćenje neutrona kao bombardujućeg projektila, ali još je važnije od toga da fisioni uređaji, kao što su nuklearni fisioni reaktori ili fisione bombe, zasnivaju svoj rad na postojanju i stalnom obnavljanju neutrona u sistemu. Na fizijski se temelji većina nuklearnih tehnologija. Zato nije čudno što je ta čestica detaljno i svestrano ispitivana, pa joj e i u ovoj knjizi posvećuje posebna pažnja, najviše zbog toga da bi to poslužilo kao uvod u fizijsku. Na više mesta u knjizi se pominje neutron ili se opisuju njegova svojstva u okviru konteksta odgovarajućeg poglavlja. U ovom odeljku se daju specifični detalji.

Neutron je otkriven tek 1932. godine, a to otkriće je ubrzalo istraživanja nuklearnih reakcija i nakon nekoliko godina dovelo do otkrića fizijske.

### 6.4.1 Kratak istorijat otkrića

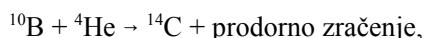
**1920.** - Raderford je postulirao postojanje „atoma mase 1 sa nultim nenaelektrisanjem“. U toku narednih 12 godina bilo je mnogo bezuspešnih pokušaja da se to dokaže.

**1930.** - Bete i Beker su bombardovali Be, Li i druge lake elemente sa  $\alpha$ -zracima emitovanim iz Po i našli da se, pored jednog izotopa ugljenika dobiva i neko veoma prodorno zračenje koje su interpretirali kao  $\gamma$ . Naime, postulirana je reakcija



**1932.** - Frederik i Irena Žolio-Kiri nalaze da zračenje dobiveno u gornjoj reakciji ne ionizuje sredinu, ali da izbacuje protone iz materijala koji sadrži vodonik (H), npr. parafina, koji imaju domet u vazduhu od oko 26 cm. Protoni se mogu dokazati pomoću ionizacione komore ili maglene komore.

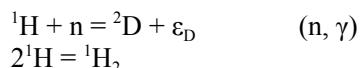
**1932.** Čedvik je zapazio da zračenje iz gornje reakcije, kao i iz reakcije jezgara bora bombardovanih  $\alpha$ -česticama



pored toga što je veoma prodorno, može da izbije ne samo jezgra vodonika, već i jezgra lakih elemenata, kao što su Li, Be, B, C i N, iz materijala koji ih sadrže. On je zaključio da se radi o težoj čestici koja nema nenaelektrisanje, a ne o fotonu, kako je to ranije interpretirano. Iz poznatih masa i izmerenih energija reaktanata i produkata Čedvik je uspeo da proceni masu neutrona - neznatno je manja od zbira masa protona i elektrona, dakle mase vodonikovog atoma. Danas znamo da je ona neznatno veća, za oko 0,08%. Štaviše, Čedvik je pretpostavio da se neutron sastoji od protona i elektrona, te izgrađuje sva jezgra izuzev vodonikovog.

### 6.4.2 Svojstva neutrona (masa, radioaktivnost)

*Masa.* Neutron ima masu koja približno iznosi 1 amu. Ona se precizno može odrediti na posredan način koristeći sledeće jednačine



Oduzimanjem:  $\text{n} = \varepsilon_{\text{D}} - ({}^1\text{H}_2 - {}^2\text{D}) + {}^1\text{H}$ .

Energija hemijske veze u molekulu  $\text{H}_2$  se zanemaruje. Veličina  $\varepsilon_{\text{D}}$  ovde predstavlja energiju  $\gamma$ -zračenja koje emituje deuterijum.

Razlika masa molekula vodonika i atoma deuterijuma se precizno može odrediti pomoću spektrometra masa koji ima veliku moć razlaganja

$$({}^1\text{H}_2 - {}^2\text{D}) = 1,442 \text{ MeV} = 1,442/931,5 = 0,001548 \text{ amu.}$$

Pomoću magnetnog  $\gamma$ -spektrometra npr. se može odrediti energija  $\gamma$ -zračenja

$$h\nu = |\varepsilon_{\text{D}}| = 2,225 \text{ MeV} = 2,225/931,5 = 0,002388 \text{ amu.}$$

Masenospektrometrijski:  ${}^1\text{H} = 1,007825 \text{ amu.}$

Masa neutrona je sada:  $\text{n} = 0,002388 - 0,001548 + 1,007825$

$$\text{n} = 1,008665 \text{ amu.}$$

*Radioaktivnost.* Višak mase neutrona u odnosu na proton je toliko veliki da je energijski moguće da se on raspade do protona emitujući  $\beta^-$ -česticu. To se u stvarnosti i dešava, tako da je slobodni neutron  $\beta^-$  emiter



Vreme poluraspada neutrona je vrlo dugo u odnosu na srednje vreme života u materijalu, koje iznosi  $\tau \approx 10^{-6} - 10^{-3} \text{ s}$ , jer njega vrlo lako zahvataju atomska jezgra. Zato je njegovu radioaktivnost teško zapaziti osim u vakuumu. Izmerena je i maksimalna energija  $\beta^-$  zračenja iz neutrona, koja je jednaka razlici masa ( $\text{n} - {}^1\text{H}$ )

$$\varepsilon_{\text{maks}} = (782 \pm 13) \text{ keV.}$$

### 6.4.3 Izvori neutrona

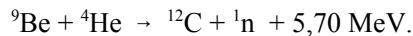
Slobodnih neutrona ima u malom broju svuda u prirodi. Njihov glavni izvor je kosmičko zračenje, tj. spalacija jezgara. Nastaju takođe u nuklearnim reakcijama prirodnog  $\alpha$ -zračenja kao i spontanom fisijom teških jezgara. U laboratoriji se mogu u znatno većem broju dobiti na nekoliko načina.

#### 1) Reakcije ( $\alpha, n$ )

Neutroni su otkriveni kao posledica ozračivanja uzoraka najlakših elemenata  $\alpha$ -

zracima prirodnih radioelemenata. Uslov da  $\alpha$ -čestica po prođoru u jezgro mete izbaci neutron je da ima kinetičku energiju koja prevazilazi energiju veze poslednjeg neutrona u jezgru. Podaci za ovu veličinu dati su u tablici 6.2.

Iz tablice se vidi da su ove energije veoma različite. Kako su energije  $\alpha$ -čestica kod radioelemenata srednjeg vremena poluraspada između 4,5 i 5,5 MeV, očigledno je da do željene reakcije može doći samo kod  $^2\text{H}$ ,  $^7\text{Li}$  i  $^9\text{Be}$ , gde je kod poslednjeg situacija najpovoljnija. Odigrava se reakcija



Od berilijuma i  $\alpha$ -emitera se tako prave što homogenije smeše koje predstavljaju izvor neutrona koji traje koliko i sam radionuklid.

**Tablica 6.2**  
Energije veze poslednjeg neutrona ( $E_n$ ) u najlakšim jezgrima

Nuklid	$E_n$ (MeV)	Nuklid	$E_n$ (MeV)
$^2\text{H}$	2,22	$^9\text{Be}$	1,67
$^4\text{He}$	20,58	$^{10}\text{B}$	8,34
$^6\text{Li}$	5,66	$^{11}\text{B}$	10,86
$^7\text{Li}$	3,62	$^{12}\text{C}$	18,72

Tako npr. izvor **Ra-Be** se pravi na način da se prah metalnog berilijuma (3 g do 10 g Be na 1 g  $^{226}\text{Ra}$ ,  $\varepsilon_\alpha = 7,68 \text{ MeV}$ ) prelije rastvorom  $\text{RaBr}_2$ , rastvor se ispari a prah spresuje u kuglice. U takvom izvoru neutroni se stvaraju u ( $\alpha$ ,  $n$ ) i u ( $\gamma$ ,  $n$ ) reakcijama.

Od istorijskog značaja su  $\alpha$ -emiteri radijum, radon i polonijum, dok se danas u tu svrhu koriste neki izotopi transuranijumskih elemenata, pobrojanih u tablici 6.3.

**Tablica 6.3**  
Alfa-emiteri primenjeni za reakcije  $^9\text{Be}(\alpha, n)$

Nuklid	Vreme poluraspada (god.)	$E_\alpha$ (MeV)	Specifična aktivnost ( $\text{GBq} \cdot \text{g}^{-1}$ )	Prinos ( $(\text{n} \cdot 10^6 \text{ primarnih } \alpha\text{-čestica})$ )
$^{226}\text{Ra}$	1600 god.	višestruki*	$\geq 37^*$	500
$^{238}\text{Pu}$	87,7 god.	5,49	633	$\sim 70$
$^{239}\text{Pu}$	24100 god.	5,245	2,3	57
$^{241}\text{Am}$	432,7 god.	5,64	127	70
$^{244}\text{Cm}$	32,8 dana	5,90	2994	$\sim 100$

\* Od radijuma relativno brzo nastaju još četiri njegova  $\alpha$ -aktivna potomka.

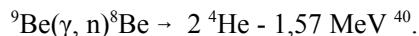
Naročito je privlačan izvor sa  $^{241}\text{Am}$  koji je dugotrajan, nije praćen prodornim  $\gamma$ -zračenjem<sup>39</sup> i relativno je jevtin na tržištu.

<sup>39</sup> Bar na početku svog veka dok ne stvori fisione proizvode, što je naše iskustvo.

Vidi se da je prinos neutrona u svim slučajevima mali jer se glavnina  $\alpha$ -čestica gubi apsorpcijom u samom izvoru pre no što dospe do jezgra berilijuma. Iako su inicijalne  $\alpha$ -čestice monoenergijske, dobiveni spektar neutrona je kontinualan jer  $\alpha$ -čestice sudarima izgube različite količine energije pre no što izvedu nuklearnu reakciju.

### 2) Fotonuklearni izvori neutrona, reakcije ( $\gamma, n$ )

Ovde, kao i u prethodnoj kategoriji, bombardujući foton mora imati dovoljnu energiju da savlada energiju praga, navedenu u tablici 6.2. Velika većina izotopskih  $\gamma$ -emitera ne ispunjava ovaj uslov. Oni koji mogu ostvariti reakciju, npr.  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{72}\text{Ga}$  ili  $^{140}\text{La}$  (sa  $\varepsilon_{\gamma}$  između 2,5 i 2,7 MeV) imaju vremena poluraspada između 15 i 40 h, pa nisu naročito praktični. Nuklid  $^{124}\text{Sb}$  ima  $\varepsilon_{\gamma} = 2,09$  i 1,69 MeV i  $t_{1/2} = 60,2$  d, pa se tako koristi s berilijumom kao metom. Odigrava se reakcija

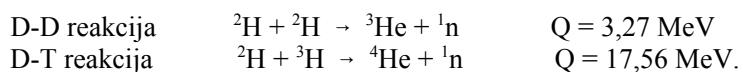


Zbog svog prodornog zračenja, ovakvi izvori zahtevaju odgovarajuću biološku zaštitu.

Pošto se  $\gamma$ -zraci ne usporavaju u meti, neutroni reakcija ( $\gamma, n$ ) su mono-energijski, što im je često prednost.

### 3) Reakcije fuzije

Ubrzani deuteroni se rado koriste za dobivanje neutrona. Značajne su sledeće dve reakcije:



Kulonovska barijera između jezgara projektila i mete je mala, pa i deuteroni ubrzani do relativno niskih energija (100-300 keV) daju značajan prinos neutrona (npr. struja deuterona od 1 mA proizvodi  $10^9 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$  kod D-D i  $10^{11} \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$  kod D-T reakcije), tako da ovi neutronski generatori ne zahtevaju velike akceleratore. Meta je obično led teške vode na metalnom nosaču koji se hladi tečnim azotom ili deuteropolietilen,  $(\text{C}_2\text{D}_4)_n$ , a kod D-T reakcije molekulski tritijum ( $\text{T}_2$ ) adsorbovan na metalu. Zbog relativno male energije upadnih čestica u odnosu na energiju reakcije, dobivaju se gotovo monoenergijski neutroni, tj. blizu 3 MeV za prvu i 14 MeV za drugu reakciju. Važna osobina neutronskih generatora je što mogu raditi i u impulsnom režimu.

Deuteronima se može bombardovati i metalni Be dajući prinos od  $10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1} \text{ g}^{-1}$ .

### 4) Neutroni fisije

O spontanoj fisiji će biti više detalja u § 7.2.4. Ovde samo pominjemo pojavu da se neki teški elementi spontano raspadaju fisijom uz emisiju više neutrona. To je slučaj, na primer, kod izotopa uranijuma, gde se pored normalnog  $\alpha$ -raspada odigrava i

---

<sup>40</sup> Nuklid  $^{8}\text{Be}$  je nestabilan i praktično se trenutno raspada na dve  $\alpha$ -čestice.

spontana fisija ali neuporedivo sporije. Tako je uranijum nepraktičan izvor neutrona. Ipak, kod nekih izotopa težih transuranijumskih elemenata, spontana fisija postaje značajan pa čak i dominantan vid raspada. Takav je slučaj s  $^{252}\text{Cf}$  kod kojeg je vreme poluraspada za  $\alpha$ -emisiju 2,64 god. a vreme poluraspada za spontanu fisiju 67,8 godina. Prosečan broj neutrona po fisiji je 3,76, pa jedan gram  $^{252}\text{Cf}$  emitiše  $2,3 \cdot 10^{12} \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$ . Još veći prinos neutrona,  $10^{15} \text{ n} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$ , se dobiva s nuklidom  $^{254}\text{Cf}$  koji se gotovo isključivo raspada spontanom fisijom s vremenom poluraspada od 60,5 d.

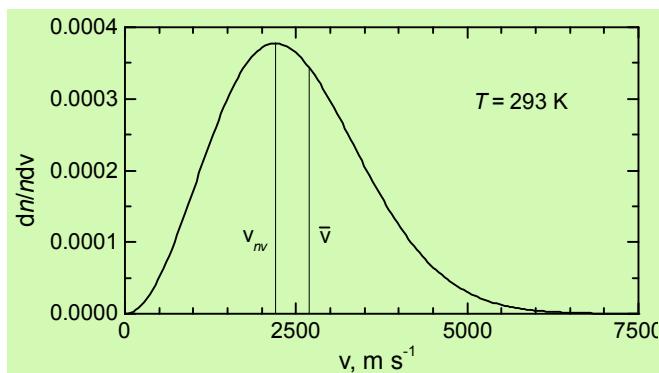
### 5) Reaktorski neutroni

Najčešće korišćeni izvori neutrona su danas ipak **nuklearni reaktori** (§ 7.3.2) u čijim aktivnim zonama postoje protoci neutrona od  $10^{16}$  do  $10^{18} \text{ n} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ . Po svom fluksu oni za više redova veličine prevazilaze većinu ostalih neutronskeh izvora. Nivo stvorene radioaktivnosti može zahtevati posebne mere zaštite.

#### 6.4.4 Termalni neutroni

To su neutroni koji imaju termalne energije. Oni su od velikog značaja za mnoge nuklearne reakcije, a posebno za fisiju jezgara. Efikasni presek za zahvat takvih neutrona je veliki, posebno u slučaju rezonancije sa energijskim prelazima u jezgru. Zbog toga se usporavanju brzih neutrona do nivoa termičke energije posvećuje posebna pažnja.

Termalne energije su energije koje imaju čestice (ne samo neutroni) npr. nekog gasa koji je u stanju termodinamičke ravnoteže na datoј temperaturi  $T$  (K). U stanje ravnoteže brzi neutroni dospevaju usporavanjem u sudarima. U tom stanju čestice mogu imati različite energije (brzine) od 0 do  $\infty$ , ali su one po brzinama raspoređene na tačno određeni način, koji je dat tzv. Maksvelovom funkcijom raspodele, slika 6.13,



Slika 6.13. Maksvelova funkcija raspodele brzina na 295 K za česticu koja ima masu neutrona ( $1,674927211 \times 10^{-27} \text{ kg}$ ).

čiji je analitički izraz

$$f(v) = \frac{dn}{n} = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv, \quad (6.45)$$

$dn/n$  - verovatnoća da proizvoljno izabrana čestica ima brzinu u intervalu  $v$  i  $(v + dv)$ ,  $m$  - masa neutrona (kg),  $T$  - apsolutna temperatura,  $k$  - Boltzmanova konstanta.

Najverovatnija brzina,  $v_{nv}$ , je ona brzina za koju funkcija  $dn/ndv$  ima maksimum, tj. za koju je prvi izvod funkcije jednak nuli. Za temperaturu od 293 K ( $20^\circ\text{C}$ ) ta brzina i njoj pridružena energija su

$$\begin{aligned} \frac{df(v)}{dv} &= 0; & v_{nv} &= \sqrt{\frac{2kT}{m}}, & \varepsilon_{nv} &= \frac{mv_{nv}^2}{2} = kT \\ \varepsilon_{nv} &= kT = \left( 8,62 \cdot 10^{-5} \frac{\text{eV}}{\text{K}} \right) \cdot 293 \text{ K} = 0,025 \text{ eV} & (v_{nv} &= 2200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}). \end{aligned} \quad (6.46)$$

To je, dakle, brzina koju ima najveći deo čestica datog sistema. Uslovno se smatra da su termalni neutroni oni neutroni čija je najverovatnija energija 0,025 eV. To dalje znači da je za apsolutnu temperaturu (na kojoj je sistem u stanju termodinamičke ravnoteže) uzeta vrednost od 293 K, iako se, u principu, može govoriti o termalizaciji na bilo kojoj temperaturi.

Srednja vrednost brzine, tj. srednja kinetička energija neutrona, je

$$\begin{aligned} \bar{v} &= \int_0^\infty v \cdot f(v) dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, & \bar{\varepsilon} &= \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{4}{\pi} kT \\ \text{za } 293 \text{ K: } \bar{\varepsilon} &= 0,032 \text{ eV } (\bar{v} = 2480 \text{ m s}^{-1}). \end{aligned} \quad (6.47)$$

Oba gornja parametra funkcije raspodele zavise od apsolutne temperature.

Kada se snop brzih neutrona termalizuje nije moguće govoriti o snopu jer se takvi neutroni kreću u svim pravcima. U tom slučaju definicija fluksa, kao *broj neutrona koji prođu kroz površinu od  $1 \text{ cm}^2$  u sekundi*, može sada biti shvaćena kao broj neutrona koji prođe kroz  $1 \text{ cm}^2$  sfere, i naziva se *fluencija*.

Neutroni koje emituju različiti izvori imaju energije koje su najčešće  $10^6$ - $10^9$  puta veće od termalne energije. Zato obično postoji potreba da se od takvih neutrona dobiju sporiji, npr. termalni i slični, ili pak monoenergijski neutroni. Radi toga su razvijene kako različite tehnike usporavanja tako i selekcije neutrona po brzinama (§ 5.3.2), odnosno energijama.

Brzi neutroni se usporavaju u elastičnim sudarima sa jezgrima medijuma kroz koji prolaze, pa se na taj način mogu dovesti i do termalnih energija. Prenos energije u takvim sudarima je opisan u poglavlju 4. Kako je tamo pokazano, lakša jezgra termalizuju neutron kroz manji broj sudara nego teža, ali to nije jedini kriterijum za njihovu eventualnu upotrebu kao moderatora, tj. medijuma za dovođenje neutrona na termalne energije, u reakcijama fisije jezgara. O tome će biti više reči kod fisije. Ovde će biti

definisane veličine koje karakterišu moderaciona svojstva za odgovarajuću sredinu.

**Moć usporavanja.** Za dati medijum se definiše proizvodom

$$MU = \xi n \sigma_s \quad (6.48)$$

gde je  $\xi$  - srednji logaritamski dekrement energije, definisan u § 4.3.2,  $n$  - broj atoma usporavajućeg medijuma po jedinici zapremine (što se može dovesti u vezu sa gustinom,  $n = \rho N_A / M$ ), a  $\sigma_s$  - efiksani presek za elastično rasejanje.

Moć usporavanja ne zavisi samo od efikasnosti predaje energije u sudarima već i od gustine jezgara medijuma, pa je zato ona kod (tečne) vode npr. veća nego kod (gasovitog) vodonika pri istim uslovima, jer je koncentracija jezgara-usporiteljâ (vodonik) veća.

Moć usporavanja se najčešće izražava kroz makroskopski efikasni presek, pa se, s obzirom na odnos 6.22, može pisati kao

$$MU = \xi \sum_s .$$

Ako se radi o jedinjenju ili smeši onda je *moć usporavanja* data kao suma odgovarajućih veličina za pojedini tip jezgra, tj.  $(\xi \Sigma_s)_{\text{jed}} = \sum_i \xi_i \Sigma_{s_i}$ .

**Moć moderacije (moderacioni odnos).** Ovaj parametar se za jedinicu zapremine datog medijuma definiše odnosom

$$MM = \frac{MU}{\sum_s} = \xi \frac{\sum_s}{\sum_a} . \quad (6.50)$$

gde je  $\Sigma_a$  - makroskopski efikasni presek za apsorpciju termalnih neutrona. Ova veličina je bolja mera svojstava moderatora nego moć usporavanja. Dobar moderator, pored toga što treba da bude dobar usporivač neutrona, mora biti loš apsorber termalnih neutrona, tj. mora im omogućiti da opstanu izvesno vreme nakon termalizacije, da bi kao takvi mogli biti iskorишćeni. Laki vodonik - protijum npr. ima znatno veći ( $\approx 700$  puta) efiksani presek za apsorpciju termalnih neutrona nego deuterijum<sup>41</sup>. Otuda i zakljčak da je D bolji moderatora nego H jer i H i D imaju velike efikasne preseke za rasejanje neutrona, ali deuterijum ima izrazito mali efikasni presek za apsorpciju termalnih neutrona.

I *moć moderacije* se obično izražava kroz makroskopske preseke kao  $\xi \Sigma_s / \Sigma_a$ . Može biti data kako za datu vrstu jezgara (koja je *de facto* moderator) tako i za jedinjenje ili smešu kao celinu u kojoj je osnovno jezgro vezano, jer i ostale vrste jezgara, svakako, učestvuju u moderaciji.

Laka voda,  $H_2O$  je bolji usporivač neutrona, ali je ipak lošiji moderator od  $D_2O$ , zbog relativno visoke vrednosti  $\sigma_a$ . Kiseonik, koji je u obe vrste vode prisutan u istom odnosu, ima nisku vrednost efikasnog preseka za apsorpciju termalnih neutrona ( $\sigma_a =$

<sup>41</sup>  $\sigma_a(n, \gamma)$  za  $^1H \approx 0,33$  b;  $\sigma_a(n, \gamma)$  za  $^2H \approx 0,00055$  b.

0,2 mb), nižu nego  $^1\text{H}$ , što je pogodno. Ugljenik takođe ima manji  $\sigma_a$  nego  $^1\text{H}$ , pa bi i ugljovodonici bili dobri moderatori, mada mnogi od njih imaju druge mane. Čist ugljenik (u formi grafita) je takođe dobar moderator. Tablica 6.4 daje pregled moderacionih parametara različitih medijuma.

**Tablica 6.4**  
Moć usporavanja i moć moderacije nekih medijuma

Medijum	$\rho (10^3 \cdot \text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$\xi \Sigma_s (\text{m}^{-1})$	$\xi \Sigma_s / \Sigma_a$
$\text{H}_2\text{O}$	1,00	135	61
$\text{D}_2\text{O}$	1,10	18,8	5700
Be (metal)	1,84	15,5	125
BeO	2,96	12	170
C (grafit)	1,60	6,1	205
He	0,000178	0,009	45
U (metal)	18,7	0,33	0,009

Teže supstancije, bez obzira na velike gustine, imaju male *moći moderacije* (malo  $\xi$ ). Helijum je veoma lak (veliko  $\xi$ ), ali baš zbog male gustine (normalni uslovi) je lošiji moderator od kondenzovanih medija (doduše, neznatno u odnosu na laku vodu npr.). Kada bi se koristio tečni helijum ( $\rho = 0,125 \cdot 10^3 \cdot \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ) on bi bio odličan moderator, ali održavati helijum u tečnom stanju u reaktoru, gde se razvijaju vrlo visoke temperature, bilo bi krajnje nepraktično i veoma skupo. Za upotrebu u komercijalnom reaktoru moraju biti uzeta u obzir ne samo moderaciona svojstva nekog medijuma već i druga, a takođe i njegova cena. Tako na primer, voda ( $\text{H}_2\text{O}$ ) se koristi u najvećem broju reaktora, mada je ona lošiji moderator teške vode ( $\text{D}_2\text{O}$ ), berilijuma ili grafita.

## Prilozi 6-P

### 6-P.1 Čestica - de Brojjev talas

Atomska fizika dvadesetih godina XX veka je shvatila da se neka ponašanja čestica mase  $m$  i brzine  $v$  mogu objasniti ako se one predstave kao talasi, jednako kako su se u nekim slučajevima i efekti koje izazivaju elektromagnetični talasi mogli objasniti tako da im se pripisuje čestična priroda (fotoefekt, Komptonov efekt itd.). Dakle, priroda čestica je dvojna - i talasna i čestična, što je uopšteno *de Brojjevim postulatom: Slobodnoj čestici mase  $m$  i brzine  $\vec{v}$ , koja ima količinu kretanja  $p = mv$ , kada nema rotacionog kretanja, može se pridružiti ravan talas čija je talasna dužina*

$$\hat{\lambda} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{mv}, \quad (6.51)$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}, \quad \lambda = \frac{h}{mv}. \quad (6.52)$$

Ako se radi o sudaru čestice  $a$  sa jezgrom  $X$ , a to je za nuklearne reakcije veoma bitan slučaj, onda je dinamiku tog sudara podesno posmatrati u *sistemu centra mase* (SCM). To je referentni sistem čiji je koordinatni početak u centru mase dve čestice. On se uvek nalazi između sudarnih partnera koji se kreću jedan prema drugom s relativnim brzinama ( $v_a$  -  $v_X$ ) i  $v$ . U tom slučaju za moment se može pisati

$$\vec{p} = \frac{m_a m_X}{m_a + m_X} \vec{v} = \mu \vec{v}. \quad (6.53)$$

gde je  $\mu$  tzv. redukovana masa sistema *meta-projektil* data kao

$$\mu = \frac{m_a m_X}{m_a + m_X} \quad (6.54)$$

a  $\vec{v}$  relativna brzina. U tom sistemu talasna dužina "čestice" je sada

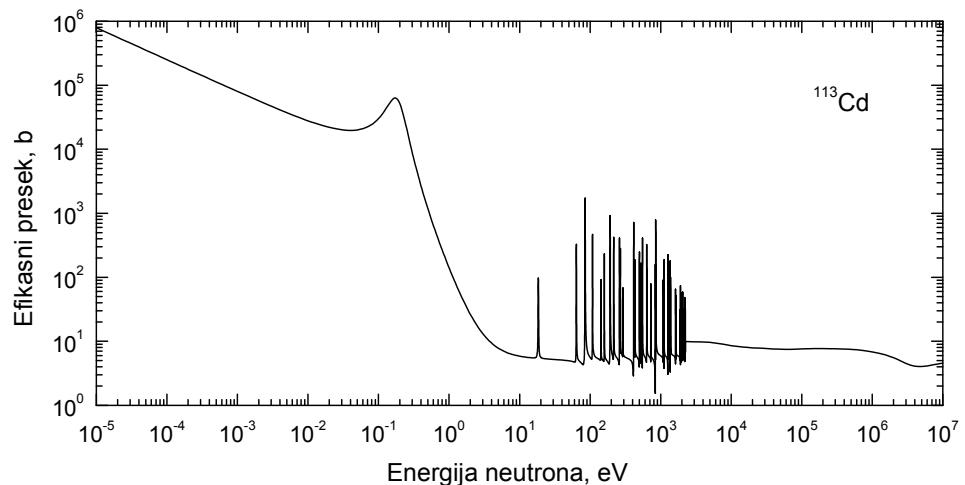
$$\hat{\lambda} = \frac{\hbar}{\mu v} = \frac{\hbar}{(2\mu\varepsilon)^{1/2}}, \quad (6.55)$$

Dalje se lako dokazuje, koristeći vrednost Plankove konstante i Avogadrovo broj, da je talasna dužina funkcija ne samo energije bombardujuće čestice već i mase jezgra u koje ona udara. Ako se energija čestice  $\varepsilon$  izrazi u MeV onda je njena talasna dužina

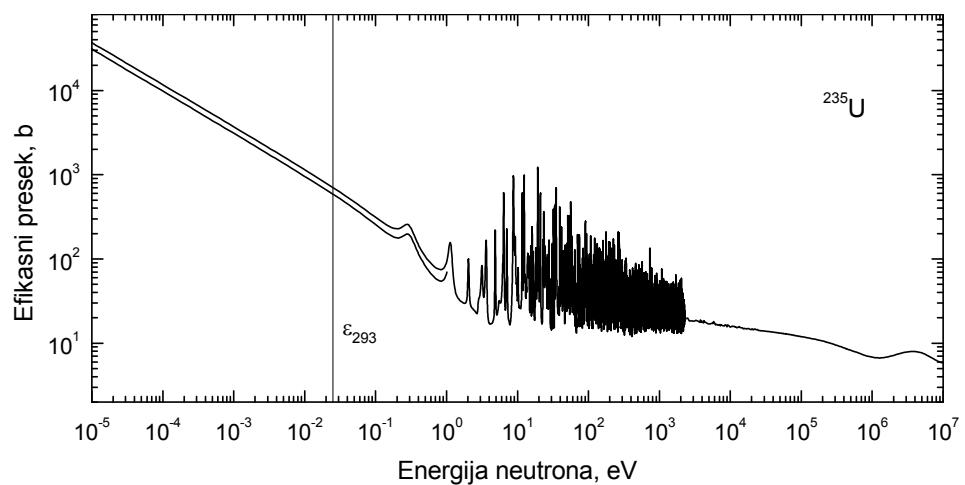
$$\text{Talasna dužina} = \frac{\hbar}{(2\mu\varepsilon)^{1/2}} = 4,57 \cdot 10^{-15} \frac{1}{\varepsilon^{1/2}} \left( \frac{M_a + M_X}{M_a M_X} \right)^{1/2} \text{ m.} \quad (6.56)$$

$M$  je relativna atomska masa sudarnih partnera.

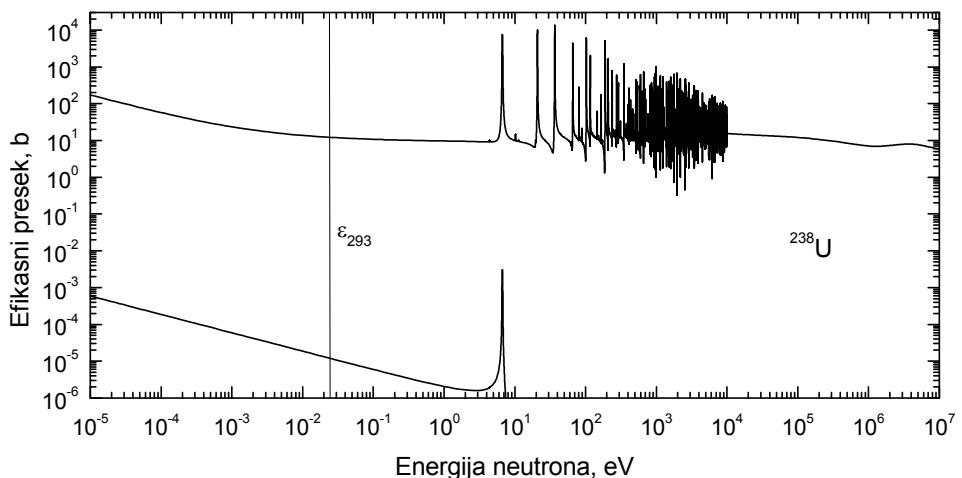
## 6-P.2 Efikasni preseci za zahvat neutrona za neke značajne nuklide



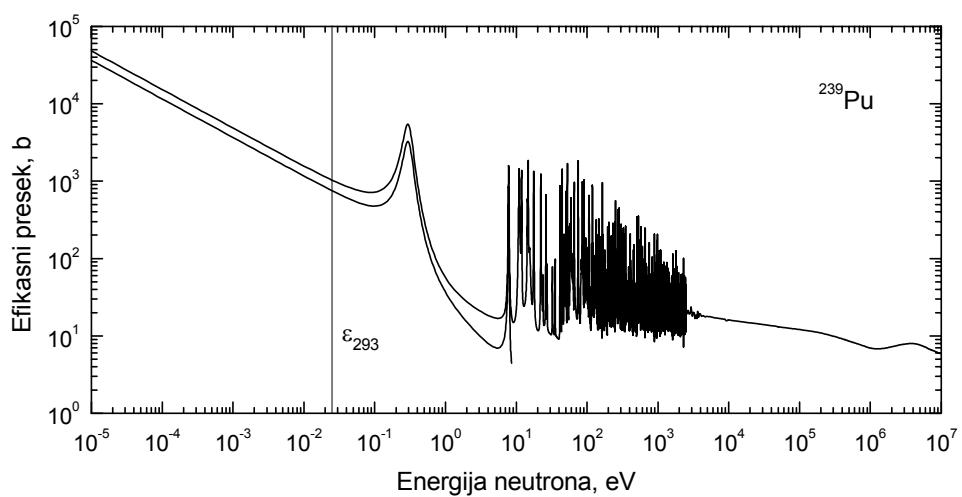
Slika 6.14. Zavisnost ukupnog efikasnog preseka za zahvat neutrona od energije za  $^{113}\text{Cd}$ .



Slika 6.15. Zavisnost efikasnog preseka za zahvat neutrona od energije neutraona za  $^{235}\text{U}$ . Gornja kriva – ukupan efikasni presek, donja – efikasni presek za fisiju za energije do 1 eV.



Slika 6.16. Zavisnost efikasnog preseka za zahvat neutrona od energije neutrona za  $^{238}\text{U}$ . Gornja kriva – ukupan efikasni presek, donja – efikasni presek za fisiju za energije do 10 eV.



Slika 6.17. Zavisnost efikasnog preseka za zahvat neutrona od energije neutrona za  $^{239}\text{Pu}$ . Gornja kriva – ukupan efikasni presek, donja – efikasni presek za fisiju za energije do 10 eV.

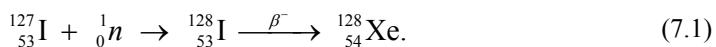
## 7

# FISIJA I FUZIJA

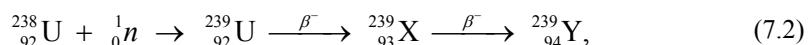
### 7.1 ISTORIJAT OTKRIĆA FISIJE - POTRAGA ZA TRANSURANIMA

Otkriće neutrona bilo je od vanrednog značaja, jer se ubrzo pokazalo da je on, zbog otsustva potencijalske barijere, sposoban da lako prodre u jezgro drugog elementa i od njega stvori izotop s jednom masenom jedinicom više. Zbog viška neutrona koje poseduje, novonastalo jezgro, po pravilu, pokazuje  $\beta^-$ -radioaktivnost, čime se i njegov redni broj uvećava za jedan.

Neposredno po otkriću slobodnih neutrona 1932. godine, nuklearni fizičari su ih počeli koristiti da bi od jednog jezgra bombardovanjem napravili drugo. Fermi, koji je predvodio tzv. *Italijansku grupu*, a u kojoj su osim njega radila još četiri mlađa saradnika, je izvodio reakcije sa jezgrima šezdesetak hemijskih elemenata i potvrdio gornje pretpostavke, tj. da se od jednog elementa može dobiti drugi koji je za jednu jedinicu teži. Na primer



Za taj rad Fermi je 1938. godine dobio Nobelovu nagradu<sup>42</sup>. Godine 1934. on je došao i do elementa uranijuma (redni broj 92, tada najteži poznati element). Uranijum je bio najveći izazov jer se očekivalo da će apsorpcijom neutrona i pratećim  $\beta^-$ -raspadom dati još teže, do tada nepoznate elemente, tzv. transuranijumske elemente, po shemi



X - jezgro prvog transuranijumskog elementa.

Prepostavljeno je da bi jezgro  ${}_{93}^{239}\text{X}$  moralo takođe biti  $\beta^-$ -radioaktivno i dati sledeći transuranijum (Y) rednog broja 94.

*Italijanska grupa* uskoro objavljuje da su uranijum bombardovali neutronima i dobili pored početne, normalne  $\alpha$ -radioaktivnosti uranijuma, niz od pet  $\beta^-$ -radioaktivnosti, među njima i jednu s vremenom poluraspada od 13 minuta. Nju su pripisali elementu sa rednim brojem 93, za koga su smatrali da bi hemijski trebalo da bude sličan renijumu (Re), polazeći od toga da on u Periodnom sistemu tadašnjeg doba,

---

<sup>42</sup> Nagrada je data za „otkriće veštački radioaktivnih elemenata dobijenih neutronskim ozračivanjem”.

slika 7.1, treba da se nalazi ispod ovoga. Slično, uranijum je smatran za homolog volframa (što danas znamo da nije tako).

<b>H</b>															<b>He</b>		
<b>Li</b>	<b>Be</b>																
<b>Na</b>	<b>Mg</b>																
<b>K</b>	<b>Ca</b>	<b>Sc</b>	<b>Ti</b>	<b>V</b>	<b>Cr</b>	<b>Mn</b>	<b>Fe</b>	<b>Co</b>	<b>Ni</b>	<b>Cu</b>	<b>Zn</b>	<b>Ga</b>	<b>Ge</b>	<b>As</b>	<b>Br</b>	<b>Kr</b>	
<b>Rb</b>	<b>Sr</b>	<b>Y</b>	<b>Zr</b>	<b>Nb</b>	<b>Mo</b>	(43)	<b>Ru</b>	<b>Rh</b>	<b>Pd</b>	<b>Ag</b>	<b>Cd</b>	<b>In</b>	<b>Sn</b>	<b>Sb</b>	<b>Te</b>	<b>I</b>	<b>Xe</b>
<b>Cs</b>	<b>Ba</b>	<b>La-Lu</b>	<b>Hf</b>	<b>Ta</b>	<b>W</b>	<b>Re</b>	<b>Os</b>	<b>Ir</b>	<b>Pt</b>	<b>Au</b>	<b>Hg</b>	<b>Tl</b>	<b>Pb</b>	<b>Bi</b>	<b>Po</b>	(85)	<b>Rn</b>
(87)	<b>Ra</b>	<b>Ac</b>	<b>Th</b>	<b>Pa</b>	<b>U</b>	(93)	(94)	(95)	(96)	(97)	(98)	(99)	(100)				
	<b>La</b>	<b>Ce</b>	<b>Pr</b>	<b>Nd</b>	(61)	<b>Sm</b>	<b>Eu</b>	<b>Gd</b>	<b>Tb</b>	<b>Dy</b>	<b>Ho</b>	<b>Er</b>	<b>Tm</b>	<b>Yb</b>	<b>Lu</b>		

**Slika 7.1.** Periodni sistem elemenata kakav je bio pred Drugi svetski rat. Brojevi u zagradama označavaju tada još neotkrivene elemente.

Taloženje tog „*eka-renijuma*“ zajedno sa renijum-sulfidom kao nosačem<sup>43</sup>, koji je nerastvoran u HCl, je povuklo ovu aktivnost, ali i nekoliko drugih elemenata, tako da to nije mogao biti sasvim pouzdan dokaz.

Berlinska grupa, koju je vodio Oto Han, a u kojoj su još sudelovali L. Majtner i F. Štrasman, je ponovila eksperiment i smatrala je da je potvrdila Fermijeve rezultate. Oni su našli čak devet različitih radioaktivnosti, što je još više zamaglilo sliku. Štaviše, po njihovoj interpretaciji oni su „našli”  $^{93}\text{eka-Re}^{237}$  (vreme poluraspada 16 min),  $^{93}\text{eka-Re}^{239}$  ( $t_{1/2} = 2,2$  min),  $^{94}\text{eka-Os}^{237}$  ( $t_{1/2} = 12$  časova),  $^{94}\text{eka-Os}^{239}$  ( $t_{1/2} = 59$  min),  $^{95}\text{eka-Ir}^{239}$  ( $t_{1/2} = 3$  dana) i  $^{96}\text{eka-Pt}^{239}$  ( $t_{1/2} = 12$  časova), mada sličnost eka-elemenata sa odgovarajućim poznatim elemetima nije dokazana. Sve to je još više doprinelo opštjoj konfuziji.

*Pariska grupa*, koja je radila u Institutu za radijum u Parizu, a kojoj su bili I. Žolio-Kiri i njen asistent Pavle Savić, beogradski fizikohemičar, je posle dve godine istraživanja našla, pored devet već poznatih, i desetu radioaktivnost sa vremenom poluraspada od 3,5 časova (označenu kao  $R_{3,5h}$ ). Zbog prodornijeg zračenja koje ovaj nuklid emituje, uz primenu pogodnih filtera, moglo se pratiti njegovo ponašanje bez smetnji od ostalih radioaktivnosti. Tako je krajem 1938. godine nađeno da on, hemijski odgovara elementu lantanu, koji je 36 rednih brojeva ispod uranijuma, što je izgledalo gotovo nemogućno, jer su se očekivali elementi teži od uranijuma, sa sasvim drugaćijim svojstvima. Grupa objavljuje sledeći zaključak: „Ukupno uzev, svojstva

<sup>43</sup> Nosači su, inače, stabilni elementi ili izotopi datog elementa koji služe za povlačenje ovog poslednjeg iz neke smeše putem neke reakcije, npr. taloženjem. Normalno je da oni hemijski moraju biti veoma slični sa datim elementom; detaljnije u § 11.3.1.

$R_{3,5h}$  su svojstva lantana, od kojeg se, izgleda, može odvojiti jedino frakcionisanjem<sup>44</sup>. Radilo se o  $\beta^-$  radioaktivnosti. Kasnije je postalo jasno da se radi o izotopu  $^{141}\text{La}$ .

U početku se smatralo da je  $R_{3,5h}$  sličan aktinijumu pa je pokušano dokazivanje dodavanjem prirodnog aktinijuma u rastvor zajedno s viškom lantana kao nosačem. Pokazalo se da se određenim hemijskim operacijama  $R_{3,5h}$  i aktinijum mogu razdvojiti, ali ne i  $R_{3,5h}$  i lantan. Naime  $R_{3,5h}$  se u potpunosti taložio sa neaktivnim lantanom koji je korišćen kao nosač, ali sumnju u to da je to lantan (i ubacivanje sporne polovine rečenice) je izazvao izotop za kojeg danas znamo da je to  $^{92}\text{Y}$ . Naime, odvajanje je izvođeno frakcionim taloženjem oksalata, i to taloženje je sprovedeno u deset frakcija. Prvih devet je u potpunosti ukazivalo na identičnost sa lantanom, dok se sporni izotop itrijuma pojavio u desetoj. On je u Periodnom sistemu iznad lantana i naravno da mu je hemijski vrlo sličan. Igrom slučaja on ima slične energiju zračenja i vreme poluraspada sa  $^{141}\text{La}$  i takođe je fisioni proizvod.

U svakom slučaju atmosfera sa „transuranima” je ovim dovela naučnike na sam prag fisije. Eksperimenti Pariske grupe su obavljeni u periodu 1935-1938.

Konačno otkriće fisije je došlo 1939. godine, nakon 5 godine ove uzbudljive potrage. Berlinska grupa je, podstaknuta rezultatima Pariske, a sa namerom da ih opovrgne, jer ih je smatrala nemogućim, ponovila i reinterpretirala svoje prethodne rezultate, našavši da se zaista dobija *lantan* (umesto *aktinijuma* po prethodnoj interpretaciji), a *barijum* umesto *radijuma*, odnosno da radioaktivnosti koje su pripisivane transuranijumskim elementima u stvari pripadaju fisionim proizvodima uranijuma. Zaključak *Grupe* je bio da se uranijum, kad se ozrači neutronima, raspada na jezgra elemenata koji su znatno lakši od njega. Ovakvo tumačenje dobijenih rezultata je dala L. Maitner, koja u to doba nije bila u Berlinu, već je kao Jevrejka moralna da emigrira iz nacističke Nemачke, ali je održavala veze sa Hanom. Rezultati su objavljeni u januaru 1939. Ova pojava je nešto kasnije nazvana *fisija* - deoba<sup>45</sup>.

Dakle, posle 5 godina ni jedan transuran nije pronađen, a rodila se fisija. Slično kao kod otkrića radioaktivnosti, traženo je jedno, a nađeno nešto sasvim drugo.

U stvari, kasnije se pokazalo da se pored fisije odigravala i reakcija (2) u kojoj se dobivaju transurani, ali se aktivnost elementa 93 nije mogla zapaziti jer je bila prekrivena aktivnošću proizvoda fisije. Kasnije je neđeno da je fisiji pod ovim uslovima podložan samo  $^{235}\text{U}$ , kojeg u prirodnoj smeši ima samo 0,7%, pa je u početnim prepostavkama bio zanemarivan.

---

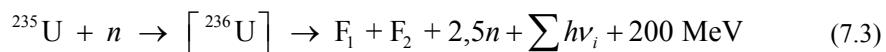
<sup>44</sup> Da su Kiri i Savić izostavili drugi deo ove rečenice, kojim se izražava sumnja u to da se radi o lantanu, bilo bi jasno da je otkrivena fisija.

<sup>45</sup> Za otkriće fisije Han je 1944. godine dobio Nobelovu nagradu.

## 7.2 FISIJA NEUTRONIMA

Ubrzo po otkriću fisije istraživanja su pokazala sledeće:

- 1) Jezgro uranijuma se nakon apsorpcije neutrona deli na dva nejednaka dela, koja se razilaze s veoma velikim brzinama. Energija koja se oslobodi po jednoj fisiji je oko 200 MeV, što je za dva reda veličine iznad energija do tada poznatih nuklearnih reakcija.
- 2) Svaka fisija je praćena emisijom slobodnih neutrona, čiji se broj kod  $^{235}\text{U}$  kreće od 0 do 5 sa srednjom vrednošću 2,4, i nekoliko  $\gamma$ -kvanata. Tako se proces fisije može predstaviti kao



gde su  $F_1$  i  $F_2$  - fisioni fragmenti (primarni fisioni proizvodi);  $\sum h\nu_i$  - emitovani  $\gamma$ -fotoni.

- 3) Kao i kod mnogih drugih neutronskih reakcija, efikasni presek za reakciju fisije jezgra  $^{235}\text{U}$  naglo raste sa smanjenjem energije neutrona po "zakonu 1/v" (za termalne neutrone  $\sigma = 584 \text{ b}$ ).
- 4) Složeno jezgro  $[^{236}\text{U}]$  raspada se fisijom sa verovatnoćom od 85%, dok kod ostatka nastaje normalno jezgro  $^{236}\text{U}$ , koje je  $\alpha$ -radioaktivno.
- 5) Jezgra težeg izotopa,  $^{238}\text{U}$ , koji se nalazi u prirodnoj smeši (99,3%), nisu podložna fisiji sporim neutronima. Ona apsorbuju termalne neutrone trpeći ( $n, \gamma$ ) reakciju ( $\sigma = 2,7 \text{ b}$ ). Trpe samo fisiju brzim neutronima ( $> 1 \text{ MeV}$ ), ali sa veoma malim efikasnim presekom ( $0,29 \text{ b}$ ). Ova jezgra pokazuju intenzivnu rezonantnu apsorpciju za spore neutrone, čije su energije u domenu od 7 do 110 eV, što za rezultat ima ( $n, \gamma$ ) reakciju.

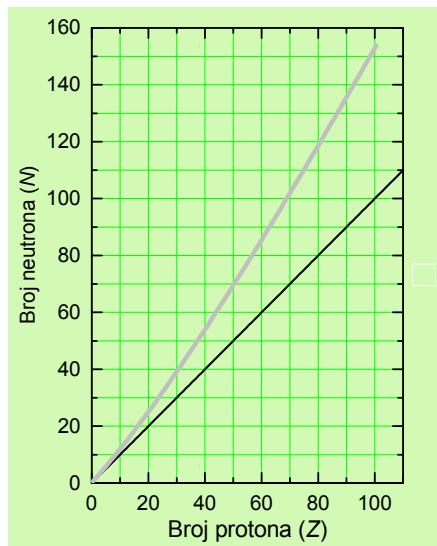
U tablicama 7.2 i 7.3 (§ 7.2.5) su dati efikasni preseci za fisiju i radijativnu apsorpciju za termalne, odnosno brze (fisione) neutrone kod najvažnijih izotopa teških elemenata. Efikasni preseci za fisiju u funkciji energije neutrona, zajedno sa totalnim efikasnim presecima, za neke značajne nuklide su prikazani na slikama 6.14-6.17.

Fisija se može izazvati ubrzanim česticama, kao što su protoni, deuteroni,  $\alpha$ -česticama itd. kao i fotonima veoma visoke energije, što se naziva fotofisija.

Za skraćeno obeležavanje procesa fisije upotrebljava se simbol f. Tako je neutronom izazvana reakcija fisije ( $n, f$ ), fotofisija ( $\gamma, f$ ) i slično.

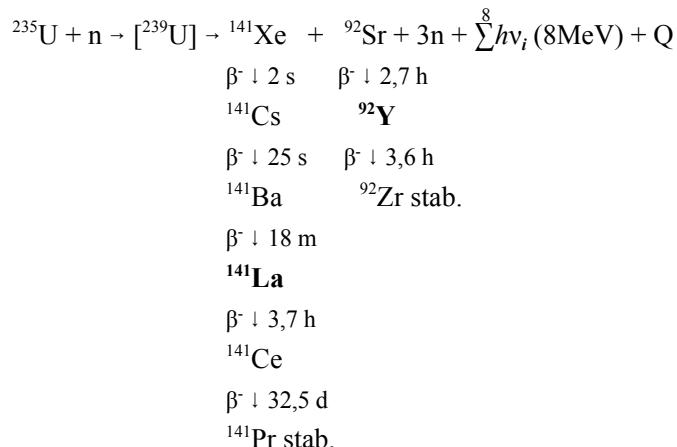
### 7.2.1 Fisioni fragmeni i fisioni proizvodi

Primarni proizvodi fisije nazivaju se *fisioni fragmenti*. Oni su veoma nestabilna jezgra jer poseduju višak neutrona u odnosu na krvu stabilnosti jezgara, slika 7.2. Tog viška se uglavnom oslobađaju normalnim  $\beta^-$ -raspadom, a u ređim slučajevima i direktnom emisijom neutrona.



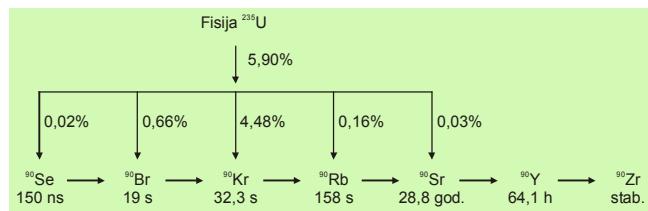
**Slika 7.2.** Kriva stabilnosti jezgara. Ako se fisijom jednog jezgra  $^{235}\text{U}$  (koje ima 143 neutrona) dobiju fragmenti sa  $Z_1 \approx 40$  odnosno  $Z_2 \approx 50$  protona, onda su njima odgovarajući brojevi neutrona po krivoj stabilnosti  $\approx 55$ , odnosno  $\approx 70$ . To je ukupno 125 neutrona, a raspoloživi broj je 143. Zbog tog viška dobiveni fragmenti su nestabilni.

Fisija se može odigrati na najmanje 90 različitih načina, dajući različite fragmente i različit broj neutrona po reakciji. Primer za jednu od tih reakcija je sledeći:



Počev od  $^{141}\text{Xe}$ , odnosno  $^{92}\text{Sr}$  fisioni fragmenti se raspadaju uzastopnim  $\beta^-$ -raspadima sve do stabilnih jezgara,  $^{141}\text{Pr}$  odnosno  $^{92}\text{Zr}$ . Ovi fisioni nizovi imaju upadljivo rastuća vremena poluraspada, tj. srednja vremena života. Prvi član niza se zove *fisioni fragment*, dok su ostali *fisioni proizvodi*, mada je moguće da isti izotop bude i fragment i proizvod, zavisno od reakcije, što je vidno iz sheme date na slici 7.3.

Gornja shema je namerno odabrana jer sadrži dva fisiona proizvoda koji su na pogrešan zaključak naveli Kirijevu i Savića:  $^{141}\text{La}$  i  $^{92}\text{Y}$  (istaknuto masnim slovima).



Slika 7.3. Shema fisionih nizova.

Fisioni fragmenti u momentu razletanja nisu u stanju da zadrže sve elektrone koji bi im pripadali. Stoga su to višestruko ionizovane čestice s nakelektrisanjima od +18 do +22. S druge strane, fisioni proizvodi imaju stabilizovane elektronske omotače, pa se to uzima kao kriterijum za razlikovanje. Visoko-jonizovani fragmenti na svom putu kroz okolinu izazivaju veoma intenzivnu ionizaciju, pa se stoga i efikasno usporavaju. Tako nije iznenadujuća činjenica da su i pored velikih početnih brzina i velikih masa, njihovi dometi mali: u vazduhu 1,5 do 2 cm, u kondenzovanom materijalu 5 do 10  $\mu\text{m}$ .

Deoba atomskog jezgra se ne vrši uvek na isti način, tj. ne dobivaju se u svakom aktu fisije uvek isti fragmenti niti isti broj neutrona po fisiji. To je statistički proces koji zavisi od mnogih faktora, kao i od uslova (energija projektila, tip jezgra itd.). Raspodela masa fragmenata se obično opisuje *kumulativnim prinosom fisije*, koji se definiše kao odnos broja svih izobarnih jezgara date mase ( $A$ ), bilo da su oni fragmenti ili proizvodi fisije, i broja događaja fisije

$$\gamma(A) = \frac{\text{broj jezgara proizvoda s masenim brojem } A}{\text{ukupan broj jezgara koji se raspao fisijom}} \cdot 100\%. \quad (7.4)$$

Ako se taj prinos predstavi grafički u funkciji masenog broja dobiće se "dvogrba kriva", koji prikazuje slika 7.4. Ona je za fisiju  $^{235}\text{U}$  termalnim neutronima manje-više simetrična sa minimumom na 117 [ $117 = (235 - 2,5)/2$ ] i maksimumima na oko 95 i 138. Slična slika se dobiva i posle fisije nuklida  $^{233}\text{U}$  i  $^{239}\text{Pu}$  termalnim neutronima, kao i kod slučajeva spontane fisije.

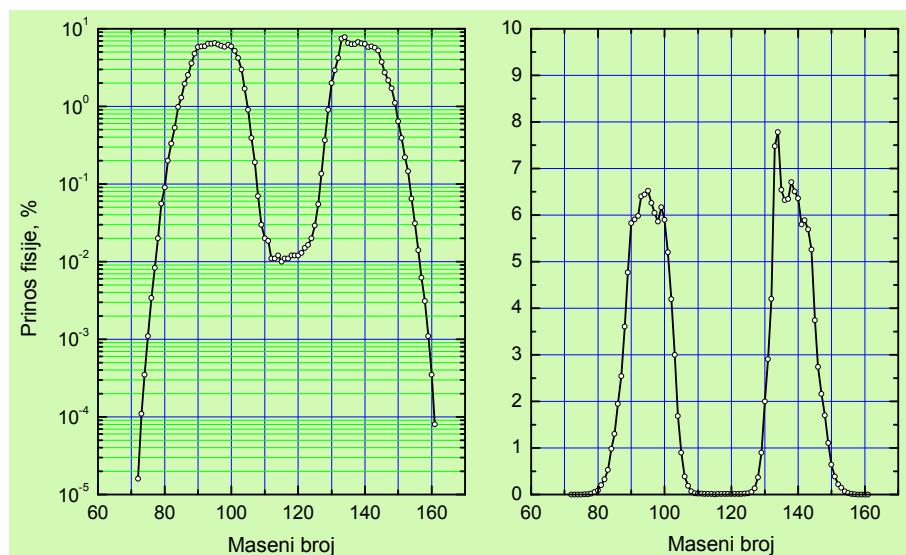
Ako se fisija izaziva ubrzanim česticama, u zavisnosti od njihove energije, raspodela se menja. S porastom energije središnji minimum raspodele raste, tako da za veoma brze čestice ili fotone nastaje kriva koja ima samo jedan maksimum, što znači da je sad simetrična fisija najverovatnija.

## 7.2.2 Energija fisije

Ukupna energija koja se oslobodi prilikom fisije uranijuma je oko 200 MeV. U nju se uračunava:

- (i) Energija koju nose fragmenti - oko 168 MeV.
- (ii) Energija emitovanih neutrona - ukupno oko 5 MeV, ili oko 2 MeV po neutronu. To su, dakle, brzi neutroni.

- (iii) Energija pratećih radioaktivnih raspada, što iznosi oko 17% (10% je energija antineutriona koji prate  $\beta^-$ -raspade).



Slika 7.4. Prinosi fisionih izobarnih lanaca u funkciji masenog broja za fisiju  $^{235}\text{U}$  termalnim neutronima: levo – logaritamska skala, desno – linearna skala.

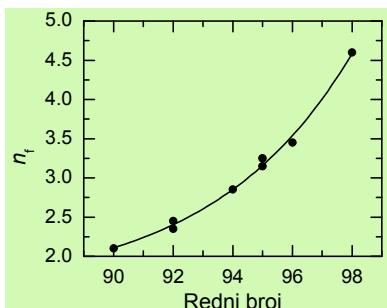
Zašto je energija oslobođena pri fisiji tako velika? Ako se pogleda kriva zavisnosti [energije veze po nukleonu](#) (sl. 7.12) od broja nukleona ([Atomsko jezgro](#)) vidi se da je ta energija za teška jezgra (sa  $\approx 240$  nukleona) nešto iznad 7,5 MeV/nukleon. Ako se takvo jezgro deli na dva fragmenta, koja u proseku imaju 110-120 nukleona, odgovarajuća energija veze za te fragmente je nešto ispod 8,5 MeV/nukleon. Razlika od oko 0,9 MeV, na ukupan broj nukleona daje bilans energije od oko 200 MeV po fisiji. Ovako velika energija je dala osnov da se putem fisije proizvodi energija u industrijskim razmerama. U te svrhe kao gorivo najčešće služi izotop  $^{235}\text{U}$ , a njega ima u prirodi.

### 7.2.3 Neutroni fisije

Pri fisiji jezgra se dobivaju i slobodni neutroni. Postoje dve vrste tih neutrona.

**1. Promptni ili trenutni neutroni.** Emituju se u kratkom vremenu,  $10^{-17}$  s, po deobi jezgra. Prosečan broj ovih neutrona po fisiji termalnim neutronima je 2,4 za  $^{235}\text{U}$ <sup>46</sup> i 2,9 za  $^{239}\text{Pu}$ . Ovaj broj raste sa porastom rednog broja elementa koji trpi fisiju, što pokazuje slika 7.5. Vidi se da je izmereni broj neutrona po fisiji kod jezgra  $^{249}_{98}\text{Cf}$  porastao na 4,56. Dalji porast je vrlo verovatan. Teorija nalazi brojve 10-12 neutrona za najteže

<sup>46</sup> U stvari, oslobađa se od 0 do 5 neutrona, tj. prosečno 2,4.



Slika 7.5. Broj neutrona po fisiji.

transuranijumske elemente. Ovaj broj igra važnu ulogu u parametru  $\eta$  - faktoru umnožavanja neutrona u fisionom materijalu kod lančane reakcije u nuklearnom reaktoru (§ 7.3).

Energija neutrona emitovanih pri fisiji je širokog spektra, od 0 do 10 MeV. Pokorava se

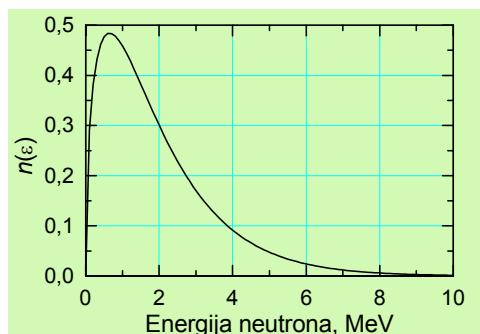
$$n(\varepsilon) = \frac{1}{n_0} \frac{dn}{d\varepsilon} = \frac{a}{v} \sqrt{\varepsilon} e^{-\varepsilon/T} \quad (7.5)$$

raspodeli koja je slična maksvelovskoj i može se opisati funkcijom

gde je  $n_0$  ukupan broj obuhvaćenih neutrona,  $a$  konstanta koja normalizuje raspodelu po broju emitovanih neutrona,  $v$ , a  $T$  parametar raspodele koji iznosi oko 1,3 MeV. Funkcija je prikazana na slici 7.6. Najverovatnija energija fisionih neutrona je 0,65 MeV, a srednja vrednost oko 2 MeV. U nuklearnim reaktorima ovi neutroni brzo gube energiju u moderatorima i uspostavlja se nova raspodela koja nije opštevažeća već zavisi od tipa reaktora.

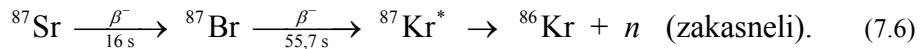
**2. Zakasneli neutroni.** Pored neutrona koji se oslobađaju u samom procesu fisije zapažena je i emisija neutrona po prestanku fisije. Oni se zovu *zakasneli neutroni* i njih ima oko 0,65% u odnosu na trenutne (v. takođe 3-P.2). Potiču od nekih fisionih proizvoda s velikim viškom neutrona, koji se ovog viška, pored  $\beta$ -emisije, oslobađaju i direktnom emisijom neutrona. Naime, jezgro  $Z$  koje je bogato neutronima može putem  $\beta^-$ -emisije dati jezgro ( $Z + 1$ ) koje je još uvek pobuđeno, pa se oslobađa energije emisijom neutrona. Njihov intenzitet opada po zakonu radioaktivnog raspada. Pošto je srednje vreme života za emisiju ovakvog neutrona kratko to ovaj raspad prati odgovarajući  $\beta^-$ -raspad jezgra  $Z$  (po vremenu poluraspada). To je slučaj kad se energijski uslovi za emisiju neutrona ne stiču u nastalom fisionom fragmentu već u potomku njegovog raspada. Zakasneli neutron se emituje odmah nakon raspada fragmenta, kao pratilec ovog raspada, pa je zato vreme poluraspada putem emisije neutrona jednako vremenu poluraspada odgovarajućeg fisionog fragmenta.

Iz praktičnih razloga zakasneli neutroni se dele na grupe, kojima se pripisuje odgovarajuće vreme kašnjenja. Neutroni jedne grupe ne moraju sačinjavati samo neutroni koji potiču iz istoga jezgra već oni mogu biti i iz različitih nuklida ako su im slična vremena kašnjenja. Zato se, strogo govoreći, vremena kašnjenja ne moraju poklapati sa vremenima poluraspada za neutrone.



Slika 7.6. Raspodela energija fisionih neutrona.

*Primer:* Grupa neutrona koji potiču od jezgra broma  $^{87}\text{Br}$  ( $t_{1/2} = 55,7 \text{ s}$ )



Ova grupa kasni za promptnim neutronima oko 55,7 s, a njena frakcija u odnosu na ukupan broj neutrona je 0,000215. Ovakva grupa je nađena ne samo kod fisijske  $^{235}\text{U}$  već i kod fisijskih drugih teških jezgara.

Slično navedenoj grupi neutrona koji potiču od broma postoje i grupe drugih zakasnijih neutrona, koje potiču ili od jednog izotopa ili, ponekad, od kombinacije jezgara. One imaju svoja vremena kašnjenja koja odgovaraju vremenima poluraspanja nuklida čiji raspad prate.

Neka je frakcija zakasnijih neutrona date grupe u odnosu na ukupan broj neutrona koji nastanu pri fisijskoj jednaku  $\beta_i$ , a odgovarajuće vreme kašnjenja  $\theta_i$ . Ukupna frakcija zakasnijih neutrona je  $\beta = \sum \beta_i \theta_i$ . Srednje kašnjenje svih zakasnijih neutrona je tada

$$\theta = \frac{1}{\lambda} = \frac{\sum \beta_i \theta_i}{\beta}. \quad (7.7)$$

Zakasnji neutroni, bez obzira na njihov mali ideo, igraju veoma važnu ulogu u radu nuklearnih reaktora.

#### 7.2.4 Spontana fisija

To je pojava da se jezgro deli samo od sebe, bez uticaja spolja. Otkrili su je 1940. godine lenjingradski fizičari Petržak i Fljorov kod jezgara uranijuma i torijuma. Spontana fisija je vrsta radioaktivnog **raspada** i ponaša se po **zakonu** tog raspada. Kod navedenih elemenata ovaj tip raspada je znatno ređi događaj od  $\alpha$ -raspada, što se ilustruje i odnosima njihovih vremena poluraspanja, tablica 7.1.

**Tablica 7.1**  
Odnos  $\alpha$ -raspada i spontane fisije kod nekih teških jezgara.

Izotop	$t_{1/2}$ za $\alpha$ -raspad [god.]	$t_{1/2}$ za sp. fisiju [god.]	Odnos sp.f/ $\alpha$
$^{232}\text{Th}$	$1,40 \cdot 10^{10}$	$>1,4 \cdot 10^{18}$	$>1 \cdot 10^8$
$^{235}\text{U}$	$7,04 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^{17}$	$2,5 \cdot 10^8$
$^{238}\text{U}$	$4,47 \cdot 10^9$	$8,9 \cdot 10^{15}$	$2,0 \cdot 10^6$
$^{239}\text{Pu}$	$2,4 \cdot 10^4$	$5,5 \cdot 10^{15}$	$2,3 \cdot 10^{11}$
$^{249}\text{Cf}$	360	$1,5 \cdot 10^9$	$4,2 \cdot 10^6$

Uranijum pokazuje samo oko 7 spontanih fisija po kilogramu elementa u sekundi (što nije lako ni detektovati). Ipak, kada se radi o težim elementima, spontana fisija postaje sve verovatniji proces, pa kod najtežih jezgara često čak dominira, tj. postaje brža od normalnih raspada  $\alpha$  ili  $\beta$ . Tako se, na primer, kod  $^{256}\text{Fm}$  8% jezgara raspada  $\alpha$ -raspadom a a 92% spontanom fisijom.

\*

Reakcije fisije, pored fisionih fragmenata o kojima je bilo reči, ponekad bivaju praćene izbacivanjem i drugih lakih čestica, kao što su npr. jezgra elemenata  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  itd. Ovi su događaji retki i odigravaju se s verovatnoćom manjom od  $1:10^4$ .

### 7.2.5 Teorija nuklearne fisije

*Model tečne kapi.* Teorija fisije je, naravno, vrlo složena, ali postoje pojednostavljenе predstave koje omogućuju da se objasne neki fenomeni vezani za nju, u najmanju ruku kvalitativno. Jedan od najjednostavnijih modela je *model tečne kapi*. Stvorili su ga Bor i Viler.

Atomsko jezgro je predstavljeno kao kap uniformno nanelektrisane nestišljive tečnosti koju održavaju suprotstavljenе sile:

- (i) kulonovske interakcije među protonima, koje bi jezgro odvele u deformaciju i
- (ii) sile površinskog napona, koje drže nukleone na okupu.

Fisiona nestabilnost jezgra ( $A, Z$ ) usled koje bi se dobila dva lakša fragmenta, okarakterisana sa  $(A_1, Z_1)$  i  $(A_2, Z_2)$ , je u stvari energija na raspolaaganju za fisiju ( $Q_f$ ), i data je defektom mase (neutroni se ovde zanemaruju)

$$\begin{aligned} Q_f &= \left[ m_{(A,Z)} - m_{(A_1,Z_1)} - m_{(A_2,Z_2)} \right] c^2 \\ Q_f &= \Delta mc^2. \end{aligned} \quad (7.8)$$

Prepostavimo sada proces obrnut od fisije, tj. fuziju fragmenata do jezgra roditelja. Da bi se dva fragmenta približila jedan drugome na određeno rastojanje među njihovim centrima ( $r$ ) potrebno je prevazići kulonovsku energiju odbijanja, čija je vrednost obrnuto proracionalna tom rastojanju, slika 7.7. Na beskonačnom rastojanju ta energija je nula i raste sa približavanjem

$$E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (7.9)$$

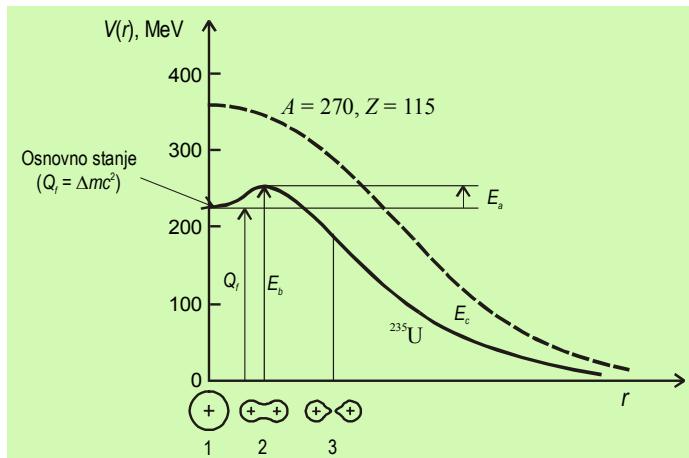
$Z_1$  i  $Z_2$  - nanelektrisanja jezgara fragmenata;  $r$  - rastojanje među centrima jezgara.

Energija kulonovskog odbijanja ima maksimalnu vrednost za rastojanje  $r = R_1 + R_2$ , tj. onda kada je došlo do kontakta među jezgrima ( $R_1$  i  $R_2$  su poluprečnici jezgara). Ta vrednost energije je u stvari barijera za fisiju i jednaka je

$$E_b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2}. \quad (7.10)$$

Ova barijera, u okolini koje je jezgro u stanju kritične deformacije, mora biti prevaziđena da bi jezgro izvelo fisiju. Ako stvar posmatramo sa suprotne strane, dalje približavanje jezgara fragmenata na rastojanja manja od onih koja odgovaraju ovoj barijeri dovelo bi do njihove fuzije u deformisano jezgro roditelja. Ukupna potencijalna energija,  $V(r)$ , u domenu tih rastojanja,  $0 < r < (R_1 + R_2)$ , nije više čisto kulonovska već

i nuklearne sile sada učestvuju u ostvarivanju te energije. Smer njihovog dejstva je suprotan od kulonovskih sila. Rezultujuća kriva u ovom domenu može biti različita, što zavisi od mase i tipa jezgra. Slika 7.7 prikazuje dva tipična slučaja, jedan se odnosi na jezgro  $^{235}\text{U}$ , a drugi na jezgro elementa rednog broja 115 i masenog broja 270. U prvom slučaju njen početak ( $r = 0$ ) je ispod, a u drugom iznad nivoa kulonovske barijere. Tačka u kojoj ova kriva preseca energijsku osu predstavlja energiju jezgra roditelja u osnovnom stanju (nedeformisano jezgro), tj. energiju na raspolaganju za fisiju,  $Q_f$ . U maksimalnoj tački te krive jezgro dostiže kritičnu deformaciju. Desno od maksimuma nepovratno nastaje cepanje jezgra i razletanje fragmenata, čija ukupna energija je kulonovska potencijalna energija,  $E_c$ .



Slika 7.7. Potencijalna energija para fisionih fragmenata u funkciji rastojanja među njihovim centrima: 1 – nedeformisano jezgro, 2 – tačka kritične deformacije, 3 – fragmenti koji su se odvojili. Puna linija se odnosi na  $^{235}\text{U}$ , a crtačasta na jezgro sa naznačenim parametrima.

U skladu sa modelom **tečne kapi** uslov za fisiju jezgra jeste da se dostigne stanje u kojem su uravnotežene sile kulonovskog odbijanja dva fragmenta tečne kapi (prepostavimo da su jednaki) i sile površinskog napona koje deluju po obimu, tj.

$$2\pi r\delta = \left(\frac{Ze}{2}\right)^2 \frac{1}{r^2}, \quad (7.11)$$

gde je  $\delta$  - tzv. površinski napon jezgra, a  $r$  - rastojanje među centrima fragmenata, koje je jednako radisu kapi, odnosno reda je radijusa jezgra ( $r \approx R$ ). Ko što je poznato<sup>47</sup> radijus je  $R = R_0 A^{1/3}$ , te je onda  $r^3 \approx R_0^3 A$ , pa je konačno

<sup>47</sup> Nuklearna fizika govori da je moguće ustanoviti približnu relaciju između radijusa jezgra (tj. njegove zapremine) i masenog broja:  $R = R_0 A^{1/3}$ , gde je  $R_0 \approx 1,4 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ .

$$\frac{Z^2}{A} \approx \frac{8\pi\delta R_0^3}{e^2} = \text{const.} \quad (7.12)$$

Veličina  $Z^2/A$ , koja je za dato jezgro konstantna, se naziva parametrom fisije i predstavlja mjeru sklonosti jezgra ka fisiji. Ukoliko je vrednost ovoga parametra veća utoliko je jezgro više sklono fisiji.

S obzirom da je parametar fisije funkcija površinskog napona jezgra ( $\delta$ ) to je i na osnovu ove pojednostavljene predstave jasno da mora postojati kritična vrednost ovog parametra, koja odgovara kritičnoj vrednosti napona, a iznad koje jezgro trpi trenutnu spontanu fisiju. Izračunato je da je ta vrednost

$$\left( \frac{Z^2}{A} \right)_{kr} \approx 45. \quad (7.13)$$

Ako je  $Z^2/A > 45$  jezgro će se trenurno raspasti fisijom. Ovaj uslov ispunjavaju jezgra s normalnim odnosom broja neutrona i protona već pri  $Z \approx 110$ . Jezgro prikazano na gornjoj slici crtkastom linijom ima vrednost ovoga odnosa jednaku 50.

Vratimo se na sliku 7.7. Ako je odnos gornjih energija takav da:

- $Q_f > E_b$  - moguća fisija neće biti zakočena nikakvom barijerom. Takvo jezgro ima kritičan odnos  $Z^2/A$ , pa ono može izvesti spontanu fisiju bez spoljne pobude.
- $Q_f = E_b$  - granični slučaj koji predstavlja prag za spontanu fisiju;
- $Q_f < E_b$  - pod ovim uslovom jezgro ne bi trebalo da trpi spontanu fisiju. Stanje u kojem se dva fragmenta razleću zbog kulonovskog odbijanja moguće je dostići samo ako teško jezgro dobije dodatnu energiju, tzv. *energiju aktivacije*, koja je najmanje jednaka razlici kulonovske barijere za fisiju i energije jezgra na raspolaganju za fisiju

$$E_a = E_b - Q_f. \quad (7.14)$$

Jezgra  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  i  $^{239}\text{Pu}$  npr. imaju gornju razliku 5-6 MeV, ali je u njima moguće izazvati fisiju zahvatom termalnog neutrona ( $< 1 \text{ eV}$ ). **Kako?**

Kad slobodni neutron čija je kinetička energija  $\varepsilon$  uđe u neko jezgro on se vezuje, smanjujući pri tome svoju masu. Na osnovu tog defekta mase, čiji energijski ekvivalent predstavlja energiju veze neutrona u jezgru,  $B_n$ , obezbeđuje se energiju aktivacije. Naime, pri zahvatu neutrona složeno jezgro ima energiju pobuđivanja koja je jednaka

$$E_p = \varepsilon + B_n. \quad (7.15)$$

Minimalna vrednost energije neutrona pri kojoj je sa klasičnog stanovišta fisija mogućna naziva se energijom praga,  $\varepsilon_{\text{prag}}$ , a odgovarajuća energija pobuđivanja koju takav neutron unosi u jezgro je energija aktivacije,  $E_a$ .

Ako npr.  $^{235}\text{U}$  zahvati termalni neutron i stvori  $^{236}\text{U}^*$  energija pobuđivanja koju je jezgro dobilo na taj račun je  $E_p = 6,4 \text{ MeV}$ , što je veće od energije aktivacije (5,3 MeV). Tablica 7.2 daje vrednosti tih energija za različita jezgra. Tablica 7.3 prikazuje

efikasne preseke za fisione neutrone, dakle one sa prosečnom energijom od oko 2 MeV.

**Tablica 7.2**

Efikasni preseci za fisiju ( $\sigma_f$ ) i radijativnu apsorpciju ( $\sigma_\gamma$ ) za termalne neutrone<sup>48</sup>, energije aktivacije ( $E_a$ ) i energije pobudivanja ( $E_p$ ) zahvatom termalnih neutrona, kod najvažnijih teških jezgara

Izotop	Prirodna obilnost (%)	$\sigma_f$ (b)	$\sigma_\gamma$ (b)	$E_a$ (MeV)	$E_p$ (MeV)	$E_p - E_a$ (MeV)
$^{233}\text{U}$	veštački	528	49	4,6	6,6	+2,0
$^{235}\text{U}$	0,71	580	100	5,3	6,4	+1,1
$^{238}\text{U}$	99,28	-	2,7	5,5	4,75	-0,75
$^{239}\text{Pu}$	veštački	742	266	4,0	6,4	+2,4
$^{240}\text{Pu}$	veštački	-	295			
$^{241}\text{Pu}$	veštački	1009	382			
$^{232}\text{Th}$	100	-	7,6	6,5	5,1	-1,4
Prirodni U	-	4,2	3,5			

**Tablica 7.3**

Efikasni preseci za fisiju ( $\sigma_f$ ) i radijativnu apsorpciju ( $\sigma_\gamma$ ) za fisione neutrone, kod najvažnijih teških jezgara

Izotop	$\sigma_f$ (b)	$\sigma_\gamma$ (b)
$^{233}\text{U}$	1,92	0,45
$^{235}\text{U}$	1,32	0,40
$^{238}\text{U}$	0,29	-
$^{239}\text{Pu}$	2,04	0,45
$^{232}\text{Th}$	-	-
Prirodni U	0,29	0,04

Uzimajući u obzir efiksane preseke, energije aktivacije i energije pobuđivanja za fisiju ispada da su od najvećeg značaja za praktične primene izotopi  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  i  $^{239}\text{Pu}$ . Praksa je pokazala da je fisija tih jezgara zaista moguća termalnim neutronima.

Nasuprot tome  $^{238}\text{U}$  ima negativnu vrednost gornje razlike ( $E_p - E_a$ ), pa je stoga u njemu nemoguće izazvati fisiju termalnim neutronima već samo brzim. Međutim, za takvu fisiju on ima mali efikasni presek, pa je nepodoban, ali je podesan kao **oplodni materijal** (§ 7.3.4), jer on efikasno apsorbuje neutrone u rezonantnim maksimumima, kojih ima više, ali su najizrazitiji na oko 7 eV, gde je  $\sigma_a = 5000$  b, sl. 7.19.

Kako je već spomenuto u poglavlju o nuklearnim reakcijama (§ 6.1.2), fisiji su podložna samo jezgra teških elemenata. Najlakši element kod kojega je izazvana fisija

<sup>48</sup> Verovatnoća ukupne apsorpcije,  $\sigma_a$ , je zbir ova dva preseka i preseka za eventualne druge procese, npr. elastično rasejanje. Zavisnosti efikasnih preseka od energije neutrona za neke izotope U i Pu su dati u [prilogu 6-P.2](#).

je  $_{78}^{191}\text{Pt}$ . Izotopi kod kojih je fisiju uopšte moguće izazvati nose naziv *fisibilni*, a oni kod kojih je fisija moguća termalnim neutronima se zovu *fisilni*. Tako je  $^{238}\text{U}$  fisibilan izotop, a  $^{235}\text{U}$  i fisibilan i fisilan. Fisija termalnim neutronima je, inače, moguća tek od uranijuma, tj. izotopa  $^{233}\text{U}$  i  $^{235}\text{U}$ . Pravilo je da su, kod elemenata počev od uranijuma, fisilna *parno-neparna* (paran  $Z$  i neparan  $N$ ) ili *neparno-parna* jezgra. Ovo se objašnjava činjenicom da ako se neutron dodaje jezgru koje ima neparan broj neutrona, dobiće se paran broj ovih nukleona, što daje veću energiju veze, nego u obrnutom slučaju, što je u tesnoj vezi s efikasnim presekom.

### 7.3 NUKLEARNA LANČANA REAKCIJA I NUKLEARNI REAKTORI

Vrlo brzo posle otkrića nuklearne fisije počeo je Drugi svetski rat. Kod zaraćenih sila to je začelo ideju o mogućnosti ostvarenja oružja na osnovu lančane reakcije fisije, koja bi oslobođala i do sto miliona puta veću energiju od hemijskih eksploziva. Posledica ovakvog interesa bilo je skoro potpuno nestajanje naučnih publikacija o fisiji od kraja 1939. do 1945. godine.

Ideja je bila zasnovana na pretpostavci da se od prosečno 2,4 oslobođenih neutrona po fisiji jednog jezgra  $^{235}\text{U}$  jedan utroši za prosto obnavljanje procesa, a višak od 1,4 neutrona za dodatne fisije okolnih jezgara. Tako bi se proces umnožavao geometrijskom progresijom i doveo bi do eksplozije, slično kao i kod hemijskih lančanih reakcija.

Oslanjajući se na istu reakciju, koja bi bila kontrolisana određenim mehanizmima, energiju koja se oslobađa pri fisiji je moguće kontinuirano izvlačiti iz sistema, što daje velike mogućnosti za proizvodnju energije na širokoj skali.

#### 7.3.1 Uslovi za odigravanje lančane reakcije

Gornja ideja je sasvim osnovana, ali da bi se lančana reakcija mogla odvijati, tj. da bi se jednom započeta fisija mogla prenositi sa jednog jezgra na drugo, neophodno je zadovoljiti određene uslove. Uredaj u kojem su ostvareni uslovi za odvijanje lančane reakcije fisije naziva se *nuklearnim fisionim reaktorom*. U užem smislu reaktor je onaj uredaj koji omogućuje kontrolisano odvijanje lančane reakcije; i fisiona bomba je neka vrsta nuklearnog reaktora jer i ona omogućuje odvijanje lančane reakcije.

*Faktor umnožavanja neutrona u reaktoru.* Lančana reakcija se odvija zahvaljujući umnožavanju neutrona pri fisiji. Međutim, neće svi nastali neutroni biti iskorišćeni za nove fisije, jer postoje gubici putem (i) apsorpcija u materijalima reaktora i (ii) umicanja iz sistema. Neutroni fisije nastaju u reaktoru ciklično, dakle budu stvoreni, prođu kroz određene procese i nestanu. Procesi kroz koje prođu nakon nastanka zovu se *neutronskim ciklusima*, a neutroni jednog ciklusa predstavljaju *jednu generaciju neutrona*. Jednostavnije, neutroni se reprodukuju kroz generacije. U vezi s tim definiše se *faktor reprodukcije* ili *faktor umnožavanja neutrona u reaktoru* ( $k$ )

$$k = \frac{\text{brzina nastajanja neutrona}}{\text{brzina nestajanja neutrona}} = \frac{\text{broj neutrona u jednom ciklusu}}{\text{broj neutrona u prethodnom ciklusu}} \quad (7.16)$$

pri čemu gornje dve definicije nisu sasvim identične, ali daju slične vrednosti  $k$ .

Faktor  $k$  definiše stanje reaktora:

$k > 1$  - proces lančane rekacije se ubrzava (*natkritičan reaktor*),

$k < 1$  - vodi do gašenja procesa ili onemogućava njegovo započinjanje (*potkritičan reaktor*),

$k = 1$  - reaktor je u stacionarnom stanju (*kritičan reaktor*).

Faktor umnožavanja neutrona,  $k$ , se odnosi na reaktor konačnih dimenzija, u kojem neutroni mogu biti izgubljeni i apsorpcijom i umicanjem iz sistema. Ako se sa  $s$  označi brzina stvaranja neutrona, sa  $a$  brzina apsorpcije, a sa  $u$  brzina umicanja,  $k$  je dato kao

$$k = \frac{s}{a+u}. \quad (7.17)$$

U reaktoru beskonačnih dimenzija ne bi bilo umicanja ( $u = 0$ ), već samo apsorpcije. Za njega se definiše faktor umnožavanja neutrona za reaktor beskonačnih dimenzija,  $k_\infty$ , i on je dat kao

$$k_\infty = \frac{s}{a}. \quad (7.18)$$

Na osnovu navedenih definicija sledi, naravno, da odnos ova dva faktora predstavlja verovatnoću da neutron bude apsorbovan ( $p_a$ )

$$\frac{k}{k_\infty} = \frac{s/(a+u)}{s/a} = \frac{a}{a+u} = p_a. \quad (7.19)$$

Slično tome, verovatnoća umicanja iz sistema,  $p_u$ , je

$$p_u = \frac{u}{a+u}. \quad (7.20)$$

Zbir gornje dve verovatnoće mora biti ravan jedinici, jer on predstavlja ukupnu verovatnoću gubitka neutrona (gubitka u smislu da neće biti iskorišćeni za fisiju). U skladu sa tim može se pisati

$$\begin{aligned} p_a + p_u &= 1 \\ \Lambda &= 1 - p_u = p_a, \end{aligned} \quad (7.21)$$

pri čemu je sa  $\Lambda$  označen ukupan faktor izbegavanja umicanja, koji je u stvari jednak verovatnoći apsorpcije, jer je to jedina preostala mogućnost.

Ukupan faktor izbegavanja umicanja,  $\Lambda$ , je u termalnom reaktoru (reaktor u kojem se fisije izazivaju termalnim neutronima) proizvod faktora izbegavanja umicanja

brzih neutrona,  $\lambda_b$ , i faktora izbegavanja umicanja termalnih neutrona,  $\lambda_t$ . Dalje, na osnovu jednačina 7.19 i 7.21 sledi da je faktor umnožavanja neutrona u reaktoru konačnih dimenzija dat kao

$$k = k_\infty \Lambda = k_\infty \lambda_b \lambda_t. \quad (7.22)$$

Kako se kreće broj neutrona jedne generacije u termalnom reaktoru u toku usporavanja? Odgovor na ovo pitanje može se izvesti ako se razmotre svi procesi kroz koje ti neutroni prođu u toku jednog ciklusa. Dakle, ako je

$N$  - neutrona nastalo pri fisisiji u *termalnom (termičkom) reaktoru* njih

$N\psi$  - počinje da se usporava. Ovde je  $\psi$  - faktor brze fisisije koji vodi računa o tome da neki od  $N$  neutrona mogu izazvati fisisiju  $^{238}\text{U}$  ( $\sigma = 1,92 \text{ b}$ ), u manjem procentu i  $^{235}\text{U}$  ( $\sigma = 1,32 \text{ b}$ )<sup>49</sup>, još pre nego što su usporeni, te tako proizvesti nove brze neutrone. Tako se početni broj neutrona uvećava ( $\psi_{238\text{U}} \approx 1,03$ ), što daje dragocen doprinos lančanoj reakciji;

$N\psi\lambda_b$  - broj neutrona koji je izbegao umicanje iz sistema u toku usporavanja;

$N\psi\lambda_bp$  - broj neutrona koji su izbegli apsorpciju u jakim rezonancijama  $^{238}\text{U}$  ( $\sigma \approx 7000 \text{ b}$  za neutrone od 7 eV) i termalizovali se;  $p$  - faktor izbegavanja rezonancija. On zavisi od relativnih odnosa moderatora i goriva u sistemu, kao i od njihove geometrije. Kod reaktora s grafitnim moderatorom on iznosi oko 0,88.

$N\psi\lambda_bp\lambda_t$  - broj termalnih neutrona koji su izbegli umicanje iz sistema;

$N\psi\lambda_bp\lambda_f$  - broj neutrona apsorbovanih u nuklearnom gorivu;  $f$  - faktor iskorisćenja termalnih neutrona. Ovaj faktor je dat odnosom broja termalnih neutrona apsorbovanih u nuklearnom gorivu i ukupnog broja neutrona apsorbovanih u reaktoru. On zavisi od više parametara. S jedne strane je međuzavisani s faktorom  $p$  (kada jedan raste, drugi opada i obrnuto). Zavisi i od količine nečistoća u konstrukcionim materijalima reaktora i naročito od porasta apsorbujućih fisionih proizvoda u gorivu. I ovaj faktor je manji od jedinice i za grafitni reaktor je istog reda veličine kao i faktor  $p$ . Može se povećati ako se poveća koncentracija izotopa  $^{235}\text{U}$  u gorivu.

$N\psi\lambda_bp\lambda_f\eta = N'$  - broj novih neutrona nastalih na kraju jednog neutronskog ciklusa, koji ulaze u sledeći ciklus;  $\eta$  - faktor umnožavanja neutrona u fisionom materijalu (nuklearnom gorivu). On je definisan odnosom broja neutrona nastalih pri fisisiji po jednom neutronu nestalom u

---

<sup>49</sup> V. podatke za efikasne preseke za fisisiju teških jezgara brzim neutronima (tabl. 7.3).

fisionom materijalu, bilo da se radi o fisijsi ( $f$ ) ili radijativnoj apsorpciji ( $\gamma$ )

$$\eta = \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma} N_n, \quad (7.23)$$

gde je  $N_n$  broj neutrona oslobođenih u jednom aktu fisije, a  $\sigma_f$  i  $\sigma_\gamma$  su efikasni preseci za odgovarajuće reakcije. Treba ga razlikovati od faktora  $k$ , koji se odnosi na reaktor kao celinu. Vrednost mu je veća od jedinicie i za grafitni reaktor je oko 1,35.

Sada je, s obzirom na definiciju datu [jednačinom 7.16](#)

$$k = \frac{N'}{N} \quad ( = k_\infty \lambda_b \lambda_t ) \quad (7.24)$$

i

$$k_\infty = \psi \eta p f. \quad (7.25)$$

Poslednja jednačina predstavlja tzv. *Fermijevu formulu četiri faktora*. Njihov proizvod daje faktor umnožavanja neutrona u termalnom reaktoru beskonačnih dimenzija, a to u stvarnosti znači dovoljno velikih da se gubitak i brzih i termalnih neutrona umicanjem iz sistema svede na nulu. Vrednost  $k_\infty$  uglavnom zavisi od unutrašnje strukture reaktora i sastava (koji elementi) reaktorskih materijala i goriva, jer je proizvod odgovarajućih faktora.

Istovremeno, *efektivni faktor multiplikacije neutrona za sistem konačnih dimenzija*,  $k$ , pored navedenih faktora, uzima u obzir i dimenzije i oblik sistema (kroz faktore  $\lambda$ , jedn. 7.24).

Stanje reaktora se osim preko faktora  $k$  može izraziti i ekvivalentnim veličinama, kao što su:

- višak faktora umnožavanja       $\delta k = k - 1$  ili
- reaktivnost reaktora                 $\rho = \delta k / k \approx \delta k$  (pošto je  $k$  obično blisko 1).

Sada je reaktor:

<i>potkritičan za</i>	$k < 1,$	$\delta k < 0,$	$\rho < 0$
<i>kritičan za</i>	$k = 1,$	$\delta k = 0,$	$\rho = 0$
<i>natkritičan za</i>	$k > 1,$	$\delta k > 0,$	$\rho > 0.$

Uz pretpostavku da je  $f \approx p \approx 0,88$ , sledi  $k_\infty \approx 1.03 \cdot 0.88 \cdot 0.88 \cdot 1.35 = 1,077$ . Kako je procenjena veličina  $\Lambda$  kod prostog grafitnog reaktora ravna 0,93, efektivni faktor umnožavanja je  $k = 1,076 \cdot 0,93 = 1,0014$ , što je dovoljno za uspostavljanje samodržavajuće lančane reakcije. Raznim konstrukcionim usavršavanjima, faktor umnožavanja se može uvećati.

Reaktori se grade tako da imaju „ugrađenu” *pozitivnu reaktivnost*, koja omogućuje puštanje u rad i kompenzaciju eventualnih smanjenja efikasnosti u toku rada, npr. zbog izgaranja goriva. Isto tako potrebno je imati i mogućnost ostvarenja *negativne reaktivnosti* da bi se reaktor kontrolisao ili zaustavio. O tome će biti reči malo kasnije.

S obzirom na odnose date jednačinama 7.22 i 7.24 jasno je da za samoodržavanje lančane reakcije u reaktoru beskonačnih dimenzija treba ispuniti uslov  $k_{\infty} \geq 1$ . Tada nema umicanja neutrona iz aktivne zone.

Ako se pređe na odgovarajući reaktor konačnih dimenzija u njemu će rasti verovatnoća umicanja neutrona, tj. opadati verovatnoće izbegavanja umicanja ( $\lambda_b$  i  $\lambda_t$ ). Otuda i sledi zaključak da mora biti zadovoljen uslov  $k_{\infty} > 1$ , da bi njegov proizvod sa  $\lambda_b$  i  $\lambda_t$  (što daje  $k$ ) bio jednak jedinici ili veći.

Međutim, smanjivanje dimenzija ne može ići ispod određene granice, koja se zove kritična zapremina. Može se pokazati da su, za sferni reaktor koji ima pozitivnu reaktivnost, kritični radijus (poluprečnik) i kritična zapremina dati kao

$$R_c = \frac{\pi O}{\sqrt{k_{\infty} - 1}} \quad V_c = \frac{4}{3} \pi R_c^3 = 130 \frac{O^3}{\sqrt{k_{\infty} - 1}} \quad (7.26)$$

$O^2 = L^2 + l^2$  - migraciona površina,  $L$  - srednja sudarna dužina difuzije termalnog neutrona u medijumu reaktora (gorivo + moderator),  $l$  - dužina neophodna za da se neutron termalizuje.

Gornje relacije imaju realnu i konačnu vrednost samo za  $k_{\infty} > 1$ , odakle sledi da je veličina  $k_{\infty}$ , izražena kroz formulu četiri faktora, ključna za dizajnirane reaktora. Sa dimenzijsama je u vezi i tzv. *kritična masa* potrebnog reaktorskog goriva.

*Kritična masa* je minimalna količina fisiognog materijala raspoređena u minimalnoj zapremini neophodna da bi se lančana reakcija mogla samostalno odigravati ( $k > 1$ ).

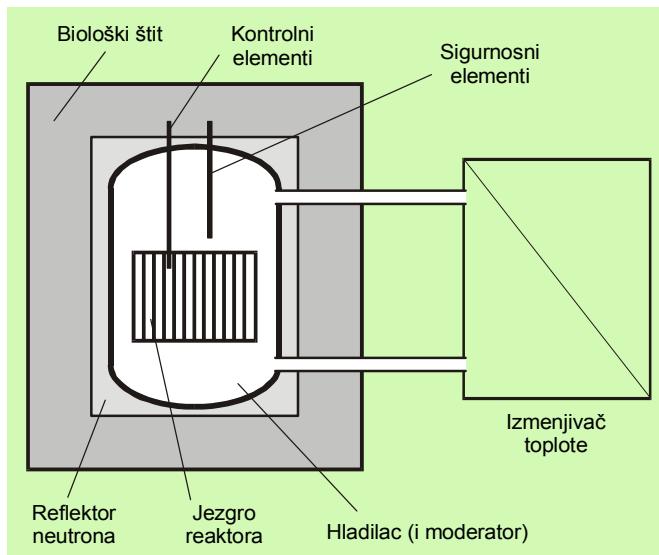
### 7.3.2 Nuklearni fisioni reaktori

Prvi nuklearni reaktor je bio heterogenog tipa (v. niže) i pušten je u rad krajem 1942. godine u Čikagu pod rukovodstvom Fermija. Nosio je oznaku CP-1. U njemu su naizmenično u sfernoj geometriji ređane kutije koje su sadržale uranijum prirodnog izotopskog sastava u obliku dioksida i kocke čistog grafita. Tako je formirana „gomila”<sup>50</sup> u kojoj je bilo 36,5 t  $UO_2$ , 5,6 metalnog U i 250 t grafita. U njenom centru se nalazio veštački izvor neutrona, a spolja su bili neutronski brojači. Broj registrovanih neutrona je bio konstantan do pred dostizanje uslova za dodatnu reprodukciju lančanom reakcijom. Procesom je upravljanje izvlačenjem i uvlačenjem traka od metalnog kadmijuma koje su apsorbovale višak neutrona ( $\sigma_a = 2500$  b). Kad je složeno oko 2/3

<sup>50</sup> Naziv „gomila”, tj. engleski „pile”, bio je prvo bitni šifrovani naziv za reaktor, koji se u engleskom jeziku zadržao do danas kao sinonim za reaktor. Kod Nemaca, koji su takođe tajno pravili svoj reaktor, odgovarajući tajni naziv je bio Meiler, što je naziv za ugljaru, konstrukciju kojom čumurdžije u šumi proizvode drveni ugali.

proračunatog materijala spoljni brojač neutrona su pokazali porast broja impulsa, što je bio dokaz da je započela lančana reakcija. Bio je ovo prvi dokaz da je lančanu reakciju moguće kontrolisati. Izračunato je da je lančana reakcija tekla s faktorom reprodukcije  $k = 1,0006^{51}$ . [Detaljnije](#) u prilogu 7-P.1.

Nuklearni fisioni reaktor je složen uređaj. Njegovi ustrojstvo je shematski prikazano na slici 7.8.



Slika 7.8. Shematski prikaz fisionog nuklearnog reaktora.

**Jezgro reaktora** je osnovni deo fisionog reaktora. U njemu se odvija lančana reakcija. Sastoje se od *fisionog materijala*, koji zajedno sa materijalom u kome se nalazi predstavlja *nuklearno gorivo*. Kod termalnih reaktora u jezgru se nalazi i *moderator*.

Kao fisioni materijal najčešće se koristi uranijum. Njegov prirodni izotopski sastav je 0,72%  $^{235}\text{U}$  : 99,28%  $^{238}\text{U}$ , tj. 1:138. Sa gorivom od prirodnog uranijuma lančana reakcija je moguća samo uz dobar moderator (visoka moć moderacije), a to su grafit ili teška voda, jer mala koncentracija fisisnih jezgara ne bi mogla da obezbedi njen održavanje sa npr. običnom vodom ili bez moderatora. Ali, ako se uranijum obogati u lakšem izotopu, 3%  $^{235}\text{U}$  ili više, i obična voda je dobar moderator, što se danas koristi kod većine reaktora. Pri obogaćenju od 20% ili više moderator nije ni potreban, jer je tada koncentracija jezgara  $^{235}\text{U}$  dovoljno velika da i brzi neutroni mogu održati lanac fisije. To je slučaj u takozvanim brzim reaktorima.

**Nuklearno gorivo** se u reaktoru nalazi u obliku *gorivnih elemenata*, a oni mogu imati

<sup>51</sup> Originalni čikaški uređaj, koji danas nazivamo reaktor, nije imao nikakvih sistema za odvođenje toplote koju daje fisija i najveća snaga mu je bila oko 200 W. Bio je to eksperiment koji je samo dokazao da je kontrolisana nuklearna lančana reakcija mogućna.

formu stubića, šipki, ploča, cevi itd. Najjednostavniji sistem su stubići od metalnog uranijuma u košuljici od metala. Prednost ovih elemenata je to što imaju dobru topotnu provodljivost, a mane su im niska tačka topljenja ( $1132^{\circ}\text{C}$ ), kao i podložnost faznoj transformaciji (faze  $\alpha \leftrightarrow \beta \leftrightarrow \gamma$ ), što dovodi do deformacija. Pri kraju svog radnog veka gasoviti fisioni proizvodi mogu dovesti i do deformacija koje se zovu bubreњem. Mana metalnog uranijuma je i visoka hemijska reaktivnost s vodom.

Druge rešenje je  $\text{UO}_2$  ( $T_f = 2880^{\circ}\text{C}$ ), od kojeg se sinterovanjem mogu dobiti željeni oblici koji ne podležu faznim transformacijama. U novije vreme više se koriste sinterovani „mešani oksidi”,  $\text{UO}_2 + 20\% \text{PuO}_2$ . Koriste se i legure uranijuma i metala sa malim efikasnim presekom za apsorpciju neutrona, npr. cirkonijuma.

Gorivo je zaštićeno metalnim košuljicama, najčešće od nerđajućeg čelika ili, bolje, legure cirkonijuma. Unutrašnjost sklopa se puni inertnim gasom (He) i zavaruje.

**Kritična masa.** Od vrste nuklearnog goriva i moderatora veoma zavisi i veličina kritične mase. U slučaju kombinacije prirodnog uranijuma i grafita količine su ogromne, kao što je dato u primeru čikaškog reaktora. „Teškovodni” reaktor, kod kojeg se kao moderator koristi teška voda,  $\text{D}_2\text{O}$ , može postati „kritičan” i s količinom uranijuma od oko 3 tone (uz oko 4 t  $\text{D}_2\text{O}$ ), pošto je  $\text{D}_2\text{O}$  mnogo efikasniji moderator od grafita. Opkoljavanje sistema reflektorom neutrona (v. niže) dodatno će smanjiti kritičnu masu.

S prirodnim uranijumom (0,72%  $^{235}\text{U}$ ) lančana reakcija je mogućna samo uz moderatore grafit, tešku vodu ili berilijum. Situacija se značajno menja ako se raspolaže s uranijumom obogaćenim u laksom izotopu. Počev od goriva s oko 3%  $^{235}\text{U}$ , kao moderator se može primeniti i obična voda, što je danas slučaj kod većine reaktora. Kada se dostigne obogaćenje od oko 20%  $^{235}\text{U}$ , moderator nije čak ni potreban, jer i brzi neutroni mogu održati lanac fisije, pa se zato nazivaju *brzi reaktori*.

Vidimo da veličina kritične mase bitno zavisi kako od vrste moderatora tako i od sadržine  $^{235}\text{U}$  u gorivu. Kritična masa obračunata na količinu prisutnog  $^{235}\text{U}$  ipak je veća kod brzih reaktora zbog nepovoljnijih uslova odigravanja lančane reakcije.

**Moderator** je medijum koji služi za usporavanje fisionih neutrona. Kao moderator se mogu koristiti obična voda, teška voda ili grafit, a ređe berilijum. Njihova svojstva moderacije su navedena u § 6.4.4. Od vrste nuklearnog goriva i moderatora zavise kritični parametri reaktora. Teška voda je mnogo bolji moderator od grafita pa s njom reaktor može postati „kritičan” i s količinom uranijuma od oko 3 t (uz oko 4 t  $\text{D}_2\text{O}$ ). Opkoljavanje sistema reflektorom dalje će smanjiti kritičnu masu.

**Hladilac** služi za odvođenje toplote iz gorivnih elemenata. On cirkuliše između jezgra reaktora i *izmenjivača topline* u kome predaje energiju sekundarnom hlađiocu, odakle se ona može koristiti za različite namene. Fluidni moderatori mogu ujedno biti i hlađoci. Najčešći hlađoci su voda, teška voda (koje istovremeno mogu biti i moderatori), ugljendioksid, He, metalni Na itd. Vazduh kao hladilac reaktora pokazao je u praksi nepovoljne posledice jer njegov prolazak kroz aktivnu zonu, tj. neutronske fluks, proizvodi na prisutnom argonu reakciju  $^{40}\text{Ar}(n, \gamma)^{41}\text{Ar}$  ( $\sigma_{act} = 0,5 \text{ b}$ ), gde je novi

nuklid  $\beta^-$ -radioaktivan s vremenom poluraspada od 1,83 h.. Ovaj nedostatak nemaju ugljen-dioksid i helijum, pa su tako najčešće primenjeni gasoviti hladioci.

Postoje i reaktori s organskim moderatorima i hladiocima. Kao najpogodniji su se pokazali polifenili, npr. terfenil (difenil-benzen), koji su prilično otporni na radiolizu i u poređenju s vodom imaju znatno manji napon pare. Ipak nisu ušli u širu primenu.

**Reflektor neutrona** služi da deo umaklih neutrona vrati u jezgro reaktora, te tako umanji njihovo umicanje iz sistema. Nalazi se oko reaktorskog jezgra. Kod termalnih reaktora reflektor je napravljen od materijala moderatora, koji prvo termalizuje umakle neutrone, a onda se oni difuzijom delimično vraćaju u jezgro reaktora. Time se može značajno smanjiti potrebna kritična masa goriva. Izraz „reflektor“ nije baš najsrećnije odabran jer ovde nema doslovne refleksije. Kod brzih reaktora i fisionih bombi reflektor je načinjen od teških jezgara, kod oplodnog reaktora (v. oplodni reaktori) od oplodnog materijala.

**Kontrolni elementi** su sistemi za upravljanje nuklearnom lančanom reakcijom. To su obično šipke koje sadrže izotope koji dobro apsorbuju termalne neutrone (izotopi bora -  $^{10}\text{B}$ :  $\sigma_a = 3836 \text{ b}$ , kadmijuma -  $^{113}\text{Cd}$ :  $\sigma_a = 19\ 910 \text{ b}$ ) i pomoću kojih se, uranjanjem manje ili više u reaktorsko jezgro, reguliše nivo rada reaktora. Za slučaj akcidenta postoje *sigurnosni elementi*, takođe sagrađeni od adekvatnih apsorbera neutrona, koji se naglo zaranjaju u reaktor i zaustavljaju lančanu reakciju. I oni su najčešće konstruisani kao šipke (havarijske regulacione). One se obično drže iznad aktivne zone elektromagnetima a u slučaju potrebe automatski upadaju u reaktor. Kod nekih reaktora u hladiac odn. moderator se u slučaju havarije izliva rastvor borne kiseline (za bor prirodnog izotopskog sastava  $\sigma_a = 765 \text{ b}$ ) ili soli gadolinijuma (46 000 b).

**Bioški štit** služi za zaštitu od zračenja emitovanog iz reaktora, a obično se sastoји od dva ili više metara debelih zidova od teškog betona. To nije bitna komponenta reaktora. U oblogu reaktora RA u Vinči ugrađen je beton načinjen s komadićima rude barita, barijum-sulfata, gde barijum kao teški element bolje apsorbuje  $\gamma$ -zračenje od šljunka.

**Zaštitni plašt reaktora.** Reaktori veće snage smešteni su u ogromne sferne ili polusferne konstrukcije debelih zidova koje su predviđene da izoluju eventualno ispuštanje radioaktivnosti i povećanje pritiska u havarijskim uslovima. Izuzetak su reaktori sovjetske proizvodnje<sup>52</sup>. Da je reaktor u Černobilju imao ovakvu „kapu“, posledice bi sigurno bile daleko manje.

**Gustina neutrona u reaktoru.** U aktivnim zonama reaktora uvek postoji određen broj slobodnih neutrona u jedinici zapremine. Ako je taj broj  $n$ , i njihova srednja brzina  $v$ , definiše se protok neutrona,  $\Phi$ , kao

$$\Phi = nv, \quad (7.27)$$

---

<sup>52</sup> Sovjetski reaktori koje je kupila Finska dobili su naknadno zaštitne plaštovе.

koji je dat kao broj neutrona koji prođe kroz  $\text{m}^2$  u sekundi. Pravi se razlika između *fluksa*, koji je definisan kao protok neutrona normalno na pravac toka, i *fluencije*, koja se odnosi na broj neutrona koji pogađaju sferu s jediničnom površinom preseka. Prva veličina je vektorska a druga skalarna, a obe imaju dimenzije  $\text{n}\cdot\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

U zavisnosti od tipa reaktora, njihove fluencije ze znatno razlikuju. Od grafitnih reaktora, gde su reda veličine  $10^{16}$ , do brzih reaktora gde mogu dostići i  $10^{20} \text{ n}\cdot\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Raspodela neutrona po energijama u reaktorima može biti veoma različita, što zavisi od vrste goriva, moderatora, njihovog geometrijskog rasporeda itd. Tako postoje termalni reaktori, u kojima su neutroni moderatorima maksimalno usporeni, prelazni (intermedijni) reaktori i brzi reaktori kod kojih se neutroni ne usporavaju (§ 7.3.4).

### 7.3.3 Regulacija rada reaktora - uloga zakasnih neutrona

Kako je već rečeno (kod definicije reaktivnosti  $\rho$ ), reaktori se grade tako da imaju „ugrađenu” *pozitivnu reaktivnost*, koja omogućuje puštanje u rad, povećavanje snage i kompenzaciju eventualnih smanjenja efikasnosti u toku rada. Isto tako potrebno je imati i mogućnost ostvarenja *negativne reaktivnosti* da bi se rad reaktora kontrolisao ili zaustavio, tj. da bi se kompenzovala ugrađena pozitivna reaktivnost i sistem po želji doveo na *radnu reaktivnost*. To se najčešće ostvaruje ubacivanjem već opisanih kontrolnih elemenata u reaktor. Njihov položaj je u sistemu povratne sprege sa radnim parametrima reaktora, npr. sa temperaturom, fluksom neutrona i sl. To znači da se on automatski podešava tako da omogući održavanje željene vrednosti datog parametra. Menjanje dimenzija reaktora, kad bi to bilo tehnički izvodljivo, imalo bi sličan efekt, zbog toga što bi se na taj način menjao udio neutrona koji umiču iz sistema, čime bi se regulisao rad reaktora.

Kad se sistem pušta u rad i faktor  $k$  u jednom momentu postane veći od 1, broj neutrona raste, lančana reakcija se ubrzava, pa se postavlja pitanje da li ima dovoljno vremena da se interveniše kontrolnim elementima da bi se reakcija kontrolisala. Treba imati u vidu da se te intervencije ostvaruju određenim mehaničkim sistemima, a ti sistemi po definiciji imaju neku inerciju. Analize dinamike lančane reakcije pokazuju da bi regulacija bila skoro neizvodljiva da nema već spominjanih *zakasnih neutrona*.

Naime, neka je  $\tau$  srednje vreme života neutrona u reaktoru (vreme između pojedinih generacija neutrona), a  $N$  broj neutrona u jednom trenutku. Verovatnoća da neutron nestane u jedinici vremena je  $1/\tau$ , a ukupan broj neutrona nestalih u jedinici vremena je onda  $N/\tau$ . Pošto svaki nestali neutron stvara  $k$  novih to je brzina stvaranja neutrona jednaka  $kN/\tau$ . Brzina priraštaja neutrona je jednak razlici brzina stvaranja i nestajanja

$$\frac{dN}{dt} = \frac{kN}{\tau} - \frac{N}{\tau} = \frac{N}{\tau}(k-1) \quad (7.28)$$

Integraljenje gornje diferencijalne jednačine, uz početne uslove da je u momentu vremena  $t = 0$  bilo  $N = N_0$  neutrona, daje kretanje broja neutrona u vremenu

$$N = N_0 e^{\frac{k-1}{\tau}t} = N_0 e^{\frac{\delta k}{\tau}t}. \quad (7.29)$$

Broj fisija u nekom trenutku pokorava se analognom zakonu, jer je brzina događanja fisije  $N_f \propto N$ ,

$$N_f = N_{f_0} e^{\frac{\delta k}{\tau} t}. \quad (7.30)$$

Kad bi u reaktoru nastajali samo *promptni* neutroni porast njihovog broja, pa time i broja fisija, odnosno snage reaktora, bio bi veoma brz i za vrlo male pozitivne reaktivnosti ( $\delta k$ ).

*Primer:* Neka je  $\delta k = 0,01$  ( $k = 1,01$ ) i  $\tau = 10^{-3}$  s (tipična vrednost srednjeg vremena života neutrona za grafitni reaktor). Tada se, na osnovu jednačine 7.29, za broj neutrona u momentu vremena  $t$  dobiva

$$N = N_0 e^{10t}. \quad (7.31)$$

To daje za:

$$\begin{aligned} t = 1 \text{ s} & \quad N \approx 22\,000 \cdot N_0, \\ t = 2 \text{ s} & \quad N \approx 4,85 \cdot 10^8 \cdot N_0. \end{aligned}$$

Ovo znači da u jednoj sekundi broj neutrona treba da poraste za faktor 22 000, a za dve sekunde taj faktor bi bio čak  $4,85 \cdot 10^8$ .

Pod ovim uslovima lančana reakcija se ne bi mogla kontrolisati. Ipak, zahvaljujući zakasnim neutronima efektivna vrednost srednjeg vremena života svih neutrona ( $\tau'$ ) je znatno veća, bez obzira na mali ideo zakasnih u ukupnom broju neutrona. Naime, to vreme je zbir srednjeg vremena života promptnih neutrona pomnoženog sa njihovom frakcijom u ukupnom broju neutrona, i srednjeg vremena života zakasnih neutrona pomnoženog sa odgovarajućom frakcijom. Na osnovu toga se, uzimajući u obzir jednačinu 7.7 može pisati

$$\tau' = \tau(1 - \beta) + \theta\beta \quad (7.32)$$

$\beta$  - frakcija zakasnih neutrona,  $(1 - \beta)$  - frakcija promptnih neutrona.

Prvi član zbiru se odnosi na *promptne* a drugi na *zakasnele* neutrone. Iako je za npr.  $^{235}\text{U}$  vrednost  $\beta = 0,0065$  zakašnjenje ovih neutrona od oko 13 s je dovoljno dugo da ukupan prosečni život generacije zavisi samo od te vrste neutrona. To znači da je

$$\begin{aligned} \tau(1 - \beta) &= 0,001 \cdot (1 - 0,0065) = 0,00099 \text{ s}, \\ \theta\beta &= 13 \cdot 0,0065 = 0,085 \text{ s}, \\ \tau' &= 0,00099 + 0,085 = 0,086 \text{ s}. \end{aligned}$$

Dakle, vreme života generacije određeno je zakasnim neutronima. Upravo ta činjenica omogućuje kontrolu lančane reakcije jer bi za  $\tau' = 0,086$  s i za gornju reaktivnost od  $\delta k = 0,01$  broj neutrone posle 1 s bio  $N = 1,12 \cdot N_0$ , a posle 10 s svega  $N = 3,2 \cdot N_0$ .

### 7.3.4 Klasifikacija nuklearnih fisionih reaktora

Danas je u radu ili je isprobana veoma velik broj tipova nuklearnih reaktora s raznim namenama. Koriste se kao izvori neutrona za dobivanje radionuklida, za eksperimente u neutronskoj fizici, za ispitivanje ponašanja raznih materijala pod uslovima rada u reaktorima, za proizvodnju plutonijuma itd. Ipak, glavnina reaktora je okrenuta ka proizvodnji energije u nuklearnim elektranama, za pogon brodova i podmornica, za desalinaciju morske vode, za zagrevanje u nepristupačnim polarnim naseljima itd. To je omogućeno time što proces fisije vodi povećanju temperature sredine u kojoj se odigrava. Ono pre svega potiče od usporavanja razletajućih fragmenata, usporavanja emitovanih neutrona u moderatorima, apsorpcije primarnih  $\gamma$ -fotona, apsorpcije  $\gamma$ -fotona reakcija ( $n, \gamma$ ), kao i apsorpcija emisija stvorenih fisionih proizvoda koja se sastoji od  $\beta$ - i  $\gamma$ -zračenja. Samo se 5% energije fisije oslobođene u reaktoru gubi emisijom antineutrina koji se praktično ne apsorbuju.

Reaktori se, u skladu sa različitim principima podele, mogu klasifikovati na više načina. Ovde će biti navedene najšire prihvaćene podele.

*U odnosu na energiju neutrona koji izazivaju fisiju reaktori se dele na:*

1. Brze reaktore ili reaktore na brze neutrone. Najveći broj fisija kod ovog tipa reaktora je izazvan brzim neutronima, čije su energije nekoliko stotina keV. Kod njih se ne vrši namerno usporavanje neutrona iz fisije, ali oni moraju imati obogaćeni uranijum kao gorivo (20%  $^{235}\text{U}$  i više). Kritična masa je ovde znatno manja nego kod termalnih reaktora, pa je i gustina oslobođene energije srazmerno veća<sup>53</sup>. [Detaljnije](#) (prilog 7-P.2).
2. Termalne (termičke) reaktore ili reaktore na termalne neutrone. Većina fisija je izazvana termalnim neutronima. Takvi reaktori u jezgru imaju moderator za usporavanje neutrona do termalnih energija. Najveći broj današnjih energetskih postrojenja koristi ovakve reaktore, pa će o njima biti još reči.
3. Intermedijske reaktore. Kod njih je većina fisija izazvana neutronima prelaznih energija (između brzih i termalnih). Neutroni se samo delimično usporavaju. Ovakvi reaktori se više ne grade.

*U odnosu na načine mešanja nuklearnog goriva i moderatora reaktori se dele na:*

1. Homogene reaktore, u kojima je gorivo fino izmešano sa moderatorom (npr. rastvor neke soli uranijuma u običnoj vodi ili teškoj vodi; smeša praha goriva i praha čvrstog moderatora i sl.). Ovakvi reaktori, iako izgledaju jednostavno, nisu našli veću praktičnu primenu. Ovo naročito zbog toga što je potrebno uvek imati uranijum obogaćen izotopom  $^{235}\text{U}$  u odnosu na prirodni (1:138) jer ni upotreba teške vode, koja je odličan moderator, ne može kompenzovati gubitak neutrona zbog apsorpcije u izotopu  $^{238}\text{U}$ . Sa ovim poslednjim neutroni dolaze u kontakt stalno (ne imajući dovoljan put za moderaciju) zahvaljujući neodvojenosti moderatora i goriva.

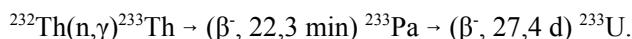
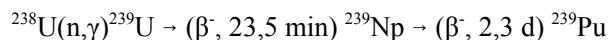
<sup>53</sup> Opterećenje goriva, mereno u  $\text{kW}/\text{dm}^3$ , je kod brzih reaktora oko 5 puta veće nego u PWR a 10 puta od tipa BWR (v. niže).

2. Heterogene reaktore u kojima je gorivo u obliku diskretnih struktura raspoređeno u moderatoru. Termalni reaktori su uglavnom heterogeni i to je danas najrasprostranjeniji tip reaktora u svetu.

*U odnosu na mogućnost proizvodnje novih fisislnih materijala dele se na:*

1) konvertorske i 2) oplodne.

Prethodno treba objasniti šta je to konverzija goriva. Naime, postoje reaktori u koje se, pored goriva, često stavlja i tzv. *oplodni* (fertilni, po lat. *fertilis* - rodan, plodan) *materijal*, tj. materijal u kome se neutronskim reakcijama stvaraju nova fisislna jezgra. Proces nastajanja fisionog od nefisionog materijala zove se *konverzijom goriva*. Najpoznatije konverzije su: konverzija  $^{238}\text{U} \rightarrow ^{239}\text{Pu}$  i konverzija  $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{233}\text{U}$ , tj.



Tako npr., kao gorivo delimično može služiti i nefisislni  $^{238}\text{U}$  u meri u kojoj se transformiše u fisislni  $^{239}\text{Pu}$  ( $t_{1/2} = 2,41 \cdot 10^4$  god.). I izotop  $^{233}\text{U}$  ( $t_{1/2} = 1,59 \cdot 10^5$  god.) je fisislan, a dobiva se iz nefisislnog  $^{232}\text{Th}$ . Oba gornja izotopa koja se dobivaju koverzijom su veoma dobro reaktorsko gorivo.

U svetu postoje velike zalihe uranijuma iz kojeg je metodima razdvajanja izotopa odstranjen  $^{235}\text{U}$ , do koncentracija od 0,2-0,3%. To je tzv. osiromašeni uranijum (Depleted Uranium - DU), koji nema značajniju primenu<sup>54</sup>. Drugi je tip uranijuma koji je osiromašen izgaranjem u reaktorima, kojeg opet ima u znatnim količinama<sup>55</sup>. S treće strane, u prirodi se nalazi i element torijum, u obilnostima oko četiri puta većim od uranijuma. Sadrži samo izotop  $^{232}\text{Th}$  koji nije fisislan. Njega u velikom procentu ima u prirodnom i u slabo obogaćenom gorivu.

U vezi sa konverzijom goriva definiše se i faktor konverzije,  $C$

$$C = \frac{\text{broj fisislnih jezgara stvorenih konverzijom}}{\text{broj utrošenih fisislnih jezgara}}. \quad (7.33)$$

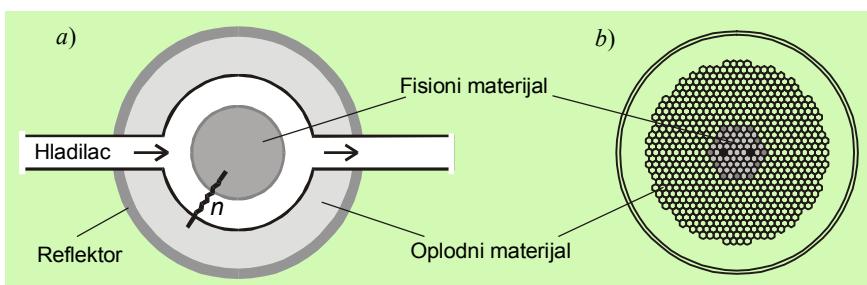
1. Konvertorski reaktori su oni reaktori kod kojih je  $C < 1$ , ali ne mnogo. Tada je utrošeno gorivo delimično nadoknađeno.
2. Oplodni reaktori ili brideri (od engleskog *to breed* - možiti se, ploditi se, izleći), su

<sup>54</sup> Danas se na tržištu mogu kupiti hemikalije koje sadrže uranijum, ali samo DU. Za hemijske operacije ovo, svakako, nema značaja. Količine uranijuma koje se troše u ove svrhe su ipak zanemarljive u poređenju sa zalihama. Najnoviji „izum” su protivoklopni meci (potkalibarska municija) koji se liju od osiromašenog uranijuma.

<sup>55</sup> Ovaj uranijum se razlikuje od gornjeg u tome što pokazuje značajnu  $\gamma$ -radioaktivnost, koja potiče od u reaktorima stvorenih izotopa  $^{236}\text{U}$  i  $^{232}\text{U}$  i njihovih potomaka, pa tako nije za hemijsku primenu. Ipak, u principu je mogućno mešati ga s plutonijom i kao takvog koristiti kao novo gorivo. Koristi se i kao „tamper” kod nuklearnih bombi (pr. 7-P.8.2).

reaktori kod kojih je  $C > 1$ . Oplodnja se vrši u reaktorima na brze neutrone, čija je obloga od oplodnog materijala, i gde se višak neutrona koristi na ovaj način. Oni stvaraju više fisilnog materijala nego što troše. Kaže se da „oplodjuju“ gorivo. Iz njih se povremeno može izdvajati stvoreni višak fisilnog nuklida i koristiti kao osnovno gorivo u drugim reaktorima. Princip rada oplodnih reaktora je ilustrovan na slici 7.9.

Uslov za brider je da faktor umnožavanja neutrona u gorivu,  $\eta$ , mora biti veća od



**Slika 7.9.** Princip rada oplodnog reaktora: a) shematski prikaz. b) raspored kanala u jednom oplodnom reaktoru. Svetlige šrafirani šestougaonici – aktivna zona ( $^{235}\text{U}$  ili  $^{239}\text{Pu}$ ); tamnije šrafirani šestougaonici – kontrolni elementi (šipke); crni – havarijske šipke; svetli – fertilni materijal ( $^{238}\text{U}$  ili  $^{232}\text{Th}$ ).

2: jedan neutron održava lančanu reakciju, a drugi oplodjuje gorivo.

S obzirom na velike rezerve  $^{238}\text{U}$  i  $^{232}\text{Th}$ , kao i nekih drugih izotopa, osnovano se smatra da su *brideri* jedan od glavnih izvora energije u budućnosti. Ipak, u poslednjih 50 godina izgrađeno ih je samo desetak, većinom eksperimentalnih, i to samo u razvijenim zemljama. Razlozi za ovo su u prenapregnutom radu ovih uredaja i visoke tehnologije koja je potrebna za njihovu konstrukciju i pogon.

Daćemo parametre danas najvećih oplodnih reaktora, prvog, francuskog nazvanog Superfeniks<sup>56</sup> (Superphénix) sa 1200 MW<sub>e</sub> i sovjetskog BN-1600, sa 1600 MW<sub>e</sub>. Oba imaju kao hladilac tečni natrijum. Bruto iskoršćenje toplotne je 40 odn. 38% a faktor oplodnje je od 1,2 do 1,4, što znači da se stvara 20 do 40% više novog fisilnog goriva no što je u jezgru utrošeno. Zbog izvesnih tehničkih nedostataka, francuski je reaktor 1997. godine obustavio rad.

*U odnosu na primenu reaktori se dele na:*

1. Eksperimentalne (nulti reaktori - kritični reaktori koji radi na vrlo maloj snazi, praktično nultoj; demonstracioni reaktori, prototipski reaktori);
2. Istraživačke (reaktori niskog, srednjeg ili visokog fluksa, impulsni reaktori itd.);
3. Reaktore za ozračivanje (proizvodnja izotopa, uticaj zračenja na materijale itd.);
4. Energetske reaktore. Oni su konstruisani tako da služe za proizvodnju električne, odnosno toplotne energije u opštem slučaju, pošto reaktor u energetskom smislu i nije ništa drugo do izvor toplote.

<sup>56</sup> „Feniks“ prema mitološkoj ptici koja se rađa iz svog pepela. Ovaj reaktor je poboljšana i uvećana verzija prethodnog, koji se nazivao Phénix.

Energetski reaktori se karakterišu parametrom snage. Naime, ukupna snaga reaktora je poznata ako se zna ukupan broj fisija u sekundi koje se odigraju u okviru zapremine reaktora, a on je dat kao

$$F = (\sigma n \Phi) V \quad (7.34)$$

gde je  $\sigma$  - efikasni presek za fisiju,  $n$  - broj atoma uranijuma/cm<sup>3</sup>,  $\Phi$  - fluks neutrona (broj neutrona/cm<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>),  $V$  - zapremina reaktora.

Gornji izraz sledi iz jednačine 6.16, kojom se definiše efikasni presek za nuklearnu reakciju. Polazeći od nje, a znajući da je fluks neutrona jednak intenzitetu po jedinici površine, može se napisati

$$F = \Delta N = \sigma Inx, \quad \Phi = \frac{I}{S}, \quad V = Sx. \quad (7.35)$$

Snaga reaktora izražena npr. u MW je data kao proizvod vrednosti  $F$  (ukupan broja fisija/s) i energijskog ekvivalenta jedne fisije<sup>57</sup>

$$W = 3,2 \cdot 10^{-17} F \text{ MW.}$$

Ovo je, naravno, termička snaga. Električna snaga, koja se obično deklariše kod nuklearnih elektrana, je manja i obično iznosi 1/3 termičke<sup>58</sup>, slično kao i kod klasičnih termoelektrana.

### 7.3.5 Nuklearne elektrane

To su postrojenja za proizvodnju električne i/ili toplotne energije kod kojih nuklearni reaktor služi za proizvođenje toplote. Sve ostalo je kao i kod drugih termoelektrana i svodi se na princip dobivanja pare pod pritiskom i njenim korišćenjem za pogon turbina. Snaga takvih elektrana može biti izražena kao toplotna, obično u jedinicama MW<sub>th</sub>, ili električna, MW<sub>e</sub>.

U svetu su krajem 1996. godine bile u pogonu 442 nuklearne elektrane, a u izgradnji još 36. U više zemalja one su proizvodile glavninu korišćene električne energije, npr. u Litvaniji i Francuskoj. Veliki otpor javnosti korišćenju nuklearne energije postoji u Nemačkoj, Švedskoj i Austriji itd. Kod nas je rad na nuklearnoj energetici čak zakonom zabranjen i kažnjiv, što je jedinstven slučaj u svetu!

Prvi reaktor namenjen isključivo proizvodnji struje pušten je u rad 1954. godine u gradu Obninsk - SSSR. To je bio heterogeni termalni reaktor s grafitnim moderatorom, vodom kao hladiocem i uranijumom obogaćenim do 5% izotopom <sup>235</sup>U kao gorivom. Snage ovog reaktora su: P<sub>th</sub> = 30 MW, P<sub>e</sub> = 5 MW. Temperatura izlazne

<sup>57</sup> 1 fisija  $\approx 200 \text{ MeV} = 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ J} = 3,2 \cdot 10^{-17} \text{ MJ}$ . Otuda je energijski ekvivalent E =  $3,2 \cdot 10^{-17} \text{ MJ/fisija}$ . P = F (fisija/s) E (MJ/fisija).

<sup>58</sup> To je posledica II principa termodinamike, gde iz Carnoovog ciklusa sledi vrednost koeficijenta iskoršćenja toplotne mašine, koja je ravna  $\kappa = (T_1 - T_2)/T_1$ , gde su T<sub>1</sub> i T<sub>2</sub> maksimalna odnosno minimalna temperatura u ciklusu.

pregnjane pare je  $280^{\circ}\text{C}$ , pritisak 12 bar.

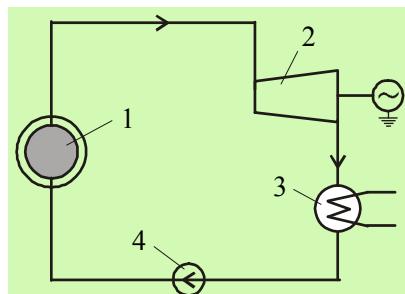
Konstrukcija nuklearne elektrane zavisi od tipa reaktora koji se koristi. Razvoj elektrana u svetu je išao različitim smerovima, ali se one prema tipu reaktora mogu svrstati u nekoliko klasa:

*Reaktori hlađeni gasom.* Nose međunarodnu oznaku GCR (Gas Cooled Reactor). Prvi energetski reaktor ovoga tipa proradio je 1956. godine kod mesta Kolder Hol (Colder Hall) u V. Britaniji. U jezgru je kao gorivo imao 127 t prirodnog uranijuma u obliku metala, moderator je bio grafitni (650 t), a imao je i dodatnih 490 t grafta u funkciji reflektora. Hlađen je gasovitim ugljen-dioksidom koji napušta reaktor s temperaturom od  $340^{\circ}\text{C}$ . Snaga reaktora je bila  $225 \text{ MW}_{th}$ , snaga elektrane  $40 \text{ MW}_e$ , a  $\kappa = 17\%$ . Danas je elektrana van pogona. Glavna namena ovog reaktora je ipak bila proizvodnje plutonijuma u vojne svrhe, pa efikasnost nije bila primarna.

Ovaj tip reaktora je znatno usavršen. Gorivni elementi od metalnog uranijuma su zamenjeni sinterovanim  $\text{UO}_2$  s malo obogaćenim uranijumom, temperatura izlaznog gasa je povišena, pa je dostignuta vrednost koeficijenta  $\kappa$  od oko 40%. Ograničenje ove konstrukcije je i reakcija ugljen-dioksida s grafitom,  $\text{CO}_2 + \text{C} = 2\text{CO}$ , koja započinje na višim temperaturama, pa se sada reaktori ovakvog tipa hlađe helijumom. Njihova međunarodna oznaka je AGR (Advanced Gas Cooled Reactor).

*Reaktori s ključajućom vodom.* Nose međunarodnu oznaku BWR (Boiling Water Reactor). To su reaktori moderisani i hlađeni lakom vodom. Gorivni elementi su potopljeni u vodu. Para stvorena na račun energije fisije se direktno vodi do turbine elektrane, odakle se skondenzovana vraća u reaktor. Gorivo je slabo obogaćeni uranijum (2,5-3,5%). Temperatura dobivene pare je  $286^{\circ}\text{C}$ , pritisak 72 bar (kod elektrane Peach Bottom-SAD), snaga  $1198 \text{ MW}_e$ ,  $\kappa = 32\%$ . Shema ovakve elektrane je data na slici 7.10.

Danas je u svetu oko 20% instalisanih reaktora ovoga tipa. Oni imaju dva osnovna nedostatka. Jedan je mogućnost kontaminacije parogeneratora fisionim proizvodima u slučaju prskanja košljice gorivnih elemenata, a drugi to što reaktorski sud, koji je pod velikim pritiskom pare, mora biti masivan. Njegovo spajanje se mora izvesti u fabriči, a kako su mu dimenzije velike (visina 20-30 m) to postoje teškoće u transportu do gradilišta i u montaži, a time i ograničenja u instalisanoj snazi. Međutim, u Sovjetskom Savezu je nastala ideja da se izgradi reaktor sa ključajućom vodom koji nema centralni reaktorski sud, već se sastoji od većeg broja autonomnih reaktorskih kanala, u kojima voda isparava nezavisno. Moderator je grafit. Tako je nastala konstrukcija РБМК (Реактор большой мощности - канальный) kojom su prevaziđeni problemi sa transportom i ograničenjem snage. Takvih je reaktora dvadesetak na



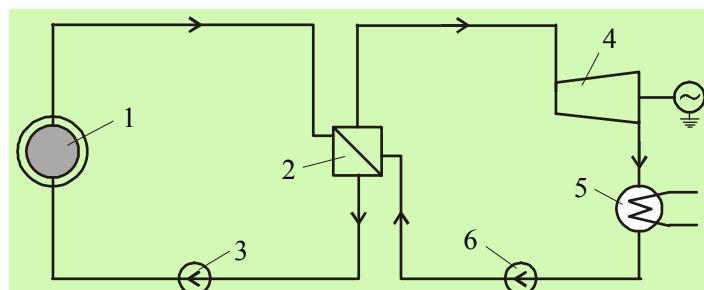
Slika 7.10. Shematski prikaz nuklearnog energetskog postrojenja sa reaktorom sa ključajućom vodom: 1 – reaktor, 2 – generator struje, 3 – kondenzator pare, 4 – cirkularna pumpa.

teritoriji bivšeg SSSR. Uobičajene snage su  $1000 \text{ MW}_e$ , ali je izgrađen i РБМК-1500, koji ima snagu od čak  $1500 \text{ MW}_e$ . I reaktor u Černobilju-Ukrajina na kojem se dogodila ogromna havarija 1986. godine, je tipa РБМК-1000.

*Reaktori s vodom pod pritiskom.* Nose međunarodnu oznaku PWR (Pressurized Water Reactor). Da bi se sprečila kontaminacija generatorskih postrojenja, koja je moguća kod BWR reaktora, prenos toplote kod ovog tipa se ostvaruje u dva ciklusa: vodi koja je u kontaktu s gorivom ne dozvoljava se da ključa jer je pod visokim pritiskom. Njena temperatura može biti i iznad  $300^\circ\text{C}$ . Ona odnosi toplotu iz reaktora i u izmenjivaču toplote je predaje vodi iz sekundarnog ciklusa, koja ključa i kao para odlazi do turbina. Shema ovakve elektrane je data na slici 7.11.

Danas je oko 50% instalisanih elektrana u svetu ovoga tipa. Ovaj se princip primenjuje i kod reaktora koji pogone brodove i podmornice. NE Krško u Sloveniji je tipičan primer ovakve elektrane. Ona ima gorivo od slabo obogađenog uranijuma. Reaktor se puni sa 120 gorivnih elemenata koji sadrže tablete sinterovanog  $\text{UO}_2$  (ukupno 56 t). Moderator i hladilac je obična voda. Temperatura vode koja napušta gorivne elemente je  $343^\circ\text{C}$ , a radni pritisak 160 bar, dakle više nego udvostručen u odnosu na BWR reaktore. Snaga:  $1882 \text{ MW}_{th}$  i  $632 \text{ MW}_e$ .

Ovaj se princip primenjuje i kod reaktora koji služe za pogon brodova i podmornica. Ovde je privlačan aspekt činjenica da se može ploviti godinu dana i više bez ukrcavanja novog goriva. Nuklearne podmornice ne moraju izranjati na površinu, jer nuklearnom motoru nije potreban vazduh za pogon.



Slika 7.11. Shema elektrane sa reaktorom PWR: 1–reaktor, 2–izmenjivač toplote, 3–cirkularna pumpa primarnog ciklusa, 4–generator struje, 5–kondenzator pare, 6–cirkularna pumpa sekundarnog ciklusa.

U gorivu reaktora tipa PWR snage  $1000 \text{ MW}_e$  za godinu dana se nagradi oko 710 kg  $^{239}\text{Pu}$ . Od toga u reaktoru „izgori“ 440 kg, tako da preostaje 270 kg. Ovaj plutonijum sadrži značajne količine izotopa  $^{240}\text{Pu}$  i viših. Ovo je razumljivo jer je gustina neutrona ovde za dva reda veličine veća nego kod velikih grafitnih reaktora.

U istočnoj Evropi su rasprostranjeni sovjetski reaktori ovog tipa s oznakom ВВЭР (Водо-водянный энергетический реактор), kojih ima i u Češkoj, Slovačkoj, Mađarskoj, Ukrajini, Litvaniji, Bugarskoj i Finskoj. Svetska javnost pokazuje veliki strah od bugarskih reaktora ovog tipa na Dunavu, kod mesta Kozloduj. Ipak, dva

identična reaktora u Finskoj se stalno nalaze u vrhu liste najpouzdanijih reaktora Evrope, što govori da je održavanje veoma bitno.

Specifična klasa reaktora sa vodom pod pritiskom su „teškovodni” reaktori. Nose međunarodnu oznaku PHWR (Pressurized Heavy Water Reactor). Koriste tešku vodu kao moderator i hladijac, a prirodni uranijum kao gorivo. Rade na istom principu kao PWR reaktori. U sekundarnom ciklusu je obična voda. Glavni nosilac ove tehnologije u svetu je Kanada sa svojim CANDU (CANada, Deuterium, Uranium) reaktorima. Ova tehnologija je privlačna za zemlje u razvoju jer ne zahteva obogaćivanje uranijuma, mada zahteva separacioni rad za dobivanje teške vode, ali je takvom tehnologijom lakše ovladati. Osim toga eliminiše se zavisnost od velikih sila koje imaju monopol na obogaćivanje uranijuma. U gorivu ovakve elektrane od  $1000 \text{ MW}_e$  posle godinu dana rada preostane oko 500 kg plutonijuma.

Danas je u svetu oko 7% reaktora ovoga tipa. Pored Kanade ovakve reaktore imaju Indija, Rumunija itd. I u SFRJ su tokom osamdesetih godina XX veka postojali ozbiljni planovi za izgradnju četiri teškovodna reaktora, svaki snage od po  $1000 \text{ MW}_e$ .

*Proizvodni reaktori (prilog 7-P.3).*

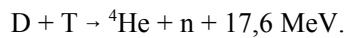
**7.3.6 Bezbednost nuklearnih reaktora (prilog 7-P.4)**

**7.3.7 Odvodenje viška toplotne energije (prilog 7-P.5)**

**7.3.8 Prirodni nuklearni reaktor - fenomen Oklo (prilog 7-P.6)**

## 7.4 TERMONUKLEARNA FUZIJA

Termonuklearna fuzija je proces u kojem se dva laka jezgra (s malim energijama veze po nukleonu) na ekstremno visokim temperaturama i pritiscima spajaju u jezgro kod kojeg je taj odnos veći, na primer



Proces ide uz oslobođanje velike količine energije. Ta činjenica otvara perspektivu za proizvodnju energije na račun fuzije lakingih jezgara, koja se intenzivno istražuje već decenijama, ali koja se još nije približila komercijalnoj eksploraciji u termonuklearnim reaktorima.

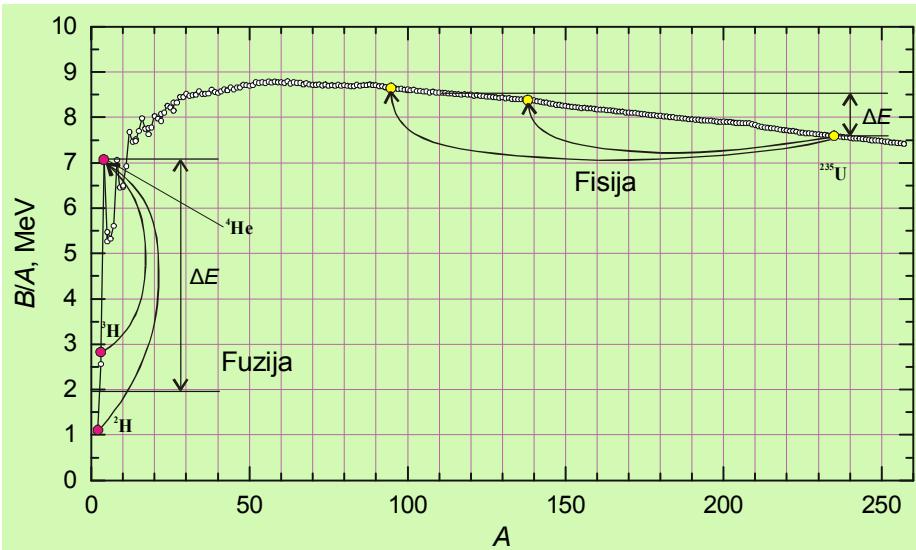
U širem smislu fuzija jezgara je svako stapanje dva laka (ne nužno i laka) jezgra uz nastanak novog, težeg jegra, pri čemu taj proces ne mora biti egzoenergijski. Izotopi najtežih danas poznatih hemijskih elemenata (rednih brojeva 110, 111 i 114 npr.) su dobiveni fuzijom relativno teških jezgara, ali ovde takva fuzija nije u centru pažnje.

Energija koja se oslobođi u nuklearnim transmutacijama je, u proseku, za oko milion puta veća od energije koja se oslobođi u hemijskim reakcijama, tablica 7.4. Pri tome je, naravno, dobijena energija ekvivalentna defektu mase.

**Tablica 7.4**  
Energija nekih hemijskih i nuklearnih reakcija

Reakcija	$\text{kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$	$\text{eV}\cdot\text{molekul}^{-1}$
$\text{H}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}$	242	25
$\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$	394	41
${}^{60}\text{Co} \rightarrow {}^{60}\text{Ni} + \beta^- + \nu(-)$		$2,5 \cdot 10^6$
${}^{235}\text{U} + \text{n} \rightarrow \text{fisioni proizvodi}$		$200 \cdot 10^6$

Elementi iz sredine Periodnog sistema (srednjih masa) su najstabilniji hemijski elementi u prirodi, jer imaju najveće vrednosti energije veze po nukleonu,  $B/A$  (slika 7.12). U skupinu takvih elemenata spadaju gvožđe i njegovi susedi u Periodnom sistemu. Svaki pokušaj njihove transformacije na jednu ili drugu stranu, tj. bilo u lakše ili teže elemente, iziskuje, u konačnom bilansu, utrošak energije, pošto u takvim procesima raste masa. Elementi srednjih masa zato ne predstavljaju moguće izvore energije, već to mogu biti samo elementi na krajevima krive.



Slika 7.12. Srednja energija veze po nukleonu. Oslobođanje energije pri fuziji lakih i pri fisiji teških jezgara (shematski prikaz).

Postoje dva načina da se na račun smanjenja mase, tj. povećanja energije veze po nukleonu, dobije energija. To su *fisija*, o kojoj je već bilo govora, i *fuzija* jezgara, o kojoj će sada biti više govora, a što je ilustrovano na slici 7.12.

$$\varepsilon_{\text{čest.}} = Z_A Z_B \frac{e^2}{D} \quad (7.36)$$

Fuzija jezgara ne ide spontano već da bi do nje došlo neophodno je da jezgra koja treba da se fuzionišu imaju kinetičku energiju dovoljnu za prevladavanje kulanovske barijere, tj. ona moraju savladati sile međusobnog elektrostatičkog odbijanja. Visina barijere, pa time i minimalna energija čestica, se procenjuje iz formule koja je analogna [formuli 6.35](#) (koja se odnosi na nuklearne reakcije izazvane nanelektrisanim česticama - što fuzija u stvari i jeste)

$Z_A$  i  $Z_B$  - redni brojevi jezgara koja se sudaraju,  $e$  - elementarno nanelektrisanje,  $D$  - **poluprečnik sudara** u smislu onog datog na slici 6.5, tj. domet nuklearnih sila.

Zbog postojanja barijere fuzija je nuklearna reakcija sa pragom, a njen prinos se izražava efikasnim presekom, kao i kod drugih nuklearnih reakcija. Dakle, da bi se desila fuzija potrebno je da se čestice dovoljno ubrzaju. To se može postići na različite načine kao što su: ubrzavanje jezgara u akceleratorima u, zagrevanje sistema čestica do vrlo visokih temperatura, naglim isparavenjem ili sličnim postupcima. Do danas je razvijeno na eksperimentalnom nivou nekoliko takvih postupaka.

#### 7.4.1 Najvažnije reakcije fuzije

Od svih mogućih reakcija fuzije najinteresantije su fuzije različitih izotopa vodonika, kao i malog broja nekih drugih lakih elemenata, prikaz u tablici 7.5.

Među navedenim reakcijama od praktičnog značaja mogu biti jedino reakcije D-D i D-T, navedene pod brojevima 4 i 5, jer samo one imaju relativno velike prinose (efikasne preseke). Istovremeno to su i reakcije koje imaju niske pragove temperature. Prinosi dve navedene reakcije fuzije su predstavljeni na slici 7.13a u funkciji temperature. Sve ostale reakcije iz tablice su sa znatno manjim prinosima. Tako na primer, reakcija koja je navedena pod brojem 1 ima izuzetno mali efikasni presek  $\sigma = 10^{-23}$  b, dakle, veoma je spora. Ona se odvija u zvezdama u okviru tzv „p-p” ciklusa.

**Tablica 7.5**  
Najvažnije reakcije fuzije

R. broj-tip	Reakcija (MeV po čestici)	Q, MeV
Izotopi vodonika		
1. p-p	$H + H \rightleftharpoons {}^2He^* \rightarrow {}^2H + \beta^+ + \nu$	1,4
2. p-d	$H + D \rightarrow {}^3He + \gamma$	5,5
3. p-t	$H + T \rightarrow {}^4He$ ${}^3He (0,82) + n (2,45) [50\%]$	19,8 3,27
4. d-d	$D + D \rightleftarrows$ $T (1,01) + H (3,02) [50\%]$	4,03
5. d-t	$D + T \rightarrow {}^4He (3,5) + n (14,1)$	17,6
6. t-t	$T + T \rightarrow {}^4He + n$	11,3

Ostale reakcije		
7.	$D + {}^3He \rightarrow {}^4He (3,6) + p (14,7)$	18,3
8.	$D + {}^6Li \rightarrow {}^2He (22,4)$	

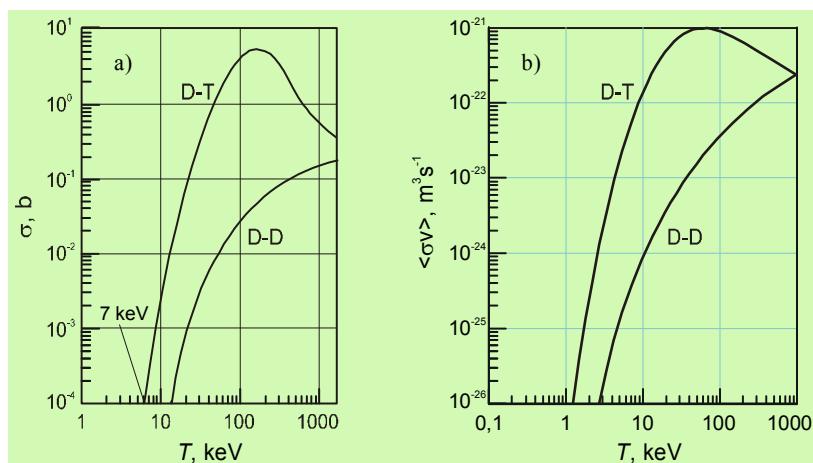
Uobičajeno je kada se govori o termonuklearnoj fuziji da se temperature izražavaju u jedinicama energije, najčešće u keV<sup>59</sup>.

Nije sada, na osnovu dijagrama datog na slici 7.13a, teško zaključiti da je od prikazane dve reakcije D-T ipak povoljnija iz tri razloga:

- (i) ima niži prag temperature,
- (ii) ima znatno veći efikasni presek na svim temperaturama sa maksimumom na oko 10<sup>9</sup> K,
- (iii) oslobođa ≈3,5 puta veću energiju po nukleonu, što je ilustrovano sledećim kratkim proračunom, a uz korišćenje podataka o oslobođenim energijama, koji su dati u tablici 7.5

$$\frac{Q}{A}; \quad \frac{17,6}{5} : \frac{4,03}{4} = 3,5 : 1 \quad (7.37)$$

Ako se energija koju oslobođa D-T reakcija uporedi sa energijom fisije doći će se do zaključka da je ona ≈4 puta veća od fisione, računajući po jedinici mase, tj. po nukleonu. Poređenje fisije <sup>235</sup>U i D-T fuzije daje



Slika 7.13. a) efikasni preseci za reakcije fuzije D-D i D-T kao funkcija temperature, b) koeficijenti brzine reakcija D-T i D-D u funkciji temperature.

<sup>59</sup> Za preračunavanje se uzima relacija između absolutne temperature i (najverovatnije) energije čestica po Maksvelovoj raspodeli. Tako npr. 1 eV je ekvivalentan temperaturi od  $1,160 \cdot 10^4$  K:  $\epsilon = kT = (8,617386 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}) \cdot (1,160 \cdot 10^4 \text{ K}) = 1 \text{ eV}$ .

$$200 \text{ (MeV)} : 235 \text{ (nukleona)} = 0,85 \text{ MeV/nukleonu,}$$

$$3,5 : 0,85 = 4,1.$$

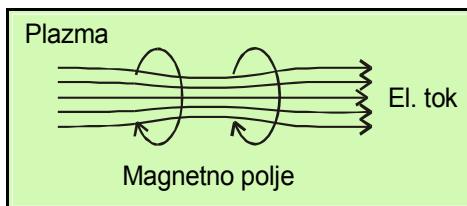
No, D-T reakcija, pored svojih dobrih karakteristika, sa praktičnog stanovišta ima i neke mane: jedna od komponenti goriva je tritijum (T), koga nema u prirodi već se mora proizvoditi, što nije jednostavno. Osim toga on je i radioaktivno.

#### 7.4.2 Ostvarivanje fuzije u eksperimentalnim uslovima

Da bi do fuzije došlo potrebno je materijal koji se fuzioniše dovesti u stanje izuzetno visokih temperatura, reda milijarde kelvina (dijagram, slika 7.13a). Ostvariti to na konvencionalan način je praktično nemoguće jer ne postoje materijali koji mogu izdržati tako visoke temperature. Zato su razvijene metode da se to ostvari bez kontakta sa zidovima suda u kojem se održava reakcija. Postoje više načina, ali su najpoznatija dva

1. *Tokamak*. Sam naziv tokamak je akronim ruskih reči **Тороидальная камера с магнитным катушками** (*Toroidna komora sa magnetnim kalemima*).

To je fuziona mašina, čije su idejno rešenje razradili sovjetski fizičari Tam i Saharov još 1950. godine, a koja je napravljena 1955. u SSSR pod rukovodstvom Arcimovića. Tokamak se zasniva na tzv. pinč efektu (*engleski pinch - uštinuti*).

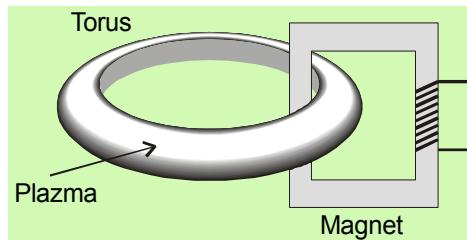


Slika 7.14. Ilustracija pinč efekta.

*Pinč efekt* je pojava sažimanja plazme pod uticajem magnetnog polja. Naime, ako se gasna smeša deuterijuma i tritijuma izloži snazi visokofrekventnom i visoko-naponskom pražnjenju onda će ona preći u plazmu, tj. stanje jonizovane materije. Na jednoj strani postoje elektroni otkinuti od atoma, a na drugoj joni. Ove nanelektri-sane vrste

se kreću pod uticajem napona u suprotnim smerovima, što predstavlja struju. Električna struja u plazmi indukuje magnetno polje, kako je to prikazano na slici 7.14. To polje samo po sebi sažima, tj. konfinira (prostorno ograničava) plazmu na manju zapreminu od početne. Ako se magnetno polje spolja pojača dodavanjem magneta onda se pražnjenje u plazmi može odvojiti od zidova suda i sabiti do vrlo malih preseka, tako da se dobije „konac“ duž osovine suda, koji nema kontakta sa zidovima. Plazma se tako zagreje do vrlo visokih temperatura i dostigne velike gustine, pa se u njoj može ostvariti fuzija. Problemi se pojavljuju sa održavanjem takvog stanja za duže vreme.

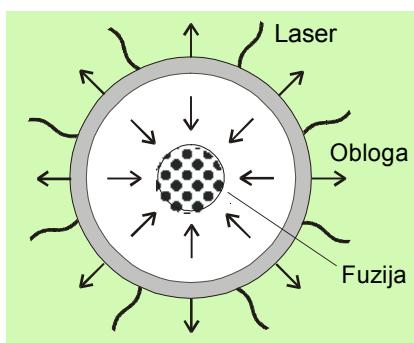
U tokamaku se koristi sud toroidnog oblika (*torus* je geometrijsko telo koje se dobija rotacijom kruga oko ose koja ga ne preseca - kao guma od auta) jer su analize pokazale da je to optimalno rešenje, slika 7.15.



Slika 7.15. Fuzioni reaktor tipa tokamak.

2. *Inercijalna konfinacija*. To je drugi, kvalitativno različit način ostvarenja visokih gustina i temperatura. Ideja se sastoji u tome da se D-T gorivo naglo komprimuje impulsnom energijom (impulsima čestica visokih energija - elektrona ili jona, ili laserske svetlosti) i dovede u stanje visokog pritiska i temperature bez uticaja spolja. Trajanje impulsa je reda pikosekunde ili nanosekunde. Naziv *inercijalna konfinacija* potiče otuda što se komprimovane čestice drže zajedno zahvaljujući sopstvenoj masi.

U praksi se to ostvaruje tako što se gorivo u čvrstom stanju zatopi u ampulu od stakla ili plastike mikroskopskih dimenzija (kuglice prečnika 1-4 mm) i pusti da pada određenom brzinom u vakuumu. U tačno određenom momentu na ampulu koja pada se sinhronizovano usmeri fokusirano zračenje nekog impulsnog lasera iz više pravaca.



Slika 7.16. Inercijalna konfinacija čvrstog D-T goriva pod dejstvom lasera.

Pošto je obloga ampule napravljena od materijala koji dobro apsorbuje zračenje, ona isparava strahovitom brzinom, a jezgra ispod nje, zahvaljujući uzmaku, se nabijaju prema centru ampule, povećavajući u vrlo kratkom vremenu gustinu i za 1000 puta ( $\sim 100$  Mbar). Pri tome raste temperatura i ostvaruje se fuzija. Neophodne gustine su, inače,  $10^3$ - $10^4$  puta veće od gustine čvrstog stanja materije. Ilustracija ovoga efekta je data na slici 7.16. Najčešće korišćeni izvori impulsne pobude su laseri, posebno laser kod kojega je aktivna sredina Nd:YaG staklo<sup>60</sup>, kao i CO<sub>2</sub> laser<sup>61</sup>.

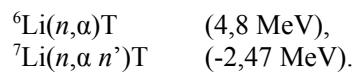
3. „*Hladna fuzija*“. U proleće 1989. godine praktično istovremeno su objavljena dva rada, oba urađena u američkoj državi Juta, u kojima je saopšteno da je ostvarena fuzija D-D u sasvim jednostavnoj, staklenoj elektrolitičkoj ćeliji, pri sobnim uslovima. Ova „fuzija“ je zbog toga dobila naziv „*hladna fuzija*“, [prilog 7-P.7](#).

<sup>60</sup> Na principu Nd:YaG lasera radi uređaj Šiva (SAD), kasnije proširen i nazvan Nova, kao i japanski uređaj GEKKO-XII.

<sup>61</sup> Poznat je jedan takav sovjetski uređaj - Кальмар.

### 7.4.3 Uslovi praga reakcije - temperatura plazme i Lousonov kriterijum

S obzirom na dosadašnje rezultate fuzionih istraživanja smatra se da će budući fuzioni energetski reaktori biti zasnovani na magnetskoj konfinaciji visokotemperaturske plazme u mašinama tipa tokamak. U takvom termonuklearnom reaktoru gorivo je smeša *deuterium-tritijum* (D-T) u odnosu 1:1. Deuterijuma ima u prirodi i on je relativno jeftin u odnosu na tritijum. Ovaj poslednji se mora proizvoditi i to je moguće izvesti neutronskim ozračivanjem  $^6\text{Li}$  u fisionim reaktorima. Međutim obezbeđivanje tritijuma na takav način bi bilo veoma skupo, pa koncept fuzionog reaktora podrazumeva njegovo kontinuirano proizvođenje iz litijuma, ali sada sa fuzionim neutronima u sledećim reakcijama:



Ovde se, dakle, radi o oplodnjni tritijuma. Zbog toga ovi reaktori imaju oblogu (blanket, § 7.4.4) oko reakcione zapremine koja sadrži litijum. Sumarno, proces oplodnje je egzoenergijski, pri čemu iznos energije koja se oslobađa zavisi od izotopskog odnosa  ${}^6\text{Li}$  i  ${}^7\text{Li}$ . Uzima se da je taj iznos 2,5 MeV, što uvećava prinos energije po jednoj D-T fuziji na  $Q_{\text{D-T}} = 20,1 \text{ MeV}$  (17,6 MeV direktno iz fuzije i 2,5 MeV iz oplođujućih reakcija).

Niže će biti date osnove magnetskog konfiniranja plazme u tokamaku i uslovi koji moraju biti zadovoljeni.

Da bi energija koja se oslobađa u termonuklearnoj fuziji mogla biti efikasno korišćena neophodno je da se reakcije fuzije odigravaju što masovnije, tj. da brzina reakcije bude što veća, i da gustina sredine u kojoj se to dešava, a to je visokotemperaturska plazma, bude relativno velika.

Govoreći hemijskim jezikom D-T reakcija je bimolekulska. Njena brzina u tokamaku je stoga dominantno određena proizvodom koncentracija reaktanata, kao i specifičnim svojstvima reakcione smeše, koje su izražene kroz efikasni presek za fuziju s jedne strane, i brzine čestica, sa druge

$$\kappa = n^2 \langle \sigma v \rangle \quad \text{reakcija m}^{-3} \text{s}^{-1} \quad (7.38)$$

$n$  - koncentracija jezgara,  $n = [\text{D}] = [\text{T}] \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$  u plazmi, što u stvari predstavlja gustinu plazme;

$\langle \sigma v \rangle$  - srednja vrednost proizvoda efikasnog preseka ( $\text{m}^2$ ) za fuziju i relativne brzine čestica u sudaru ( $\text{m s}^{-1}$ ), što je u potpunosti analogno konstanti brzine u hemijskoj kinetici, a obično se naziva koeficijentom brzine.

U okviru navedenog proizvoda i  $\sigma$  i  $v$  su veličine koje su zavisne od temperature, pa se pomoću nje mogu i kontrolisati. **Temperatura plazme** je, dakle, prvi i može se reći najvažniji parametar tokamaka. Ako je plazma u stanju termodynamičke ravnoteže, brzine čestica se kreću u rasponu od 0 do beskonačno, a raspoređene su po **Maksvelovoj funkciji raspodele**, pa je gornji proizvod u stvari usrednjen po toj raspodeli, tj.

$$\langle \sigma v \rangle = 4\pi \left( \frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{1/2} \int_0^{\infty} \sigma(v) v \cdot e^{-\frac{\mu v^2}{2kT}} dv \quad (7.39)$$

gde je  $\mu$  redukovana masa čestica u sudaru.

Ta zavisnost je data na slici 7.13b. Iz nje se vidi da vrednost proizvoda u početku naglo raste sa temperaturom. **Kritična** vrednost temperature za rad fuzionog reaktora sa magnetnom konfinacijom, kako se sa navedene slike može proceniti, je oko 10 keV.

Iz brzine fuzione reakcije se moze proceniti i **gustina fuzione snage** oslobođene u jediničnoj zapremini homogene D-T plazme ( $W_f$ ), kao proizvod brzine reakcije i energije proizvedene po jednom aktu fuzije

$$W_f = n^2 \langle \sigma v \rangle Q_{D-T} \text{ MeV m}^{-3} \text{s}^{-1}. \quad (7.40)$$

Drugi važan parametar tokamaka je **vreme konfinacije** ili održavanja plazme

$$\tau_c = \frac{\text{ukupna energija plazme}}{\text{brzina gubitka energije u okolini}} \text{ (s)}, \quad (7.41)$$

Ono predstavlja vreme za koje temperatura plazme ostaje konstanta. Zavisi uglavnom od načina grejanja plazme.

Važan parametar plazme je i **kavlitet konfiniranja**, koji se izražava proizvodom  $n\tau_c$ . S tim u vezi, da bi do fuzije uopšte došlo neophodno je da bude zadovoljen tzv. Lousonov (Lawson) kriterijum, a on kaže da kvalitet konfiniranja mora imati odgovarajuću vrednost datu sledećom nejednačinom, čija je desna strana funkcija temperature kao nezavisno promenljive, ali i još nekih parametara, tj.

$$n\tau_c \geq \frac{3T}{\frac{\eta}{1-\eta} \frac{\langle \sigma v \rangle Q_{D-T}}{4} - \alpha T^2} \quad (7.42)$$

$\eta = \eta_e \eta_g$  - ukupan koeficijent konverzije snage koja napušta reaktorsku komoru ( $W$  - gustina snage, tj. snaga po jedinici zapremine),

$\eta_e$  - koeficijent konverzije (iskorišćenja) te snage u električnu,

$\eta_g$  - koeficijent konverzije dela te snage u snagu za grejanje plazme i njeno konfiniranje. Uzima se da je  $\eta \approx 1/3$ ;

$\alpha = 3,8 \cdot 10^{-29} \text{ J}^{1/2} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  je parametar koji je mera radijacionih gubitaka energije usled zakočnog zračenja.

Kad je proizvod na levoj strani jednak onome što daje funkcija na desnoj za date uslove, onda imamo ravnotežu utroška energije - energetska kritičnost (break-even). Tada je energija oslobođena u fuziji jednaka uloženoj.

Desna strana jedn. 7.42 je funkcija samo temperature. Grafički je predstavljena na slici 7.17 (puna linija), pri vrednosti koeficijenta  $\eta \approx 1/3$ . Vidi se da ova funkcija za D-T plazmu ima minimum na  $T \approx 25 \text{ keV}$  sa vrednošću  $n\tau_c = 7 \cdot 10^{19} \text{ s m}^{-3}$ .

Za korišćenje reakcije fuzije u cilju dobivanja energije neophodno je da bude zadovoljen minimalan uslov, a to je da energija proizvedena u reaktoru na bazi magnetne konfinacije kompenzuje sve gubitke iz plazme. Osnovni gubici su radijacioni (usled zakočnog zračenja elektrona pri interakciji sa jezgrima D i T) i topotni gubici usled difuzije i konvekcije. Ukupna snaga tih gubitaka po jedinici zapremine ( $W$ ) je funkcija temperature, gustine plazme i vremena konfiniranja.

Za ravnotežu utroška energije (energetska kritičnost), da bi do fuzije došlo neophodno je da maksimalna snaga koja se posle svih konverzija može vratiti u sistem, a to je  $\eta W$ , bude veća od „Lousonove snage”,  $W_b$ , tj. da bude zadovoljen uslov  $\eta W > W_b$ , što je ekvivalentno onome što na drugi način izražava jednačina 7.42.

Pri dobijanju Lousonovog kriterijuma prepostavlja se da se snaga grejanja kontinualno dovodi u sistem. Međutim, kad se on zadovolji, a temperatura plazme je iznad 5 keV, snaga fuzionih  $\alpha$ -čestica, čija je energija  $Q_\alpha$ , je dovoljna za grejanje plazme i kompenzovanje gubitka usled zakočnog zračenja, tako da se u te svrhe energija više ne mora dovoditi spolja. Tada kažemo da plazma „gori”, a uslov gorenja se izražava funkcijom

$$n\tau_c \geq \frac{3T}{\langle \sigma v \rangle Q_\alpha - \alpha T^{\frac{1}{2}}} \approx \frac{12T}{\langle \sigma V \rangle Q_\alpha} \quad (7.43)$$

Znak jednakosti u ovoj jednačini bi označavao uslov „paljenja” termonuklearne plazme. Prikazuje ga isprekidana linija na slici 7.17. Vidi se da kriva za D-T plazmu ima minimum na oko 30 keV i vrednost  $n\tau_c = 1.5 \cdot 10^{20} \text{ s m}^{-3}$ .

Iz navedenoga sledi da je poželjno ostvariti što veću koncentraciju jezgara koja se fuzionišu ( $n$ ) i to stanje održavati što duže ( $\tau_c$ ), da bi se iz sistema mogla izvlačiti energija. „Kritična” temperatura i Lousonov kriterijum trebalo bi da budu zadovoljeni istovremeno da bi došlo do „paljenja” plazme, a to nije jednostavno.

S obzirom na to da za rad fuzionog reaktora moramo kontinuirano dovoditi energiju (snagu) spolja, a istovremeno on sam (na račun fuzije) proizvodi određenu količinu energije, to takav reaktor u energetskom smislu možemo smatrati za pojačavač energije i snage. **Faktor pojačanja energije** reaktora se onda definiše relacijom

$$Q_E = \eta \frac{W_f + W_{in}}{W_{in}} \quad (7.44)$$

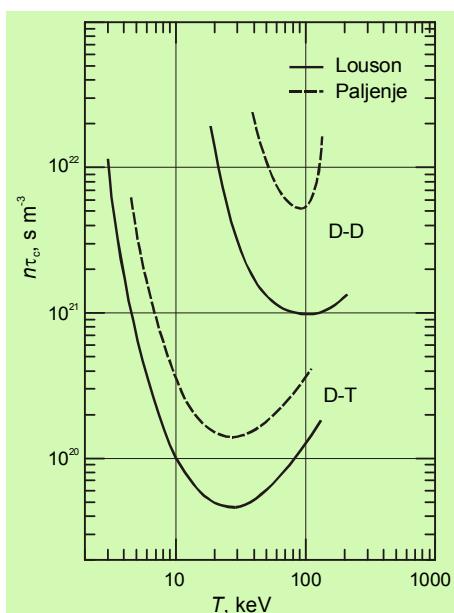
$W_{in}$  - snaga koja se dovodi u reaktor.

Sada, gledajući kroz ovu relaciju, vrednost  $Q_E = 1$  odgovara Lousonovom kriterijumu dok  $Q_E = \infty$  odgovara tzv. „uslovu paljenja” plazme. Ta dva uslova se takođe, kako je već rečeno, izražavaju i preko proizvoda  $n\tau_c$ , nejednačinama 7.42 i 7.43, što je grafički predstavljeno dijagramima na sl. 7.17.

Slično, može se definisati i faktor umnožavanja snage u reaktoru

$$Q_W = \frac{W_f}{W_{in}}. \quad (7.45)$$

Generalno, za magnetno konfiniranje se može reći da ga karakterišu relativno niske koncentracije plazme ( $n \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), visoke temperature ( $T = 10\text{-}15 \text{ keV}$ ) i relativno duga vremena održavanja ( $\tau_c \geq 1 \text{ s}$ ). Ako se ovakvi uslovi ostvare u tokamaku u D-T plazmi se mogu odvijati fuzione reakcije čija je energija dovoljna ne samo za održavanje gorenja, već i za dobijanje viška energije, iznad one uložene da se plazma dovede do uslova paljenja.



Slika 7.17. Lousonov kriterijum i uslov paljenja D-D odnosno D-T plazme.

(12,3 god) i lako ga je držati pod kontrolom. Pored njega radijacionu opasnost mogu predstavljati samo još materijali u reaktorskim komponentama aktivirani neutronima. Ali, sve u svemu, to je za nekoliko redova veličine niži rizik nego kod fisionih reaktora.

Rad fuzionog reaktora sa D-T gorivom zasniva se na iskorишćenju energije 14 MeV-skih fuzionih neutrona oslobodenih u D-T reakciji. Princip rada mogućeg fuzionog reaktora dat je na slici 7.18.

**Gorivo** za fuzioni reaktor bi bila smeša deuterijuma (D) i tritijuma (T) u odnosu 1:1,

<sup>62</sup> Postoji projekt koji se već ostvaruje, da se međunarodnom saradnjom više država (SAD, Rusija, EU, Japan, Koreja, Indija i Kina kao glavnim finansijerima) izgradi eksperimentalni tokamak reaktor nazvan **ITER** (International Thermonuclear Experimental Reactor). Projekt se realizuje na lokaciji Kadaraš (Cadarash), Francuska. Jugoslavija (SFRJ) je bila glavni kandidat za lokaciju ove mašine krajem osamdesetih.

#### 7.4.4 Fuzioni reaktori

Dok je tehnologija fisionih reaktora uspešno razvijena i danas se masovno koristi u komercijalne svrhe, dotle razvoj fuzionog reaktora, zbog niza tehnoloških pa i principijelnih problema, ide sporo i daleko je od primene u energetici. Ipak, planira se da će za 2-3 decenije ući u komercijalnu eksplataciju<sup>62</sup>. Ako bi do toga došlo dobili bi se reaktori koji bi imali znatne prednosti nad fisionim, iz niza razloga:

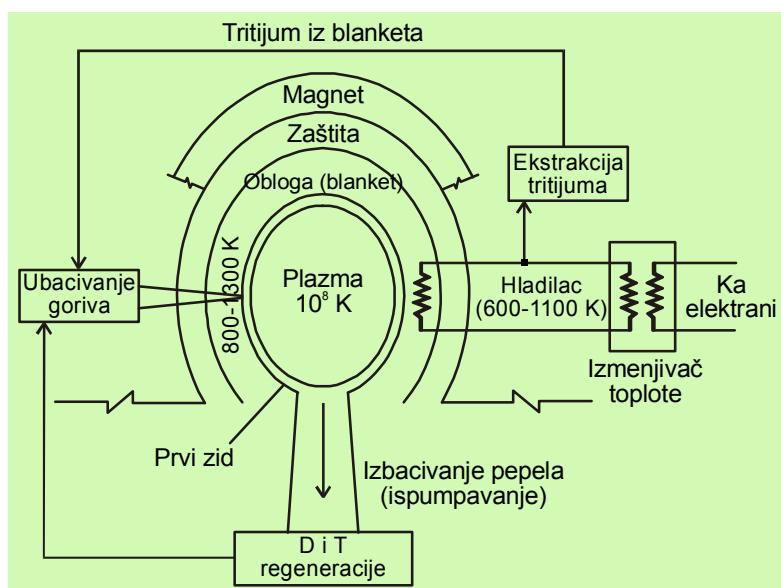
(i) Osnovne sirovine su znatno jevtinije; (ii) Postoji znatno manja radijaciona opasnost po okolinu jer među reaktantima i produktima reakcije samo je tritijum radioaktivran. Uzgred, on je veoma slab β-emiter, sa kratkim periodom poluživota

koja se kontinuirano ubacuje u centralnu zonu reaktora u kojoj gori plazma, i to ili u obliku gasa ili u obliku D-T peleta.

*Deuterijum* se nalazi u prirodi. Njegova koncentracija u ukupnom vodoniku je oko 0,015 mol %. Danas postoje industrijske metode za izdvajanje deuterijuma iz prirodnih resursa (kao sirovina se obično koristi voda) koje se baziraju na nekoj od metoda za separaciju izotopa. O tome će biti više reči u delu o izotopima i njihovom razdvajanju.

*Tritijum* se u prirodi nalazi u ekstremno niskim koncentracijama kao **kosmogeni radioizotop** (§ 3.4.3). Zbog toga se i ne pomišlja na njegovo dobivanje iz prirodnih izvora, već ga treba proizvesti. Izvesne količine tritijuma je moguće izdvojiti i iz vode-moderatora fisionih reaktora, ali se on obično proizvodi iz  $^6\text{Li}$  putem nuklearne reakcije navedene § 7.4.3, u fisionim reaktorima. Međutim, takva proizvodnja je skupa za ove svrhe, pa bi trebalo da se u fuzionom reaktoru tritijum kontinuirano proizvodio iz litijuma koji se nalazi u blanketu. Na taj način bi on kao sirovina bio potreban samo za startovanje reaktora, a kasnije bi se u reaktor uvodili samo litijum i deuterijum.

Ako se reaktor snabdeva gorivom a uslovi za fuziju su ispunjeni onda u centralnom delu reaktora gori fuziona plazma. Ona se pali, greje i održava na određeni način, što ovde neće biti razmatrano.



Slika 7.18. Shematski prikaz fuzionog tokamak reaktora.

**Izbacivanje „pepela”** znači ispumpavanje  $\alpha$ -čestica, tj. helijuma koji nastaje kao proizvod D-T fuzije, iz zone plazme da ne bi bilo remećeno njeno gorenje. Prethodno,  $\alpha$ -čestice koje nastaju prilikom fuzije deponuju svoju energiju od 3,5 MeV u plazmi u mnogobrojnim sudarima sa česticama ove poslednje. Na taj način se kompenzuju gubici energije iz reaktora i održava temperatura plazme na nivou koji je neophodan za kontinuirano odvijanje fuzione reakcije.

**Prvi zid reaktora** je jedan od njegovih kritičnih elemenata, jer on treba da ograniči visokotemperatursku plazmu od ostalih delova. On trpi najveće opterećenja jer je izložen fluksu neutrona i čestičnog zračenja i fluksu elektromagnetske radijacije iz plazme. Za materijale prvog zida biraju se oni koji imaju što niži tzv. faktor termičkog stresa. On je transparentan za neutrone ali ne i za gorivo.

**Materijalni omotač (blanket)** je jedan od najvažnijih delova fuzionog reaktora jer on prima oko 80% toplothe energije koja se u reakciji oslobodi. U njemu se:

- deponuje energija termalizacijom 14 MeV-skih fuzionih neutrona. U blanketu se oslobodi oko 95% energije neutrona. Primljena energija se predaje hladiocu, koji je dalje vezan sa izmenjivačem toplove i energetskim blokom;
- oplodjuje tritijum u već navedenoj reakciji  ${}^6\text{Li}(\text{n},\alpha){}^7\text{T}$  i u količini koja je dovoljna za rad reaktora (“samooplodivanje” reaktorskog goriva). Da bi izvršio funkciju oplodivača tritijuma blanket treba da sadrži litijum (kao tečni metal - tačkatopljenja 180°C, ili kao neko jedinjenje ili legura).
- multiplicira energija (reakcija neutrona sa  ${}^6\text{Li}$  je egzoenergijska, tako da je ukupni prinos energije po jednoj D-T fuziji u stvari 20,1 MeV),
- obezbeđuje efikasna zaštita superprovodnih magneta od brzih neutrona (ova funkcija se pojačava dodatnim slojem radijacione zaštite odmah iza blanketa),
- ako je potrebno, vrši oplodnja i fisionog goriva (kada blanket sadrži i sloj uranijuma).

U sastavu blanketa je i hladilac. Oplodeni tritijum prodire u njega i iz njega se ekstrahuje i vraća u reaktor kao gorivo.

## 7.5 NUKLEARNA ORUŽJA ([prilog 7-P.8](#))

## Prilozi 7-P

### 7-P.1 Kako radi nuklearni fisioni reaktor (detaljnije)

Sada se može postaviti pitanje zašto Fermi i saradnici već u prvom eksperimentu ozračivanja uranijuma neutronima u pokušaju da dobiju transurane nisu odleteli u vazduh? Ima više razloga. Pre svega treba uzeti u obzir sledeće činjenice:

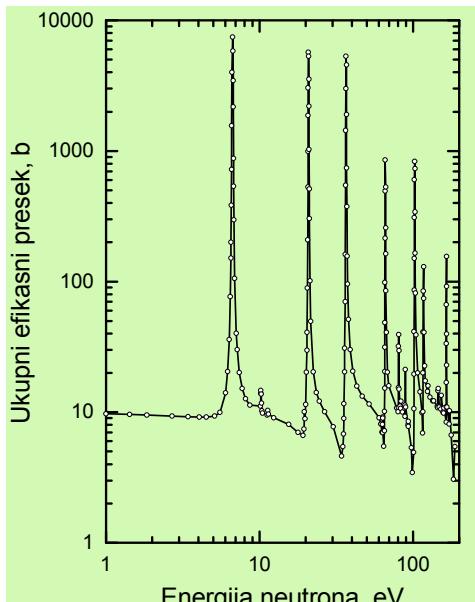
- Primarni neutroni fisije imaju prosečne energije od oko 2 MeV. Efikasni preseci za fisiju tako brzim neutronima su zanemraljivo mali, pa bi ih trebalo usporiti da bi efikasni presek bio što veći (zakon “ $1/v$ ”).
- Neutroni se usporavaju sudaranjem s drugim jezgrima. Ako se prva fisija desila u metalnom uranijumu, neutroni fisije se u njemu prakitčno neće usporiti, jer se sudaraju s veoma teškim jezgrima, već će napustiti sistem kao brzi. Potrebno je, dakle, prisustvo lakih jezgara, jer je tada usporavanje efikasnije (§ 4.3.2). Najbolji usporivač je vodonik.
- Poslednji uslov bi se mogao zadovoljiti ako se uranijum (u obliku neke soli, recimo sulfata) rastvor u vodi. Ipak, ni u ovakvom sistemu se lančana reakcija neće ostvariti, jer protoni imaju primetan efikasni presek za zahvat termalnih neutrona,  $\sigma_a = 0,33 \text{ b}$ , pa će znatan broj neutrona nestati u reakciji  $H(n, \gamma)D$ . Ni primenom teške vode,  $D_2O$ , koja je znatno bolji moderator,  $\sigma_a = 0,00049 \text{ b}$  (§ 6.4.4), lančana reakcija se neće odigravati iz sledećih razloga:

- Fisiji sporim neutronima je podložan samo izotop  $^{235}\text{U}$ , dok drugi prirodni izotop,  $^{238}\text{U}$ , to ne čini već apsorbuje neutrone ( $n, \gamma$ ) reakcijom. Kako je u prirodnom uranijumu odnos ovih dvaju izotopa 1:140, teži izotop uranijuma će apsorbovati višak neutrona fisije koji bi trebalo da dovedu do lančane reakcije. Tako ni upotreba teške vode ovde ne dovodi do rezultata.

Postoje ipak dva pouzdana rešenja za izlaz iz ovog naizgled čorsokaka.

- Prvo je u smanjenju koncentracije  $^{238}\text{U}$ , što je tehnološki ostvarivo. Ako raspolaćemo s uranijumom u kojem je koncentracija od prirodne - 0,7% povećana na recimo 20%, biće u principu omogućena lančana reakcija, uz neke dodatne uslove.

- Jedan je da se većina brzih fisionih neutrona uspori do termalnih energija. Da bi se to postiglo neutronima je potreban



Slika 7.19. Neutronski apsorpcioni spektar za reakciju ( $n, \gamma$ ) kod  $^{238}\text{U}$ .

određeni minimalni put kroz moderator, koji za vodu iznosi oko 5 cm. Drugi uslov se odnosi na količinu prisutnog uranijuma. Da je naš rastvor u sfernom sudu, njegov prečnik bi trebalo da premaša bar tri dužine usporavanja. Ovo je tzv. *kriticna zapremina*. I ovde postoji neophodan minimum koji se naziva *kriticna masa*. U našem slučaju to je reda veličine 500 grama.

Kada se svi ovi uslovi zadovolje, raspolažemo sistemom u kojem je mogućno ostvariti lančanu reakciju, tj.  $k > 1$ . Takvi sistemi su u praksi izvedeni i poznati su pod nazivom *homogeni reaktori*. Nisu našli širu praktičnu primenu, uglavnom zbog intenzivne radiolize rastvora i rezultujuće korozije. U ovu kategoriju spadaju i fine suspenzije goriva u moderatoru.

- Drugi prilaz (koji je u istorijskom redosledu ostvaren prvi) su tzv. *heterogeni reaktori*, izgrađeni po ideji koju su dali E. Fermi i L. Silar. Kod ovakvog reaktora nije neophodno obogaćivanje goriva izotopom  $^{235}\text{U}$ . Polazi se od toga da izotop  $^{238}\text{U}$  praktično ne apsorbuje *termalizovane* neutrone već da se apsorpcija događa na nešto višim energijama u rezonantnim maksi-mumima. Njih ima više a najizrazitiji se javlja kod energije neutrona od 7 eV ( $\sigma_a \approx 7000 \text{ b}$ ), [slika 7.19](#) (v. takođe [sl. 6.15](#)). Ideja heterogenog sistema se sastoji u tome da se odele gorivo i moderator. Fisioni neutroni napuštaju gorivo kao brzi, ulaze u moderator, u njemu se termalizuju, a onda difuzijom vraćaju u gorivo i izazivaju nove fisisije. Važno je da kada neutroni prilikom usporavanja padnu na „opasne” energije (7 eV) budu van domašaja  $^{238}\text{U}$ .

### 7-P.2 Brzi reaktori (detaljnije)

... Kod reaktora na brze neutrone voda ne dolazi u obzir kao hladilac, već se najčešće koristi istopljeni natrijum (temperatura topljenja  $98^\circ\text{C}$ , t. klj.  $883^\circ\text{C}$ ). Prenos toplove se ovde izvodi u tri kruga. Dva kruga se odnose na istopljeni metal jer natrijum prvog kruga reakcijom  $^{23}(\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na})$  biva aktiviran i postaje  $\beta, \gamma$ -emiter sa  $t_{1/2}$  od 15 h. Drugi krug tečnog metala u izmeni toplove s vodom proizvodi paru.

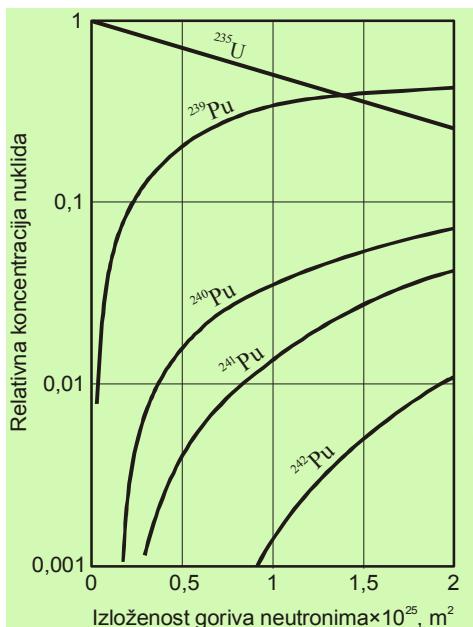
Kako je reaktivnost ovakvih sistema velika, znatan broj neutrona napušta aktivnu zonu. Ovi neutroni se najracionallije mogu iskoristiti za „oplodnj” novog goriva, o čemu će niže biti reči. Nisu našli veliku primenu kod energetskih postrojenja, ali se koriste u druge svrhe.

U kategoriju brzih reaktora se uslovno mogu svrstati i impulsni reaktori. Dva potkritična dela visoko-obogaćenog  $^{235}\text{U}$  ili  $^{239}\text{Pu}$  dovode se mehaničkim napravama u stanje neposredno pred nuklearnu eksploziju veoma kratko vreme. Tom prilikom se emituju neutroni izuzetno velikog fluksa, koji može biti  $10^3$  do  $10^4$  puta veći no kod običnih reaktora. Koriste se u istraživanjima u neutronskoj fizici, nuklearnoj hemiji i dr. Impulsnih reaktora je u svetu izgrađen veoma mali broj.

### 7-P.3 Proizvodni reaktori

Naziv „proizvodni reaktor” je eufemizam za reaktor čija je glavna namena za proizvodnju plutonijuma u vojne svrhe. Nastao je za vreme Drugog svetskog rata i održao se do danas.

Iako svaki uranijumski nuklearni reaktor proizvodi plutonijum, njegov izotopski sastav nije uvek isti. Reaktori visokog fluksa neutrona daće, pored primarnog  $^{239}\text{Pu}$ , i manje ili više njegovih težih izotopa,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  itd. ([slika 7.20.](#)), što nije poželjno pri konstrukciji plutonijumskih bombi ([7-P.8.1](#)). Plutonijum s više od 20%  $^{240}\text{Pu}$  ne smatra se fisilnim materijalom. Plutonijum s najmanje primesa ovih izotopa nastaje u reaktorima niskog fluksa neutrona gde je manja verovatnoća da jednom stvoren  $^{239}\text{Pu}$  bude pogoden neutronom. To su reaktori velike zapremine, s prirodnim uranijumom moderisani grafitom.



Slika 7.20. Promena sastava pri sagorevanju prirodnog uranijuma u termalnom reaktoru (koncentracije nuklida su date u odnosu na početni broj jezgara  $^{235}\text{U}$ ).

reaktora debelih zidova a treća je zaštitni plastični poklopac reaktora. U toku rada se stalno meri vrlo velik broj parametara rada reaktora vezanih za sistem signalizacije i automatskih interventnih akcija. Već je pomenuto prisustvo **havarijskih regulacionih šipki** (§ 7.3.2) koje su jedna od njih. Mnogi reaktori u svojim halama imaju ugrađen sistem tuševa za hlađenje aktivne zone. Ipak, ljudski faktor je ponekad nepredvidiv.

U izuzetnim akcidentnim situacijama se može desiti da reaktorsko gorivo u radu izgubi potrebno hlađenje i da se istopi. Tom prilikom je propratna pojava pregrevanje cirkonijumske košuljice goriva i reakcije metala s prisutnom vodom:  $\text{Zr} + 2\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{ZrO}_2 + \text{H}_2$ . Gasoviti vodonik sada ometa dalju cirkulaciju hlađioca ili čak može proizvesti eksploziju praskavog gaza. Najpoznatiji takvi primeri su reaktori na Ostrvu tri milje u saveznoj državi Pensilvanijskoj u SAD 1979. i u Černobilju u Ukrajini 1986. godine. Pored oslobođanja dela isparljivih fisionih proizvoda, istopljeno gorivo se sliva na dno reaktorskog suda i ostaje na visokoj temperaturi dugo vremena zbog apsorpcije zračenja prisutnih fisionih proizvoda. Može prodirati u dublje slojeve temelja zgrade (Černobilj). Računa se da u ekstremnom slučaju za oko godinu i po dana može dostići maksimalnu dubinu od 14 metara. Popravka ovakvih reaktora svakako ne dolazi u obzir.

#### 7-P.5 Odvođenje viška topotne energije

Kao i kod svih topotnih mašina, neophodno je odvesti jedan deo topotne energije da bi se mogla postići konverzija topotne energije u mehaničku (Karnoov princip). Kod

iskustvo stečeno čikaškim reaktorom CP-1 na brzinu je pretočeno u gradnju velikog uređaja za proizvodnju plutonijuma u Hanfordu, savezna država Vašington. Pušten je u rad 1944. godine. Hlađen je rečnom vodom. Toplotna snaga mu je bila oko 20 MW. Kasnije su izgrađena još dva slična. Nedavno su zatvoreni. Reaktor ovoga tipa je pušten u rad u Sovjetskom Savezu na Uralu 1949. godine.

I u drugim zemljama postoje grafitni reaktori, posebno oni gasom hlađeni s prirodnim uranijumom, koji funkcionišu kao nuklearne elektrane, iako im je osnovna namena proizvodnja kvalitetnog plutonijuma.

#### 7-P.4 Bezbednost nuklearnih reaktora

Prilikom projektovanja nuklearnih reaktora razmatraju se svi mogući, pa i ekstremni slučajevi udesa.

Za sprečavanja širenja radioaktivnosti iz gorivnih elemenata predviđene su tri barijere: prva je zaštitna košuljica oko gorivnog elementa, druga je sud samog

elektrana (ne samo nuklearnih) ideo ove energije je oko 2/3 od proizvedene. Stoga se elektrane grade uz velike topotne rezervoare, mora, jezera ili reke, koji su u stanju da prime višak topote. Kada ovoga nema, ili nije dovoljnog kapaciteta, pribegava se vazdušnom hlađenju preko rashladnih tornjeva. Ovde se vrela voda kondenzatora raspršava i hladi prirodnom cirkulacijom vazduha i svojim delimičnim isparavanjem. Potom se vraća u sistem. Kod publike postoji ukorenjeno gledište da su rashladni tornjevi sa svojim velikim oblacima vodene pare, karakteristika nuklearnih elektrana, što nije tačno.

#### 7-P.6 Prirodni nuklearni reaktor - fenomen Oklo

**Šta je fenomen Oklo?** Fenomen Oklo označava prirodni nuklearni reaktor koji je bio aktivran u prošlosti, kada je izotopski sastav uranijuma bio takav da, u kombinaciji sa vodom i pogodnim geološkim uslovima, može da se ostvari nuklearna lančana reakcija.

Fenomen je otkriven 1972. godine u Republici Gabon u zapadnoj Africi, u blizini rudnika uranijuma Oklo i Okelobondo. Međutim, Paul K. Kuroda (Univerzitet Arkanzasa) je još 1956. godine u jednom svom članku<sup>63</sup> izneo mišljenje da se takav događaj mogao desiti nekada davno u istoriji Zemlje, pod uslovom daje postojala pogodna kombinacija uranijuma i vode. Šesnaest godina kasnije je potvrđena njegova pretpostavka.

**Kako je otkriven fenomen Oklo?** U maju mesecu 1972. godine prilikom rutinske izotopske analize uranijum-heksafluorida ( $\text{UF}_6$ ) koji je poticao iz uranijumskega rudnika u Gabonu, u fabrici za izotopsko obogaćivanje uranijuma Pjerlat (Pierrelatte) u Francuskoj je zapaženo razlika u koncentraciji  $^{235}\text{U}$  u odnosu na uobičajenu. Naime, tipična koncentracija ovog izotopa u prirodnom uranijumu u svim delovima sveta, kao i u meteoritima i u materijalima sa Meseca je 0,720(2) at.%, s varijacijama koje se javljaju na trećoj decimali. U navedenim uzorcima iz Gabona nađeno je da je sadržaj  $^{235}\text{U}$  0,7171 atom.%, što je u stvari mala, ali značajna razlika, s obzirom na to da se u fabrikama za preradu strogo vodi računa i o koncentraciji i o ukunoj količini navedenog izotopa, posebno da bi se sprečila eventualna upotreba za nuklearna oružja, ali i zbog procesnih parametara. Zato je Francuska nuklearna komisija odmah pokrenula istragu.

Vršeno je praćenje sastava uranijuma u svim fazama, počev od rudnika Oklo u Gabonu, preko mlinja Mounana koji se nalazi u blizini, pa sve do spomenutog postrojenja za obogaćivanje u Francuskoj. Otkriveno je da sve količine koje su stizale iz rudnika Oklo pokazuju niži sadržaj od očekivanog, neke čak svega 0,44 at.%  $^{235}\text{U}$ , pa i niže.

**Šta je uzrok ove pojave?** Bilo je različitih hipoteza, a jedna od njih je bila da je uranijum iz Okla osiromašen putem fisije, tj. da su u toj oblasti nekada u prošlosti vladali uslovi neophodni za rad nuklearnog reaktora.

Ako je to tako onda bi valjalo ispitati izotopski sastav elemenata iz oblasti rudnika Oklo, a poznato je da fisioni proizvodi imaju izotopske odnose koji se za većinu elemenata bitno razlikuju od prirodnih odnosa. Istraživanja su pokazala prisustvo oko trideset elemenata koji su fisoni proizvodi i to ne samo na jednom već na šesnaest mesta u rudniku. Nađeno je takođe i da njihovi izotopski odnosi odstupaju od prirodnog sastava, a odgovaraju u potpunosti sastavu stabilnih izotopa na krajevima izobarnih nizova fisionih proizvoda (§

<sup>63</sup> P.K. Kuroda, "On the Nuclear Physical Stability of the Uranium Minerals", *J. Chem. Phys.* 25(4), 781'782, 1956.

[7.2.1](#)). To je posebno očigledno kod neodima, koji daje nekoliko stabilnih proizvoda značajne obilnosti. Tablica 7.6 prikazuje neke od dobijenih rezultata.

**Tablica 7.6**  
Atomska obilnost (%) izotopa neodima u prirodi, kod fisije i u uzorcima iz Okla.

Izotop	Prirodna obilnost at.%	Fisija $^{235}\text{U}$ at.%	Uzorak M (Oklo) at.%	Uzorak M korigovan na prirodni element at.%
$^{235}\text{U}$	0,7202	-	0,4400	-
$^{142}\text{Nd}$	27,11	0,0	1,38	0,0
$^{143}\text{Nd}$	12,17	28,8	22,1	22,6
$^{144}\text{Nd}$	23,85	26,5	32,0	32,4
$^{145}\text{Nd}$	8,30	18,9	17,5	18,05
$^{146}\text{Nd}$	17,22	14,4	15,6	15,55
$^{148}\text{Nd}$	5,73	8,26	8,01	8,13
$^{150}\text{Nd}$	5,62	3,12	3,40	3,28
$^{151}\text{Eu}/^{153}\text{Eu}$	0,916	2,580	0,145	-
$^{140}\text{Ce}/^{142}\text{Ce}$	7,990	1,060	1,5700	-

**Kada se to desilo?** Izotopski sastav uranijuma u prirodi nije uvek bio onakav kakav je danas. Njegovi prirodni izotopi se raspadaju različitim brzinama, [tablica 3.1](#), pa je koncentracija  $^{235}\text{U}$ , koji je od ključnog značaja za fisiju, nekada bila znatno veća, jer se on raspada brže od izotopa  $^{238}\text{U}$ .

Kretanje koncentracije  $^{235}\text{U}$  kroz geološko vreme možemo izračunati na sledeći način. Ako zanemarimo sadržaj izotopa  $^{234}\text{U}$  u prirodnom uranijumu, a on iznosi 0,0054 at.%, onda za prirodni sadržaj  $^{235}\text{U}$  u (npr. sadašnjem) momentu vremena  $t$  možemo pisati:

$$\varepsilon(t) = \frac{N^{235}(t)}{N^{235}(t) + N^{238}(t)} \approx 0,007202 = \frac{1}{138,85} \quad (7.46)$$

Koristeći za navedene izotope zakon radioaktivnog raspada ([jedn. 1.5](#)) gornja jednačina se može napisati u obliku

$$\varepsilon(t) = \frac{N_0^{235} e^{-\lambda_{235} t}}{N_0^{235} e^{-\lambda_{235} t} + N_0^{238} e^{-\lambda_{238} t}} \quad (7.47)$$

gde je  $N_0$  broj atoma odgovarajućih izotopâ u momentu od kojeg se počinje posmatrati raspad (za  $t = 0$ ).

Ako ovu jednačinu invertujemo, dobija se

$$1 + \frac{N_0^{238} e^{-\lambda_{238} t}}{N_0^{235} e^{-\lambda_{235} t}} = \frac{1}{\varepsilon(t)}, \quad (7.48)$$

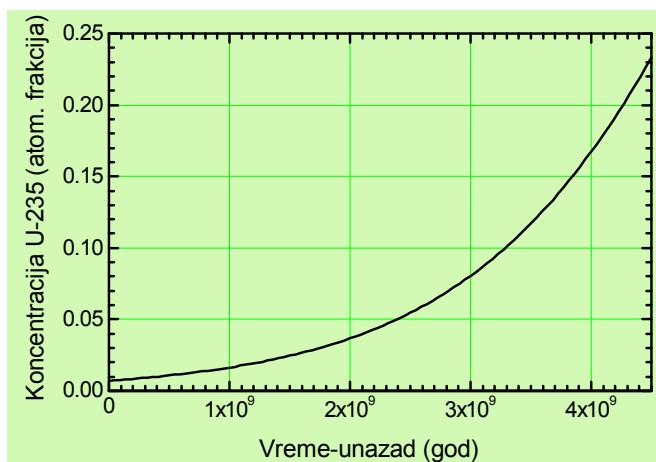
a njen dalje preuređivanje daje odnos brojeva atoma  $^{238}\text{U}$  i  $^{235}\text{U}$  u momentu  $t = 0$

$$\frac{N_0^{238}}{N_0^{235}} = \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} e^{(\lambda_{238}-\lambda_{235})t}. \quad (7.49)$$

Dodajući jedinicu na obe strane ove jednačine, zatim njenim invertovanjem i sređivanjem konačno se dobija

$$\frac{N_0^{235}}{N_0^{235} + N_0^{238}} = \left[ 1 + \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} e^{(\lambda_{238}-\lambda_{235})t} \right]^{-1}. \quad (7.50)$$

Gornja relacija daje frakciju  $^{235}\text{U}$  u ukupnom uranijumu u momentu  $t = 0$ , ako je ta frakcija u vremenu  $t$  (koje je proteklo nakon tog momenta) jednaka  $\varepsilon$ . Uzimajući da je sadašnji sadržaj  $^{235}\text{U}$   $\varepsilon = 0,007202$ , možemo izračunati odgovarajuću frakciju za bilo koju vrednost vremena  $t$  i na taj način saznati kakve su bile koncentracije uranijumovih izotopa (i njihov odnos) kroz geološko vreme. Taj proračun prikazuje slika 7.21.



Slika 7.21. Koncentracija  $^{235}\text{U}$  kao funkcija geološkog vremena.

Kako gornji proračun pokazuje, pre oko 2,5 milijardi godina koncentracija  $^{235}\text{U}$  je bila između 3 at.% i 5 at.%. Današnji reaktori koji su moderisani lakovom vodom rade sa koncentracijama ovog izotopa koje su oko 3%. Dakle, ako je u Oklu bilo vode, uz zadovoljavljivanje nekih dodatnih uslova postojala je mogućnost da se odvija samodržavajuća lančana reakcija fisije. Među tim dodatnim uslovima važno je (i) da koncentracija uranijuma u rudi bude dovoljna (najmanje 10%), tj. da odnos *moderator/gorivo* bude optimalan. Naima, pošto faktor umnožavanja neutrona za reaktor beskonačnih dimenzija ( $k_\infty = \psi p \eta f$ ) mora zadovoljavati uslov  $k_\infty \geq 1$ , to povećavanje odnosa *moderator/gorivo* vodi ka smanjenju faktora iskorišćenja neutrona u fisionom materijalu,  $f$ , ali i ka povećanju verovatnoće izbegavanja rezonantnih apsorpcija. Zbog toga će faktor  $k_\infty$  imati maksimalnu vrednost za određenu vrednost gornjeg odnosa.

(ii) Da blokovi takve rude, tj. tela reaktora budu što veći (debeli najmanje pola metra), čime se smanjuje mogućnost umicanja neutrona iz sistema. Procenjeno je da je Oklo imalo

ovakvih mesta i to ne jedno nego više njih.

Rudnik Oklo je formiran u uslovima morsko-močvarnim i smatra se da su alge koncentrisale uranijum. Minerali uranijuma, izmešani s glinom, koja je sadržala znatan procenat vode, formirali su prirodni reaktor. Proces se spontano odvijao u dubini zemlje. Ako bi se lančana reakcija počela razvijati u uslovima dobre moderacije to bi vodilo ka njenom eksplozivnom širenju, ali, pošto deo vode ispari zbog oslobađanja topoteke to reakciju doveđe na uslove optimalne moderacije. Dakle, ovo isparavanje služi kao kontrolni element reaktora. Kada se zona reaktora "ohladi" voda se skondenzuje i vraća u sistem itd.

**Koliko je dugo reaktor Oklo bio aktivan.** U Oklu nisu nađeni kadmijum, bor, litijum niti indijum, za koje je poznato da apsorbuju neutrone sa veoma visokim efikasnim presecima, što je, naravno, veoma povoljno uticalo na odvijanje lančane reakcije i rad ovog prirodnog nuklearnog reaktora.

Procenjeno je da je Oklo radio oko 150 000 godina i tom prilikom trošio izotop  $^{235}\text{U}$ , dodatno smanjujući njegovu frakciju, pa je ona na toj lokaciji danas niža nego na drugim mestima u svetu. Geološki podaci govore da je to bilo pre oko dve milijarde godina. Naravno, nije isključeno da bi se uslovi slični onim u Oklu mogli stići i na nekom drugom mestu na Zemlji. Za sada o tome postoje neke indikacije u Kanadi i Koloradu.

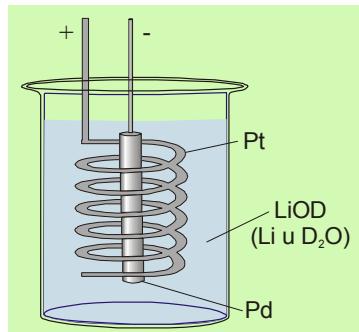
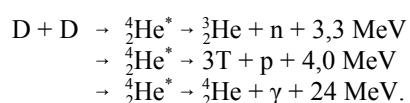
#### 7-P.7 „Hladna fuzija”

Autor jednog od objavljenih radova su bili Flajšman i Pons<sup>64</sup>, a drugog Džons<sup>65</sup> sa saradnicima. Ta vest je imala neverovatan odjek ne samo u naučnoj nego u sveukupnoj svetskoj javnosti, jer je obećavala da se bez skupih i komplikovanih mašina, kao što su tokamak ili sistemi za inercijalnu konfinaciju, može dobivati energija. Njihov je uređaj bio krajnje jednostavan, slika 7.22, i sastojao se od staklene posude u kojoj su se nalaze elektrode (Pt i Pd) i elektrolit (LiOD).

Saopšteno je da je fuzija konstatovana jer je ustanovljeno sledeće:

1. oslobađanje energije
2. emisija neutrona
3. stvaranje tritijuma
4. stvaranje  $^3_2\text{He}$ ,

što je objašnjeno sledećim mehanizmom:



Slika 7.22. Shematski prikaz eksperimenta Flajšmana i Ponsa.

Fenomen je nazvan „hladna fuzija” i smatralo se da se ona ostvaruje tako što se deuterijum koji se izdvaja na katodi pakuje u kristalnu rešetku

<sup>64</sup> M. Fleischmann and S. Pons, „Electrochemically Induced Nuclear Fusion of Deuterium”, *J. Electroanal. Chem.* 261, 301 (1989).

<sup>65</sup> S. E. Jones et al., „Observation of Cold Nuclear Fusion in Condensed Matter”, *Nature* 388, 737 (1989).

paladijuma, gradeći hidrid (što je poznato odranije). Pri tome paladijum može da apsorbuje toliko vodonika da njegova zapremina naraste i do 20%. Zahvaljujući tome njegova kristalna rešetka ostvaruje pritisak D dovoljan da dođe do fuzije.

Mnoge laboratorije širom sveta su pokušavale da ponove taj eksperiment, ali je bilo malo uspeha da se detektuju neutroni, kao najbolji indikator da se fuzija dešava.

Danas postoje hipoteze u vezi sa ovim eksperimentom kao i sa njemu sličnima (npr. električno pražnjenje kroz deuterijum ostvareno u uskim kapilarama sa veoma jakim strujama) po kojima fuzija zaista nije isključena, ali ona nije dominantan proces, već se radi o prelasku sistema na neka kvazi nulta stanja energije, koja su niža od onih koja mi poznajemo kao najniža. To objašnjava oslobođanje velikih količina energije koju su konstatovali Flajšman i sar, ali koja, izgleda, nije nuklearnog porekla, kako su oni mislili. U svakom slučaju još uvek postoje mnoge nedoumice u vezi sa ovim efektom, i ne može se reći da je ova vrsta fuzije dokazana.

#### 7-P.8 Nuklearna oružja

Ideja da se energija fisije iskoristi kao oružje, tj. za izazivanje eksplozije, javila se odmah po saznavanju glavnih fizičkih parametara procesa. Kako su se ova otkrića poklopila s početkom Drugog svetskog rata, nije nikakvo iznenadenje da je ovaj aspekt nuklearne energetike isforsiran pre no što bi se u normalnim prilikama odigrao. Naročit podsticaj je bilo odsustvo informacija kod Saveznika o tome do kojeg stadijuma je u razvoju ovog oružja došla hitlerovska Nemačka (i delimično obrnuto).

Teorijski proračuni su pokazivali da bi sistem koji se sastoji od čistog  $^{235}\text{U}$  ili  $^{239}\text{Pu}$  morao postati kritičan u količini od 10-40 kg. Posle dostizanja ove mase, u njemu bi se spontano razvila lančana reakcija i u veoma kratkom vremenu oslobodila energija fisije. Rezultujuća eksplozija bi morala biti desetinama hiljada puta razornija od onih koje koriste hemijske eksplozive. Uslov da se postigne efikasna lančana reakcija je da se dve potkritične mase (ili više njih) spoje u kritičnu u vrlo kratkom vremenu, reda  $10^{-4}$  s.

Uslov za gornje sledi iz jedn. 7.29. Za nuklearno gorivo koje se sastoji od  $^{239}\text{Pu}$  ili visoko obogaćenog  $^{235}\text{U}$ , veličina  $\tau$  je reda  $10^{-8}$  s. Uz  $k = 1,1$ , početni neutron će stvoriti  $10^{26}$  neutrona posle 6  $\mu\text{s}$ , što proizvodi veoma efikasnu eksploziju<sup>66</sup>.

U strahu od nemačkih dostignuća u ovom smislu, u SAD je 1942. godine preduzet veoma obiman tajni istraživački i razvojni program poznat pod imenom Manhattan Project, pod patronatom vojske. U prvi nekoliko godina njegovog funkcionisanja angažovana su ogromna materijalna sredstva i, još važnije, preko 100 000 fizičara, hemičara, matematičara i inženjera raznih struka. Ovo je bio najveći naučno-tehnički poduhvat u istoriji do tada.

Osnovane su dve tajne institucije. Jedna se nalazila u pustinji Novog Meksika, na usamljenom i nepristupačnom planinskom platou zvanom Los Alamos, a druga u državi Tenesi, u predelu zvanom Oak Ridž (Oak Ridge). Na rad su u dobrovoljnu potpunu izolaciju dovedeni potrebni stručnjaci, među kojima nekoliko tadašnjih i budućih nobelovaca. Tu je bila i ekipa iz Engleske, koja je na ovome počela da radi pre Amerikanaca, ali je zbog ratnih

---

<sup>66</sup> Ovo je samo idealna situacija. U praksi, brz rast temperature isparava glavnu fasilnog materijala pre no što biva obuhvaćen lančnom reakcijom. Procenjeno je da je prva nuklearna bomba imala efikasnost od samo 2%. Kasnije je ovo sigurno „poboljšano”.

razaranja bivala kod kuće ometana. Prvi centar je bio namenjen razvoju bombi od uranijuma i plutonijuma a drugi za obogaćivanje izotopa uranijuma.

Dve se ličnosti posebno ističu u ovim aktivnostima. Laboratorije u Los Alamosu su bile pod naučnim rukovodstvom renomiranog teorijskog fizičara *Roberta Openhajmera* a aktivnosti u Ouk Ridžu su bile zaduženje *Ernesta Lorensa*. Openhajmer je bio visokoobrazovana ličnost, u slobodnom vremenu se bavio klasičnom muzikom i poezijom na sanskritu. (Budući iz bogate porodice, čak nije tražio ni platu za svoje aktivnosti). Mnoge njegove ideje su ugradene u prvu plutonijumsku bombu. Zbog svojih veza s američkom KP, posle rata je bio optužen za izdaju i isključen iz nuklearnog programa, ali ništa nije konkretno dokazano pa je rehabilitovan. S druge strane Lorens je bio do krajnjosti praktičan čovek, tipični američki biznismen. Imao je dobre veze s industrijom, znao je kako da obezbedi novac za projekte. On je konstruktor prvog ciklotrona (za šta je 1939. godine dobio Nobelovu nagradu) i njegovo iskustvo i umeće je bilo veoma značajno u konstruisanju i pogonu uređaja za elektromagnetsko odvajanje izotopa uranijuma u Ouk Ridžu.

Albert Ajnštajn, koji je 1939. godine ubedio predsednika Ruzvelta da se s projektom nuklearnog oružja započne, držao se posle po strani. Kasnije je tajno doveden iz Danske i Nils Bor, ali kad je dobar deo posla već bio urađen.

#### 7-P.8.1 Konstrukcija fisionih bombi

*1. Uranijumska bomba.* Aktivnosti u institutu Ouk Ridž, koje su bile usmerene na obogaćivanje izotopa  $^{235}\text{U}$ , razvijale su se u dva smera. Jedan je bio elektromagnetsko razdvajanje izotopa (§ 10.2.3) u koju svrhu je izgrađeno nekoliko desetina takvih uređaja. Za napajanje strujom ovih elektromagneta bio je angažovan dobar deo sistema hidroelektrana na reci Tenesi i njenim pritokama<sup>67</sup>. Zbog ratnog nedostatka bakra za navoje elektromagneta, iskorišćeno je 15 000 tona srebra iz državnog rezervora.

Istovremeno je intenzivno rađeno i na razvoju difuzionih metoda razdvajanja. Termodifuzija (§ 10.2.3) u tečnom  $\text{UF}_6$  nije pokazala zadovoljavajuće rezultate, ali se gasna difuzija s gasovitim  $\text{UF}_6$  pokazala efikasnom (§ 10.2.3). Posle razvoja odgovarajućih membrana, izgrađen je ogroman kompleks za gasnu difuziju (koji funkcioniše i danas).

Metodima elektromagnetskog razdvajanja i gasne difuzije, do 1945. godine proizvedeno je dovoljno obogaćenog  $^{235}\text{U}$  za jednu fisionu bombu.

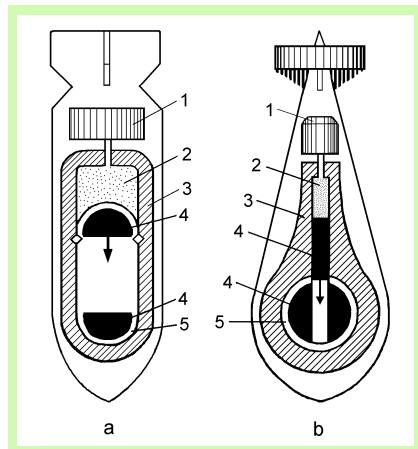
Račun pokazuje da visoko-obogaćeni  $^{235}\text{U}$  (94%<sup>68</sup>) treba da dostigne kritičnu masu za brzu fisiju u sfernoj geometriji pri količini od  $\approx 40$  kg. Ovo predstavlja sferu s prečnikom 16 cm. Upotreba pogodnih reflektora može smanjiti kritičnu masu za faktor 2 do 3.

---

<sup>67</sup> Radi se o velikom sistemu brana (50) i hidroelektana koje su sagradene u periodu 1933-39. u okviru javnih radova nazvanih „nju dil” (New Deal), koje je inicirao predsednik F. Ruzvelt da bi umanjio posledice Velike depresije koja je tada vladala u SAD.

<sup>68</sup> Ako je razdvajanje izotopa izvođeno gasnom difuzijom, neizbežno je u lakoj frakciji koncentrovanje prirodног izotopa  $^{234}\text{U}$ , koji ima povoljniji faktor razdvajanja od izotopa  $^{235}\text{U}$ . Ovo nije slučaj s elektromagnetski razdvajanjem izotopima.

Pokazalo se dovoljnim da se dve potkritične polovine, uz prisutni neutronski izvor<sup>69</sup>, brzo spoje u natkritični sistem. Da bi se već pomenuti uslov od  $10^{-4}$  s zadovoljio, primjenjen je princip ispaljivanja jednog dela uranijuma u drugi, recimo iz topa u šupljinu ostavljenu u drugoj polovini, slika 7.23. Ovakva bomba je primenjena prilikom bombardovanja Hirošime 6. avgusta 1945. godine.



**Slika 7.23.** Dva načina spajanja potkritičnih količina  $^{235}\text{U}$  u kritičnu. a) Spajanje dveju polulopti; b) Spajanje sfere s nedostajućim cilindrom.. 1 – generator struje i upaljač, 2 – hemijski eksploziv, 3 – teška obloga, 4 – delovi nuklearnog eksploziva, 5 – neutronski reflektor.

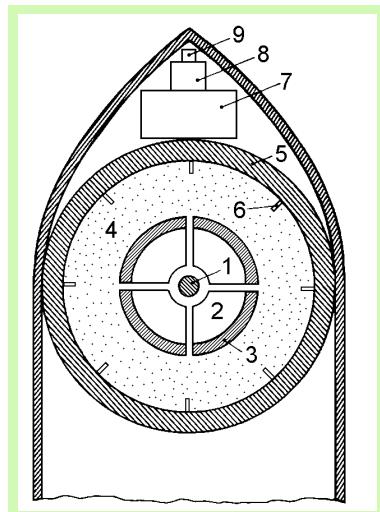
**2. Plutonijumska bomba.** Prema saznanjima o osobinama čistog  $^{239}\text{Pu}$  (dobivenog ciklotronskim ozračivanjem uranijuma) i kod njega bi trebalo da bude porimenljiva ista tehnika, tj. brzo spajanje potkritičkih količina. Ona se, ipak pokazala kao nepogodna.

Kako je već pominjano (§ 7-P.1, sl. 7.20), u reaktorima se pored izotopa  $^{239}\text{Pu}$  stvara i  $^{240}\text{Pu}$ . Pored toga što nije fisilan, ovaj izotop pokazuje znatnu spontanu fisiju s aktivnošću od 480 događaja u sekundi po gramu. Pri tome se emitiše preko 1000 fisionih neutrona u sekundi. Iako se sa  $^{240}\text{Pu}$  ne može ostvariti lančana reakcija, u toku spajanja dvaju polovina bombe, faktor  $k$  lančane reakcije  $^{239}\text{Pu}$  normalno raste. Ipak, pre dostizanja njegove maksimalne vrednosti za eksploziju, fisioni neutroni sa jezgrima  $^{240}\text{Pu}$  u povratnoj sprezi proizvode još više neutrona jer je prag za fisiju ovog nuklida relativno nizak, 0,2 MeV. Tako bi došlo do prevremene termičke eksplozije što bi znatno umanjilo efekte bombe.

Stoga je po ideji fizičara Nedermajera projektovan originalni uređaj koji funkcioniše na principu *implozije*. Određena (zajedno potkritična) količina plutonijuma stavljena je u centar sfere i opkoljena posebno raspoređenim punjenjima veoma brizantnog eksploziva. Iniciranjem hemijske eksplozije, detonacioni talas se fokusira ka centru sfere. Tom prilikom se aktivira neutronска emisija veštačkog neutronskog izvora a metalni plutonijum komprimuje sve do na polovinu početne zapremine. Ovime je plutonijum doveden u kritično stanje i eliminisan je uticaj preuranjenog početka fisije. Prva proba ovakvog uređaja je izvedena u pustinji nazvanoj Hornada del muerte (Jornada del Muerte, putovanje smrti) u saveznoj državi Novi Meksiko. Najblže naseljeno mesto (oko 100 km) bio je gradić Alamogordo. Eksperiment se odigrao 16. jula 1945. godine, s punim uspehom. Bomba ove

<sup>69</sup> Iako neutrona ima stalno u uranijumu zbog spontane fisije, nije izvesno da će ih biti dovoljan broj u odlučujućem kratkom vremenu započinjanja reakcije.

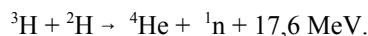
konstrukcije je bačena kao druga na japanski grad Nagasaki 9. avgusta 1945. Shema kasnijih implozionih konstrukcija je prikazana na slici 7.24. Princip implozije može biti primenjen i na uranijumske bombe, čime se smanjuje potrebna kritična masa. Nije jasno, tj. drži se u tajnosti, do kojeg je procenta prisustva  $^{240}\text{Pu}$  u plutonijumskom gorivu još mogućno ostvariti nuklearnu eksploziju. Svakako je bolje raspolažati s gorivom s minimalnim procentom.



**Slika 7.24.** Shema implozione fisione bombe. 1– neutronski izvor, 2– nuklearni eksploziv, 3– reflektor, 4– hemijski eksploziv, 5– teška obloga, 6– detonatori, 7– generator električne energije, 8– osiguranje, 9– upaljač.

#### 7-P.8.2 Konstrukcija vodonične bombe

Pred sam kraj Drugog svetskog rata, kada je već bilo jasno da je ovladana energija fisije, počelo se razmišljati i o korišćenju fuzione energije u svrhu izgradnje bombe, opet u Los Alamosu. Inicijator ovog projekta je bio fizičar Edvard Teller (čemu se opirao Openhajmer i mnogi drugi naučnici). O procesu termouklearne fuzije je već bilo reči u ovom poglavljju (§ 7.4). Prvi američki eksperiment u tom smislu je izveden 1952. godine na pacifičkom atolu Eniwetok (Eniwetok ili Enewetak) i sastojao se u sledećem. Određena količina od više kilograma smeše tritijuma,  $^3\text{H}$ , i deuterijuma,  $^2\text{H}$ , u tečnom stanju, stavljena je u okvir obične fisione bombe. Po aktiviranju ove bombe, smeša se zagrejala do temperature dovoljne za reakciju



Ovo i nije bila proba bombe u doslovnom smislu: do eksplozije je tečna smeša (na temperaturi ispod 14 K) dovedena u laboratoriji s nizom pratećih uređaja i zgrada (Minimalna potrebna masa uređaja je bila 92 t). Rezultati su ipak bili spektakularni: snaga eksplozije je bila 500 puta veća od bombe bačene na Hirošimu a četvrtina atola je nestala.

I ovde je korišćen princip implozije, s razlikom što je umesto hemijskog eksploziva za postizanje kompresije, korišćen pritisak zračenja fisione eksplozije. Koncept potiče od E. Telera i S. Ulama.

Veliko iznenadeњe je kod Amerikanaca izazvala vest da su Sovjeti već sledeće godine isprobali svoju termouklearnu bombu, koja je bila bomba u pravom smislu (mogla se

prenositi avionom). Oni su preskočili dugotrajnu i mukotrpnu fazu, proizvodnju tritijuma, koja se sastoji od ozračivanja litijuma neutronima u nuklearnim reaktorima reakcijom  ${}^6\text{Li}(\text{n}, \alpha){}^3\text{T}$ . Kao medijum je korišćeno čvrsto jedinjenje  ${}^6\text{LiD}$  računajući da će neutroni fisionog upaljača proizvesti dovoljno tritijuma, što se u mikrosekundi i zabilo. Verovatno doprinos daje i direktna fuzija  ${}^6\text{Li} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + 22,4 \text{ MeV}$  (autori Andrej Saharov i Ilja Tam).

Za razliku od fisionih bombi koje imaju gornju granicu povećanja snage, ovde ove granice nema. Svaka količina fisionog goriva doprinosi snazi, jer ovde nema kritične mase.

Termonuklearna reakcija se danas koristi i kao „pomagač“ (engl. booster) kod fisionih bombi. U centar fisionog eksploziva se stavlja manja količina fisionog goriva. U momentu eksplozije se jednovremeno odigraju oba procesa, fisijska i fuzija. Ova druga oslobođa obilje neutrona i tako povećava prinos fisijske prisutnog uranijuma ili plutonijuma.

*Efekti nuklearne bombe.* Ceo proces brze lančane reakcije traje oko 1  $\mu\text{s}$ , pri čemu temperatura poraste do više miliona K. Bez ikakvih dodataka, nuklearno gorivo bi se brzo isparilo i lančana reakcija prekinula. Da bi se prinos reakcije povećao, tj. omogućilo odigravanje bar 40 generacija fisijske reakcije, gorivo se prvo opkoljava reflektorom neutrona (što dovodi i do smanjenja kritične mase) i teškim oklopom (tzv. tamper) koji svojom inercijom uspeva da održi reagujući sistem na okupu još neku mikrosekundu duže, pre no što se i on ispari<sup>70</sup>. Ovaj oklop, tamper, može biti i prirodni ili osiromašeni uranijum; brzi neutroni ovde proizvedu dodatne fisijske reakcije, što doprinosi snazi bombe. (Bilo je i eksperimenata kada je oklop bio od metalnog kobalta, koji se neutronskim reakcijama pretvarao u radioaktivni  ${}^{60}\text{Co}$ ; ovo je primer „prljave bombe“).

Neposredni efekt nuklearne eksplozije se sastoji prvo od emisije  $\gamma$ -zraka, drugo od brzih neutrona i treće, od termalne emisije praktično celog elektromagnetskog spektra: od X-zraka do radiotalasa. Što se tiče ovog poslednjeg, emisija je veoma različita od onoga što se podrazumeva kao „termalno“. Zbog izuzetno visoke početne temperature izvora, maksimum zračenja<sup>71</sup> će biti u oblasti mekih X-zraka. Ovo zračenje, uz ultraljubičasto, biva apsorbovano u okolnom vazduhu, dovodeći atome azota i kiseonika do visokog stepena jonizacije. Naknadna neutralizacija i deekscitacija ovih atoma daje emisiju spektralnih linija ovih atoma i doprinosi stvaranju tzv. vatrene lopte, koja se širi do prečnika 200 m do 5 km, što zavisi od snage eksplozije. Iz vremena svetljenja se može približno odrediti snaga eksplozije. Kako se vatrema lopta diže i hlađi, pomera se i maksimum emisije prema većim talasnim dužinama.

Primarno  $\gamma$ -zračenje opada s daljinom po normalnom eksponencijalnom zakonu. Od snage bombe zavisi do koje doljine će ovo zračenje biti letalno. Za bombu od 10 kt ovo rastojanje je oko 1,1 km a za bombu od 10 Mt je ono oko 5,5 km.

<sup>70</sup> Počev od prvih eksplozija u Drugom svetskom ratu, snaga eksplozije se izražava u poređenju s tada najjačim hemijskim eksplozivom, trinitrotoluenom (TNT). To je bilo zgodno jer je dobar deo stanovništva zaraćenih zemalja imao predstavu šta, na primer, čini bomba od jedne tone. Snaga prve bombe bačene na Hirošimu procenjena je na ekvivalent od 20 hiljada tona TNT (20 kt), pa je to uzeto kao „nominalna“ snaga. Preciznije, ovo iznosi  $8,8 \cdot 10^{13} \text{ J}$ . Danas se „asortiman“ nuklearnih bombi kreće od 0,01 kt ili manje pa do desetina megatonata (Mt).

<sup>71</sup> Prema Vinovom zakonu, koji glasi  $\lambda_{max} T = 0,0029 \text{ m K}$ , gde je  $\lambda_{max}$  talasna dužina na maksimumu krive.

Brzi neutroni dopiru do oko 900 m od centra eksplozije nezavisno od snage bombe. Pored toga što aktiviraju elemente višeg efikasnog preseka, oni mogu biti izuzetno štetni za žive organizme zbog izbacivanja vodonikovih atoma iz biomolekula elastičnim sudarima.

Vazdušni udarni talas kao posledica eksplozije razara građevine. Bomba od 10 kt izazvaće nepopravljiva oštećenja na rastojanjima od oko 1,5 km od centra eksplozije, dok će 1000 puta jača bomba (10 Mt) ovo rastojanje proširiti na oko 18 km. Posledice toplotnog zračenja vatrene lopte su šire, ali zavise od stanja atmosfere. Opekotine i požari će pri vedrom vremenu u prvom slučaju biti izazvani na rastojanju od 2,4 km, dok je u drugom ovo udaljenje oko 32 km.

Ako je eksplozija prizemna, znatna količina tla se isparava i diže se konvekcijom zajedno s isparenim komponentama same bombe. Elementi visokog efikasnog preseka na reakciju ( $n, \gamma$ ) bivaju uz to aktivirani (najverovatnije od strane zakasnih neutrona). Sve se diže do 30 km u visinu, gradeći poznatu „atomsku pečurku”. Kondenzate koji sadrže fisione proizvode i aktivirane elemente visinski vetrovi potom raznose na velika prostranstva (tzv. radioaktivne padavine).

Nuklearna eksplozija indukuje i vrlo jako elektromagnetsko polje oko sebe, do 50 kV/m. Ovo ometa prijem radio-emisija pa može i da uništi otpremne i prijemne uređaje. Poluprovodničke komponente u elektronskim uredajima tako mogu pretrpeti nepovratnu štetu. Ako se eksplozija izvede u stratosferi, može izazvati globalne poremećaje u radio-komunikacijama, koje na većim udaljenjima mogu trajati i daniма.

Podzemne nuklearne eksplozije zakratko u stenama stvaraju šupljine prečnika 60 do 300 metara (u zavisnosti od snage bombe). Fisioni proizvodi se uglavnom rastvaraju u stopljenom materijalu zidova. Ovaj se rastop brzo sliva na dno šupljine a tavanica se posle popuštanja stvorenog pritiska vodene pare, najčešće urušava i puni prazan prostor. Ako je proba izvedena na dovoljnoj dubini, do površine ne dopire nikakva radioaktivnost (što nije uvek bio slučaj).

Poseban slučaj je tzv. neutronska bomba. To je termonuklearna bomba relativno male snage, kod koje dominira emisija neutrona. Upaljač za ovu bombu je, pretpostavlja se, fisiona bomba malog prinosa fisije, do 1 kt, u vezi sa smešom D + T umesto  ${}^3\text{Li} + {}^3\text{H}$ . Dobar deo energije se ovde oslobođa u obliku zračenja, poglavito neutronskog. Ove bombe su navodno „čiste”, jer ostavljaju malu količinu fisionih proizvoda i ne izazivaju razaranja. Svrha im je uništavanje živog sveta i zauzimanje praktično netaknutih položaja ili gradova.

#### 7-P.8.3 Nuklearno oružje u zemljama izvan SAD i SSSR

Nemci su još pre Amerikanaca uvideli velike ratne potencijale reakcije fisije. Istraživanja, pod rukovodstvom Vernera Hajzenberga, započeta su već na samom početku rata. Logičan put je bio, kao i u SAD, gradnja ciklotrona, reaktora i uređaja za razdvajanje izotopa uranijuma. Ipak, prilikom izbora moderatora načinjena je odlučujuća greška: zaključeno je da grafit nije pogodan zbog prevelikog efikasnog preseka na neutrone. Ovo je poticalo od nedovoljno čistih uzoraka. Tako je zaključeno da je teška voda jedini kandidat. Fabrika teške vode u Norveškoj (koju je Nemačka tada bila okupirala) imala je teškoća da proizvede dovoljne količine, pa je rad na konstrukciji reaktora kasnio. Paralelno s tim, nacističko rukovodstvo je bilo pred kraj rata odustalo od prioriteta nuklearne bombe. Tako je kraj rata dočekao samo jedan nedovršeni teškovodni reaktor.

U Sovjetskom Savezu, daleko od linija fronta, tekla je u tišini takođe ubrzana

aktivnost, nepoznata Saveznicima. Znatno vreme i sredstva im je uštedela „kooperacija” s Los Alamosom preko obaveštajaca-dobrovoljaca koji su celo vreme slali važne podatke. Ogromno iznenađenje Amerikanaca su izazvali podaci da su Sovjeti isprobali svoju prvu fisionu bombu samo 4 godine posle njih (iako su računali da su oni bili deleko od toga).

Svoje prve bombe su isprobali Britanci 1952, Francuzi 1960, Kinezi 1964, Indijci 1974. i Pakistanci 1998. godine.

\*

Pouke iz ovih istorijskih podataka, objavljenih relativno nedavno, su sledeće.

1) Velike sile su vremenom izgubile primat nad nuklearnim oružjem, iako se grčevito trude da ga održe. Danas se sa sigurnošću tvrdi da s nuklearnim oružjem raspolažu još Izrael (najmanje 200 jedinica uključujući i termonuklearne), Indija (20-50), Pakistan (do 10), Južna Afrika (6) i možda i Severna Koreja. S druge strane, Nemačka, Italija, Japan, Kanada i Švajcarska mogu proizvesti nuklearno oružje za godinu dana ako to odluče da urade. Ovo su, ipak, skromne cifre ako se uporede s arsenalima SAD i zemalja bivšeg Sovjetskog Saveza, koji raspolažu, procenjuje se, s najmanje po 50 000 jedinica.

2) Velik broj zemalja (34) ima danas u pogonu energetske reaktore (sopstvene konstrukcije, proizvedene po licenci ili kupljene) koji su stalni izvori plutonijuma.

3) S izuzetkom reaktora tipa **CANDU** (§ 7.3.5) svi ovi reaktori danas rade s malo obogaćenim gorivom (3-4%  $^{235}\text{U}$ ). To su reaktori visokog fluksa neutrona, pa nastali plutonijum ima velik sadržaj izotopa  $^{240}\text{Pu}$  i viših. Od ovakvog plutonijuma, kako je izloženo gore, ne može se formirati kritična masa za bombu, ili je ona veoma velika. Izlaz je vađenje gorivnih elemenata iz reaktora daleko pre punog iskorишćenja, uz rezultujuće čuđenje što je nuklearna struja skupa<sup>72</sup>. Ovo su tzv. „sirotinjske” nuklearne bombe.

Od svog samog početka, istraživanje raznih tipova i konstrukcija nuklearnih bombi je očigledno bilo vrlo intenzivno. Zašto bi se inače upropasčavao dragoceni fisioni materijal u stotinama probnih eksplozija, koje istrajavaju do današnjih dana? Prva plutonijumska bomba (bačena na Nagasaki) bila je jajastog oblika, dugačka 3,5 m s prečnikom od 1,5 m i masom od 4,5 tone. Danas nuklearne projektile lansiraju relativno malim raketama ili ispaljuju iz topova normalnog kalibra.

Obeshrabrujuća je činjenica da bi upotreba svih današnjih nuklearnih bombi bila dovoljna za višestuko uništavanje celokupnog života na Zemlji! Aktiviranje i manjeg dela raspoloživih zaliha ubacilo bi u visoku atmosferu velike količine prašine i dima, što bi sprečilo prolazak sunčevog zračenja i izazvalo tzv. „nuklearnu zimu”.

Postoji niz projekata za upotrebu nuklearnih eksplozija u mirnodopske svrhe, npr. za prokopavanje kanala, skretanje rečnih tokova, stvaranje podzemnih rezervora za petrolej i dr, ali se izgleda od toga odustalo, naročito posle međunarodne zabrane nadzemnih eksplozija 1963. godine.

---

<sup>72</sup> Plutonijum koji sadrži  $^{240}\text{Pu}$  ipak je sasvim upotrebljiv kao reaktorsko gorivo u brzim reaktorima. Ovaj izotop, doduše, nije fisilan ali je podložan fisiji brzim neutronima (prag 0,2 MeV), za šta je sredina brzog reaktora pogodna.

# 8

## NASTANAK ELEMENATA

### 8.1 POREKLO ELEMENATA - NUKLEOSINTEZA U ZVEZDAMA

Po savremenom stanovištu o nastanku hemijskih elemenata u Svemiru ključni mehanizmi putem kojih se elementi stvaraju sadržani su u životu zvezda, tj. njihovom nastajanju, mladosti, zrelosti i konačno umiranju. U zvezdama se odvijaju različiti nuklearni procesi u kojima se od lakših stvaraju teža atomska jezgra. Tako se o starosti Svemira može suditi po njegovom atomskom sastavu.

Evolucija elemenata je višestepeni proces, a u okviru pojedinog stupnja samoregulišućim mehanizmom se održavaju uslovi za njegovo odvijanje (npr. temperatura). Ključna sila u tim mehanizmima, od suštinske važnosti za razvoj Svemira, je *sila gravitacije*.

Pre nego što je uopšte došlo do stvaranja zvezda Vasiona je prošla određene faze u svom razvoju. Te faze je sve teže objasniti što se ide dalje u prošlost, tj. ka prapočetku Svemira. Sam nastanak Vasiona je svakako najveća nepoznanica. S tim u vezi danas se koriste hipoteze čije se pretpostavke mogu sažeti u stav da je postojao jedinstven primarni događaj postanka Vasiona. Taj događaj je doveo do stanja od kojeg se može dalje objašnjavati razvoj putem modela, koji su manje-više zasnovani na činjenicama i posmatranjima. Prihvatljivo je stanovište da „pre početka” nije bilo ničega i da vreme apsolutno teče tek „od početka”. Ovaj deo razvoja Svemira se u kontekstu naše teme može smatrati za *Stupanj I*. Prethodno, *Stupanj 0* bi bilo ono stanje, ako se tako uopšte može govoriti, iz koga se ušlo u primarni događaj.

Ovde će u vezi sa tim primordijalnim (lat. *primordium* - početak) događajem biti iznete dve hipoteze.

#### I. Neutronski svemir.

*Stupanj 0*: Po stanovištu Gamova<sup>73</sup>, koje je se danas može smatrati zastarelim, *prasvemir* je bio u stvari polineutron, koji je imao ogromnu gustinu od oko  $10^{17}$  n/cm<sup>3</sup>, a čija je temperatura bila reda  $10^{10}$  K.

*Stupanj I*: Raspadi neutrona. Taj „veliki događaj” se naglo odigrao pre 10 do 20 milijardi godina. Svemir se počeo širiti. To je bilo pre stvaranja galaksija i zvezda. Za

---

<sup>73</sup> Glavna publikacija potiče od autora Alfera, Betea i Gamova, tako da je ova teorija dobila popularni naziv  $\alpha$ - $\beta$ - $\gamma$ .

oko 140 sekundi većina neutrona se raspala do protona. Dobivena je prvobitna materija koja je bila smeša protona, neutrona i elektrona. Naziva se „ylem”<sup>74</sup>.

$$n_{\text{slob.}} \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}; \quad \Delta E = 0,782 \text{ MeV}.$$

Raspad neutrona je morao biti završen za jedan sat. Tako je stvoren prvi element - vodonik, koji je ispunjavao svemirski prostor, a čija je gustina bila veoma mala.

II Vasiona počinje *singularitetom* (lat. *singularis* - „samo jedan”, jedini), što bi se najpričližnije moglo opisati kao jedinstvenost materije i sila, odnosno „sadržanost svega postojećeg u jednome”. Ovo je novije stanovište.

*Stupanj 0:* Prema ovome stanovištu *singularitet* se odlikuje beskonačnom gustinom (veruje se da je ona bila reda  $10^{96} \text{ g cm}^{-3}$ ), beskonačnom temperaturom (reda  $10^{32} \text{ K}$ ) i nultom zapreminom. U njemu su objedinjene sve elementarne čestice u jedinstven sastojak materije, kao i sve sile u jedinstvenu silu.

*Stupanj I:* Jedinstveni primarni događaj je počeo Velikim praskom (Big Bang), koji je u stvari bio eksplozija. U njoj se prvobitna zapremina počela uvećavati i istovremeno hladiti. Jedinstvena sila se razdvaja na četiri osnovne vrste sile u prirodi. To su *gravitaciona sila*, *sila slabe nuklearne interakcije*, *sile jake nuklearne interakcije* i *elektrostatičke sile*. Sve se ovo desilo u delu prve sekunde od Velikog praska.

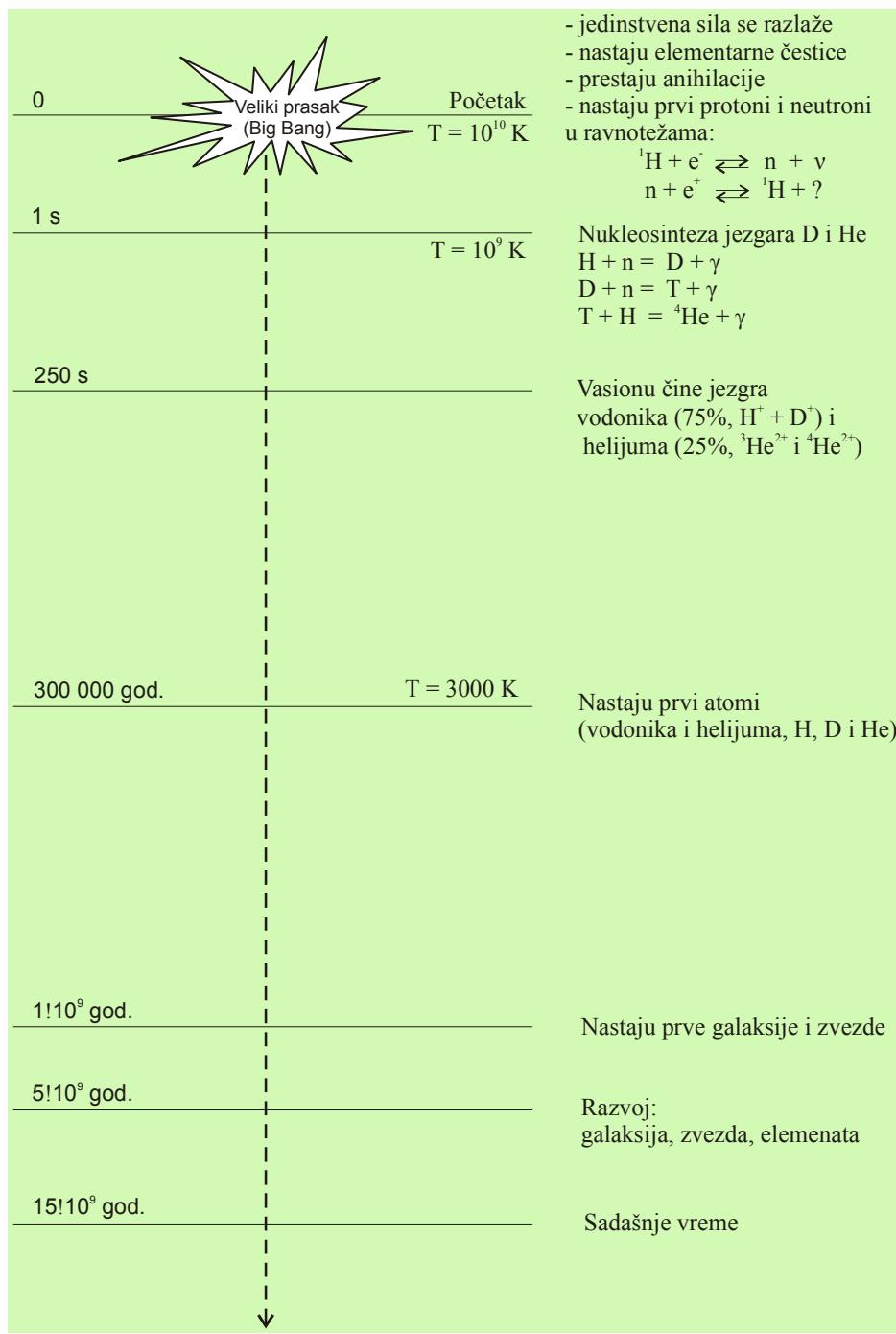
Univerzum se od svog nastanka stalno širi, što je dokazano posmatranjem pomeranja spektralnih linija koje dolaze iz udaljenih galaksija. Znajući današnju brzinu njegovog širenja, a ona je oko 18 km/s, uz pretpostavku da je ona tokom evolucije Vasiona bila konstantna, procenjeno je da je od Velikog praska prošlo između 15 i 20 milijardi godina.

U toku prva dva minuta se u nuklearnim reakcijama prvobitno stvorenih neutrona i protona počinju stvarati jezgra deuterijuma. Ovakva jezgra zahvatom jednog ili dva nukleona mogu dati jezgra čiji je maseni broj 3 ili 4 (tritijum, izotopi helijuma). Fuzijom dva deuterona može nastati  ${}^4\text{He}$ , itd. Sve se to završi za nekoliko minuta. Osnovne etape evolucije Vasiona su predstavljene na slici 8.1.

Naravno, vodonik se samo delimično konvertuje u helijum, jer nema dovoljno neutrona, pošto se oni brzo raspadaju ( $t_{1/2} = 10,4 \text{ min}$ ). Istovremeno, spajanje dvaju protona (fuzija H-H) je veoma spor proces zbog elektrostatičkog odbijanja jezgara. To odbijanje je za oko 2% jače nego jaka sila koja privlači protone i ono praktično onemogućava nagomilavanje  ${}^2\text{He}$  (tablica 7.5). Sve u svemu, posle oko 250 s vasiionski prostor ispunjavaju *protoni* i *deuteroni* (75%) i jezgra  ${}^3\text{He}$  i  ${}^4\text{He}$  (25%).

---

<sup>74</sup> Ovaj naziv je uveo Gamov, prema staroengleskoj reči koja je označavala „prvobitnu supstanciju”.



Slika 8.1. Osnovne etape u evoluciji Svemira.

Nakon 300 000 godina od Velikog praska temperatura je pala na oko 3000 K. To omogućuje da se zbog kulanovskog privlačenja jezgra nastala primarnom nukleosintezom "obuku" elektronima i nastanu prvi atomi vodonika i helijuma.

### 8.1.1 Rađanje zvezda i njihov život

Nastali atomi se zbog različitih kretanja u Vasioni mogu koncentrisati u oblake veće gustine, iz kojih, posle oko 1 milijarde godina, može početi stvaranje zvezda.

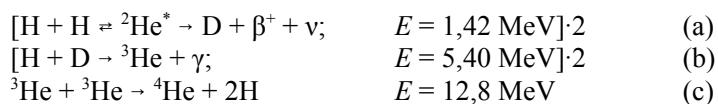
Naime, ako u nekoj tački Svetogira iz bilo kakvih razloga dođe do povećanja gustine te prvobitno vrlo razređene vodonične materije, zbog dejstva gravitacionih sila može doći do daljeg porasta gustine i formiranja nebeskog tela. Komprimovanje takvih tela usled gravitacije se naziva *gravitaciono sticanje*. Usled sticanja raste temperatura, naročito u centru tela, gde je i gustina najveća.

Gravitacionom sticanju se u početku opire tzv. *kvantna nepropustljivost* elektronskih omotača atoma. Pod *kvantnom nepropustljivošću* elektronskih omotača se podrazumevaju sile odbijanja među tim omotačima.

Kod tela koja su relativno velike mase, na primer kao Sunce ili veća, gravitacija je toliko jaka (ona raste sa porastom mase) da se kvantna nepropustljivost elektronskih omotača (koja ne zavisi od mase) ne može više odupirati gravitacionom sticanju. Zato dolazi do razaranja tih omotača u njihovim međusobnim sudarima i u sudarima sa drugim česticama velike energije. Tom prilikom se stvaraju ogoljena jezgra na jednoj strani i elektronski gas sastavljen od slobodnih elektrona na drugoj. To je plazma.

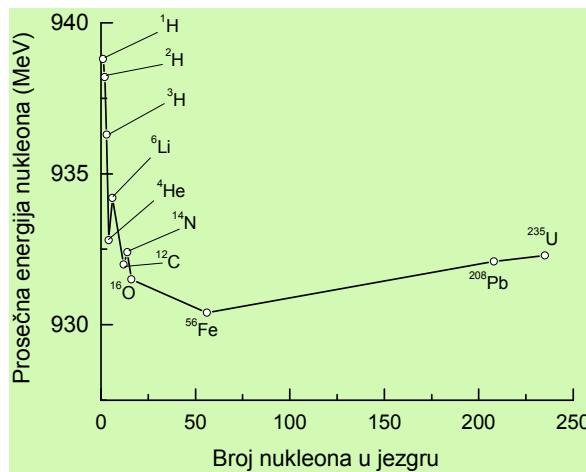
Takva materija se sada može dalje komprimovati više nego kada su elektroni i jezgra bili u sastavu atoma, jer ne postoji kvantna nepropustljivost, pa ih je moguće sabiti na još manju zapreminu. Temperatura dalje raste i kad dostigne milione stepeni otpočinje:

*Stupanj II:* Fuzija vodonika. Ona se na Suncu i sličnim zvezdama uglavnom odvija kroz mehanizam lanca *proton-proton*. Taj mehanizam u konačnom rezultatu predstavlja fuziju četiri protona u jedno jezgro  ${}^4\text{He}$ :



Pri tome se oslobađa dodatna energija iz fuzije, pošto spajanjem jezgara vodonika u helijum raste *energija veze po nukleonu* (sl. 7.12), tj. opada prosečna energija po nukleonom vezanom u novonastalom jezgru. Ova potonja predstavlja energijski ekvivalent prosečne mase vezanog nukleona. Ako se ta energija predstavi grafički kao funkcija masenog broja dobiće se dijagram koji je ekvivalentan dijagramu datom na slici 7.12,  $B/A = f(A)$ , ali iz kojeg se jasnije vidi da sistem u stvari klizi niz levu padinu energijske Jame, slika 8.2. To deluje nasuprot gravitacionom sticanju i u jednom

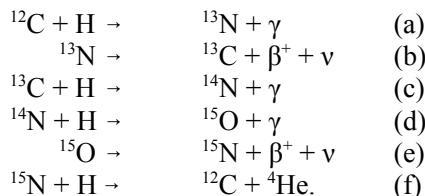
momentu će ga zaustaviti. Kaže se da je tada zvezda stvorena. Tako je pre oko  $5 \cdot 10^9$  godina stvoreno Sunce.



Slika 8.2. Prosečna energija po nukleonu u funkciji masenog broja.

Proces fuzije vodonika u helijum je spor i u kosmičkim relacijama, jer je u lancu spora reakcija stvaranja D, sa srednjim vremenom trajanja od  $7-15 \cdot 10^9$  godina. Uzgred, ona je i povratna, pošto jezgro deuterijuma ima malu energiju veze po nukleonu (1,11 MeV) pa se relativno lako raspada. Naime, sudsudom dvaju protona trebalo bi da nastane jezgro  ${}^2\text{He}$ , tzv. diproton, ali kako on ne može postojati iz već navedenih razloga, jedino što je mogućno da se desi jeste spori pozitronski raspad. Ova reakcija diktira čitavu kinetiku lanca. No, ta sporost omogućuje zvezdama da žive dugo. Energija koju emituje Sunce i njemu slične zvezde potiče uglavnom iz p-p lanca.

U zvezdama koje su teže i sjajnije od Sunca, pa su time i gravitacioni pritisci veći i vladaju više temperature, gorenje vodonika do helijuma se pretežno odvija kroz tzv. ciklus *ugljenik-azot* (C-N).



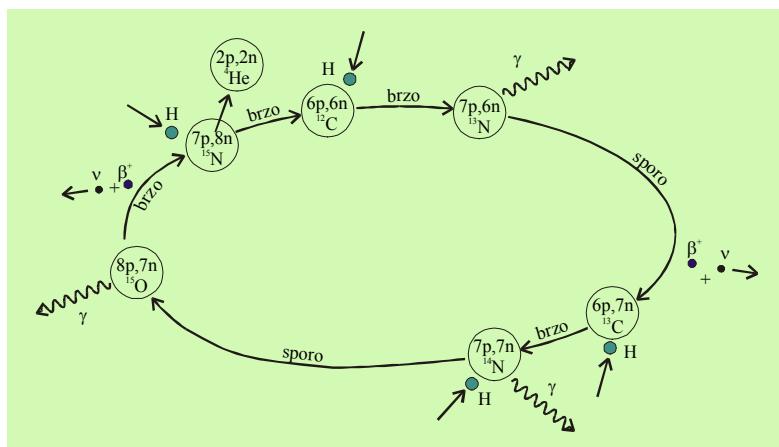
$$4\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + 2\beta^+ + 2\nu + \gamma; \quad \Delta m = 0,02871 \text{ u} = 26,7 \text{ MeV}.$$

Potrebno je, naravno, da ta jezgra budu prethodno stvorena. Mehanizam C-N ciklusa je predložio H. Betel 1939. godine. Ilustrovan je na slici 8.3.

Najsporija reakcija u okviru ovoga ciklusa je stvaranje kiseonika, pod (d), sa srednjim vremenom trajanja od  $3 \cdot 10^8$  godina. Zbog povećane temperature u takvim

zvezdama postoji mogućnost da se stvore i teža jezgra (kao što su C, N i O), koja u ciklusu deluju analogno katalizatoru u hemiji, učestvuju u procesu ali njihova količina na kraju ostaje konstantna.

Izgaranje vodonika do helijuma je prva i najduža faza života zvezde. Ona traje i do 90% vremena života. Izgaranje se odvija u unutrašnjosti zvezde a energija se prenosi do površine i emituje u Svetmir.



Slika 8.3. Shematski prikaz C–N ciklusa.

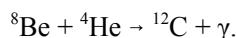
### 8.1.2 Stvaranje atomskih jezgara u zvezdi

Kako vodonik u centru zvezde gori, to njegova količina opada, a istovremeno raste količina helijuma. Kad nestane goriva, termonuklearno izgaranje u centru se zaustavlja, a nastavlja se u oblozi tog jezgra zvezde. Tako centralni deo, koji je sada hladan, sve više povećava svoju masu, a sloj koji gori ide ka periferiji, što uzrokuje povećanje zapremine omotača. Istovremeno, zbog porasta mase u centru ponovo počinje gravitaciono stezanje, što izaziva nestabilnost zvezde. To je pravi kraj mladosti zvezde. Stezanje u centru povećava gustinu sredine i temperaturu, što dalje vodi u

*Stupanj III:* Fuzija helijuma (gustina  $\approx 10^5 \text{ g/cm}^3$ ,  $T \approx 10^8 \text{ K}$ ). Ovaj period života se zove faza helijuma. Tada se, između ostalog, stvaraju tzv. poli-alfa jezgra, kao što su  $^8\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$  i  $^{16}\text{O}$ . Mogući mehanizmi su



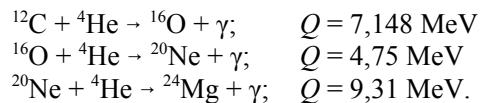
Ovaj izotop berilijuma se raspada sa izrazito kratkim vremenom poluraspada,  $t_{1/2} \approx 10^{-16} \text{ s}$ , ali je njegova koncentracija ipak dovoljna da omogući sledeći stupanj



Konačan rezultat koji se dobiva sabiranjem navedene dve jednačine je



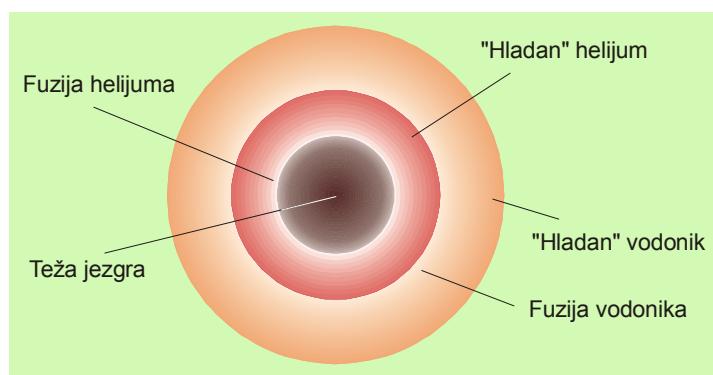
Kad koncentracija  $^{12}\text{C}$  postane dovoljno velika, mogućno je da  $^4\text{He}$  izgara dalje dajući kiseonik ili još teža jezgra prema jednačinama



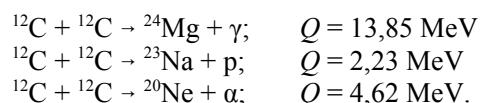
Pri svemu ovome se oslobađa energija jer su nastali ugljenik i kiseonik stabilniji, slike 7.12 i 8.2. Helijuma je sve manje jer on gori, količine C i O rastu u centru zvezde. Kad nestane helijuma fuzija u centru staje, a odvija se još u oblozi centralnog C-O jezgra. Iza te obloge u kojoj gori He dolazi sloj helijuma koji nije u stadijumu fuzionisanja, jer tamo ne vladaju odgovarajući uslovi, pa sloj vodonika koji gori, te na kraju sloj hladnog vodonika u koji dotiče materija iz okoline zvezde. Ilustracija ovakvog stanja zvezde je data na slici 8.4.

Sada se centralno jezgro gravitaciono steže jer mu masa raste, a time raste i temperaturna sve dok ne otpočne novi ciklus fuzije tj.

*Stupanj IV:* Sagorevanje ugljenika. Fuzijom C-jezgara se mogu dobiti jezgra čiji su maseni brojevi najviše dvostruko veći od masenih brojeva polaznih jezgara, npr.  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  itd. putem reakcija



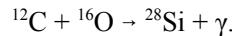
Slika 8.4. Zvezda u stadijumu helijuma.



Kad se sav ugljenik u centru zvezde utroši, prestaje fuzija njegovih jezgara, nestaje energija kojom se sistem opire gravitacionom sticanju, pa ono sad ponovo deluje, temperatura raste, a jezgra O, Mg, Ne itd. počinju se fuzionisati dajući još teža

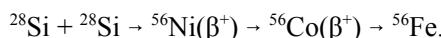
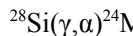
jezgra, što predstavlja novi stadijum u nukleosintezi. Stvoreni  $\gamma$ -zraci, protoni, neutroni i  $\alpha$ -čestice izvode i razne druge reakcije, koje ovde neće biti date.

Kada temperatura naraste do  $10^9$  K počinje se stvarati i silicijum (Si)



Taj silicijum je otporan na sve nuklearne reakcije na temperaturama do oko  $2 \cdot 10^9$  K, ali kad ona naraste do  $3,4 \cdot 10^9$  K onda počinje:

*Stupanj V:* Sagorevanje silicijuma. To je nova faza života zvezde koja u centru menja nuklearni sastav, u koji ulaze najteža do tada stvorena jezgra. Oko tog centra nastaje nova vredna obloga, a na nju se nastavljaju sve prethodne obloge različitog sastava onim redom kojim su i nastajale. Nuklearne fuzije se kreću ka površini. Osnovne reakcije ove faze su



Tako u centralnoj zoni nastaju atomska jezgra sa oko 60 nukleona (Fe i njegovi susedi - Cr, Mn, Co i Ni). Kad zvezda dođe do tog stadijuma njen jezgro je sagrađeno od najstabilnijih jezgara koja uopšte postoje u Kosmosu, jer su na vrhu krive  $B/A = f(A)$ , odnosno u dnu jame sa [slike 8.2](#). Da bi se ona fuzionisala bilo bi neophodno ulagati energiju, nasuprot svim prethodnim fuzionim ciklusima u kojima se energija oslobađala, držeći tako ravnotežu gravitacionom stezanju. Zato se fuzija takvih jezgara sama od sebe neće ni desiti. I to je kraj termonuklearne fuzije u centru zvezde. Masa centralne zone raste, goriva je manje, a fuzija se pomera ka periferiji. Emisija energije ide u Svetmir, a ne nadoknađuje se. Kraj života zvezde je blizu. Ona će okončati ili laganim hlađenjem ili raspadom u katastrofalnoj eksploziji.

Manje zvezde se nakon što se ugase termonuklearne fuzije polako hlađe i stežu jer je gravitacija konačno pobedila. Energija se emituje u Vasionu. Konačno to postaju gusta i hladna tela. To će zadesiti i Sunce za nekoliko milijardi godina.

Veće zvezde, one koje su barem 50% masivnije od Sunca, svoj život završavaju katastrofalnim eksplozijama. Zvezda u fazi takve eksplozije naziva se u astronomiji *supernôva* (po lat. *novus* - nov)<sup>75</sup>. Njena prva faza traje nekoliko nedelja i vrlo je burna. U njoj se izrače ogromne količine energije. Nuklerani procesi su zahvaljujući tome takođe burni, emituje se mnogo neutrona. Tada dolazi do brzih apsorpcija neutrona koje dovode do stvaranja teških jezgara. Zvezda se raspade i njeni delovi razlete obogaćujući Svetmir jezgrima koja su stvorena u fuzijama, sporim apsorpcijama

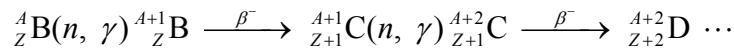
<sup>75</sup> Postoje i *nôve*, zvezde kojima se naglo uvećava sjaj ali nekoliko redova veličine manje nego kod supernôva. Prema astronomskim opažanjima s kraja 1998. godine izgleda da se dešavaju i *hipernôve*, tj. eksplozije za sada nejasnog porekla, u kojima se oslobođi nekoliko stotina puta veća energija nego kod *supernôve*, koja je do sada smatrana za najsnažniji događaj u Univerzumu.

neutrona i brzima apsorpcijama neutrona, a takođe i energijom. I Sunčev sistem, pa i naša Zemlja, predstavljaju otpatke nekih davnih zvezda koje su se raspale u katastrofama supernove.

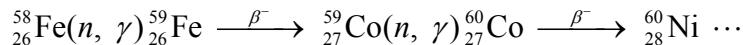
Dakle, zvezda aktivno živi zahvaljujući fuziji lakih jezgara koja drži ravnotežu gravitacionom stezanju. Procesima termonuklearne fuzije nastaju atomska jezgra do oko šezdesetak nukleona, a to je tridesetak najlakših elemenata.

### 8.1.3 Nastanak težih jezgara

s-procesi. Jezgra koja su teža od gvožđa i njemu bliskih elemenata nastaju kombinacijom ( $n, \gamma$ ) reakcija (jedne ili više njih, dok se ne dobije nestabilno jezgro), i  $\beta^-$ -raspada kojim se stvoreno jezgro stabilizuje. To se dešava sukcesivno i u pojednosta-vljenom vidu može se predstaviti jednačinom



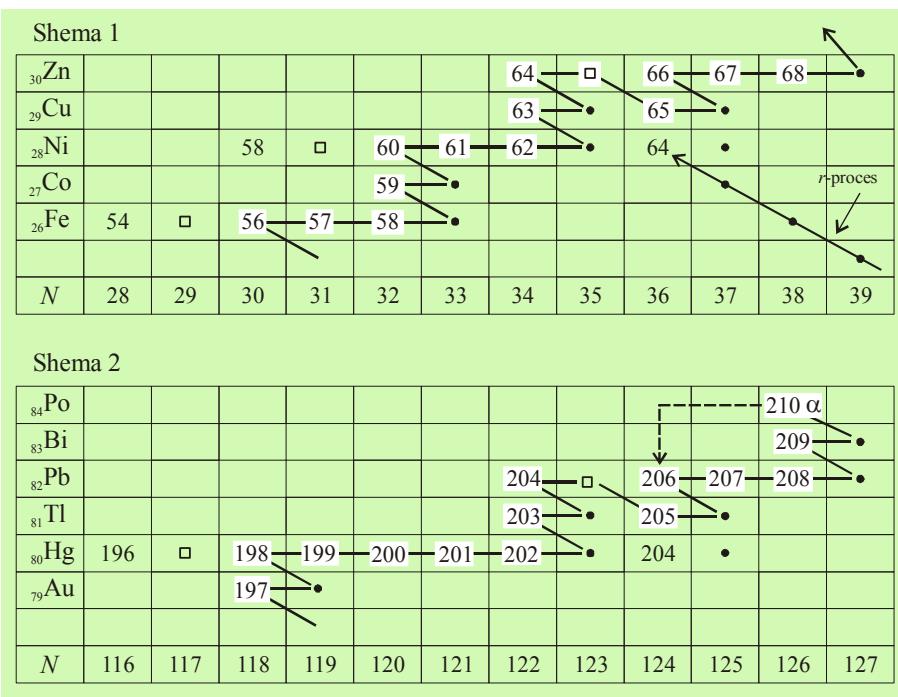
na primer



Apsorpcija neutrona u gornjim procesima je spora (sporija od  $\beta^-$ -raspada) jer ih nema dovoljno u centru zvezde (nema fuzije). Upravo to omogućuje da se nagrade teža jezgra. Ti procesi se označavaju kao s-procesi (engl. *slow* - spor). Između dve uzastopne apsorpcije neutrona od strane jednog jezgra protekne u proseku od 100 - 100 000 godina, što zavisi od tipa jezgra koje apsorbuje. To ima za posledicu da teških jezgara nema mnogo. Npr. svih jezgara koja imaju  $Z > 28$  u Sunčevom sistemu ima zajedno oko 0,0001%. Izvori neutrona u centru zvezde, koja je sposobna da stvara teža jezgra, su procesi fuzije koji se dešavaju okolo.

Evolucija s-procesa je dobro definisana jer su poznati svi potrebni parametri (tip raspada, vreme poluraspada, efikasni preseci itd.) i može se reprodukovati u laboratoriji. Ovaj se proces drži stabilnih nuklida kroz koje prolazi, kako je pokazano na shemama 1 i 2 (sl. 8.5), gde su prikazani početak i kraj ovog procesa. Polazi od izotopa gvožđa, krajnjeg proizvoda prethodne nukleosinteze. Naizmeničnim apsorpcijama neutrona i pratećim  $\beta^-$ -raspadima, dobivaju se sve teži nuklidi. Smetnja prostiranju procesa na prvi pogled su elementi bez stabilnih izotopa, *tehnečijum*-Tc i *prometijum*-Pm. Ipak, na putu su  $\beta^-$ -emiteri koji svojim raspadom nastavljaju proces, čak ga i ubrzavaju. Ovaj se proces, prepostavlja se, odigravao u stadijumima zvezda nazvanim crveni džinovi.

Najteže stabilno jezgro koje se ovim putem može sintetisati je  ${}^{209}\text{Bi}$ , posle čega se ulazi u domen  $\alpha$ -emitera koji svojim raspadom vraćaju proces unazad, što je jasno iz sheme 2. Vidi se takođe da se prilikom s-procesa javlja jedan broj „zaobiđenih“ nuklida koji neutronskim reakcijama ne mogu nastati. Tipična za zaobiđene nuklide je vrlo mala prirodna obilnost, ali oni su realnost koja traži objašnjenja.



Slika 8.5. Shema 1: Deo evolucije *s*-procesa koji počinje od izotopa gvožđa. Brojke – maseni brojevi stabilnih izotopa, (●) –  $\beta^-$ -emiteri, (□) –  $\beta^+$ -emiteri ili zahvat elektrona. Horizontalno pomeranje udesno je rezultat reakcije  $(n, \gamma)$ , kose linije nagore su posledica  $\beta^-$ -raspada, kose linije nadole  $\beta^+$ -raspada ili elektronskog zahvata. Shema 2: Krajnji deo evolucije *s*-procesa. Poslednji stabilni nuklid je  $^{209}\text{Bi}$  koji daje  $\alpha$ -radioaktivni  $^{210}\text{Po}$  koji se raspada do  $^{206}\text{Pb}$ .

#### 8.1.4 Nastanak najtežih jezgara

*r*-procesi (po engl. *rapid* - brz). To je drugi tip procesa nukleosinteze. On se mora odigrati vrlo brzo, u vremenu koje se meri sekundama i u znatno većem fluksu neutrona. Ovo se vrlo verovatno dešava u kosmičkim događajima koji se nazivaju *supernove*. To su epizode evolucije zvezda masivnijih od Sunca kojom prilikom im se sjaj naglo, u toku nekoliko časova, poveća za milione pa i milijarde puta, zasenivši sjaj cele galaksije u kojoj se desila, da bi potom lagano opadao. Tom prilikom očigledno nastaju uslovi za oslobođanje veoma velike količine slobodnih neutrona, a omotač zvezde potom velikim brzinama biva izbačen u okolni svemir, slika 8.6. Centralni deo zvezde povratnom inercijalnom kompresijom prelazi u neutronsku zvezdu<sup>76</sup> ili čak u

<sup>76</sup> Neutronske zvezde su tvorevine nastale kao rezultat eksplozije supernove, gde se u plazmi pod ogromnim pritiskom desilo spajanje protona i elektrona dajući neurone. Ovi objekti imaju gustinu od  $10^{14} \text{ g/cm}^3$  i tipično su prečnika 20 km, sa masom koja je reda mase Sunca.

kosmički objekt koji nazivamo crnom rupom<sup>77</sup>.

Ovakvi događaji očigledno nisu dostupni laboratorijskoj proveri, pa su i objašnjenja ove pojave veoma raznolika i menjaju se iz godine u godinu. Nuklearna svojstva dobrog dela učestvujućih nuklida se nalaze ekstrapolacijom. Stoga se istraživanje toka *r*-procesa izvodi računarima najvećeg kapaciteta, gde je glavni kriterijum saglasnost izračunatih obilnosti nuklida s onima koje su poznate za Sunčev sistem. Variranjem više raznih parametara pokazalo se da put *r*-procesa nije jednak s *s*-procesom (iako može dati doprinos). Glavni put je u oblasti vrlo nestabilnih nuklida s velikim viškom neutrona i vremenima poluraspađa manjim od jedne sekunde. (Nije ucrtan u sheme 1 i 2 jer prolazi 15 - 30 jedinica udaljen s desne strane dijagrama). Uslov je da gustina neutrona bude veća od  $10^{20}$  neutrona po kubnom centimetru<sup>78</sup>, temperature preko  $10^9$  K uz uspostavljanje ravnoteže  $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$ . Broj neutrona u jezgrima raste sve dok je to energetski dopušteno. Tada nastaje tzv. tačka zastoja, koja je najčešće vezana s magičnim brojevima nukleona. Sledi brz  $\beta^-$ -raspad, porast rednog broja, novo ubacivanje neutrona itd. Po prestanku procesa, koji je mogao teći samo kratko vreme, stvoreni nuklidi s viškom neutrona se stabilizuju nizom uzastonih  $\beta^-$ -raspada. Nuklid s viškom od, recimo, 20 neutrona napredovaće 20 rednih brojeva. Tako se preovladava barijera *s*-procesa,  $\alpha$ -emiteri i mala vremena poluraspađa izotopa astata, radona i francijuma koji su na putu ka dugoživućim izotopima Th i U<sup>79</sup>. U principu je na ovaj način moguće dostići i kalifornijum ( $Z = 98$ ). U ovom poslednjem slučaju treba ipak pretpostaviti ogromnu gustinu neutrona i do  $10^{27}$  čestica po  $\text{cm}^3$  (tj. s gustinom neutrona od  $1700 \text{ g/cm}^3$ !). O tome kako nastaje takva koncentracija neutrona postoje razne hipoteze. Prirodno ograničenje prostiranju procesa su spontane fisije najtežih jezgara.

Kako *s*-proces vremenski prethodi *r*-procesu, ovaj poslednji će sintetisati i jedan deo „zaobiđenih“ nuklida. Beta-aktivni nuklid nastao reakcijom  $(n, \gamma)$  neće imati vremena da se raspade već će novom reakcijom  $(n, \gamma)$  evoluirati u izotop s neutronom više, koji može biti stabilan. Primeri za ovo su nuklid  $^{64}\text{Ni}$  u shemi 1 ili  $^{204}\text{Hg}$  u shemi 2. U prvom slučaju,  $\beta^-$ -aktivni izotop  $^{63}\text{Ni}$  ( $t_{1/2} = 96$  god.) ne stiže da se raspade, već  $(n, \gamma)$  reakcijom ( $\sigma = 1,5 \text{ b}$ ) prelazi u zaobiđeni  $^{64}\text{Ni}$ . Ovaj izotop može u *r*-procesu nastati i višestrukim  $\beta^-$ -raspadom nekog od neutronima bogatih jezgara s masenim

---

Poseduju izuzetno brzu rotaciju, koja se zapaža po pulsirajućoj emisiji elektromagnetskog zračenja, pa se nazivaju i pulsari.

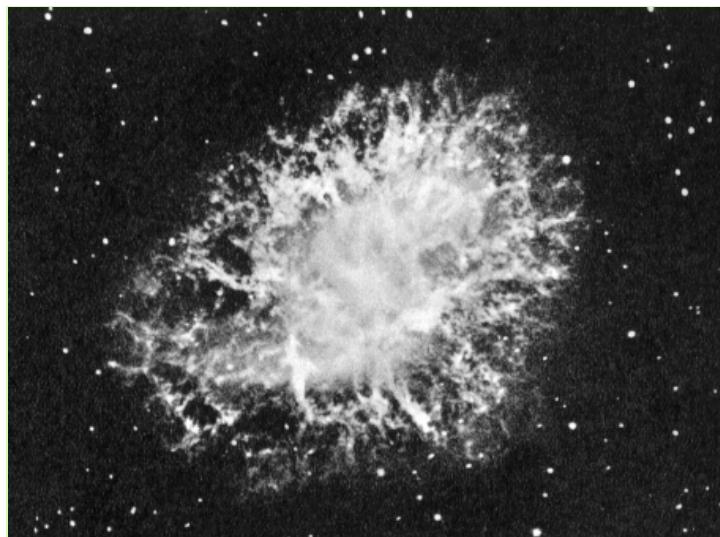
<sup>77</sup> Kosmički objekt s izuzetno velikom gravitacionom silom kojeg ništa, uključujući svetlost, ne može napustiti. To je poslednji stadijum razvoja masivne zvezde. Prema Ajnštajnovoj teoriji to je "singularnost", koju je 1916. godine predvideo astronom Švarcšild. Može se zapaziti jedino po svom gravitacionom uticaju na okolne kosmičke objekte.

<sup>78</sup> Gustina neutrona u jednom prosečnom termalnom reaktoru je reda  $10^{18} \text{ n/cm}^3$ , ali bez gornjeg uslova o temperaturi. Termonuklearne eksplozije su najbliža aproksimacija.

<sup>79</sup> Na istom principu, ali u termonuklearnim eksplozijama, nastaju viši transuranijumski elementi (§ 8.2).

brojem 64. Ovo je označeno dugačkom strelicom u desnom donjem delu sheme 1.

Neki nuklidi bogatiji protonima ni jednim od dva pomenuta procesa ne mogu nastati, na primer  $^{54}\text{Fe}$  u shemi 1 (sl. 8.5) ili  $^{196}\text{Hg}$  u shemi 2. Stoga se smatra da se morao odigravati i  $p$ -proces ( $p$  po protonu) gde se sinteza ostvaruje brzom apsorpcijom protona reakcijama ( $p, \gamma$ ). Teorijski, ovaj je proces teže predvidljiv od prethodna dva.



**Slika 8.6.** Maglina Rak u sazvežđu Bik, snimljena u  $\text{H}\alpha$  liniji vodonika. Ovo je ostatak supernove koja je viđena 1054. godine. Udaljenost je oko 5000 svetlosnih godina. Ostaci se razleću brzinom od 1200 km/s. U centru magline je konstatovano prisustvo pulsara.

Supernove svoje novosintetisane elemente velikim brzinama rasipaju po međuzvezdanom prostoru. Vremenom i ovaj materijal se okuplja stvarajući nove zvezde, koje posle izvesnog vremena mogu ponovo proći kroz stadijum supernove ako su dovoljno masivne. Procenjuje se da je sastav elemenata od kojih se sastoji Sunčev sistem rezultat nekoliko takvih događaja. Eksplozija poslednje supernove se morala desiti relativno kratko vreme pre formiranja Sunčevog sistema. Sastav danas postojećih radioaktivnih nuklida ukazuje da se to moralo desiti pre oko 4,7 milijardi godina, što je samo 100 miliona godina pre okupljanja (akrecije). Zvezda, bivša supernova, koja nam je dala poslednji doprinos elemenata, nije identifikovana. Možda je to danas samo nevidljiva crna rupa, ne mnogo udaljena od Sunčevog sistema.

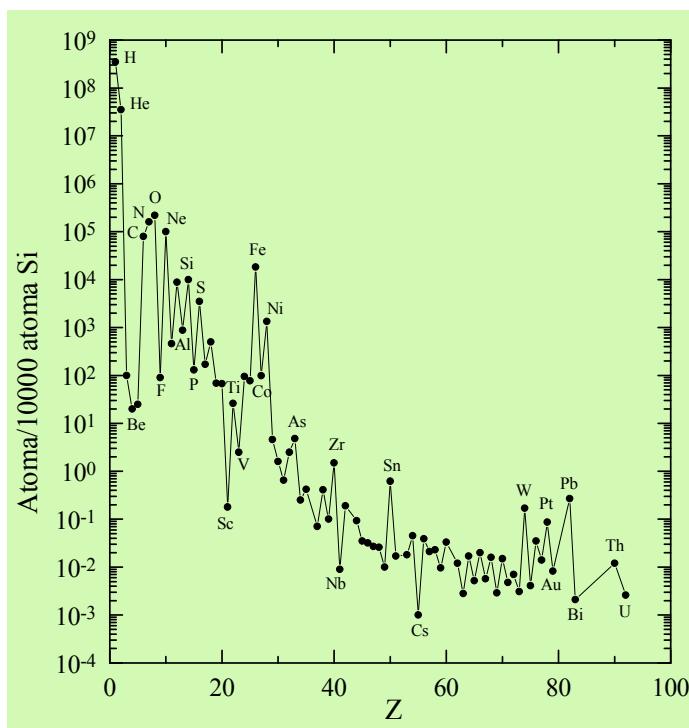
Heminski sastav svemirske materije u stalnoj je evoluciji, stalno se obogaćuje atomima sa teškim jezgrima, a glavna „sirovina” je vodonik. Procenjuje se da je prosečna kosmička obilnost vodonika oko 88,6%. Drugi element po obilnosti je helijum, 11,3%. Ova dva elementa zajedno čine 99,9% svih atoma u Kosmosu, ili 99% njegove ukupne mase. Ipak, njihova obilnost u različitim kosmičkim objektima, kao i obilnost drugih elemenata, se može kretati u veoma širokim granicama. Tako, obilnost vodonika na Zemlji je svega 0,88%, dok obilnost kiseonika iznosi oko 50%.

Kao izvori informacija o navedenim koncentracijama služe različiti kosmički

objekti: Sunce i druge zvezde, Zemlja, Mesec i meteoriti, gasovite magline, međuzvezdani prostori, čestice kosmičkih zraka, planete i komete u sunčevom sistemu itd. Podaci se prikupljaju ili spektroskopskim metodama (za objekte sa kojih nije moguće uzeti uzorak), ili direktnom analizom uzorka (Zemlja, Mesec, meteoriti, kosmički zraci itd.)

Relativne obilnosti elemenata u Kosmosu ilustruje slika 8.7. Vidi se da obilnost pada idući od lakih elemenata ka teškim i to veoma strmo (*log-skala*). Ta zavisnost i analiza koju su njeni autori (Goldšmit i Harison Braun) napravili pokazuje da:

- a) relativna obilnost opada eksponencijalno sa rednim brojem  $Z$  sve do oko  $Z = 50$  (Sn), posle čega je zavisnost ujednačenija;
- b) obilnost elemenata nije vezana sa njihovim hemijskim svojstvima već sa nuklearnim karakteristikama njihovih najstabilnijih izotopa;
- c) se javljaju izraziti maksimumi obilnosti kod elementa grupe gvožđa, kao i kod elemenata kod kojih  $Z$  i  $N$  odgovaraju magičnim brojevima.



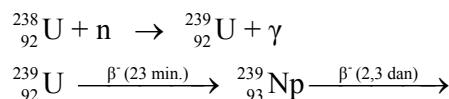
Slika 8.7. Relativna kosmička obilnost elemenata kao funkcija rednog broja elementa.

## 8.2 TRANSURANIJUMSKI ELEMENTI - TRANSURANI<sup>80</sup>

U poglavljju o fisijsi pomenuti su eksperimenti Enrika Fermija i saradnika, koji su pokušavali da neutronskim ozračivanjem uranijuma sintetišu teže elemente rednih brojeva 93, 94 i više. Konstatovano je da se očigledno dobiva  $\beta$ -radioaktivni nuklid  $^{239}\text{U}$  s vremenom poluraspada od 23 minuta, ali njegov proizvod raspada, element 93, nije mogao biti identifikovan, danas znamo, zbog prisustva brojnih proizvoda fisijske. Takođe, drugi očekivani element rednog broja 94, nije bio  $\beta$ -emiter već  $\alpha$ -emiter, ali je ta njegova  $\alpha$ -emisija bila prekrivena zračenjem uranijuma.

Prema ondašnjim predstavama (v. sliku 7.1 - [Periodni sistem pre otkrića transuranijumskih elemenata](#)), element 93 je trebalo da bude homolog elementa renijuma a 94 osmijuma. Dodavanje ovih elemenata kao [nosача](#) nastaloj smeši nije ubedljivo pokazalo da se novonastali „transurani” slično ponašaju.

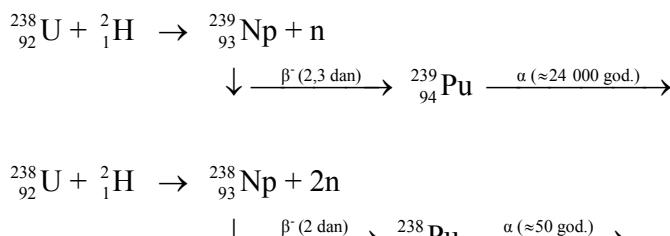
Ubrzo po otkriću fisijske zapaženo je da fisioni fragmenti, zbog svojih visokih kinetičkih energija, mogu da „iskoče” iz uranijuma prilikom neutronskog ozračivanja, i da budu zahvaćeni na sloju materijala koji se stavlja nad samom metom. Raspolažući znatno većim neutronskim fluksevima, dobivenim u SAD upotreboom ciklotrona, Makmilan i Ejbelson su 1940. godine u ovakvim eksperimentima konstatovali da se jedna aktivnost s vremenom poluraspada od 2,3 dana u potpunosti zadržava u ozračenom sloju, tj. da nema energiju fisionih fragmenata. Posle izdvajanja ove komponente konstatovano je da je ona po svojim osobinama srodnica i uranijumu i retkim zemljama a nikako renijumu, za kojeg se pretpostavljalio da bi morao biti sličan elementu 93. Tumačenje ovih rezultata predstavljeno je sledećom shemom. Sintetisani element dobio je naziv *neptunijum*, simbol Np.



Potraga za sledećim transuranijumskim elementom je nastavljena deuteronskim ozračivanjem uranijuma, koji je bio u obliku uranijum-oksida ( $\text{U}_3\text{O}_8$ ) na podlozi od bakra. Tom prilikom su dobivena dva izotopa neptunijuma (238 i 239), koja su imala slična vremena poluraspada (2,1 i 2,3 dana), ali je njihova smeša emitovala značajno  $\alpha$ -zračenje (vreme poluraspada [reda 50 god.](#)), čiji je intenzitet rastao sa vremenom. To sa čistim  $^{239}\text{Np}$ , manje količine ovog izotopa su bile izolovane ubrzo po njegovom otkriću, nije bio slučaj. Potomak njegovog  $\beta^-$ -raspada, izotop 94-239, to se sada zna, ima znatno duže vreme poluraspada ( $\approx 24\ 000$  god.), zbog čega je njegova aktivnost u uzorku bila mala, pa nije bila zapažena. Zaključeno je da aktivnost koja je tada

<sup>80</sup> Naziv za element  ${}_{92}\text{U}$  koji je uobičajen u domaćoj hemijskoj literaturi je *uran*. Međutim, stručnjaci za jezik smatraju da se *Uran* može koristiti samo kao naziv planete, a *uranijum* za hemijski element. Ta je situacija potpuno analogna slučajevima *Pluton* - *plutonijum* i *Neptun* - *neptunijum*, gde su hemijski elementi nazvani po odgovarajućim planetama.

konstatovana potiče od potomka  $\beta^-$ -raspada  $^{238}\text{Np}$ , koji je  $\alpha$ -emiter s tada utvrđenim vremenom poluraspada od oko 50 godina (danas znamo da je to 87,7 godina), što je znatno kraće od vremena poluraspada drugog stvorenog izotopa (239). Shodno tome i aktivnost je bila veća.. To znači da je otkriven još jedan element nazvan *plutonijum*<sup>81</sup> (94, Pu), jedan od danas najznačajnijih veštačkih elemenata. Reakcije su bile



Najznačajniju ulogu u ovom, kao i u nizu sledećih radova o sintezi transuranijumskih elemenata, imao je američki nuklearni hemičar Glen Siborg<sup>82</sup>.

Da bi se doobile još veće količine ovog elementa, kilogramski uzorci uranijuma su u SAD dugotrajno ozračivani neutronima dobivenim ciklotronima. Iz ovih uzoraka hemijski je izolovano desetak mikrograma plutonijuma, pa su mogle biti određene njegove hemijske i nuklearne osobine. Važan je zaključak bio da je u čistom Pu (ovde  $^{239}\text{Pu}$ ) moguća nuklearna lančana reakcija, što je bilo veoma aktuelno, jer se sve ovo događalo u toku Drugog svetskog rata i planova o konstrukciji nuklearnog oružja.

### 8.2.1 Sinteze viših transuranijumskih elemenata - serija aktinoida

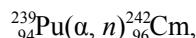
Put ka otkrićima još težih elemenata i popunjavanju Periodnog sistema je širom otvoren tek Siborgovim velikim idejama iz 1944. godine. Naime, u njegovoj grupi su naslućivali da bi transuranijumski elementi mogli pripadati jednoj seriji elemenata analognoj retkim zemljama (lantanoidima). Po njihovom tadašnjem mišljenju ta serija bi trebalo da počinje sa uranijumom. Nuklearne reakcije poduzete radi pravljenja elemenata 95 i 96 i njihovo pokušano radiohemski odvajanje na bazi prepostavljene sličnosti sa Pu, Np i U su dali negativan rezultat. Danas se zna da oni pripadaju jednoj takvoj seriji i da pretpostavka o hemijskoj sličnosti nije bila sasvim bez osnova, ali je problem bio u tome što se baš kod njih javljaju izvesna odstupanja od pravilnosti.

Tek nakon pretpostavke da takva serija počinje ne sa uranijumom već sa aktinijumom, stvari su se složile kako treba. Po analogiji sa *lantanoidima* ta serija je kasnije nazvana serijom *aktionida*, tj. serijom elemenata sličnih aktinijumu.

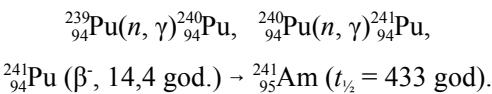
<sup>81</sup> Teza da neptunijuma i plutonijuma u prirodi nema, nije sasvim tačna: neutroni spontane fisije u rudama uranijuma ipak stvaraju tragove Np i Pu.

<sup>82</sup> G. Siborg i E. Makmilan su 1951. godine dobili Nobelovu nagradu za hemiju za svoja otkrića u hemiji transuranijumskih elemenata.

Elementi sa rednim brojem 96 i više (*kirijum* i dalje od njega) su hemijski slični sa odgovarajućim lantanoidima - trovalentni su (§8.2.3). Pretpostavka se u eksperimentima pokazala kao tačna pa su na osnovu sličnosti sa *europijumom* i *gadolinijumom* (koji imaju stabilno III oksidaciono stanje) odvojeni prvo *kirijum* ( $^{242}_{96}\text{Cm}$ ), iz plutonijuma bombardovanog ubrzanim  $\alpha$ -česticama



pa tek onda *americijum* ( $^{241}_{95}\text{Am}$ ), nakon bombardovanja  $^{239}\text{Pu}$  neutronima u reaktoru



Odvajanja su vršena jono-izmenjivačkim tehnikama.

Kasnije je sve išlo znatno lakše što se tiče planiranja eksperimenata i njihovog predviđanja, ali sa povećanim tehničkim teškoćama. Teže elemente je trebalo praviti iz lakših, a ovi su tek bili identifikovani i valjalo ih je napraviti u merljivim količinama. Tako je bombardovanjem 7 mg americijuma  $^{241}_{95}\text{Am}$  ubrzanim  $\alpha$ -česticama nastao *berklijum*,  $^{243}_{97}\text{Bk}$ . On je izdvojen hemijski tako što je povučen sa lantan-fluoridom kao nosačem, rastvoren, odvojen od lantanoida koji su bili fisioni proizvodi, pa aktinoidi u dobivenoj frakciji razdvajani jonizmenjivačkom metodom. Predviđanje da će se element 97 pojaviti pri eluiranju ispred Cm i Am, sve na osnovu ponašanja odgovarajućih lantanoida (*terbijuma* i *gadolinijuma*), je bilo tačno, što je dokazano merenjem aktivnosti odgovarajuće frakcije u eluatu, identifikacijom radioizotopa, a kasnije i hemijskim metodama.

Sledeći element, *kalifornijum* (98, Cf), je otkrila ista - Siborgova grupa, takođe u Berkliju. Sada je Cm bombardovan ubrzanim  $\alpha$ -česticama, a procedura izdvajanja produkata je bila opet jonoizmenjivačka. Bio je to izotop  $^{245}_{98}\text{Cf}$ .

Elementi *ajnštajnjum* (99, Es) i *fermijum* (100, Fm) su stvoreni u jednoj eksploziji termonuklearne bombe zvane „Mike”, koja je izvedena na Pacifiku 1. novembra 1952. godine. „Prašina” koja je skupljena od te eksplozije je, kako su analize pokazale, sadržavala i neke do tada nepoznate (najteže) izotope *plutonijuma* (244 i 246), koji su mogli poticati od raspada novih teških elemenata. Zaključeno je, na osnovu naknadno izvedenih računa, da je  $^{238}_{92}\text{U}$  bio izložen ekstremno visokim fluksevima neutrona (u nuklearnim eksplozijama u vremenu od  $10^{-8}$ - $10^{-6}$  s oni su  $10^{23}$  do  $10^{25}$  n/cm<sup>2</sup>), te da je tako u kratkom vremenu apsorbovao veliki broj neutrona, a onda uzastopnim  $\beta$ -raspadima dao navedene elemente. Na primer



Za odvajanje je opet iskorišćena jonoizmenjivačka kolona. I u otkriću ovih elemenata je učestvovala berkljska grupa, ali i dve nacionalne laboratorije SAD - Argon i Los Alamos.

Međutim, transurani važni za praksu najefikasnije se proizvode dugotrajnim

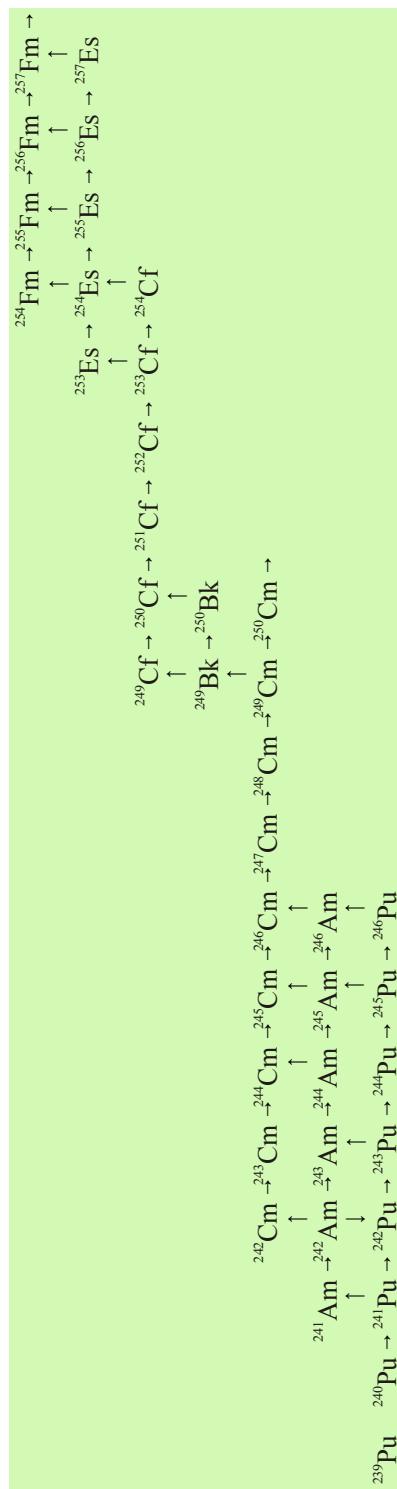
ozračivanjem u fisionim reaktorima. Naime, ako se npr. izotop  $^{239}\text{Pu}$  (ekstrahovan iz goriva nuklearnih reaktora) izloži intenzivnom i dugotraјnom neutronskom zračenju u nuklearnim reaktorima visokog fluksa neutrona, dešavaju se nuklearne reakcije i radioaktivni raspadi predstavljeni shemom na sl. 8.8.

Vidi se, prvo, da  $^{239}\text{Pu}$  uzastopnim reakcijama ( $n, \gamma$ ) evoluira u svoje teže izotope. Drugo, zapaženo je da dva člana ovog niza s neparnim masenim brojevima pokazuju  $\beta$ -radioaktivnost, što vodi stvaranju izotopa elementa rednog broja 95, koji je dobio naziv *americijum*, simbol Am, po analogiji sa stabilnim elementom *europijumom* iz serije lantanoida. Ovde prvi stvoreni nuklid takođe podleže reakcijama ( $n, \gamma$ ) gradeći seriju u kojoj su parni izotopi podložni  $\beta$ -raspadu, dajući izotope elementa rednog broja 96 - *kirijum*. Dalji novi elementi dobiveni na ovaj način su *berkljijum* (Bk), *kalifornijum* (Cf), *ajnštajnjum* (Es) i *fermijum* (Fm)<sup>83</sup>.

Treba imati na umu činjenicu da količine ovako stvorenih transuranijumskih izotopa progresivno opadaju idući u shemi s leva na desno i odozdo na gore. Razlog je u tome što željenim reakcijama ( $n, \gamma$ ) konkurišu fisije mnogih članova niza kao i normalni radioaktivni raspadi svih učesnika. Preko 90% od početnog plutonijuma se

---

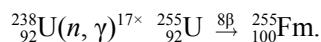
<sup>83</sup> Berkelijum po mestu Berkli (Berkeley, Kalifornija) gde se nalazila laboratorija, kalifornijum po američkoj saveznoj državi u kojoj je učinjena prva sinteza, ajnštanjum po A. Ajnštajnu i fermijum po E. Fermiju.



**Slika 8.8.** Stvaranje izotopskih jezgara transuranijumskih elemenata pri ozračivanju  $^{239}\text{Pu}$  u reaktoru visokog neutronskog fluksa. Horizontalna strelica označava zahvat neutrona, tj.  $(\eta, \gamma)$  reakciju, vertikalna naviše  $\beta^-$ -raspad, a vertikalna naniže zauvjet elektrona.

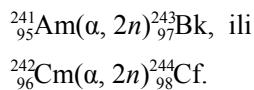
ovom prilikom transformiše u fisione proizvode. Poslednji nuklid u ovoj shemi je  $^{257}\text{Fm}$  koji nema  $\beta$ -aktivnih izotopa.

Gore izloženo je rezultat dugog, višegodišnjeg ozračivanja nuklida  $^{239}\text{Pu}$  u reaktorima. Analogan rezultat, ali s različitim prinosima pojedinih elemenata, može biti postignut je i trenutnim ozračivanjem snažnim neutronskim fluksevima, koje se dešava u nuklearnim eksplozijama, što je već pomenuto u vezi sa eksplozijom bombe "Mike". Pored tamo navedene reakcije stvaranja kalifornijuma, ajnštajnjuma itd. moguće je ostvariti i reakciju

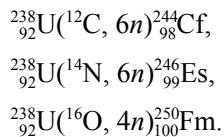


Ovde je procenjeno da je kroz  $\text{cm}^2$  mete u kratkom vremenu moralo proći 45 molova neutrona!

Postoji i drugi, češće korišćeni metod sinteze, a to je ozračivanje ubrzanim  $\alpha$ -česticama u akceleratorima. Ovde se dobivaju i nuklidi koji se ne javljaju u gornjim shemama, ali samo u veoma malim ali merljivim količinama. Ako se izotopi americijuma ili kirijuma (izotopi najvećeg prinosa sa sl. 8.8) bombarduju ubrzanim  $\alpha$ -česticama odigraće se reakcije



Teška jezgra se mogu bombardovati i jonima težim od  $\alpha$ -čestica, npr. potpuno od elektrona ogoljenim ionima ugljenika, azota i kiseonika:



Prinosi ovakvih reakcija su mali. Za poslednju, pri energiji bombardujućih jona od 90 MeV, izmeren je efikasni presek od  $10^{-6}$  b.

### 8.2.2 Najteži elementi

Za dobivanje najtežih elemenata (104 i više, transaktinoidi) nije više dovoljno da se lakši elementi bombarduju snažnim fluksevima neutrona jer se pokazuje da raste verovatnoća fisije tih jezgara. Zato je glavni metod sada bombardovanje ubrzanim teškim ionima, kojima se može saopštiti velika energija i tako omogućiti da se fuzionišu sa jezgrom mete dajući element znatno većeg rednog broja nego što je element u meti, sve to u jednostepenom procesu. Tako npr. neki od najtežih elemenata, čiji su redni brojevi 110, 111 (mada su sintetisani i teži, § 8.3.3), dobiveni su u nuklearnim reakcijama tipa

$^{208}_{82}\text{Pb}$  ( $^{64}_{28}\text{Ni}$ ,  $n$ )  $^{271}110$  ( $\sigma = 3,5\text{-}15 \text{ pb}$ ,  $\alpha$ -emiter,  $t_{1/2} = 1,4 \text{ ms}$ ),

$^{209}_{83}\text{Bi}$  ( $^{64}_{28}\text{Ni}$ ,  $n$ )  $^{272}111$  ( $\alpha$ -emiter,  $t_{1/2} = 1,5 \text{ ms}$ ),

ali s veoma malim efikasnim presećima. U nekim slučajevima je bombardovanje trajalo nedeljama da bi se dobio jedan atom!

**Tablica 8.1.**  
Sintetisani transuranijumski elementi

Redni broj	Simbol i naziv	Izotop najdužeg života i vid raspada	Vreme poluraspada	Pristupačne količine
93	Np - neptunijum	$^{237}\text{Np}$ , $\alpha$	$2,14 \cdot 10^6 \text{ god.}$	kilogrami
94	Pu - plutonijum	$^{244}\text{Pu}$ , $\alpha$ , SF	$8,0 \cdot 10^7 \text{ god.}$	stotine tona*
95	Am - americijum	$^{243}\text{Am}$ , $\alpha$	$7,37 \cdot 10^3 \text{ god.}$	kilogrami
96	Cm - kirijum	$^{247}\text{Cm}$ , $\alpha$ , SF	$1,56 \cdot 10^7 \text{ god.}$	kilogrami
97	Bk - berkelijum	$^{247}\text{Bk}$ , $\alpha$	1380 god.	grami
98	Cf - kalifornijum	$^{251}\text{Cf}$ , $\alpha$	898 god.	stotine grama
99	Es - ajnštajnjum	$^{254}\text{Es}$ , $\alpha$	276 d.	mikrogrami
100	Fm - fermijum	$^{257}\text{Fm}$ , $\alpha$	100,5 d.	delovi miligrama
101	Md - mendeljevijum	$^{258}\text{Md}$ , $\alpha$	54 d.	desetine atoma
102	No - nobelijum	$^{259}\text{No}$ , $\alpha$ , SF	58 min.	hiljade atoma
103	Lr - lorensijum	$^{260}\text{Lr}$ , $\alpha$	3,0 min.	10-100 atoma
104	Rf - raderfordijum	$^{261}\text{Rf}$ , $\alpha$	65 s	pojedinačni atomi
105	Db - dubnijum	$^{262}\text{Db}$ , $\alpha$ , SF	34 s	pojedinačni atomi
106	Sg - siborgijum	$^{266}\text{Sg}$ , $\alpha$ , SF	20 s	pojedinačni atomi
107	Bh - borijum	$^{262}\text{Bh}$ , $\alpha$ , SF	0,1 s	pojedinačni atomi
108	Hs - hasijum	$^{263}\text{Hs}$ , $\alpha$	1 s	pojedinačni atomi
109	Mt - majtnerijum	$^{266}\text{Mt}$ , $\alpha$	3,4 ms	pojedinačni atomi
110	Ds - darmstatijum	$^{271}\text{Ds}$ , SF	9 ms	pojedinačni atomi
111	Rg - rendgenijum	$^{272}\text{Rg}$ , $\alpha$	1,5 ms	pojedinačni atomi

\*Odnosi se na  $^{239}\text{Pu}$  sa  $t_{1/2} = 24\ 110 \text{ god.}$

Fizički je značajna činjenica da s porastom rednog broja opada i stabilnost, odn. vreme poluraspada izotopa novih elemenata. Takođe je uočljivo da kod njih počinje da preovladava raspada spontanom fisijom, koji je u nekim slučajevima brži od normalnog

raspada  $\alpha$  ili  $\beta$ . U tablici 8.1 su dati podaci o najdugovečnijim nuklidima do sad sintetisanih transuranijumskih elemenata.

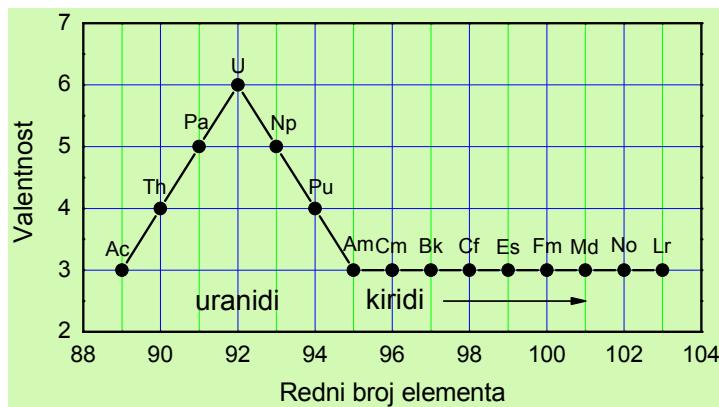
Treba napomenuti da su podaci u tablici za najteže elemente najmanje pouzdani. Sadrže široke granice greške i često bivaju osporavani.

Zanimljivo je kako su davani nazivi ovim novim elemenata i kakvi su sporovi postojali u vezi sa nomenklaturom najtežih transuranijumskih elemenata, [detaljnije](#).

### 8.2.3 Hemijska svojstva transuranijumskih elemenata

Već je bilo pominjano da je nekada, pre otkrića da postoji serija aktinoida, smatrano da je uranijum teži homolog volframa i molibdena i da će element 93 biti sličan renijumu, element 94 osmijumu itd. (Kod uranijuma izvesna analogija stvarno postoji, jer se npr. uranati ponašaju vrlo slično volframatom i molibdatima). Ispitivanje hemijskih osobina transuranijumskih elemenata izmenila su ovu sliku. Analiza elektronske strukture elemenata počev od aktinijuma ( $Z = 89$ ) pokazala je da se ovde radi o seriji elemenata koja je analogna dobro poznatom nizu od 14 *lantanoida*, elemenata kod kojih se popunjavaju elektroni u dubljem nivou 4f, dok periferni elektroni ostaju nepromjenjeni. Tako je i predloženo postojanje serije od 14 *aktinoida*, kod kojih se popunjavanje dešava u nivo 5f.

Lantanoidi su karakteristični po tome što je kod svih najstabilnije oksidaciono stanje 3+, tj. trovalentni su. Ovo je samo delimično tačno kod aktinoida, kao što je prikazano na slici 8.9. Vidi se da aktinijum jeste trovalentan, ali da do uranijuma



Slika 8.9. Najstabilnija valentna stanja kod aktinoida.

najstabilnija valentnost raste do šest, što jasno odstupa od očekivane pravilnosti<sup>84</sup>. I hemijska svojstva su im jasno različite. Posle uranijuma, neptunijum je petovalentan, plutonijum četvorovalentan, americijum trovalentan. Odavde je svih sledećih 8

<sup>84</sup> Poznata su jedinjenja uranijuma u valentnim stanjima od 2 do 6, gde je poslednje najstabilnije. Isto je i s Np, Pu i Am, ali su najstabilniji oblici drugačiji.

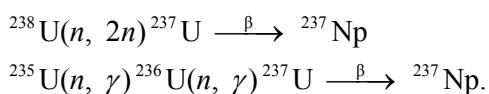
elemenata trovalentno, po analogiji s lantanoidima. Stoga su aktinoidi podeljeni u dve grupe: *uranidi*, od  $_{89}\text{Ac}$  do  $_{95}\text{Am}$ , i *kiridi* od  $_{96}\text{Cm}$  do  $_{103}\text{Lr}$  (v. sliku 8.9). Posle ovoga prestaje pravilnost i sledeći element 104 već ima svojstva svog višeg homologa hafnijuma, tj. četvorovalantan je. Ipak treba istaći da i uranidi, ako se redukuju do trovalentnog stanja, što je moguće, pokazuju sve osobine kirida.

Međusobno hemijsko odvajanje uranida nije problem zbog različitih najstabilnijih valentnih stanja, dok se kiridi razdvajaju hromatografski koristeći različite čvrstine njihovih kompleksa, analogno lantanoidima.

Mora se primetiti da su poluživoti najtežih elemenata isuviše kratki da bi se s njima mogle vršiti ikakve hemijske operacije, pa je hemijska pripadnost samo verovatna kategorija.

#### 8.2.4 Primena transuranijskih elemenata

U tablici 8.1 su dati podaci o poznatim transuranijskim elementima, prikazujući raspoložive količine i najdugovečnije izotope. Vidi se da je daleko najpristupačniji plutonijum, proizvod nuklearnih reaktora. Glavna primena izotopa  $^{239}\text{Pu}$  je u **nuklearnom oružju** (v. 7-P.8) i kao gorivo u **brzim reaktorima**. Pored ovog izotopa, raspoložive su i kilogramske količine izotopa  $^{238}\text{Pu}$  (nije fisilan) s vremenom poluras pada od 87,7 godina, gde se koristi njegov  $\alpha$ -raspad kao izvor toplice (0,57 W/g) u termoelektričnim generatorima, naročito u vasičkim letelicama a često i kao baterija u regulatorima srčanog ritma, „pejsmejkerima”. I ovaj je izotop proizvod rada reaktora, tj. reakcija



Obe reakcije se sada završavaju sa



U praksi se prilikom prerade goriva odvaja stvoreni  $^{237}\text{Np}$  ( $t_{1/2} = 1,4 \cdot 10^6$  god.) i kao takav naknadno ozračuje u reaktorima.

Neki od  $\alpha$ -emitera među aktinoidima su u smeši s berilijumom veoma praktični **neutronski izvori** (§ 6.4.3). Takav je npr. pristupačni i jeftini  $^{241}\text{Am}$  s vremenom poluras pada od 432 god., koji nema prodornog pratećeg  $\gamma$ -zračenja, kao što je slučaj s radijumom (kod kojeg postoji dodatna neprijatnost zbog emisije radona). Kao emiteri neutrona su praktični i nuklidi podložni spontanoj fisiji, kao npr.  $^{252}\text{Cf}$  (2,6 god.) koji u količini od 4 mg emituje neutrona koliko i izvor Ra-Be sa 1g Ra.

Postoje indikacije da se neki od težih transuranijskih nuklida izdvajaju u svrhe pravljenja fisionog oružja male kritične mase, ali o ovome, kao vojnoj tajni, nema informacija. To bi možda mogao biti  $^{245}\text{Cm}$ ,  $\alpha$ -emiter sa  $t_{1/2} = 8500$  god. i efikasnim presekom za fisiju od 1900 b. Smanjenje kritične mase se pored velikog efikasnog

preseka, može objasniti i činjenicom da proces fisije težih transuranijumskih elemenata biva praćen većim brojem oslobođenih neutrona u poređenju s uranijumom, kako je pokazano na sl. 7.5. (Kod najtežih transuranijumskih elemenata bi, prema teoriji, trebalo da bude blizak broju 10). Ipak, pravljenje ovakvih uređaja je bez sumnje veoma složeno i skupo. Nevolja je i činjenica da ovakvi nuklidi velikog efikasnog preseka na fisiju, baš zbog toga, nastaju s malim prinosima.

Pri praktičnom radu s fisičnim transuranijumskim nuklidima postoji niz ograničenja u vezi s mogućim lančanim reakcijama u vodenim rastvorima. Kritične mase su sad znatno manje od onih u suvom stanju. Tako za visoko-obogaćeni  $^{235}\text{U}$  kritična masa iznosi 830 g (prema 40 kg u suvom stanju) pri koncentraciji 35-50 g/l. Za  $^{241}\text{Pu}$  lančana reakcija počinje u prisustvu 260 g nuklida pri koncentraciji 32 g/l a kod  $^{251}\text{Cf}$  ove brojke su 10 i 6! Stoga postoje strogi propisi o koncentracijama i geometriji sudova u kojima se vrši hemijska obrada ovih materijala. S druge strane, mnogi relativno kratkoživući aktinoidi svojom  $\alpha$ -emisijom oslobađaju toliko energije da njihovi vodeni rastvori spontano ključaju, što otežava rad.

Intenzivna  $\alpha$ -emisija ovih elemenata dovodi do neutronske emisije reakcijom  $^{11}\text{B}(\alpha, n)^{14}\text{N}$  ako se radi u posudu od borosilikatnog stakla, pa se ono izbegava ili uvodi dodatna zaštita od neutrona.

Treba istaći da su mnogi izotopi Np, Pu, Am, Cm i Cf svrstani u kategoriju I veoma radiotoksičnih nuklida koji se talože u koštanom tkivu. Tako je za plutonijum najveća dopuštena količina u organizmu 0,1 mikrogram. Količina od 1 µg već dovodi do pojave leukemije. (Treba napomenuti da su nadena odredena kompleksirajuća sredstva kojima se deo već vezanog Pu ipak može odstraniti iz organizma).

Prilikom skladištenja radioaktivnog otpada iz reaktorâ, transuranijumski elementi će biti radioaktivni dugo vreme posle raspada i poslednjeg fisionog proizvoda (§ 9.4.3).

## 8.3 SISTEMATIZACIJA ELEMENATA I IZOTOPA

### 8.3.1 Uvod - istorijski pregled

U prvoj polovini XIX veka bilo je otkriveno i poznato tridesetak elemenata. Zapažene su neke sličnosti u hemijskim svojstvima niza elemenata, ustanovljen je pojam atomske težine i zapaženo da ima izvesnih pravilnosti u pojavi određenih svojstava sa promenom atomske težine. Broj elemenata i zapaženih korelacija su bili dovoljno veliki da bi se moglo razmišljati o njihovoj sistematizaciji, pa prve ideje s tim u vezi potiču baš iz toga perioda.

Ne ulazeći u detalje, jer to prevazilazi okvire ovoga kursa<sup>85</sup>, za

<sup>85</sup> Taj (čisto hemijski) aspekt sistematizacije elemenata se izučava u okviru kurseva neorganske hemije i zato on ovde neće biti ponavljan. Ovde je cilj da se skrene pažnja na nuklearne aspekte sistematizacije, koji su, naravno, mogli postati aktuelni tek nakon otkrića radioaktivnosti, izotopa i strukture atoma.

predmendeljejevski period je dovoljno reći da je bilo više pokušaja sistematizacije, ali da su svi oni samo delimično uzimali u obzir korelacije za koje se danas zna da postoje. To nije ni čudno s obzirom na relativno mali broj do tada otkrivenih elemenata u odnosu na broj danas poznatih, kao i na oskudna znanja o većini od njih.

Godine 1829. Deberejner je napravio sistem *trijada*, tj. grupu od tri hemijski slični elementi, rasporedivši tako da je atomska masa srednjega bila približno aritmetička sredina atomskih masa druga dva. Kasnije su, analogno ovome, pravljene grupacije od četiri ili više elemenata.

Dalje, Odling je napravio sistem koji je imao 13 grupa koje su činili međusobno slični elementi, rasporedivši tako 48 elemenata od 59 poznatih. Među pokušajima sistematizacije važno je spomenuti i tablicu A. E. B. de Šankurtua, a takođe i J. Lotara Majera, bez ulazeњa u detalje.

Svi ovi, kao i niz drugih pokušaja mogu se smatrati neuspšim, a razlog tome ponajviše leži u činjenici da su atomske mase u to doba bile uglavnom nedovoljno precizno izmerene s jedne strane, kao i da je bio poznat mali broj elemenata, posebno po nekim grupama koje bi eventualno mogle biti formirane, sa druge. Konfuziji su doprinosile i slabe komunikacije među naučnicima toga doba, te neprecizna i nejedinstvena terminologija koja je korишćena. Zato je od suštinske važnosti bilo održavanje I *Međunarodnog skupa hemičara* u Karlsrueu 1860. godine, koji se između ostalog bavio i sistematizacijom elemenata i koji je istakao potrebu usaglašavanja stavova po mnogim pitanjima. Najznačajniju ulogu na ovom skupu u pogledu shvatanja elemenata i njihove sistematizacije odigrao je italijanski naučnik Kanicaro. On je istakao značaj Avogadrove hipoteze iz 1811. godine, da jednake zapremine gasova pri istim uslovima sadrže jednake brojeve molekula, za rešavanje mnogih problema u hemiji. Isto tako on je uočio razliku između atomskih i ekvivalentnih težina, a što je za sistematiku posebno važno, predložio je metod pomoću kojega je bilo moguće tačno odrediti atomske i molekulske težine.

Kanicaro je svojim značajnim idejama utro put kasnijem otkriću periodnog zakona i stvaranju modernog periodnog sistema elemenata od strane Mendeljejeva. D. I. Mendeljejev je u sastavu ruske delegacije prisustvovao tom skupu.

### 8.3.2 Zakon periodičnosti i Periodni sistem

Sistem Mendeljejeva u svojoj prvoj formi je nastao 1869. Tada su bila poznata 63 elementa koje je on svrstao *po atomskim težinama i hemijskoj sličnosti*. Istražujući intenzivno te zakonomernosti, kojima se uporno rukovodio, Mendeljejev je došao do zaključka da se one najočiglednije iskazuju kod oksida i hidrida elemenata:



Naime, zapazio je da ukoliko se neki atom vezuje sa više atoma O gradeći oksid, utoliko će se vezivati sa manje atoma H gradeći hidrid. Tipičan primer je Cl. On gradi  $\text{Cl}_2\text{O}_7$ , na jednoj strani i  $\text{HCl}$ , na drugoj. Ponavljanje toga svojstva na nizu elemenata

poslužilo mu je za formulisanje Zakona peridičnosti koji glasi:

*„Svojstva elemenata periodično zavise od njihovih atomskih težina”*

To je jedan od najvažnijih zakona teorije hemije. Mendeljev je, otkrivši međusobnu vezu hemijskih svojstava elemenata i njihovih atomskih masa, uspeo da sistematizuje hemijske elemente u poznati Periodni sistem, koji je ovde prikazan u formi koju je imao kad je napravljen. On je, naravno, znatno oskudniji od onih sistema koji se danas koriste, i po broju elemenata koje sadrži i naročito po broju i kvalitetu podataka koji uz te elemente idu. Nezavisno od toga taj sistem je predvideo postojanje više elemenata koji su tada bili nepoznati (Sc, Ga, Ge, Tc, Re, Po, Fr, Ra, Ac i Pa). Zakon periodičnosti im je odredio i mesto u sistemu i karakter hemijskih svojstava.

To je bila *prva etapa razvoja*. Sa drugog aspekta ta je etapa bila ispunjena otkrićima do tada nepoznatih elemenata i opisivanjem njihovih svojstava na nivou na kojem je to tada bilo moguće.

## Periodni sistem hemijskih elemenata D. I. Mendeljejeva (1871. god.)

Niz	Grupa I - R <sub>2</sub> O	Grupa II - RO	Grupa III - R <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Grupa IV RH <sub>4</sub> RO <sub>2</sub>	Grupa V RH <sub>2</sub> R <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	Grupa VI RH <sub>2</sub> RO <sub>3</sub>	Grupa VII RH R <sub>2</sub> O <sub>7</sub>	Grupa VIII - RO <sub>4</sub>
1	H=1							
2	Li=7	Be=9,4	B=11	C=12	N=14	O=18	F=19	
3	Na=23	Mg=24	Al=27,3	Si=28	P=31	S=32	Cl=35,5	
4	K=39	Ca=40	-=44	Ti=48	V=51	Cr=52	Mn=55	Fe=56, Co=59, Ni=59, Cu=63
5	(Cu=63)	Zn=65	-=68	-=72	As=75	Se=78	Br=80	
6	Rb=85	Sr=87	? Yt=88	Zr=90	Nb=94	Mo=96	=100	Ru=104, Rh=104, Pd=106, Ag=108
7	(Ag=108)	Cd=112	In=113	Sn=118	Sb=122	Te=125	I=127	
8	Cs=133	Ba=137	? Di=138	? Ce=140	-	-	-	- - - -
9	-	-	-	-	-	-	-	
10	-	-	? Er=178	? La=180	Ta=182	W=184	-	Os=195, Ir=197, Pt=198, Au=199
11	(Au=199)	Hg=200	Tl=204	Pb=207	Bi=208	-	-	
12	-	-	-	Th=231	-	U=240	-	- - - -

Druga etapa razvoja periodnog sistema, do koje je došlo kasnije, naročito nakon otkrića elektrona i razjašnjavanja strukture atoma, našla je vezu između te zavisnosti i strukture elektronskog omotača atoma. Naime, pokazalo se da su hemijska svojstva elemenata posledica odgovarajuće strukture koju ima elektronski omotač, jer je ta struktura (broj elektrona i njihov raspored) odgovorna kako za izgradnju hemijskih veza među atomima tako i za njihov karakter. Kvantna mehanika je dala odgovore na mnoga pitanja iz tog domena.

Danas je predstava o Periodnom sistemu unekoliko izmenjena. Tako, atomska masa nije ono što određuje mesto elementa u Periodnom sistemu, već je to broj elektrona u omotaču, tj. nanelektrisanje jezgra kojemu je ovaj broj jednak. On definiše *redni broj elementa Z*.

**Tablica 8.2**  
Elektronska konfiguracija atoma

Z	Element	1s	2s 2p	3s 3p		Perioda
1	H	1				I
2	He	2				
3	Li	2	1			
4	Be	2	2			
5	B	2	2 1			
6	C	2	2 2			
7	N	2	2 3			
8	O	2	2 4			
9	F	2	2 5			
10	Ne	2	2 6			
11	Na			1		
12	Mg			2		
13	Al		10	2 1		
14	Si		Ne	2 2		
15	P			2 3		
16	S			2 4		
17	Cl			2 5		
18	Ar	2	2 6	2 6		
19	K ...			18 Ar	1	IV

Popunjavanje omotača elektronima sa porastom rednog broja pokorava se određenim pravilima. Tako, prvo se popunjavaju takozvani s elektroni date ljudske, zatim p, pa d itd. Kad se spoljašnja ljudska popuni u skladu sa pravilima (kvantni brojevi) dolazi se do elektronske konfiguracije odgovarajućeg inertnog gasa, koja je

stabilna. Zato ovi gasovi ne teže da se jedine. Sledeća ljska se popunjava na analogan način, a kako je elektronska struktura spoljne ljske odgovorna za stvaranje hemijskih veza, to je jasno da će elementi sa analognim strukturama spoljnih ljski imati slična hemijska svojstva. Iz toga proizilazi i podela po periodama, što je predstavljeno u tablici 8.2, u kojoj je prikazan samo deo Periodnog sistema radi ilustracije. Detalji za sve elemente se mogu pronaći u bilo kojoj savremenoj tablici Periodnog sistema, i ovde ih je suvišno navoditi.

*Druga etapa* u razvoju Periodnog sistema može se posmatrati i kroz doprinos otkrića radioaktivnosti 1896. godine, kao i otkrića vezanih za strukturu atoma koja su nakon toga sledila. Naime, ta otkrića su dovela do otkrića fenomena izotopije i različitih izotopa, te dalje uslovila rađanje teorija o strukturi atoma, rađanje kvantne mehanike koja je sve to pratila itd. U tom kontekstu i poreklo hemijskih svojstava kod elemenata je dobilo adekvatnije tumačenje preko strukture elektronskog omotača.

I ova faza se može gledati i iz drugog ugla, tj. kroz otkrića novih elemenata. Do njih je došlo kako usled opšteg razvoja atomskih i nuklearnih nauka, tako i zahvaljujući sveobuhvatnom shvatanju dubokih zakonitosti koje sadrže Periodni sistem i Zakon periodičnosti. Najbolji primeri su otkrića transuranijumskih elemenata.

U *trećoj etapi* treba očekivati da će periodičnost hemijskih svojstava potpunije biti povezana sa strukturom elektronskog omotača, ali i strukturom jezgra atoma, koje treba posmatrati kao jedinstveni sistem. To utoliko pre što nanelektrisanje jezgra diktira (u najmanju ruku kvantitativno) nanelektrisanje omotača. Osim toga ova dva dela jednog atoma interaguju elektrostatički, a to se, makar u principu, ne može zanemariti kada se govori o poreklu određenih svojstava elemenata (pa i molekula). Ukazivanjem na tu vezu, koja još uvek nije jasno ustanovljena, biće ovde okončana diskusija o sistematizaciji hemijskih elemenata sa nuklearnog aspekta.

### 8.3.3 O gornjoj granici Periodnog sistema elemenata ([prilog 8-P.2](#))

#### 8.3.4 Sistematisacija izotopa (jezgara)

Svestrana izučavanja svojstava atomskih jezgara nesumnjivo su pokazala da se mnoga od njih periodično menjaju, npr. stabilnost, defekt mase, rasprostranjenost u prirodi, momenti jezgara, energija pripajanja protona ili neutrona jezgru itd. To se jasno vidi ako se parametri koji izražavaju određeno svojstvo prikažu grafički kao funkcija rednog broja elementa ( $Z$ ) ili masenog broja jezgra ( $A$ ). Dobijeni dijagrami pokazuju odgovarajuće maksimume odnosno minimume. Otuda i potiču težnje da se i izotopi, slično onome što je urađeno sa hemijskim elementima, svrstaju u sisteme analogne Perodnom sistemu elemenata.

Treba odmah reći da nije sasvim realno očekivati direktno poklapanje periodičnosti svojstava jezgara sa periodama hemijskih elemenata, jer su sile koje upravljaju popunjavanjem elektronskih omotača različite od sila koje drže nukleone u nekom jezgru na okupu.

Prvi pokušaji se vezuju za doba rane izotopije, kada je bilo poznato tek nekoliko desetina izotopa. Oni su dali određene sisteme i ideje kako da se ovome pristupa, ali

se mora reći da sve to nije dovelo do potpunog, koherentnog, sveobuhvatnog i opšteprihvaćenog rešenja, kako je to, inače, bio slučaj sa Periodnim sistemom elemenata. To je i razumljivo, s obzirom na ogroman broj izotopa koje danas poznajemo.

Svaka suštinska sistematizacija izotopa mora se zasnovati na uočavanju zavisnosti između svojstava jezgara i njihovih kvantitativnih karakteristika, kao što su već spomenuti  $Z$  ili  $A$ , ili njihovi derivati,  $N = A - Z$  (broj neutrona),  $Z/A$  (naelektrisanje jezgra po jedinici njegove mase, to je važan parametar jezgra),  $I_d = A - 2Z$  (višak u broju neutrona u odnosu na broj protona u jezgru).

S ovim u vezi treba usvojiti sledeće nazive:

- i o t o p i (isto  $Z$  različito  $A$ ),
- i o b a r i (isto  $A$  različito  $Z$ ),
- i o t o n i, tj. izoneutroni (isto  $N$ ),
- i o d i f e r e n t i (isto  $I_d$ ).

U odnosu na broj protona elementi se mogu podeliti na *parne* i *neparne* po  $Z$ . Slično se može reći i za neutrone, ili dalje za vrednosti masenog broja  $A$ . Posmatrajući sve zajedno jasno je da se može govoriti o 4 različite kombinacije  $Z$ - $A$ , pa time i o 4 tipa atomskih jezgara:

*parno-parno, parno-neparno, neparno-parno, neparno-neparno.*

Kako je poznato, najstabilnija, tj. najčvršća su *parno-parna* jezgra, a najmanje stabilna su *neparno-neparna* jezgra ([Atomsko jezgro](#)). Poznata su samo četiri *neparno-neparna* jezgra koja su stabilna:  $^1_1\text{H}$ ,  $^6_3\text{Li}$ ,  $^{10}_5\text{B}$  i  $^{14}_7\text{N}$ .

Od 42 elemenata *neparna po Z* (zaključno sa  $_{83}\text{Bi}$ )

- 2 uopšte nemaju stabilnih izotopa ( $_{43}\text{Tc}$  i  $_{61}\text{Pm}$ ),
- 14 imaju po 2 stabilna izotopa,
- svi ostali imaju samo po jedan stabilni izotop (*monoizotopni* su).

Od 41 elemenata koji su *parni po Z* (zaključno sa  $_{82}\text{Pb}$ )

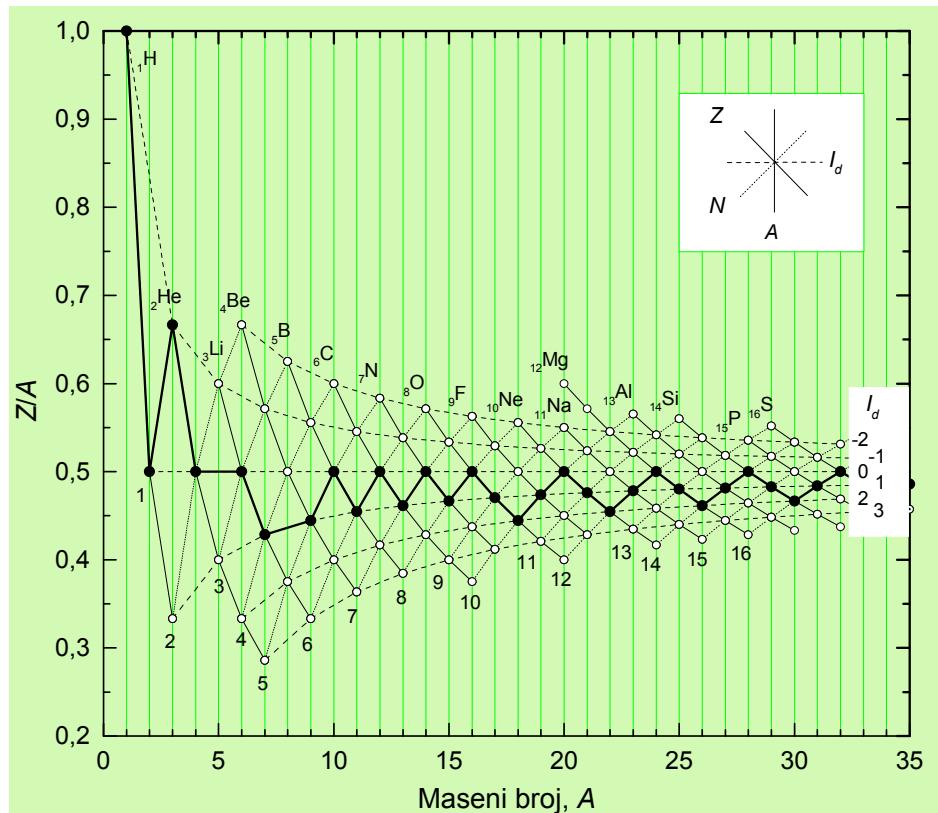
- 213 izotopa su stabilni (samo 1 je *monoizotopski* -  $^9\text{Be}$ ; neki imaju i po 10 stabilnih izotopa, npr.  $_{50}\text{Sn}$ ).

Periodična ponavljanja različitih svojstava jezgara nije jednostavno razmotriti u jedinstvenom kontekstu. To ovde i nije cilj, već je cilj da se mogućnosti sistematizacije ukratko predstave. Ovo će biti učinjeno na primeru stabilnosti ukazujući prvenstveno na to kako se njena periodičnost može uočiti ako se izotopi smeste u određene sheme.

*Grafičke predstave.* Sistematizacije se, naravno, mogu praviti po različitim principima. Neki pokušaji sa ciljama u koje bi bili svrstani izotopi, slično kao kod Periodnog sistema elemenata, pokazali su se kao neuspešni. Grafičke predstave su svakako najprihvatljivije, jer su najočiglednije.

Jedna od niza mogućnosti sistematizacije je predstavljena na slici 8.10, gde je data zavisnost odnosa  $Z/A$  od  $A$ . Slika obuhvata izotope malog broja elemenata (od  $Z=1$  do  $Z=16$ ), jer ako bi bili uneti svi koji postoje ovakva predstava bi bila toliko komplikovana da bi to zamaglilo odnose koji se ovom predstavom žele istaći. Jedno i

samo jedno jezgro leži u tački preseka *linija izotopa* ( $Z$ ), *izobara* ( $A$ ), *izotona* ( $N$ ) i *izodiferenta* ( $I_d$ ). Pošto su to samo celi brojevi a ne razlomci, u intervalima između ne može biti nikakvih izotopa.

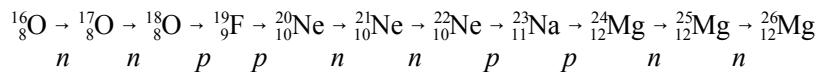


Slika 8.10. Sistematsizacija izotopa na osnovu odnosa  $Z/A = f(A)$ ; ● – stabilni izotopi, ○ – nestabilni izotopi.

Ako se u ovakovom tipu dijagrama stabilna jezgra označe na poseban način (ispunjeni kružići) i povežu odgovarajućim (debelim) linijama onda se zapažaju jasne pravilnosti. Vidi se npr. da se stabilna jezgra periodično javljaju, mada se mora reći da ta periodičnost po svome tipu nije ista u svim delovima dijagrama, kao i da nije absolutna. Za vrednosti  $Z$  od 1-7 (H do N) postoje po dva stabilna izotopa izuzev u slučaju  $Z = 4$  (Be) gde postoji samo jedan. Od  $Z = 8$  do  $Z = 15$  za svako *Z-parno* postoje po tri stabilna izotopa, a za *Z-neparno* po jedan. U daljem toku, a što ovde nije moglo biti prikazano, tip pravilnosti se menja ali se periodičnost uglavnom zadržava.

Istovremeno, za čitav domen stabilnih izotopa (H-Bi, tj. 1-83) redosled stabilnih izotopa se pokorava pravilima  $2n2p$  ili  $4n2p$  ili njihovim kombinacijama. To znači da se dodavanjem do dva (četiri) neutrona odgovarajućem stabilnom jezgru dobijaju takođe stabilna jezgra. Ako bi se neutroni i dalje dodavali novodobijena jezgra ne bi

više bila stabilna. Međutim dalje dodavanje do dva protona davalо bi stabilna jezgra. I tako redom. Ilustracije su:



U saglasnosti sa pravilima  $2n2p$  imamo pojavu da jedan element ima tri stabilna izotopa, a sledeći do njega samo jedan, npr. segment O-P na slici 8.10. Analogno tome pravilo  $4n2p$  daje odgovarajuće kombinacije 5-1. Primer je kombinacija Ti-V.

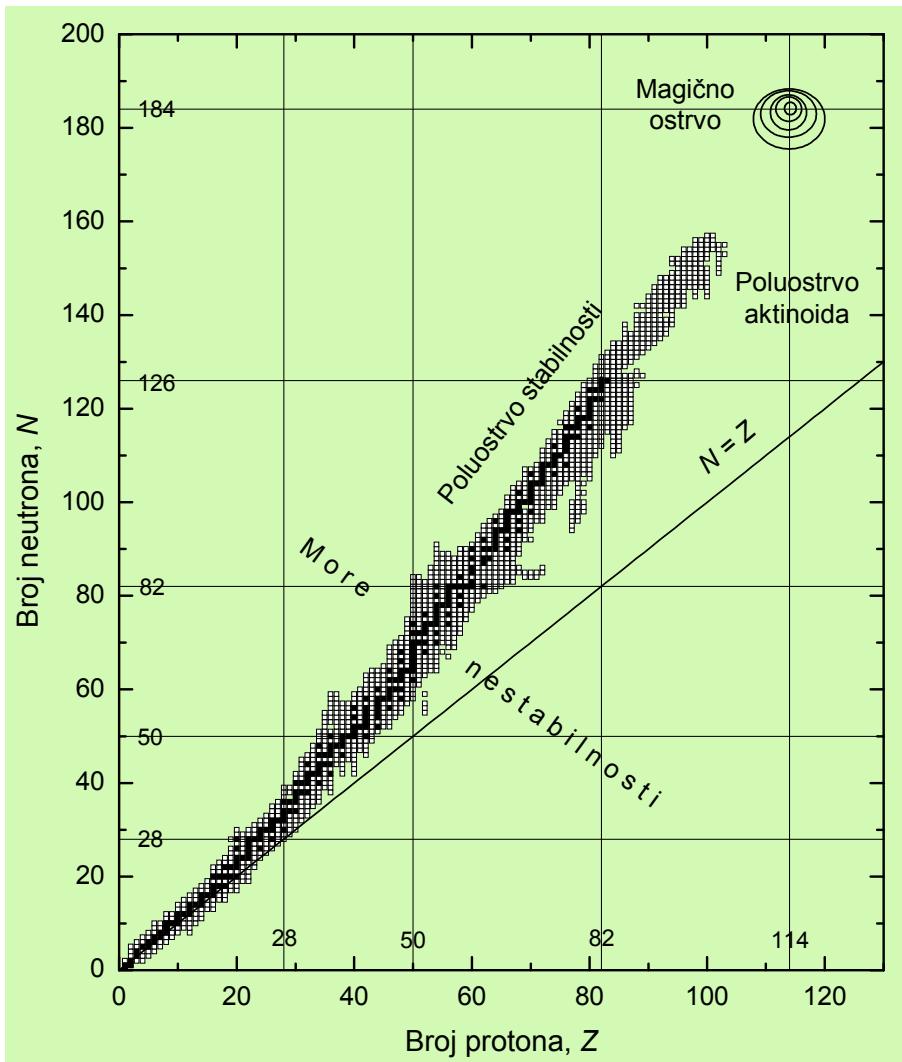
Zanimljiv način predstavljanja izotopa mogu biti i dijagrami tipa  $N-Z$ ,  $Z-N$  ili  $Z-I_d$ . Na njima se jasnije mogu uočiti oblasti relativne stabilnosti izotopa u *moru nestabilnosti*. Jedan dijagram takve vrste prikazan je na slici 8.11. Dijagram sadrži sve (ili skoro sve) poznate izotope elemenata od rednog broja  $Z = 1$  (vodonik) do  $Z = 103$  (lorensijum), dakle sve elemente koje srećemo u prirodi, kao i aktinoide. Uključeni su kako stabilni tako i radioaktivni izotopi, bilo da su oni prirodni ili veštački. Ova slika nije ništa drugo do razuđeni dijagram dat na slici 7.2.

Vidi se da su svi poznati izotopi, stabilni i nestabilni, grupisani oko „poluostrva stabilnosti”. Stabilni izotopi leže u sredini tog poluostrva i uočljivo je da se oni pojavljuju periodično sa određenom pravilnošću, koja se manifestuje kao cik-cak linija. Kod najlakših elemenata (do  $Z = 7$ ) ta periodičnost je uglavnom 2-2-2- stabilnih izotopa, dok u susednom regionu (oblast O-P), kako je već rečeno, ona prelazi u 1-3-1-3-, a u daljim oblastima ona ima trend 1-5-1-5-, ali uz uvećan stepen nepravilnosti i odstupanja.

Grupisanje stabilnih izotopa posebno je vidljivo uz linije koje odgovaraju magičnim brojevima. Zavisnost zahteva detaljniji komentar. Naime, poznato je da su izotopi koji imaju 2, 8, ili 20 protona ili neutrona posebno stabilni (tj. pokazuju veliku izotopsku stabilnost), jer su ti brojevi u stvari tzv. „magični brojevi“ ([Atomsko jezgro](#)). Primeri su  ${}^2_2\text{He}$ ,  ${}^{16}_8\text{O}$  i  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ . Međutim, isto tako je poznato da su i jezgra koja imaju 50 ili 82 protona, odnosno 50, 82 ili 126 neutrona vrlo stabilna, a navedeni brojevi spadaju takođe u „magične brojeve“. Kasnije je zaključeno da je i broj 28 takođe „magični broj“. U tom smislu, izrazito veliki broj stabilnih izotopa leži u oblastima duž linija  $N = 50$  i  $N = 82$ , kao i duž linije  $Z = 50$ , koja ove oblasti spaja, što sve zajedno predstavlja tzv. magičnu visiju. Dalje, iznad  $Z = 28$  jedina jezgra sa parnim vrednostima  $Z$ , a koja imaju izotopsku obilnost iznad 60% su  ${}^{88}\text{Sr}$  ( $N = 50$ ),  ${}^{138}\text{Ba}$  ( $N = 82$ ) i  ${}^{140}\text{Ce}$  ( $N = 82$ ). Najveći broj stabilnih izotopa (deset) ima kalaj-Sn,  $Z = 50$ . U sličnom smislu mogu se navesti i činjenice da se sva tri radioaktivna niza u prirodi završavaju izotopima olova ( $Z = 82$ ), a takođe i to da najteža stabilna jezgra ( ${}^{208}\text{Pb}$  i  ${}^{209}\text{Bi}$ ) imaju po 126 neutrona. Iz ovih nekoliko primera je jasno da „magični brojevi“ mogu igrati značajnu ulogu u sistematizaciji izotopa.

Ako bi se napravila odgovarajuća analiza na suženom prostoru „poluostrva

stabilnosti” detalji bi bili lakše uočljivi, slično kako se uočavaju na slici 8.10, gde su koordinate drukčije, ali je predstava analogna. Sve takve predstave mogu pomoći u izučavanju elementa, traganju za novim jezgrima itd.



Slika 8.11. „Poluostrvo stabilnosti” i „ostrvo stabilnosti” u „moru nestabilnosti”. Dijagram  $N-Z$ ; ■ – stabilni izotopi, □ – nestabilni izotopi. Uspravne i vodoravne linije odgovaraju tzv. magičnim brojevima protona odnosno neutrona.

## Prilog 8-P

### 8-P.1 O nomenklaturi transaktinoida

Kod transaktinoida, dakle počev od elementa sa  $Z = 104$ , nastali su sporovi oko prioriteta otkrića odn. prava davanja naziva otkrivenom (sintetisanom) elementu. Stoga je IUPAC, koja ima ovlašćenje za ozvaničenje naziva elemenata, u nemogućnosti da reši ove sporove, predložila 1979. godine novu nomenklaturu. Ona se zasniva na određenom broju latinskih ili grčkih korenova naziva brojeva:

0 - nil (n)	4 - quad (q)	8 - oct (o)
1 - un (u)	5 - pent (p)	9 - enn (e).
3 - tri (t)	6 - hex (h)	
2 - bi (b)	7 - sept (s)	

Nazivi elemenata bi se davali po rednom broju a simboli s po tri slova, na primer za element 104 *unnilquadium*, simbol Unq, za 113 *ununtrium* (Uut) i slično. Pošto je ovo bila samo preporuka, nije opšte prihvaćena. Tačnije, nje se nisu držali baš oni koji su u sporu, Rusija, SAD i u poslednje vreme Nemačka, dok su je ostali koristili kao praktičan izlaz.

U međuvremenu IUPAC-ova Komisija za nomenklaturu je bila izradila novi predlog naziva za transaktinoide polazeći od stava da se ne prihvati pravo otkrivača da predlaže imena elemenata, kao i da se, bez obzira na zasluge, elementi ne mogu imenovati po ljudima koji su još živi (106-*siborgijum*, po Siborgu koji je tada bio živ). Oko tog predloga su nastali veliki sporovi i rasprave, koji su za rezultat imali to da je predlog znatno izmenjen, te da je u septembru 1997. na osnovu njega usvojena konačna lista naziva, koja je očigledno rezultat dugotrajnog nagađanja između Amerikanaca, Rusa i Nemaca. Za elemente rednih brojeva 104-111 predloženi nazivi su sledeći:

Redni broj	Naziv	Simbol	Poreklo naziva
104	raderfordijum (rutherfordium)	Rf	po E. Rutherford-u
105	dubnijum (dubnium)	Db	po ruskom nuklearnom centru Dubna
106	siborgijum (seaborgium)	Sg	po G. Seaborg-u
107	borijum (bohrium)	Bh	po N. Bohr-u
108	hasijum (hassium)	Hs	po lat. nazivu nem. pokrajine Hesen, Hassias

1e+08	majtnerijum (meitnerium)	Mt	po nem. fizičarki L. Maitner, suotkrivaču fisije
	darmstadtijum (darmštatijum)	Ds	po nem. gradu Darmštatu, gde se nalazi veliki nuklearni istraživački centar
	roentgenijum (rendgenijum)	Rg	po V. K. Rendgenu, koji je otkrio X-zrake

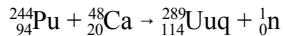
Iz igre su ispali neki gotovo prihvaćeni nazivi, *kurčatovijum* (po rukovodiocu sovjetskog nuklearnog programa, I. Kurčatovu), *hanijum*, po Otu Hanu, *žoliotijum*, po bračnom paru Žolio. Novost su nazivi inicirani od Nemaca, koji u poslednje vreme daju značajne doprinose nuklearnoj sintezi u laboratorijama u Darmštatu u pokrajini Hesen (žečeći verovatno da naprave analogiju s kalifornijumom). Naziv *majtnerijum* je po nemačkoj fizičarki Lizi Majtner, saradnici Ota Hana, koja je dala prvu teorijsku interpretaciju procesa i od nje potiče termin „fisija“. Nije sigurno da je ovim zadovoljena poslovica „i vuk sit i ovce na broju“.

#### 8-P.2 O gornjoj granici Periodnog sistema elemenata

Kako je prikazano u [tablici 8.1](#), vremena poluraspađa najtežih sintetisanih nuklida reda su veličine milisekundi, pa bi se zaključilo da je negde oko rednog broja 112 i kraj prostiranja Periodnog sistema elemenata.

Polazeći od zakonitosti koje određuju nuklearnu stabilnost, tačnije od koncepta magičnih brojeva nukleona u jezgrima ([Atomsko jezgro](#)), teorijska fizika je našla da bi element rednog broja 114 trebalo da bude „dvostruko magičan“, tj. da poseduje izuzetno veliku stabilnost. Magični broj protona 114 bi se kombinovao s magičnim brojem neutrona 184. To bi značilo da bi element 114, tj. njegov izotop, trebalo da bude, ako ne sasvim stabilan, ipak velikog vremena poluraspađa. Ovo bi trebalo da se odrazi i na susedne elemente rednih brojeva 113 i 115. Povećana nuklearna stabilnost bi se morala javiti i u oblasti  $Z = 164$  i  $N = 318$  (takozvani superaktinoidi). Ovaj koncept je svesrdno podržan od „oca“ transuranijumskega elemenata, Glena Siborga. Ovi proračuni su izvedeni krajem šezdesetih godina, kada je najteži sintetisani element bio rednog broja 105, s vremenom poluraspađa reda minuta. Očekivalo se da će još teži elementi imati sve duža vremena poluraspađa s maksimumom kod rednog broja 114. Kako se vidi iz [tablice 8.1](#), ovo se ipak nije ostvarilo: nastavio se sunovrat sve do milisekundi.

Brojni pokušaji da se element 114 i njegovi susedi dobiju nuklearnom sintezom, ozračivanjem raznih meta ubrzanim teškim česticama, nisu se pokazali uspešnim. Iznenadenje je izazvala publikacija (juli 1999) da je u institutu u Dubni ostvarena sinteza 114. elementa bombardovanjem mete od  $^{244}\text{Pu}$  projektilima  $^{48}\text{Ca}$ <sup>86</sup>.



<sup>86</sup> Iz Berklija, takođe dolazi informacija (juni 1999) da su sintetisani elementi 116 i 118, sa izuzetno kratkim vremenima poluraspađa.

Ovaj nuklid ima 175 neutrona, 9 manje od magičnog broja  $184^{87}$ .

Drugi pogled na ove nuklide je bila teza da ako su oni tako stabilni - a stvoreni u procesu primarne nukleosinteze pre nekih pet milijardi godina - njih mora biti u prirodi, gde ih niko nije tražio (pod uslovom da im je vreme poluraspada veće od  $10^9$  godina). Njih bi trebalo da bude uz homologe (u Periodnom sistemu) u odgovarajućim mineralima. Element 114 bi tako trebalo da liči na olovo (nazvan po Mendeljejevu eka-olovo) i prati olovo u starim mineralima. Vrlo opsežna eksperimentalna istraživanja nisu opravdala očekivanja. Teorijski fizičari su ipak naknadno izračunali da brojevi 114 i 184 baš i ne moraju biti magični. Prema tome, ipak smo izgleda pri kraju Periodnog sistema.

Nezavisno od nuklearne stabilnosti, postavljeno je i pitanje hemijske. Teorijska razmatranja pokazuju da elektronski omotači atoma moraju postati nestabilni kod jezgara sa 170 do 210 protona, pa je s te tačke gledišta kraj još daleko. Ovo je sad, ipak, samo filosofsko pitanje.

---

<sup>87</sup> Upotrebljeno je oko  $10^{18}$  jona kalcijuma, a detektovano je samo jedno jezgro novonastalog elementa. Ono je  $\alpha$ -emiter sa vremenom poluraspada od 31 s. Identifikacija je izvršena detekcijom emitovane  $\alpha$ -čestice, kao i praćenjem raspada jezgra određenje poznatog elementa ununbijuma (112), koji tom prilikom nastaje, i takođe je  $\alpha$ -emiter.

# 9

## NUKLEARNA TEHNOLOGIJA

Nuklearna tehnologija u savremenom smislu podrazumeva postupke kojima se obezbeđuju osnovni materijali neophodni za rad nuklearnih reaktora. Ona se uglavnom oslanja na *uranijumski gorivni ciklus (NGC)*. To je veoma složen proces koji počinje od traženja ruda uranijuma u prirodi pa sve do skladištenja radioaktivnog otpada, a sastoji se iz više posebnih tehnologija: 1) Istraživanje (prospekcijska) rudnih nalazišta uranijuma i torijuma, 2) Proizvodnja uranijuma i njegovih jedinjenja, 3) Izotopska obogaćivanja ( $^{235}\text{U}$ ,  $\text{D}_2\text{O}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^6\text{Li}$  itd.), 4) Specijalni materijali (Zr, Be, ...), 5) Prerada isluženog goriva, 6) Skladištenje radioaktivnog otpada. Kompleks nuklearnih tehnologija sa *nuklearnim gorivnim ciklusom* u njegovom središtu shematski je predstavljen na slici 9.1.

### 9.1 URANIJUM

Uranijum je srebrnasto-sivi metal gustine  $19 \text{ g/cm}^3$  i tačketopljenja  $1132^\circ\text{C}$ . Na običnoj temperaturi i u suvom vazduhu prevlači se po površini tankim oksidnim slojem. U fino dispergovanim stanju je piroforan. Najstabilnije oksidaciono stanje mu je +6. Sve do nuklearne ere imao je veoma ograničenu primenu.

Svojstva triju prirodnih izotopa uranijuma su date u tablici 9.1.

**Tablica 9.1**  
Svojstva prirodnih izotopa uranijuma

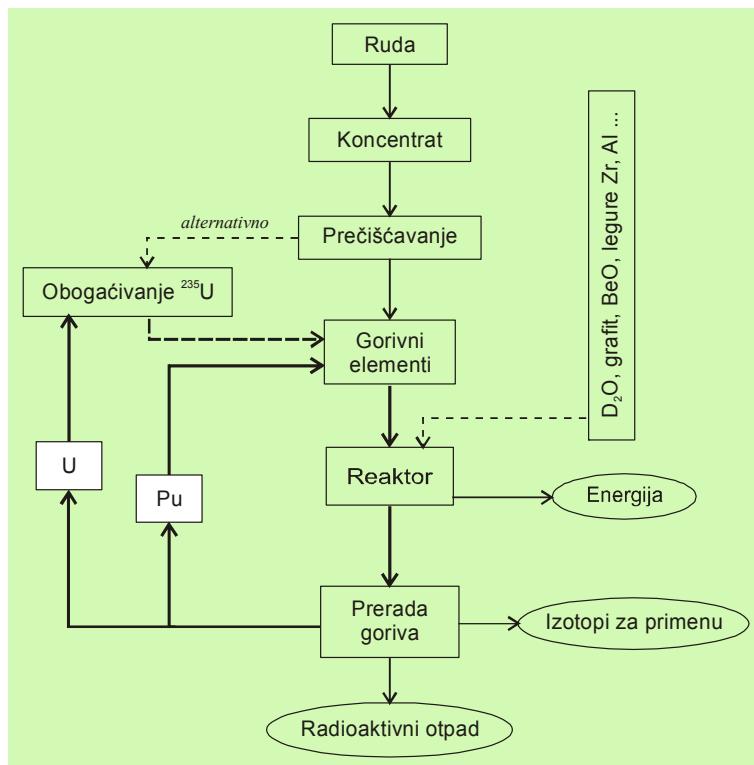
$A$	Obilnost, %	$t_{1/2}$ , god.	Udeo SF, %	$\varepsilon_\gamma$ , MeV	$\sigma_\gamma$ , b	$\sigma_\beta$ , b	$I_r$ , b
234	0,0055	$2,455 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^{-9}$	0,053	99,7	0,006	6,7
235	0,7202*	$7,038 \cdot 10^8$	$7,0 \cdot 10^{-9}$	0,185	98,8	584	278
238	99,2744	$4,468 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{-5}$	0,048	2,7	$1,2 \cdot 10^{-6}$	2,0

\* Deo ovih podataka se može naći i u [tablici 3.1](#).

\* U literaturi se može sresti i koncentracija od 0,711 %, koja je takođe tačna. Radi se samo o obračunu: da li je atomski ili maseni procenat (ovde je atomski).

Sva tri izotopa su  $\alpha$ -emiteri a naznačene su glavne energije pratećeg  $\gamma$ -zračenja. Efikasni preseci se odnose na termalne neutrone a  $\sigma_\gamma$  je presek za reakciju  $(n, \gamma)$ .  $I_r$  je

rezonantni integral za fisiju. Izotop  $^{234}\text{U}$  je genetski vezan za  $^{238}\text{U}$  jer je član uranijumovog niza prirodnih radioaktivnih elemenata (§ 3.4.1).



Slika 9.1. Tokovi materijala i energije u nuklearnoj energetici sa naznačenim nuklearnim gorivnim ciklusom (NGC) uranijuma (i plutonijuma).

### 9.1.1 Istraživanje rudnih ležišta

Uranijum nije tako redak element kako se nekada mislilo. Sa svojom obilnošću u zemljinoj kori od 1,3 ppm (delova na milion), njega ima više od žive, antimona, srebra ili kadmijuma i otprilike koliko molibdena ili arsena. Ipak, on spada među rasejane elemente, pa su bogata ležišta prilično retka. Sadržaj uranijuma u njegovim rudama je obično 0,1-1%. Rude uranijuma pokazuju znatno veću radioaktivnost od izdvojenog U, zbog prisustva njegovih potomaka, članova radioaktivnih nizova, koji sadrže radioizotope Pa, Th, Ac, Ra, Fr, Rn, At, Po, Bi, Pb i Tl (§ 3.4.1).

Uranijum se u prirodi javlja u obliku stotinak raznih minerala. Značajniji minerali za eksploataciju navedeni su u tablici 9.2. Sem uranita, koji je magmatskog porekla sa četvotovalentnim uranijumom, ostali su sekundarni i oksidisani do šestovalentnog stanja. Vidi se da su to najčešće vanadati, fosfati ili silikati.

Smatra se da su sadržaji preko 0,1 % U isplativi za eksploataciju. Glavni

proizvođači su danas Kanada, Australija, SAD, Namibija, Niger i dr. s ukupnom proizvodnjom od oko 29 000 tona godišnje (gde nije uračunata proizvodnja SSSR, odn. država koje su nastale od njega). Nekadašnje najpoznatije ležište u Jahimovu (Joachimstalu), Češka, praktično je iscrpeno.

**Tablica 9.2**  
Značajniji minerali uranijuma

Mineral	Sastav*	Boja	Geneza
Uraninit	$\text{UO}_2$	crn	magmatski
Karnotit	$\text{K}_2(\text{UO}_2)_2(\text{VO}_4)_2$	žut	sedimentni
Autunit	$\text{Ca}(\text{UO}_2)_2(\text{PO}_4)_2$	zeleno-žut	hidrotermalni
Uranofan	$\text{CaH}_2(\text{UO}_2)(\text{SiO}_4)_2$	žut	razno
Torbernit	$\text{Cu}(\text{UO}_2)_2(\text{PO}_4)_2$	zelen	hidrotermalni
Tujjamunit	$\text{Ca}(\text{UO}_2)_2(\text{VO}_4)_2$	žut	sedimentni

\* Date su idealne formule. Sem prvog minerala, koji se naziva i *pehblenda*, svi sadrže i promenljive brojeve molekula kristalne vode, što je izostavljeno.

Postoje izvesne specifičnosti pri traženju ležišta uranijuma. Prva je olakšica što većina uranijumovih minerala (sem uraninita) fluorescira pod ultraljubičastom lampom (što ipak nije sasvim specifično za uranijum). Druga je, naravno, radioaktivnost, za čije detektovanje na terenu se uglavnom koriste prenosni GM-brojači. Dobri pregledni podaci se dobivaju aero-gamaspektrometrijom gde niskoleteci avioni ili helikopteri nose velike scintilacione brojače vezane s računarima. Pošto se istovremeno beleži i geografski položaj letelice, obradom podataka se dobivaju konturne mape za željene energije iz gama-spektra.

Nalazak radioaktivnosti ne znači uvek da je ruda uranijuma pri ruci. Poznati su izvori vode koji donose radon iz dubljih ležišta. Registruje se samo radioaktivnost radona i njegovih proizvoda raspada. Izraziti primeri su vode Niške banje i Sokobanje.

U rudnicima uranijuma s podzemnim kopom potrebna je veoma intenzivna ventilacija zbog radona koji se oslobađa iz rude, i koji se kao gasovit unosi u disajne organe, gde ostavlja čvrste potomke svoga raspada.

Odlaganje jalovine nakon ekstrakcije uranijuma iz rude predstavlja problem zbog radioaktivnosti potomaka uranijuma u njegovom nizu. Glavnina te radioaktivnosti potiče od  $^{230}\text{Th}$  ( $t_{1/2} = 75\ 400$  god.) i  $^{226}\text{Ra}$  ( $t_{1/2} = 1600$  god.).

U prirodi se uranijum javlja i kao sastojak niske koncentracije u lignitima, bituminoznim škriljcima i fosfatnim rudama. Tako pepeo termoelektrana koje sagorevaju lignit sadrži sav uranijum u koncentrovanim obliku, ali se ekstrakcija uranijuma odavde ne isplati. Slično je i s bituminoznim škriljcima. U fosfatnim rudama, koje se dalje prerađuju u svrhu proizvodnje fosfatnog đubriva, prisutni uranijum (0,003 - 0,030 %) bi se mogao ekstrahovati u fazi proizvodnje kada je u obliku rastvora fosforne kiseline, ali ni to nije (bar kod nas) danas isplativo. Posledica prisustva

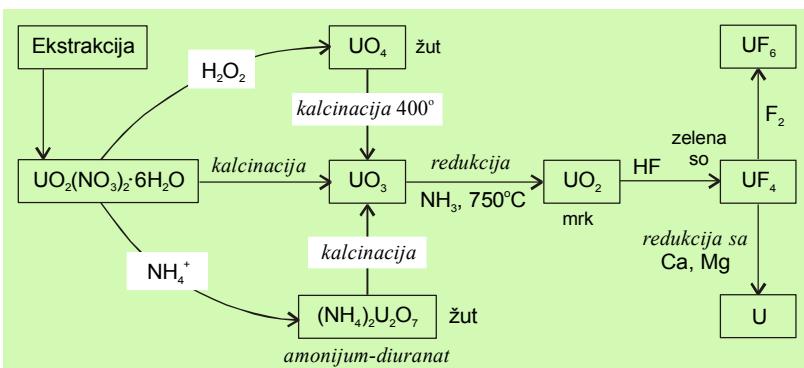
uranijuma u ovim proizvodima je zagađenje prirodne sredine, tj. rasipanje uranijuma po njivama<sup>88</sup>.

Morska voda sadrži oko  $10^{-7}\%$  uranijuma. I pored ovako male koncentracije razmatrano je njegovo koncentrovanje, recimo jonskom izmenom. Za sada ni ovo ne bi bilo ekonomično.

### 9.1.2 Hemijska obrada uranijumskih koncentrata

Metodi obogaćivanja uranijuma u rudama su specifični za svaki konkretni mineral. Ipak, zajedničko im je da se krajnji proizvod ekstrakcije, tzv. tehnički koncentrat rastvara u azotnoj kiselini dajući *uranil-nitrat*,  $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$ . Ovaj se zatim, u svrhu oslobođanja od primesa, podvrgava ekstrakciji organskim ekstragensima, kao što su *tributil-fosfat* (TBP), *metil-izobutil-keton* i sl. Pri tome so koja je rastvorena u vodenoj fazi gradi kompleks sa TBP i prelazi u organsku fazu, dok primese ostaju u vodenoj. (gl. 9.2 - [prerada isluženog goriva](#)). Iz organske faze uranijum se reekstrahuje sa  $\text{HNO}_3$  i dobije  $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ , žuta so lako rastvorljiva u vodi. Dalja prerada ovog međuproizvoda ide po shemi datoj na slici 9.2.

Uranijum za potrebe reaktorske tehnologije mora biti izuzetno čist, tj. oslobođen od tzv. *nuklearnih nečistoća*. To su elementi velikog efikasnog preseka na apsorpciju termalnih neutrona, kao što su to bor, kadmijum, neke retke zemlje i dr.



**Slika 9.2.** Shematski prikaz proizvodnje osnovnih uranijumovih jedinjenja, odnosno metalnog uranijuma, neophodnih za proizvodnju gorivnih elemenata.

Značajno povećanje stepena čistoće sirovog rastvora se može postići korišćenjem dvaju hemijskih reakcija vrlo specifičnih za uranil-jon. Prva je dodavanje amonijum-hidroksida prilikom čega se stvara žuti talog amonijum-diuranata,  $(\text{NH}_4)_2\text{U}_2\text{O}_7$  (služi i za kvantitativno taloženje uranijuma). Drugi metod je taloženje uranijum-peroksida,  $\text{UO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ , vodonik-peroksidom koji je praktičan na laboratorijskom nivou (iako je nekad bio primenjivan i šire). Osušeni talog diuranata se u tehnologiji uranijuma naziva

<sup>88</sup> Računa se da se u Srbiji po njivama raspe 100 do 140 tona uranijuma godišnje.

i „žuti kolač”.

Kalcinisanjem amonijum-diuranata ili peroksida dobiva se narandžasti uranijum-trioksid,  $\text{UO}_3$ . On se redukcijom pomoću vodonika ili amonijaka prevodi u mrko-crni dioksid,  $\text{UO}_2$ . Ovaj teško topljivi oksid je osnova za spravljanje sinterovanog (keramičkog) goriva za reaktore.

Dioksid se, prema potrebama, izlaganjem fluorovodoniku prevodi u zeleni, u vodi nerastvorni tetrafluorid,  $\text{UF}_4$ . Njegova redukcija do metala se izvodi žarenjem u prisustvu metalnog magnezijuma ili kalcijuma.

Tehnologija proizvodnje gorivnih elemenata često podrazumeva i **izotopsko obogaćivanje** u  $^{235}\text{U}$ . O tome će biti više reči u § 10.2.2, ali je ovde neophodno istaći da se u tehnologijama razdvajanja izotopa uranijuma (glavne tehnologije su gasna difuzija i gasno centrifugiranje) zahteva neko gasovito jedinjenje uranijuma. Pokazalo se da je za te svrhe najpogodniji isparljivi heksafluorid,  $\text{UF}_6$ <sup>89</sup>. On se dobiva iz tetrafluorida obradom elementarnim fluorom. Za fluorisanje uranijuma ozbiljno se razmatra i primena egzotičnog jedinjenja  $\text{XeF}_2$ , što ima izvesnih prednosti.

Za dovođenje uranijuma do krajnje čistog stanja može se koristiti tečno-tečna ekstrakcija rastvora nitrata, o čemu će se nešto detaljnije reći u sledećem odeljku.

## 9.2 PRERADA ISLUŽENOOG GORIVA

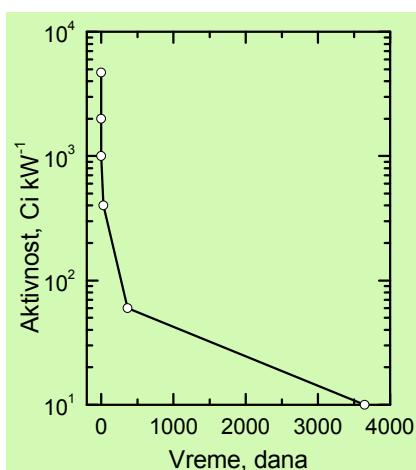
Kad se uranijum dovede do gorivnih elemenata oni idu u reaktor, izgaraju određeno vreme (npr. 1-3 god. u energetskim reaktorima). U nuklearnom gorivu u reaktorima, tokom odigravanja lančane raeakcije, pored normalnog smanjivanja udela fiselne komponente, nagomilavaju se fisioni proizvodi. Mnogi od njih, kao na primer  $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ , a naročito  $^{135}\text{Xe}$ , pokazuju velike efikasne preseke za apsorpciju termalnih neutrona, tablica 9.3. Rezultat je stalno opadanje faktora umnožavanja  $k$ , sve dok se ne smanji ispod jedinice, kada lančana reakcije nije više moguća. Tako se gorivo, iako još može sadržavati značajne koncentracije fiselnih nuklida, više ne može koristiti.

**Tablica 9.3**  
Fisioni proizvodi velikog efikasnog preseka za apsorpciju termalnih neutrona

	$^{135}\text{Xe}$	$^{113}\text{Cd}$	$^{149}\text{Sm}$	$^{151}\text{Sm}$	$^{155}\text{Eu}$	$^{157}\text{Gd}$
$t_{1/2}$	9,13 h	stabilan	stabilan	90,0 god.	4,71 god.	stabilan
$\sigma, \text{kb}$	3150	20,6	40,6	15,2	3,8	254

Paralelno s ovim procesom, u gorivu se stvaraju plutonijum i nešto viših aktinoida. Oni, koji su fiselni, delimično kompenzuju efekte smanjenja glavne fiselne komponente.

<sup>89</sup> Na sobnoj temp. čvrsto telo velikog napona pare, na 56 °C dostiže pritisak od 1 bar.



Slika 9.3. Aktivnost fisionih proizvoda u uranijumskom gorivu u funkciji vremena (nakon prestanka rada reaktora).

Ovo „isluženo nuklearno gorivo” se može hemijskim metodama osposobiti za ponovnu upotrebu. Njegova prerada nije jednostavan posao zbog toga što ono sadrži preko 40 elemenata od kojih su većina radioaktivni. Njoj se ne pristupa odmah po vađenju gorivnih elemenata iz reaktora. Prvo se sačeka da se raspade najveći deo kratkoživućih fisionih proizvoda. Na početku ukupna aktivnost opada sa  $t^{-0.8}$ , što odgovara statistički svim mogućim  $t_{1/2}$ . Kasnije, posle 10 i više godina, ona najvećim delom potiče od dugoživućih aktinoida. Slika 9.3 prikazuje kretanje aktivnosti u funkciji vremena u toku prvih 4000 dana. Aktivnost je data po kW termičke snage reaktora. Zračenje dovodi i do zagrevanja, koje takođe opada sa vremenom po sličnom zakonu. Zato se gorivni elementi na početku moraju hladiti. U prvo vreme se drže u podzemnim basenima s vodom

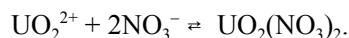
ispod samih reaktora. Preradi goriva se pristupa tek posle najmanje 100 dana, kada aktivnost opadne na ispod 5% od početne.

Zadatak kod prerade goriva je razdvajanje u tri frakcije:

- 1) čist uranijum koji se eventualno može ponovo iskoristiti,
- 2) fisioni proizvodi (FP) i
- 3) plutonijum, koji ima svojih namena bilo kao novo nuklearno gorivo ili kao nuklearni eksploziv.

Ovo je izuzetno složen zadatak, naročito stoga što su fisioni proizvodi visoko-radioaktivni. Razvijen je veći broj metoda, taložnih, elektrohemihiskih, metalurških itd. Posebno privlačan je izgledao metod fluorovanja gde bi se uranijum ispario u obliku UF<sub>6</sub>, dok bi ostali sastojci ostali u čvrstom stanju, ali se od njega odustalo zbog niza tehničkih poteškoća već u prvom industrijskom pogonu. Tako je danas u širokoj primeni metod tečno-tečne ekstrakcije organskim rastvaračima, o čemu će u sledećem biti više reči, nakon podsećanja na neka opšta znanja.

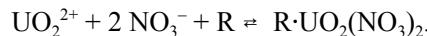
U vodenom rastvoru uranil-nitrata uspostavlja se prosta ravnoteža, karakteristična za neorganska jonska jedinjenja



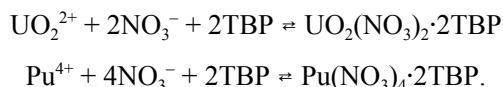
U rastvoru, dakle, uvek ima disosovane i nedisosovane soli. Ravnoteža se normalno, po zakonu o dejstvu masa, pomera na desnu stranu ako se rastvoru dodaje višak nitratnih jona, bilo u obliku neke soli ili azotne kiseline.

Ako je rastvor uranil-nitrata u kontaktu s nekim organskim tečnostima, etrima, ketonima, estrima ili drugim jedinjenjima, dešava se kompleksiranje. Nedisosovani oblik se kompleksira i rastvara u organskoj fazi, čiji su molekuli označeni sa R, što je

izrazito u slučaju viška nitratnih jona. Tako se uspostavlja ravnoteža



U slučaju danas najčešće primjenjene organske faze, tributil-fosfata (TBP)<sup>90</sup>, reakcije U i Pu su sledeće



Postupak razdvajanja navedenih frakcija u istrošenom nuklearnom gorivu se zasniva na različitoj rastvorljivosti U-, Pu- i FP-nitrita u organskim rastvaračima i u vodi, sa kojom se ovi ne mešaju. Na taj način se uspostavlja odgovarajuća ravnotežna raspodela određene komponente po fazama, koja je definisana koeficijentom raspodele

$$b = \frac{c_2}{c_1}, \quad (9.1)$$

$c_2$  i  $c_1$  - ravnotežne koncentracije date komponente u odgovarajućim fazama.

Ako se dve supstancije (A i B) razdvajaju ekstrakcijom onda se svaka od njih raspodeljuje između faza u skladu sa svojim koeficijentom raspodele, tj.  $b_A = (c_2/c_1)_A$  i  $b_B = (c_2/c_1)_B$ . Separacioni faktor, koji je mera efikasnosti jednostepenog procesa razdvajanja, definiše se kao (indeks 2 se odnosi na organsku fazu)

$$\alpha = \left( \frac{c_2}{c_1} \right)_A : \left( \frac{c_2}{c_1} \right)_B = \frac{b_A}{b_B}. \quad (9.2)$$

Koeficijenti raspodele između TBP i vodene faze za neke jone dati su u tablici 9.4<sup>91</sup>; vidi se da se uranijum (uranil-nitrat) i plutonij um (Pu<sup>4+</sup>-nitrat) rastvaraju u TBP.

Na bazi tečno-tečne ekstrakcije su razrađivane različite varijante, a među najpoznatijima je tzv. „purex” postupak, koji koristi TBP kao ekstragens. Redosled prerade goriva u okviru ovog postupka je ilustrovan na slici 9.4 i on je sledeći:

1) Uranijumsko gorivo, bilo da je metalno ili oksidno, po mehaničkom odstranjivanju košuljica gorivnih elemenata, rastvara se u azotnoj kiselini. Uranijum je u rastvoru u obliku uranil-jona,  $\text{UO}_2^{2+}$ , plutonijum u obliku  $\text{Pu}^{4+}$ , a fisioni proizvodi u obliku svojih nitrata.

<sup>90</sup> Tri-*n*-butil-fosfat,  $(\text{C}_4\text{H}_9)_3\text{PO}_4$ . Tečnost visoke tačke ključanja ( $177^\circ\text{C}$  na pritisku od 36 mbar) malo rastvorljiva u vodi. Zbog gustine od  $0,98 \text{ g/cm}^3$ , koja onemogućava spontano odvajanje od vode i vodenih rastvora, upotrebljava se u smešama s ugljovodoničnim frakcijama manje gustine, npr. kerozinom. Može se mešati i sa  $\text{CCl}_4$  da bi dobio gustinu veću od vode.

<sup>91</sup> Po konvenciji,  $b > 1$  označava ravnotežu u korist organske faze, a  $b < 1$  vodene.

Izuzeci su azotni oksidi<sup>92</sup>, jod i inertni gasovi koji se oslobađaju u gasnu fazu prilikom rastvaranja. Azotni oksidi se hvataju tako što se prvo oksiduju pa onda rastvore u vodi,

dok se jod vezuje sa  $\text{AgNO}_3$ . Fisioni kripton ( $^{85}\text{Kr}$ ,  $t_{1/2} = 10,7$  god.) se ispušta kroz visoke dimnjake u atmosferu. Pošto kao inertan gas ne učestvuje u razmeni u biosferi, svojim prisustvom u vazduhu će samo veoma malo doprineti ukupnoj radioaktivnosti prirode. Tritijum, koji delimično nastaje pri fisiji u gorivnim elementima, prilikom rastvaranja se oksiduje i postaje sastavni deo vode (kao HTO).

2) Ovaj se rastvor, u pristvu viška azotne kiseline, dovodi u kontakt s organskom fazom u ekstrakcionej koloni I. Tom prilikom se uranijum i plutonijum ekstrahuju organskom fazom, dok fisioni proizvodi ostaju u vodenoj, koja se odvodi. U ovom rastvoru će se naći i aktinoidi sem plutonijuma, izotopi Np, Am, Cm itd.

3) U sledećem stupnju ekstrakcije vodenoj fazi se u prisustvu azotne kiseline dodaje redukciono sredstvo koje prevodi  $\text{Pu}^{4+}$  u  $\text{Pu}^{3+}$ . Ravnoteža za ovaj poslednji jon je sada izrazito sklona vodenoj fazi, pa se tako izdvaja plutonijum, dok uranijum ostaje u organskoj (koloni II). O hemiji plutonijuma više detalja može se naći u prilogu 9-P.1.

4) Poslednja faza je reekstrakcija uranil-jona čistom vodom (kolona III). Ovo je omogućeno time što se ravnoteža u jedn. (1) pod tim uslovima pomera na levu stranu<sup>93</sup>.

Ekstrakcija se odvija kontinualno u ekstrakcionim kolonama. Izlaz iz postrojenja su tri vodena rastvora: (i) FP, (ii) Pu i (iii) U, koji, ako sadrži dovoljnu koncentraciju  $^{235}\text{U}$ , može biti nanovo iskorišćen za gorivne elemente. Radi oštijeg razdvajanja proces se može ponoviti ili rastvore podvrgnuti jonskoj izmeni. Sve operacije razdvajanja se izvode iza debelih zalklona (najmanje 2 m betona) daljinskim komandama<sup>94</sup>. Pošto se radi o rastvorima veoma visoke radioaktivnosti, organska faza je podložna radiolizi i mora se povremeno prečišćavati.

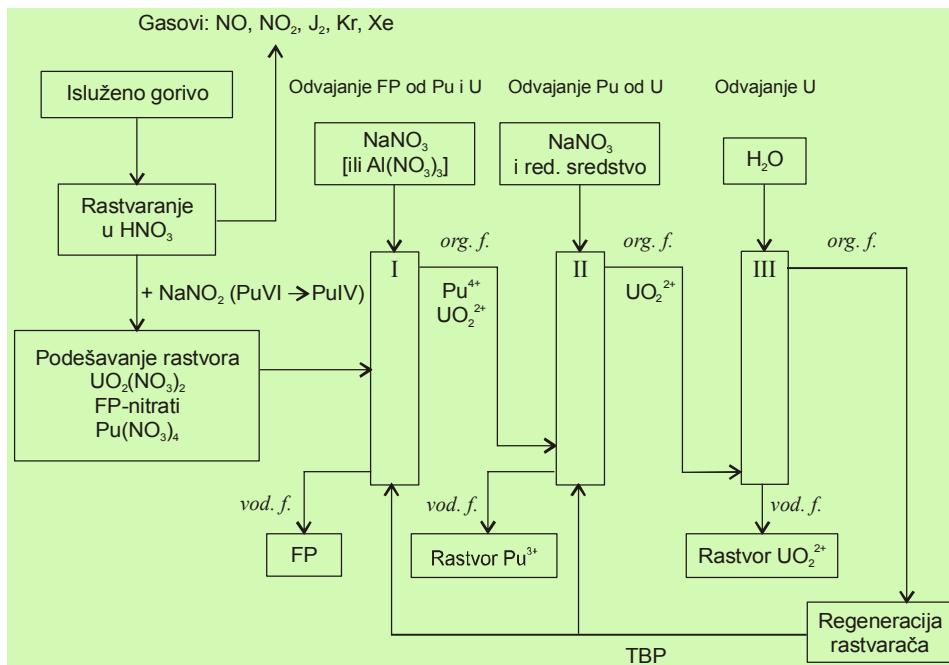
<sup>92</sup> Ako je pri rastvaranju prisutan kiseonik azotni oksidi se ne stvaraju:  

$$\text{U} + 2\text{HNO}_3 + 3/2\text{O}_2 \rightarrow \text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 + \text{H}_2\text{O}.$$

<sup>93</sup> Ako se radi o gorivu od obogaćenog uranijuma, treba voditi računa da se ne premaši kritična masa u rastvoru. Za uzorke obogaćene do 90%  $^{235}\text{U}$  kritična masa je samo 0,9 kg.

<sup>94</sup> Vizuelna kontrola procesa je nekada bila ograničena na osmatranje kroz debele prozore od olovnog stakla, ali su se danas televizijski monitori pokazali praktičnijim.

Jon	b
$\text{UO}_2^{2+}$	30
$\text{Pu}^{4+}$	20
$\text{Pu}^{3+}$	0,01
<hr/>	
Nb	0,01
Ru	0,01
$\text{Ce}^{3+}$	0,02
$\text{Y}^{3+}$	0,02



Slika 9.4. Shematski prikaz prerade isluženog goriva metodom tečno-tečne ekstrakcije sa TBP putem tzv. PUREX postupka.

### 9.3 DRUGI MATERIJALI U NUKLEARNOJ TEHNOLOGIJI

O **teškoj vodi**, koja se u nuklearnim reaktorima koristi kao moderator, bilo je već reči u § 6.4.4, a biće reči i nešto niže, kao i u poglavljju 10.2 ([hemija izotopa](#)). Za drugi često korišćeni moderator i reflektor, **grafit**, važno je odsustvo nuklearnih nečistoća u njemu. Ovde se već u startu polazi od petrolejskih frakcija prečišćenih destilacijom. Pirolizom se od njih spravlja petrol-koks. Njegovim zagrevanjem do vrlo visokih temperatura postiže se isparavanje zaostalih nečistoća i poželjna kristalizacija ugljenika.

Vrlo povoljne osobine kao moderator ima **berilijum** (tačka topljenja  $1284^\circ\text{C}$ ), prvo zbog male atomske mase od 9,0, kao i malog efikasnog preseka za apsorpciju termalnih neutrona od 0,01 b. Koristi se i u obliku oksida,  $\text{BeO}$  (t. toplj.  $2570^\circ\text{C}$ ). Ipak, ovaj je materijal vrlo skup, prvo zbog retkosti njegovog minerala berila (berilijum-aluminijum silikat,  $\text{Be}_3\text{Al}_2(\text{SiO}_3)_6$ ) i složenosti njegove prerade. Jediničenje berilijuma su izuzetno toksična, naročito ako se udiše prah oksida. Rezultujuće oboljenje slično silikozi, zove se berilioza.

**Aluminijum**, kao konstrukcioni materijal u reaktorima rado je korišćen zbog svog relativno malog efikasnog preseka za termalne neutrone (0,2 b) i kratkog veka aktiviranog izotopa (2,24 min.). Ipak, ograničenje mu je niska tačka topljenja od  $660^\circ\text{C}$  i slaba otpornost na koroziju.

Izlaz je nađen u upotrebi **cirkonijuma**, metala visoke tačke topljenja,  $1830\text{ }^{\circ}\text{C}$ , i malog neutronskog preseka od  $0,2\text{ b}$ . Izvor ovog metala, koji nije redak u prirodi, je mineral cirkon,  $(\text{Zr},\text{Hf})\text{SiO}_4$ . Iako je cirkonijum glavna komponenta u mineralu, prateći i hemijski srođni hafnijum je velika smetnja jer ima presek od  $105\text{ b}^{95}$ . Stoga se posebnim, prilično složenim postupcima udaljava sve do na  $0,01\%$ . U praksi se koristi legura sa  $1,2\text{--}1,7\%$  Sn i nešto Fe, Cr i Ni pod nazivom cirkaloj (Zircaloy-2) ili legure cirkonijum-niobijum u raznim odnosima.

Element **torijum** je alternativno fertilno gorivo u oplodnim reaktorima ([§ 7.3.4](#)). U proseku, on je u zemljinoj kori oko četiri puta obilniji od uranijuma. U prirodi se javlja kao monoizotopski element, u obliku izotopa  $^{232}\text{Th}$  vrlo dugog veka, koji nije fisilan i rodonačelnik je radioaktivne serije  $4n$  ([§ 3.4.1](#)). Najstabilnije oksidaciono stanje mu je  $+4$ . Dobiva se pretežno iz minerala monacita. Metalni torijum je gustine  $11,66\text{ g/cm}^3$  i tačke topljenja od  $1700\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Vrlo sporo oksiduje na vazduhu. Metal se dobiva redukcijom fluorida,  $\text{ThF}_4$  ili oksida,  $\text{ThO}_2$ . Dioksid je oblik u kojem se spravljuju gorivni elementi jer ima visoku tačku topljenja od  $3050\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

### 9.3.1 Obogaćeni izotopi u nuklearnoj tehnologiji

Principijelni detalji različitih metoda razdvajanja izotopa dati su poglavljju o **razdvajaju izotopa** (gl. 10.2). Ovde se daju samo istorijski i tehnološki detalji o obogaćenim izotopima značajnim u nuklearnoj tehnologiji.

#### Teška voda

Obogaćenje deuterijuma, ili spravljanje teške vode,  $\text{D}_2\text{O}$ , je prvi komercijalno sprovedeni proces još pre Drugog svetskog rata. Proizvođač je bila norveška firma Norsk Hydro u mestu Rjukan u južnoj Norveškoj. Ona je primenjivala elektrolitički postupak, koji su 1933. godine otkrili Luis i Mekdonald. Fabrika se nalazila uz hidrocentralu podno jednog fjorda. Proizvodnja reda 1 t godišnje je zadovoljavala potrebe istraživanja u svetu. Preokret je nastao po otkriću fisije, odn. potrebe za efikasnim moderatorima lančane reakcije. Kako je već bilo isticano, teška voda, je bez premca u tom smislu ([§ 6.4.4](#)).

Francuzi su 1940. godine raspolažali s 200 litara teške vode. Po proboru nemačkog fronta grupa nuklearnih naučnika je izbegla u Englesku noseći sa sobom ovu zalihu, koju su kasnije prebacili u Kanadu.

Nemci okupiraju Norvešku 1940. god. stavljajući fabriku u Rjukanu pod svoju kontrolu, povećavajući količinu proizvoda. Ova fabrika je potom trpela avionska bombardovanja od strane Saveznika kao i sabotaže u dva maha od strane padobranima srušenih komandosa. Proizvodnja je ipak nastavljana. Odlučujući udarac je bila sabotaža Norveškog pokreta otpora, kada je brod koji je nosio značajne količine teške vode za Nemačku, potopljen nasred fjorda. Ovo je izazvalo značajno i konačno kašnjenje gradnje nemačkog reaktora ([pr. 7-P.8.3](#)).

<sup>95</sup> Zbog ovoga se koristi i kao materijal kontrolnih šipki reaktora.

Po završetku rata, potrebe za teškovodnim moderatorima rastu, pa je kao dodatan proces proizvodnje uvedena i izmena voda/vodonik kao i destilacija vode (koliko god bila neekonomična). Ovo naročito stoga što se početkom pedesetih godina javlja preuranjena nada o korišćenju deuterijuma u termonuklearnim reaktorima. Kasnije je primat preuzeo proces izmene sumporvodonika i vode ([§ 10.2.2.2 pr. 10-P.2](#)), nazvan GS-proces. U nekim zemljama se primenjuje i destilacija vodonika.

Danas su glavni proizvođači teške vode Kanada, zemlje bivšeg SSSR-a, Indija i dr. Rumunija je takođe razvila svoju proizvodnju, (na Dunavu preko puta Kladova) da opskrbi svoje teškovodne reaktore u pogonu i izgradnji.

Teška voda se, osim neznatnih gubitaka, ne troši prilikom rada nuklearnih reaktora, pa je ona u njima investiciona komponenta.

#### Obogaćivanje izotopa uranijuma

Podstaknuti mogućnostima primene izotopa  $^{235}\text{U}$  kao fisionog eksploziva i perspektivama izgradnje posebnih tipova nuklearnih reaktora, razrada metoda razdvajanja započinje u poslednjim godinama Drugog svetskog rata.

Intenzivno su istraživana četiri mogućna puta: centrifugalno razdvajanje, tečna termofuzija, gasna difuzija kroz porozne membrane i elektromagnetsko razdvajanje. Kao što je to već pominjano ([pr.7-P.8.1](#)) dva poslednja metoda su dovedena do nezapamćenih razmera u nuklearnim instalacijama u mestu Ouk Ridž, savezna država Tenesi u SAD. Sastav i tehnologija izrade difuzionih membrana su ipak ostali dobro čuvana tajna.

Termofuzija se pokazala nedovoljno efikasnom, ali centrifugalno razdvajanje se danas koristi u više zemalja sveta jer se pokazalo da se isplati i pri manjoj količini proizvoda. U Kini je uspešno razvijen elektromagnetski metod, pa se ona javlja i kao izvoznik ove tehnologije.

Razdvajanje izotopa laserskim ozračivanjem ([§10.2.2.3](#)) se danas očigledno razrađuje na više mesta u svetu, iako se detalji o tome ne objavljuju.

#### Obogaćivanje izotopa bora

Dva prirodna izotopa bora,  $^{10}\text{B}$  i  $^{11}\text{B}$ , pokazuju velike razlike u efikasnim presecima za apsorpciju termalnih neutrona. Efikasni presek prvog je 3840 b (za reakciju  $n, \alpha$ ) a drugog samo 0,05 b (za reakciju  $n, \gamma$ ). Kako je obilnost izotopa  $^{10}\text{B}$  19,9%, poželjno je obogatiti ga, naročito ako se koristi kao [neutronski detektor](#) ([§ 5.3.1](#)) ili kao zaštita od neutrona neutronskih bombi.

Ovde se kao najefikasniji pokazao [metod hemijske izmene](#) ([§10.2.2.2](#)) gde se  $^{10}\text{B}$  obogaćuje u kontaktu gasa  $\text{BF}_3$  i njegovih organskih kompleksa.

#### Izotopi litijuma

Prirodni litijum sadrži dva stabilna izotopa,  $^6\text{Li}$  i  $^7\text{Li}$ . Prvi, koji ima 7,5%, pokazuje značajan efikasni presek na reakciju ( $n, T$ ) od 940 b, pa se upotrebljava, pre svega, za proizvodnju tritijuma u fisionim reaktorima. Ista reakcija bi trebalo da se koristi i u [termonuklearnim reaktorima](#), pri čemu bi se takođe proizvodio [tritijum](#), koji bi u tim reaktorima bio jedna od komponenata [fuzionog goriva](#) ([§ 7.4.4](#)). Izotop  $^6\text{Li}$  je

takođe komponenta **fuzionih bombi** (pr. 7-P.8.2), kada je neophodno da njegova koncentracija bude što veća od prirodne.

Izotope litijuma je moguće razdvajati raznim metodima, npr. jonskom izmenom ili elektrolizom, ali se kao najekonomicnija pokazala vakuumска (molekulska) destilacija metalnog litijuma (t. toplj. 179 °C, t. klj. 1317 °C).

## 9.4 NUKLEARNI OTPAD (NO)

### 9.4.1 Pojam nuklearnog otpada

Pojam nuklearni otpad je nastao odmah po otkriću radioaktivnosti, ali je privukao posebnu pažnju tek po otkriću fisije, pošto su praktično svi fisioni proizvodi radioaktivni. Pod njim se podrazumeva radioaktivnost koja zaostaje iz procesa prerade ili korišćenja nuklearnih materijala u bilo kojoj oblasti (energetika, medicina, nuklearna oružja i sl.), a nema primenu u praksi. Naravno, s obzirom na broj i snagu nuklearnih reaktora koji su danas u pogonu, otpad iz nuklearnih elektrana po svojoj masi i radioaktivnosti višestruko nadmašuje sve druge izvore otpada. S druge strane, pitanje NO je jedno od najvažnijih pitanja nuklearne energetike, [detaljnije](#) u 9-P.2.

Osnovni izvori su:

- vađenje rude uranijuma i njena prerada,
- nuklearni reaktori,
- postrojenja za preradu isluženog goriva (reprocesing),
- nuklearno oružje,
- nuklearni istraživački centri, medicinske ustanove, industrija i sl.

Nuklearni otpad se javlja u svim fazama proizvodnje nuklearne energije, počev od kopanja i prerade rude uranijuma pa nadalje. Naime, već nakon prerade rude i izdvajanja uranijuma ostaje RO koji uglavnom sadrži  $^{226}\text{Ra}$ , ali i oko 10%  $^{230}\text{Th}$ , kao potomke raspada u okviru radioaktivnog niza  $^{238}\text{U}$ . Pošto je to otpad koji na dugi rok može ugroziti okolinu radijum se taloži kao nerastvorni i hemijski inertni *radijum-sulfat* posle obrade s krečom i baritom i zakopava u samom rejonu iskopa rude.

### 9.4.2 Podela otpada

Podela otpada se može napraviti na različite načine.

- Po agregatnom stanju NO se deli na: gasoviti, tečni i čvrsti.
- Po vremenu poluraspada NO se deli na: kratkoživući,  $t_{1/2} < 90$  dana, koji se odlaže za raspad (*storage for decay*) i dugoživući,  $t_{1/2} > 90$  dana, koji se odlaže, tj. „sahraniće” do potpunog raspada.
- Po radioaktivnosti NO se deli na: **Niskoradioaktivni otpad**, kod kojeg je radioaktivnost manja od 1000 MDK (naksimalno dozvoljena koncentracija). Predstavlja 90% zapremine svog NO, ali svega 1% njegove aktivnosti. Ne traži zaštitni zid pri rukovanju. Obično je to kontaminirana odeća, filtri, smole itd. **Srednjерadioaktivni otpad** ima nivo aktivnosti iznad niskoradioaktivnog NO, ali

ne razvija toplotu (talozi, obloge, filteri itd.). Glavnina nisko i srednjерadioaktivnog otpada nastaje za vreme normalnog rada reaktora (ono što se izdvaja dok radi). On uglavnom sadrži  $^{41}\text{Ar}$  (1,8 h),  $^{222}\text{Rn}$  (3,8 dana),  $^{137}\text{Cs}$  (30 god.) i  $^{131}\text{I}$  (8 dana), kao i  $^{90}\text{Sr}$  (30 god.) u obliku rastvora. Ovome treba dodati nekoliko proizvoda neutronske aktivacije:  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{59}\text{Ni}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  i sl. Izotopi cezijuma i joda se izdvajaju za mirnodopske primene, a ostatak se izliva u more nakon hemijske obrade. *Visokoradioaktivni otpad* uglavnom potiče iz reaktora snage ili iz prerade goriva. Sa njim su postupci specifični.

#### 9.4.3 Skladištenje i odlaganje

Uslovi skladištenja i odlaganja otpada su određeni kako vremenima poluraspađa tako i vrednošću aktivnosti. Treba razlikovati *skladištenje* otpada od *odlaganja*. Skladištenje podrazumeva privremenost postupka i uglavnom se odnosi na kraćeživući otpad, a odlaganje je trajno rešenje problema i odnosi se na dugoživući otpad. Treba isto tako znati da FP ne predstavljaju glavni problem kod odlaganja, jer oni imaju kraća vremena poluraspađa, tablica 9.5, već su to *aktinoidi* dugog vremena života. Tablica 9.6 prikazuje glavne aktinoide koji se stvaraju u značajnijim količinama.

**Tablica 9.5**  
FP koji ostaju posle 10 godina „hlađenja“

Izotop	$t_{1/2}$
$^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y}$ (64 čas)	29 god., $\beta^-$
$^{137}\text{Cs}$	30 god., $\beta^-$
$^{147}\text{Pm}$	2,6 god., $\beta^-$
$^{85}\text{Kr}$	10,7 god., $\beta^-$
$^{144}\text{Ce} \rightarrow ^{144}\text{Pr}$ (7,2 min)	285 dana, $\beta^-$ , $\gamma$
$^{106}\text{Ru} \rightarrow ^{106}\text{Rh}$ (30 s)	1 god., $\beta^-$ , $\gamma$

Opšte je pravilo da se otpad skladišti u trajanju od najmanje 10 perioda poluraspađa, kad mu aktivnost spadne na 1/1000 deo od početne. Bez obzira na vrstu i poreklo otpada njega treba tretirati ili izolovati tako da ne bude opasan po okolini, posebno da ne dođe u dodir sa biosferom.

Dakle, kad se završi prerada goriva i izdvoje korisni radioizotopi, rastvor koji sadrži fisione proizvode (posle prvog stepena ekstrakcije, slika 9.5) obično se uparava do suva<sup>96</sup>, žari do oksida i meša s komponentama koje će topljenjem dati borosilikatno staklo (tzv. vitrifikacija). Oksidi se rastvaraju u staklu i rastopi se izlivaju u sudove od

<sup>96</sup> Voda koja nastaje ovim procesom, ma koliko da je hemijski čista, sadrži tritijuma u obliku HTO, koji se od nje ne može hemijskim putem odvojiti. Poreklo ovog tritijuma je pomenuto u gl. 9.2. Pri preradi goriva se ova voda isparava i kroz visoke dimnjake razblažuje u atmosferi, jer nema ekonomičnog načina da se iz nje izdvoji T. (Tritijum spada u IV, najnižu kategoriju radiotoksičnosti).

nerđajućeg čelika. Tako su fisioni proizvodi zaštićeni od razilaženja po okolini. U posebnim sudovima - kontejnerima se odlivci čuvaju u pogodnim spremištima, u prvo vreme uz hlađenje. Tu ostaju oko 25 godina, posle čega u njima ostaje samo ona aktivnost sa njdužim vremenima poluraspada, kao što se vidi na dijagramu slike 9.5. Ostaju praktično samo dva fisiona proizvoda visokih prinosa,  $^{90}\text{Sr}$  i  $^{137}\text{Cs}$ , oba s vremenima poluraspada od oko 30 godina i u kategoriji II visoke radiotoksičnosti<sup>97</sup>. Pošto je radioaktivni raspod eksponencijalan proces, tako da se potpuni raspod može očekivati tek posle beskonačno dugog vremena, kriterijum o potrebnom trajanju čuvanja je dostizanje nivoa aktivnosti koji odgovara ekvivalentnoj količini uranijumove rude, od koje je gorivo spravljen. Za ovo je potrebno bar 1000 godina.

**Tablica 9.6**

Glavni aktinoidi koji nastaju pri radu reaktora i njihova vremena poluraspada.  
Količine se odnose na prerađenih 100 t isluženog uranijumskog goriva

Izotop	Količina, g	$t_{1/2}$ , god.
$^{236}\text{U}$	460	$23,7 \cdot 10^6$
$^{237}\text{Np}$	50	$2,1 \cdot 10^6$
$^{239}\text{Pu}$		$2,4 \cdot 10^4$
$^{241}\text{Am}$		430
$^{243}\text{Am}$	12	7370
$^{244}\text{Cm}$	4	18,1

Sem navedenih  $^{90}\text{Sr}$  i  $^{137}\text{Cs}$  postoje i fisioni proizvodi dužeg veka sa  $t_{1/2}$  preko milion godina, koji se tek neznatno raspadnu u ovom roku. Zbog velikog vremena poluraspada, njihova specifična aktivnost je tako mala da se može zanemariti. U ovu kategoriju, na primer, spadaju  $^{147}\text{Sm}$  i  $^{144}\text{Nd}$  ( $1,06 \cdot 10^{11}$  odn.  $2,29 \cdot 10^{15}$  god.) koji postoje i u prirodi. Oni su, uostalom, jedini poznati  $\alpha$ -emiteri među fisionim proizvodima.

Po isteku ovog perioda skladištenja otpad se trajno odlaže. Trebalo bi da to odlaganje bude toliko pouzdano da onemogući značajnije prodiranje radioaktivnosti u biosferu u narednih 100 000-1 000 000 godina. Problem se uglavnom svodi na odabir terena. Ima više koncepcata.

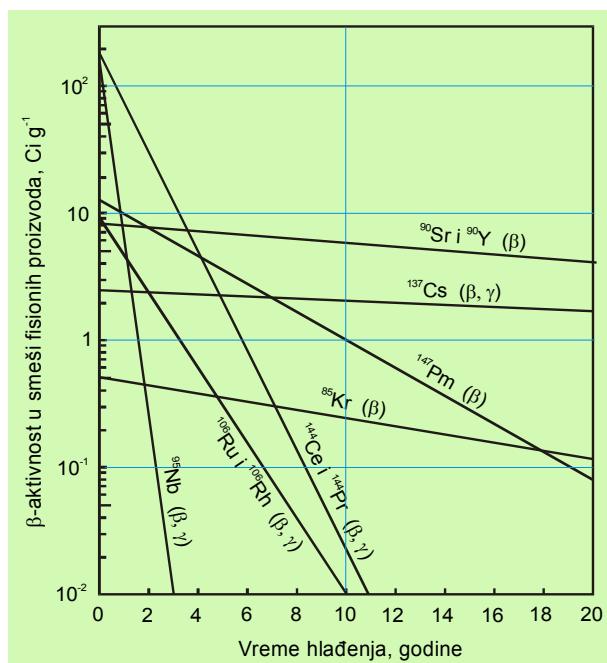
Po jednom, predlaže se prenos kontejnera u posebna „groblja”, tj. duboke iskope u formacijama od granita ili gnajsa, u geološki stabilnim stenama daleko od podzemnih tokova, u napuštenim rudnicima. Taj koncept nastao je 50-tih godina. Pogodnost mu je što je otpad veoma dobro izolovan, a mane nemogućnost praćenja stanja kontejnera kao i mogućnost popuštanja betonskih blokova i migracije izotopa.

Po drugom konceptu, solidifikovan otpad se odlaže u plitke iskopine sa debelim betonskim zidovima, često obloženim zaštitnim slojem od PVC-a i prekrivenim sa nekoliko slojeva zemlje.

<sup>97</sup> Raspod stroncijuma ne vodi neposredno do stabilnog oblika, već preko kratkoživućeg potomka s kojim je u ravnoteži. Sam  $^{90}\text{Sr}$ , kao čist  $\beta$ -emiter se ne detektuje u  $\gamma$ -spektru, već uvek prateći  $^{90}\text{Zr}$ . (v. shemu na [slici 7.3](#))

Ova dva navedena načina odlaganja, izgleda da predstavljaju optimalna rešenja za sada, mada se radilo i radi se i na drugim metodama. Tako u SSSR-u ali i u SAD je primenjivan i metod *upumpavanja tečnog otpada u tlo* na dubine od 300 do 500 m, u slojeve nepropusne gline, ali se pokazalo da izotopi delimično migriraju iz tih skladišta. Razvijaju se i metode vitrifikacije *in situ*, tj. pretvaranja čitavog takvog skladišta u staklastu masu tako što bi u nju bile uronjene elektrode od grafita i kroz njih propuštena struja. Razvijena toplota bi pretvorila sloj u tečnu staklastu masu koja bi hlađenjem očvrsla. Naravno, sastav zemljišta u koje je odložen otpad mora biti odgovarajući.

Nekada je uobičajeni metod uklanjanja radioaktivnog otpada visoke aktivnosti bio



Slika 9.5. Opadanje aktivnosti tokom odležavanja smeše fisionih proizvoda.

bacanje zabetoniranih kontejnera u velike okeanske dubine. Iako se znalo da zbog korozije i delovanja zračenja kontejneri ne mogu izdržati vreme do dovoljnog raspada, teza je bila da je za mešanje okeanskih voda između dna i površine potrebno 10 000 godina, pa radioaktivnost neće dospeti do površinskih slojeva mora. Kasnija merenja su pokazala da je mešanje neuporedivo brže, pa je ovaj metod zabranjen. (Naši potomci će sigurno doživljavati iznenadenja u ovom smislu). Danas se ipak ponekad potajno koristi jer je očigledno daleko najjeftiniji.

## Prilog 9-P

### 9-P.1 Hemija plutonijuma

Kao aktinoid, uranid, plutonijum ima dosta sličnosti s uranijumom. To je metal gustine od  $19,8 \text{ g/cm}^3$ , koji se topi na  $639^\circ\text{C}$  i ključa na  $3135^\circ\text{C}$ . U reaktorskoj tehnologiji metalni oblik je nepogodan zbog niske tačketopljenja. Relativno lako se oksiduje na vazduhu, prelazeći u  $\text{PuO}_2$ .

U svojim jedinjenjima plutonijum se javlja u oksidacionim stanjima od  $3+$  do  $6+$ , gde je četvorovalentno stanje najstabilnije. U rastvorima je tako najčešći jon  $\text{Pu}^{4+}$ , ali može postojati i analog uranila, plutonil,  $\text{PuO}_2^{2+}$ . Za razliku od uranijuma, jedinjenje  $\text{PuF}_6$  je nestabilno prelazeći u  $\text{PuF}_4$ . Od nerastvornih soli praktičan značaj imaju amonijum-plutonilkarbonat,  $\text{NH}_4\text{PuO}_2\text{CO}_3$  i plutonijum-oksalat,  $\text{Pu}(\text{C}_2\text{O}_4)_4$ . Žarenjem jednog ili drugog nastaje žuto-zeleni  $\text{PuO}_2$  koji se topi na oko  $2240^\circ\text{C}$ . U tom obliku se koristi kao reaktorsko gorivo sam ili u smeši s  $\text{UO}_2$ . U ovu svrhu se razmatra i korišćenje karbida,  $\text{PuC}$ .

Za razliku od jona  $\text{UO}_2^{2+}$  koji je žut,  $\text{PuO}_2^{2+}$  je ružičast. Soli  $\text{Pu}^{4+}$  se javljaju kao ružičaste, crvene ili zelene. Zbog visoke radiotoksičnosti plutonijuma, sve operacije s njim se izvode u izolovanim boksovima, vodeći računa da se u vodenim rastvorima ne stvore uslovi za nuklearnu lančanu reakciju ([§ 8.2.4](#)).

Hemija Pu je bolje istražena no hemija mnogih stabilnih elemenata u prirodi.

### 9-P.2 Nuklearna energetika i otpad

U zaključku sheme date na [slici 9.1](#), treba istaći sledeće. Za proizvodnju  $10 \text{ GW-god}$ . električne energije (oko 20 elektrana kapaciteta Krško), potrebno je iskopati 2,5 miliona tona rude sa  $0,1\%$  U. Odatle će se izdvojiti 2000 t uranijuma. Ako se ide alternativnim putem preko obogaćivanja  $^{235}\text{U}$ , što je danas najčešće, dobiće se 314 tona goriva obogaćenog na  $3\%$ . Po oslobođanju energije i posle izdvajanja preostalog uranijuma i 3 t plutonijuma, preostaje oko 11 t fisionih proizvoda u oko  $120 \text{ m}^3$  rastvora. Po uparavanju i vitrifikaciji ostaje svega  $5\text{-}30 \text{ m}^3$  staklene mase.

Ovo vredi uporediti sa četiri miliona tona pepela koji bi preostao u termoelektranama na ugalj za istu proizvodnju struje. Sagorevši preko 30 miliona tona uglja, u vazduh bi ispustila 75 miliona tona ugljen-dioksida i monoksida, 56 hiljada tona azotnih oksida i bar 11 hiljada tona sumpor-dioksida.

Skladištenje radioaktivnog otpada predstavlja poseban trošak koji se iskazuje u ceni nuklearne struje. Dodatan trošak predstavlja i zatvaranje, tzv. dekomisioniranje nuklearne instalacije kada joj prođe eksploracioni vek, koji je obično 40-50 godina.

Poseban je problem odlaganje transuranijumskih elemenata koji se stvaraju tokom rada reaktora. Za njihov raspad na bezbedan nivo treba sačekati bar 100 000 godina. Postoje projekti<sup>98</sup> da se ovi elementi izlože neutronskom zračenju u reaktorima i prevedu u fisione

<sup>98</sup> Analogan metod je bio razmatran i za dugoživuće fisione proizvode (jedna od ideja prof. Pavla Savića). On je u principu mogućan, ali je izračunato da bi reaktorsko ozračivanje proizvelo otprilike istu količinu novih fisionih proizvoda, pa je proces nepraktičan. Ipak, korišćenje neutrona budućih termonuklearnih reaktora ne bi imalo ovaj nedostatak.

proizvode koji će se brže raspasti Takođe se razmatra primena akceleratora sa snažnim protonskim snopovima; protoni bi ( $p, n$ ) reakcijom u samom materijalu ili odgovarajućoj podlozi davali brze neutrone, što je povoljnije od termalnih reaktora.

\*

Nuklearna energetika bez sumnje ima svojih mana, dajući za pravo brojnim protivnicima. Ipak, i tehnologija korišćenja fosilnih goriva ima svoje značajne nedostatke. Glavni je gore pomenuто proizvođenje ogromnih količina ugljen-dioksida i azotnih oksida koji se ispuštaju u atmosferu. Ovo dovodi do tzv. efekta staklene bašte i osetnog porasta srednje temperature vazduha, do promena klime. Takođe, azotni oksidi aktivno oštećuju ozonski sloj u stratosferi, pa se povećava količina ultraljubičastog zračenja koje dospeva do zemlje<sup>99</sup>. Oslobođeni sumpor-dioksid dovodi do stvaranja „kiselih kiša”, što ostavlja katastrofalne posledice na vegetaciju. Ostaje odluka o tome koje je zlo manje. Po svoj prilici će u 21. veku nuklearna opcija preovladati, pogotovu ako se osvoji fuziona energetika, a zalihe fosilnih goriva opadnu na nizak nivo i njihova cena poraste.

---

<sup>99</sup> Posledice koje trpe ljudi koji se na plažama, sunčajući se, su sasvim zanemarljive u poređenju s efektima koje ovo zračenje ima na plankton u gornjim slojevima mora, koji mogu biti katastrofalni za bilans živog sveta u okeanima.

# 10

## HEMIJA IZOTOPA

Kada se sa nekim pojmom prvi put susretnemo onda je dobro ne samo definisati ga već i opisati detaljnije i uz primere njegovo pravo značenje. To je posebno važno kada ovaj ima šire značenje. Takav je svakako pojam *hemija izotopa*. Pod njim se podrazumeva naučna oblast koja se bavi svojstvima izotopa i njihovim ponašanjima u hemijskim i srodnim procesima, praćenjem njihovih različitosti i efekata koje one mogu izazvati. Pri tome se uglavnom misli na stabilne izotope, dok su oni radioaktivni predmet hemije izotopa u onim slučajevima u kojima njihova radioaktivnost nije bitna, tj. ona ih ne prepoznaće primarno prema njihovoj radioaktivnosti. Slobodnije bi se moglo reći da je hemija izotopa nauka o izotopima i izotopiji kao pojavi specifične različitosti među izotopima. U tom kontekstu sve hemijske forme u kojima se neki izotop može pojaviti (atom, molekul, jon itd.) su predmet ove nauke, ali isto tako i sistematika izotopa kao jezgara istog elementa različite mase. Čitava ova oblast se zasniva na izotopskim efektima, koji su uz metode separacije i izotopske analize njeni osnovni delovi. Zato će tim pitanjima u ovom poglavlju biti i posvećena najveća pažnja.

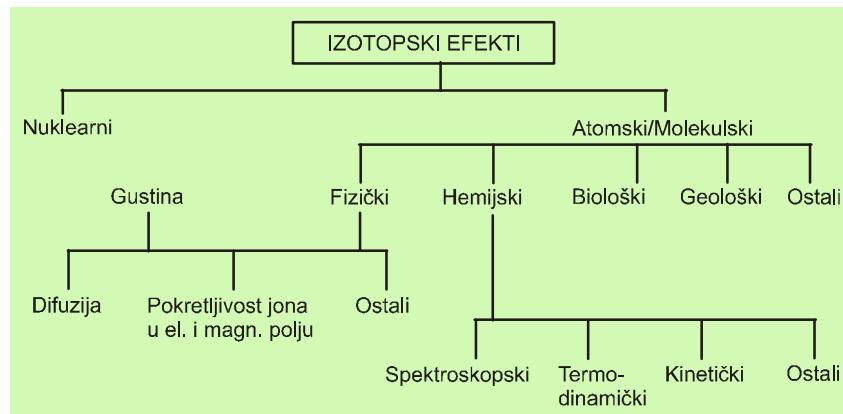
### 10.1 IZOTOPSKI EFEKTI

Pod pojmom *izotopski efekti* podrazumevaju se razlike koje izotopi nekog elementa ispoljavaju u svojim svojstvima ili ponašanjima u fizičkim, hemijskim, biološkim, geološkim ili nekim drugim procesima. U principu, svi izotopski efekti potiču od razlika u svojstvima izotopskih jezgara, pre svega mase (i spina) i imaju onoliko vrsta koliko ima svojstava ili procesa koji zavise od mase jezgara. Mogu se uslovno podeliti onako kako je prikazano na slici 10.1.

#### 10.1.1 Nuklerani izotopski efekti

Oni se odnose na ponašanja jezgara u nuklearnim procesima i na nuklearna svojstva kao što su spin, efikasni preseci za zahvat čestica itd. Pojava *ortho-para* varijeteta kod molekula vodonika je npr. posledica razlika u nuklearnom spinu. Ova vrsta efekata je posledica ne samo razlika u masama jezgara već i u njihovim strukturama.

Značajna vrsta ovih efekata su i razlike u efikasnom preseku za zahvat termalnih



Slika 10.1. Podela izotopskih efekata.

neutrona kod izotopa istog elementa, tablica 10.1, što ima posledice važne za npr. nuklearnu energetiku - teška voda je bolji moderator nego laka; jezgro  $^{235}\text{U}$  je vrlo podložno fisiji termalnim neutronima, dok  $^{238}\text{U}$  nije.

**Tablica 10.1**  
Efikasni preseci za zahvat termalnih neutrona

Nuklid	$\sigma, \text{b}$
$^1\text{H}$	0,332 (n, $\gamma$ )
D	$3,2 \cdot 10^{-4}$ (n, $\gamma$ )
$^6\text{Li}$	942 (n, $\alpha$ )
$^7\text{Li}$	0,0045 (n, $\gamma$ )
$^{235}\text{U}$	582,8 (fis.)
$^{238}\text{U}$	2,7 (n, $\gamma$ )

*Atomski/molekulski izotopski efekti.* To su oni efekti koji se odnose na ponašanja atoma kao celine, bilo da je on slobodan ili vezan u molekulu.

Kao kvantitativan izraz veličine nekog izotopskog efekta koriste se ili razlike ili, što je češći slučaj, odnosi odgovarajućih veličina kojima se izražavaju svojstva izotopskih atoma odnosno molekula.

Izotopski efekti su, po pravilu, vrlo mali, ali ipak merljivi i predstavljaju osnovu različitih metoda za razdvajanje izotopa iz prirodnih smeša, kao i za izotopske analize.

Efekti relativno rastu sa porastom odnosa atomskih masa. Prirodno je da će oni kod vodonika biti najveći jer su za njegove izotope ti odnosi najveći:

- vodonik  $A_{\text{D}}/A_{\text{H}} = 2$ ,  $A_{\text{T}}/A_{\text{H}} = 3$ .

Za sve druge elemente odgovarajuće relativne razlike masa su manje. Npr. za

- litijum  $A_{\text{Li}}/A_{\text{Li}} = 1,167$ ,

- uranijum svega  $A_{\text{U}}/A_{\text{U}} = 1,013$ .

Među ovim efektima se mogu napraviti dve vrste podela:

- 1) Prema tipu zavisnosti od mase - na one koji zavise *direktno* i *indirektno* (preko nultih vibracionih energija u molekulima);
- 2) Prema mehanizmu ispoljavanja - na fizičke, hemijske, biološke, geološke i itd.

### 10.1.2 Fizički izotopski efekti

Ova vrsta izotopskih efekata obično je direktno vezana za razliku masa izotopskih čestica. Međutim, u hemiji izotopa, a naročito sa stanovišta njihovog razdvajanja, najčešće su od značaja efekti koji potiču od razlika unutrašnjih energija ili strukture molekula, ili njihove kombinacije sa razlikama masa.

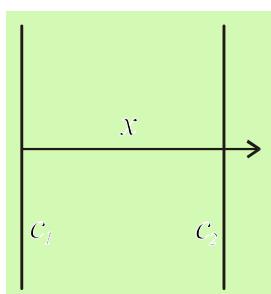
1. *Brzina molekula u gasu.* Polazeći od Maksvelove raspodele čestica po brzinama za srednju brzinu se dobija

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{m\pi}}, \quad (10.1)$$

gde je  $m$  masa čestice koja se kreće. Otuda se srednje brzine čestica različitih izotopa odnose obrnuto сразмерно kvadratnim korenima iz njihovih masa (usrednjeno - teže su sporije a lakše su brže), pa je, dakle, izotopski efekt dat kao

$$\frac{\bar{v}_1}{\bar{v}_2} = \sqrt{\frac{m_2}{m_1}}, \quad (10.2)$$

što ima odraza na ponašanja koja su vezana za molekulske kinetičke vrednosti, npr. srednji slobodni put, koeficijent difuzije, koeficijent viskoznosti, toplotnu provodljivost.



2. *Koeficijent (samo)difuzije.* Samodifuzija je pojava prodiranja čestica gasa kroz sopstvenu sredinu do koje dolazi ako sastav gase nije homogen, tj. ako postoji gradijent koncentracije ( $dc/dx$ ) u određenom pravcu, sl. 10.2. Okarakterisana je koeficijentom difuzije ( $D$ ) koji je definisan Fikovim zakonom

$$I = -D \frac{dc}{dx}, \quad (10.3)$$

Slika 10.2. Samodifuzija.

$I$  - difuzioni fluks, koji je određen količinom gase koji u jedinici vremena prođe kroz jediničnu površinu, normalnu na pravac difuzije. Koeficijent  $D$  zavisi od mase molekula

$$D = \frac{1}{2} \bar{v} l \propto \sqrt{\frac{kT}{m}}, \quad \frac{D_1}{D_2} = \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} \quad (10.4)$$

$l$  - srednji slobodni put čestice između dva sudara (ne zavisi od mase).

Postoje različiti oblici difuzije, npr. već spomenuta *samodifuzija* (difuzija molekula jednokomponentnog gasa zbog postojanja koncentracijskog gradijenta),

*interdifuzija* (difuzija jednog gasa kroz drugi), *difuzija kroz porozne membrane*, *toplota difuzija* (kada se koncentracijski gradijent stvara toplotnom nehomogenošću sredine) itd., ali je svima njima u osnovi Fikov zakon samodifuzije. Fenomen difuzije se dosta koristi za razdvajanje izotopa.

3. *Gustina*. To je veoma važno svojstvo neke supstancije. Izotopski efekti kod gustine su korišćeni u različite svrhe, a naročito za izotopsku analizu vode. Izotopski efekti kod gustina potiču od promena mase molekula usled izotopske izmene, dok istovremeno molska zapremina ostaje konstantna, zahvaljujući tome što ona uglavnom zavisi od zapremine elektronskog omotača molekula, a on je isti za različite izotopske vrste. To znači da u datu zapreminu  $V$  stane isti broj izotopski različitih molekula (ili mola,  $n$ ) neke supstancije, ali da su odgovarajuće mase (pa i gustine) različite. Otuda je odnos gustina dveju izotopskih formi date supstancije dat odgovarajućim odnosom njihovih molekulskih masa ( $M$ ), dakle

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{m_1/V}{m_2/V} = \frac{M_1}{M_2} \quad \left( \frac{m_1}{m_2} = \frac{nM_1}{nM_2} \right) \quad (10.5)$$

Tako na primer, za  $\text{D}_2\text{O}/\text{H}_2\text{O}$  taj odnos je  $\rho_1/\rho_2 = M_1/M_2 = 20/18 = 1,11$ , što se veoma dobro slaže sa eksperimentalno izmerenim vrednostima u širokom opsegu temperatura.

4. *Naelektrisana čestica u električnom i magnetnom polju*. Ako naelektrisane čestice (ioni), izbačene iz nekog izvora sa određenom brzinom, uđu u električno ili magnetsko polje, ili njihovu kombinaciju, onda će one biti skrenute sa svoje putanje. Skretanje je funkcija kako jačine odgovarajućeg polja tako i mase i naelektrisanja jona, kao i parametara uređaja.

Neka čestica ima masu  $m$ , i početnu brzinu  $v$  i neka se kreće kroz električno polje jačine  $E$ , koje je normalno na njenu putanju, na dužini  $l_1$ , slika 10.3a.

Dok je u polju čestica će imati konstantno ubrzanje normalno na pravac kretanja, zbog dejstva sile električnog polja, pa će doći do skretanja sa početnog pravca za dužinu<sup>100</sup>

$$y = k_E \frac{e}{m} \frac{E}{v^2} \quad (10.6)$$

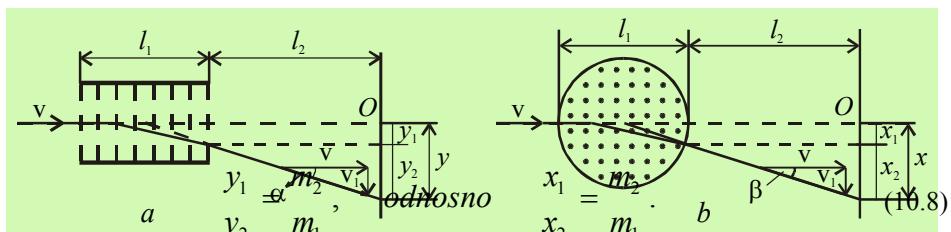
$k_E$  - konstantu uređaja,  $e/m$  - specifično naelektrisanje čestice.

Na sličan način će naelektrisana čestica u homogenom magnetskom polju  $H$ , slika 10.3.b, skrenuti za

$$x = k_H \frac{e}{m} \frac{H}{v} \quad (10.7)$$

---

<sup>100</sup> Izvođenje navedenih formula može se pronaći u udžbenicima fizike.



Slika 10.3. a – nanelektrisana čestica u električnom polju; b – nanelektrisana čestica u magnetskom polju.

Shodno navedenome izotopski efekti u ovim poljima će biti

— — — —

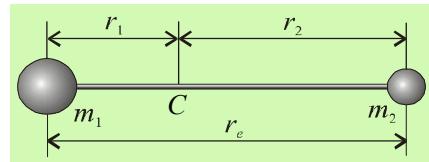
Gornje jednačine pokazuju da će lakše čestice više skretati i u električnom i u magnetnom polju i obrnuto. Ova polja se često primenjuju simultano u različitim kombinacijama.

### 10.1.3 Hemijski izotopski efekti

Za razdvajanje izotopa i njihove primene u različitim oblastima, hemijski izotopski efekti su od najvećeg značaja. Ima ih mnogo vrsta.

#### Spektroskopski izotopski efekti

1. *Kruti rotator - rotacioni spektri*. To je pojednostavljena predstava realnog molekulskog rotatora, ali je ta aproksimacija dovoljno ilustrativan da se na njegovom primeru može pokazati, između ostalog, kako mase koje ga čine utiču na izotopske efekte, kako kod same rotacije tako i u rotacionim spektrima. Kruti rotator u kvantnomehaničkom smislu čine dve mase ( $m_1$  i  $m_2$ ) koje su vezane krutom vezom, slika 10.4.



Slika 10.4. Kruti rotator.

Zamena jednog izotopa drugim u krutom rotatoru izaziva promenu njegove rotacione energije, do koje dolazi zbog promene momenta inercije, jer je ovaj poslednji funkcija mase. Naime, kako je poznato iz spektroskopije, energija datog rotacionog nivoa, definisanog vrednošću rotacionog kvantnog broja  $J$ , je data izrazom

$$\begin{aligned}\varepsilon_{rot} &= hBJ(J+1), \quad B = \frac{h}{8\pi^2 I} \\ I &= \mu r_e^2; \quad \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}.\end{aligned}\tag{10.9}$$

$\mu$  - redukovana masa rotatora (pr. 6-P.1),  $I$  - moment inercije,  $B$  - rotaciona konstanta,  $J = 0, 1, 2, \dots$ .

Izotopski efekat kod rotacije, dat odnosom energija izotopskih molekula-rotatora, je otuda dat odnosom

$$\frac{\varepsilon_{rot}^{(1)}}{\varepsilon_{rot}^{(2)}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}.\tag{10.10}$$

Ako dolazi do prelaza sa jednog nivoa rotacione energije na drugi onda se radi o rotacionom spektru. Kad se taj prelaz događa sa nižeg na viši nivo dolazi do apsorpcije energije, u obrnutom slučaju to je emisija. Frekvencija prelaza se u takvom spektru računa iz razlike energija rotacionih nivoa među kojima se ostvaruje prelaz, poštujući odgovarajuća pravila prelaza ( $\Delta J = \pm 1$ ). Za kruti rotator je

$$h\nu_{rot} = \varepsilon_{rot}^{(J+1)} - \varepsilon_{rot}^{(J)} = 2Bh(J+1); \quad \nu_{rot} = 2B(J+1),\tag{10.11}$$

odakle se vidi da se čisti rotacioni spektri sastoje od niza ekvidistantnih spektarskih linija koje stoje na međusobnim rastojanjima jednakim  $2B$ .

Izotopska zamena dovodi do pomeranja gornjih frekvencija, odnosno do pomaka u spektrima, te je izotopski efekat u rotacionom spektru dat kao

$$\frac{\nu_{rot}^{(1)} - \nu_{rot}^{(2)}}{\nu_{rot}^{(1)}} = \frac{\Delta \nu_{rot}^{(1,2)}}{\nu_{rot}^{(1)}} = \frac{B_1 - B_2}{B_1} = 1 - \frac{I_1}{I_2} = 1 - \frac{\mu_1}{\mu_2},\tag{10.12}$$

dakle funkcija je odnosa redukovanih masa krutih rotatora.

2. *Vibraciono kretanje*. Pod vibracionim kretanjem u molekulu podrazumeva se oscilovanje atomskih jezgara duž ili oko hemijskih veza.

*Dvoatomski molekul-harmonijski oscilator*. To je najčešće korišćena aproksimacija vibracionog kretanja u molekulu. Sa klasičnog stanovišta to je sistem od dve čestice čije su mase  $m_1$  i  $m_2$ , na međusobnom ravnotežnom rastojanju  $r_e$ , vezane elastičnom silom

$$F = -k_p(r - r_e)\tag{10.13}$$

$k_p$  - konstanta sile određena potencijalnom energijom (Hukov zakon). Čestice osciluju duž veze.

Po kvantnoj teoriji, energija molekula-harmonijskog oscilatora je kvantirana i može imati niz svojstvenih vrednosti određenih kvantnim brojevima i datih izrazom

$$\varepsilon_{vib} = \left( v + \frac{1}{2} \right) h\nu_v, \quad (10.14)$$

$v (0, 1, 2, \dots)$  - vibracioni kvantni broj,  $\nu_v$  - mehanička frekvencija oscilovanja sistema ( $s^{-1}$ ),  $h$  - Plankova konstanta.

Klasična mehanika nekvantiranu vibracionu frekvenciju harmonijskog oscilatora izražava kao<sup>101</sup>

$$\nu_v = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_p}{\mu}}. \quad (10.15)$$

$\mu$  - redukovana masa sistema koji osciluje.

Zbog zavisnosti frekvencije oscilovanja od mase jasno je da izotopski različiti molekuli osciluju različitim frekvencijama, čiji odnos daje veličinu izotopskog efekta

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\mu_2}}. \quad (10.16)$$

Primer:  $H_2/D_2$ .

$$\begin{aligned} \mu_{H_2} &= \frac{1 \cdot 1}{1+1} = \frac{1}{2}, & \mu_{D_2} &= \frac{2 \cdot 2}{2+2} = 1 \\ \frac{\nu_{D_2}}{\nu_{H_2}} &= \sqrt{\frac{1}{1/2}} = \sqrt{2}. \end{aligned} \quad (10.17)$$

Iz gornjih jednačina proizilaze dva važna zaključka, koji su za izotopske efekte od suštinskog značaja:

1) Kvantirani oscilator osciluje i u stanju  $v=0$  i to sa polovinom svojstvene energije (koja zavisi od mase koje osciluju preko frekvencije), što znači da i na  $T=0\text{ K}$  postoji zaostala vibraciona energija. Ona se zove *nulta energija* ili *energija nulte tačke*.

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{2} h\nu. \quad (10.18)$$

2) Frekvencije oscilovanja izotopskih molekula stoje u odnosu koji je jednak kvadratnom korenu recipročnog odnosa redukovanih masa.

*Vibracioni spektri harmonijskog oscilatora.* Vibracioni spektri molekula nastaju prelazom sa jednog kvantnog nivoa vibracione energije na drugi, pri čemu važe posebna pravila izbora ( $\Delta v = \pm 1$ ). Energija takvog prelaza (centar vibracione trake) je

---

<sup>101</sup>  $m \frac{d^2x}{dt^2} = -k_p x, \quad x = A \sin(2\pi\nu t); \quad k_p = -\frac{m}{x} \frac{d^2x}{dt^2} = 4\pi\nu^2 \mu.$

$$\Delta\epsilon = \epsilon_v - \epsilon_{v\pm 1} = h\nu \quad (10.19)$$

Za dva izotopska molekula (indeksi 1 i 2) odnos tih energija, što je u stvari merilo pomaka u vibracionom spektru, je isti kao odnos frekvencija oscilovanja

$$\frac{\Delta\epsilon_2}{\Delta\epsilon_1} = \frac{\nu_2}{\nu_1} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\mu_2}}. \quad (10.20)$$

#### 10.1.4 Uzroci hemijskih izotopskih efekata

Da bi poreklo hemijskih izotopskih efekata u najužem smislu bilo jasno shvaćeno i ispravno tumačeno neophodno je poznavati neke osnovne postulate termodinamike i dobro vladati statističkim metodom u ovoj oblasti. To se najpre odnosi na *Bolcmanov zakon raspodele čestica po energijama u jednom kvantnomehaničkom sistemu*, kao i na *statističke sume stanja* koje se iz njega definišu. Kvantnomehanički sistem je sistem koji se sastoji od objekata (molekula, čestica) koji imaju kvantirane vrednosti energija. Taj se zakon pojednostavljen može izraziti preko sledećeg odnosa

$$\frac{n_i}{n} = \frac{e^{-\epsilon_i/kT}}{\sum_i e^{-\epsilon_i/kT}}, \quad (10.21)$$

$n_i$  - broj molekula u stanju energije  $\epsilon_i$ ;  $n$  - ukupan broj molekula u (izolovanom) sistemu.

Njime se predstavlja verovatnoća da jedna čestica izolovanog sistema (u koji ne dotiču ni materijal niti energija, niti iz njega ističu) u ravnoteži ima energiju  $\epsilon_i$ . Pri njegovom izvođenju nije pravljeno nikakvo ograničenje u pogledu vida energije, pa se može koristiti kako za totalnu tako i za bilo koju posebnu formu energije (translacione, vibracione, ...) koju čestica poseduje, a koja je za dati sistem konstantna.

*Statističke sume stanja (particione funkcije).* Izraz u imeniku jednačine za Bolcmanovu raspodelu, koji se najčešće označava sa  $Q$ , vrlo je važan u statističkoj mehanici i naziva se *particionom funkcijom, sumom stanja ili statističkom sumom*. U Bolcmanovoj statistici čestica sa kvantovanom energijom uvođenje ovoga pojma se pokazalo kao veoma korisno jer se pomoću njega mogu izraziti sve relevantne termodinamičke funkcije.

Dakle, ako je ukupna energija jednog molekula idealnog gasa,  $\epsilon_i$ , raspoređena na različite oblike kretanja, translacione, rotacione, vibracione i elektronske,  $\epsilon_i = \epsilon_{tr} + \epsilon_{rot} + \epsilon_{vib} + \epsilon_{el}$ , onda je ukupna particiona funkcija takvog sistema data kao

$$Q = \sum_i e^{-\epsilon_i/kT} = \sum_{t,r,v,e} e^{-(\epsilon_{tr} + \epsilon_{rot} + \epsilon_{vib} + \epsilon_{el})/kT}. \quad (10.22)$$

Ako se prepostavi da su različiti oblici energije međusobno nezavisni (mada to nije uvek korektno, naročito za vibracionu i rotacionu energiju) ukupna particiona funkcija

$Q$  je onda proizvod odgovarajućih funkcija za pojedine oblike kretanja u molekulu

$$Q = Q_{tr} Q_{rot} Q_{vib} Q_{el}. \quad (10.23)$$

Iz statističke termodinamike je poznato da je translacijska particona funkcija

$$Q_{tr} = f_x \cdot f_y \cdot f_z = f_{tr}^3 = \frac{(2m\pi kT)^{3/2}}{\hbar^3} V \quad (10.24)$$

gde  $f$  predstavlja translacijsku particonu funkciju po određenoj koordinati.

Istovremeno, rotacijska particona funkcija za kruti rotator je

$$Q_{rot} = \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) e^{-J(J+1)\frac{\hbar^2}{8\pi^2 I kT}} = \sum_{0}^{\infty} (2J+1) e^{-J(J+1)\frac{\hbar^2}{8\pi^2 I kT}} = \frac{8\pi^2 I kT}{\hbar^2}, \quad (10.25)$$

dok je vibracijska funkcija (za harmonijski oscilator) direktno zavisna od nulte energije, a može se izračunati nakon razvijanja osnovnog izraza u red

$$Q_{vib} = \sum_{v=0}^{\infty} e^{-(v+\frac{1}{2})\frac{h\nu}{kT}} = \frac{e^{-h\nu/2kT}}{1 - e^{-h\nu/kT}} = \frac{e^{-\varepsilon_0/kT}}{1 - e^{-h\nu/kT}}. \quad (10.26)$$

Sve gornje formule ukazuju na specifičnu zavisnost od mase ( $Q_{tr} \propto m^{3/2}$ ,  $Q_{rot} \propto I$ ,  $Q_{vib}$  zavisi od mase preko frekvencije oscilovanja harmonijskog oscilatora), pa time i na izotopske efekte. Za izotopske efekte je od posebnog značaja vibracijska particona funkcija, koja ima konačnu vrednost i na apsolutnoj nuli.

Elektronska suma stanja malo zavisi od mase, jer je ona vezana za kretanje elektrona a ne jezgara.

Pomoću particonih funkcija se mogu izraziti termodinamičke funkcije sistema, kinetičke konstante itd. One su posebno podesne za izražavanje izotopskih efekata kod tih veličina. Ovde je statistička metoda veoma upotrebljiva jer se radi o odnosima veličina. U tim odnosima se mnoge od njih (one koje nisu funkcija izotopskih masa), koje bi možda bilo teško odrediti u apsolutnom računu, međusobno skrate, čime se račun najčešće pojednostavljuje.

Na ovom mestu će biti dato nekoliko primera korišćenja particonih funkcija za izračunavanja izotopskih efekata kod nekih značajnih funkcija hemijskih sistema. Ono što treba uočiti jeste da je ukupna statistička suma molekula funkcija molekulskih parametara kao što su masa, moment inercije i frekvencije oscilovanja. To daje mogućnost da se uz pomoć tih parametara i odredi.

*Reakcija izotopske izmene - konstanta ravnoteže.* Uzmimo kao primer reakciju hemijske izmene između vode i vodonika



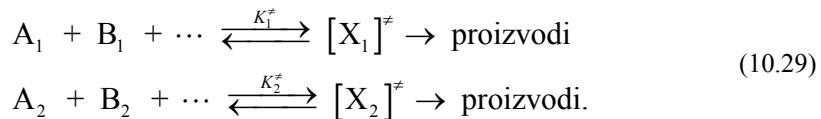
To je prosta izmena jer molekuli izmenjuju samo po jedan izotopski atom. Opšti izraz

za takvu reakciju je  $\text{AX} + \text{BX}^* \rightleftharpoons \text{AX}^* + \text{BX}$ . Konstanta ravnoteže se na osnovu statističke termodinamike, može izračunati iz izraza<sup>102</sup>

$$K = \frac{[\text{HD}][\text{H}_2\text{O}]}{[\text{H}_2][\text{HDO}]} = \frac{q_{\text{HD}}^0 \cdot q_{\text{H}_2\text{O}}^0}{q_{\text{H}_2}^0 \cdot q_{\text{HDO}}^0} e^{-\frac{\Delta E_0^0}{RT}} = \frac{q_{\text{HD}}^0 / q_{\text{H}_2}^0}{q_{\text{HDO}}^0 / q_{\text{H}_2\text{O}}^0} e^{-\frac{\Delta E_0^0}{RT}} \quad (10.28)$$

$q^0 = Q^0/NRT = Q^0/V$  - particiona funkcija molekula za standardno stanje (jedinični pritisak) i po jedinici zapremine;  $\Delta E_0^0$  - standardna promena ukupne energije reakcije na 0 K. Eksponencijalni član se neće pojaviti u izrazu ako se za vibracijsku partacionu funkciju koristi oblik koji sadrži nultu energiju.

*Kinetički izotopski efekti i partacione funkcije.* Kinetički izotopski efekti se teško mogu jedinstveno teorijski tretirati jer se, s obzirom na broj mogućih hemijskih reakcija, mogu pojaviti u najrazličitijim vidovima. Ipak, zajedničko za sve je da se oni manifestuju kroz predeksponencijalni faktor i energiju aktivacije. Opšti slučaj su izotopske reakcije (indeksi 1 i 2 se odnose na različite izotopske forme)



$[\text{X}_1]^\#$  i  $[\text{X}_2]^\#$  - aktivirani kompleksi,  $K$  - konstante ravnoteže uspostavljanja aktiviranih kompleksa.

Po kinetičkoj teoriji *aktiviranog kompleksa* reakcija se kreće od reaktanata preko stvaranja aktiviranog kompleksa, koji predstavlja njihovu aglomeraciju i neka je vrsta prelaznog stanja, do produkata na koje se ovaj kompleks raspada. Prema toj teoriji konstanta brzine hemijske reakcije se, u opštem slučaju bimolekulske reakcije u kojoj učestvuju reaktanti A i B, može izraziti preko partacionih funkcija

$$\kappa = \frac{kT}{h} \frac{q^{0\#}}{q_A^0 \cdot q_B^0} e^{-A_0/RT} \quad (10.30)$$

$q^{0\#}$ ,  $q_A$  i  $q_B$  - partacione funkcije aktiviranog kompleksa, odnosno reaktanata,  $A_0$  - aktivaciona energija reakcije na apsolutnoj nuli, a u stvari predstavlja razliku nultih energija po molu učesnika, koja se odražava i na odnose brzina izotopskih vrsta.

Odnos konstanti brzina gornjih izotopskih reakcija je onda dat odnosom partacionih funkcija aktiviranog kompleksa i učesnika reakcije

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{q_1^{0\#}}{q_2^{0\#}} \frac{q_{A_2}^0 q_{B_2}^0 \dots}{q_{A_1}^0 q_{B_1}^0 \dots} e^{-\Delta A_0/RT} \quad (10.31)$$

---

<sup>102</sup> Za detalje treba konsultovati udžbenike statističke termodinamike.

Problem izračunavanja izotopskog efekta se opet svodi na izračunavanje odnosa particionih funkcija, uz dodatni problem koji se odnosi na određivanje razlike u energijama aktivacija za izotopske reakcije na absolutnoj nuli  $\Delta A_0$ .

*Fazne ravnoteže - izotopski efekat (isparavanje tečne smeše).* Binarna smeša izotopa je idealan rastvor, što znači da izotopska zamena ne dovodi do promene zapremine. Za nju važi Raulov zakon. On kaže da je parcijalni napon pare neke komponente iznad tečne smeše proporcionalan sadržaju te komponente u tečnoj fazi, tj.

$$p_1 = xP_1 \quad p_2 = (1-x)P_2, \quad (10.32)$$

$P_1$  i  $P_2$  - naponi para čistih izotopskih molekula,  $x$  - molska frakcija jednog (npr. lakšeg) izotopa u smeši.

Pod pojmom *napon pare* se podrazumeva pritisak pare iznad neke tečnosti u zatvorenom sudu i u stanju termodianamičke ravnoteže na datoј temperaturi.

S druge strane, ako je parna faza idealan gas za parcijalne pritiske komponenti važi Daltonov zakon, prema kojem su ti pritisci proporcionalni udelima u pari

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{x'}{1-x'}, \quad (10.33)$$

$x'$  i  $(1-x')$  - molske frakcije odgovarajućih komponenti u pari.

Iz proslednja dva odnosa može se napraviti treći, koji izražava izotopski efekat u naponima zasićenih para čistih izotopskih molekula

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{x'}{1-x'} \cdot \frac{x}{1-x}. \quad (10.34)$$

## 10.2 PRIMENE IZOTOPSKIH EFEKATA

### 10.2.1 Izotopske analize

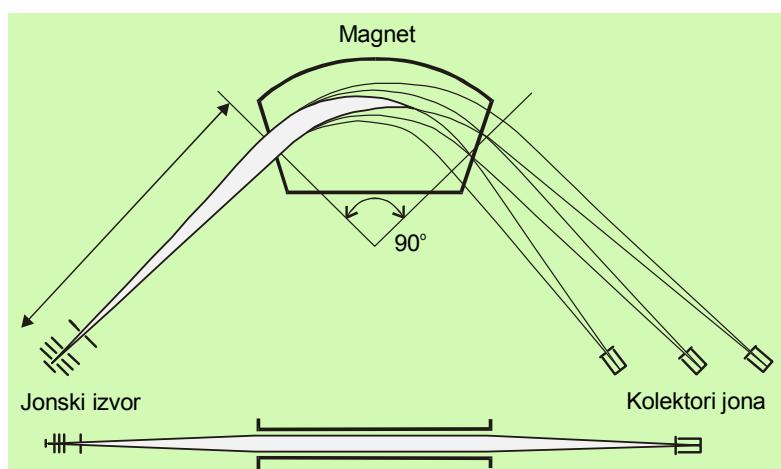
Bilo kakvo istraživanje vezano za izotope, njihova proizvodnja i primena, te manipulacija njima nisu mogući bez adekvatne izotopske analize. Pod *izotopskom analizom* podrazumeva se određivanje odnosa izotopa nekog elementa u datom uzorku. To određivanje se zasniva na nekom izotopskom efektu. Za razliku od razdvajanja, za analizu se uglavnom koriste fizički izotopski efekti, jer su hemijski često manji, ali, što je važnije, oni zahtevaju hemijsku manipulaciju analiziranim materijalom, što je obično komplikovan i može da unese znatne greške.

Postoji, kako je već rečeno, veliki broj izotopskih efekata, pa bi se shodno tome mogao zamisliti i veliki broj različitih tipova izotopskih analiza. Među njima je spektrometrija masa (SM) nezaobilazna, jer je univerzalna. Osim nje veliki značaj imaju denzitometrijska metoda, IC spektroskopija, refraktometrija itd.

Za izotopske analize, kao uostalom za sve analize, veoma važan aspekt su

kalibracija i odgovarajući standardi, načini njihovog pravljenja i kontrole. Tako na primer, kod vodonika se u te svrhe najviše koristi denzitometrija kao apsolutna metoda (v. dalje), kojom se određuju koncentracije izotopa u standardima, mada je za različite potrebe razvijeno više drugih tehnika.

*Spektrometrija masa.* To je metoda koja se pojavila na samim počecima izotopije na početku ovoga veka (Tomson-1907. godina). Spektrometrija masa (MS) je metoda koja se uspešno može primeniti za izotope svih elemenata i u svim opsezima koncentracija.



Slika 10.5. Principska shema spektrometra masa za izotopsku analizu.

Veoma je osetljiva, univerzalna i pouzdana, ali su uređaji tehnički vrlo složeni. Zasniva se na izotopskim efektima pri *skretanju nanelektrisanih čestica* u električnom ili magnetnom polju (§ 10.1.2). Pokazano je da skretanje nanelektrisane čestice, čije je specifično nanelektrisanje  $e/m$ , koja prolazi kroz homogeno električno ili magnetno polje, zavisi od jačine jednog odnosno drugog polja (jedn. 10.6 i 10.7), a ako se ona primenjuju simultano zavisiće od oba polja.

Konstrukcije spektrometara za izotopske analize mogu biti različite, ali se najčešće koristi, pogotovo za lakše elemente, konstrukcija Nira, čiju usavršenu verziju shematski prikazuje slika 10.5.

Materijal koji se analizira se prvo ispari, ako već nije gas, a onda jonizuje u jonskom izvoru u uslovima visokog vakuma. To se obično izvodi elektronskim snopovima određenih energija. Tako ionizovane čestice se ubrzavaju nizom električnih polja, nakon čega ulaze u magnetno polje koje ih skreće, manje ili više, zavisno od specifičnog nanelektrisanja. Na kraju svoga puta oni padaju na kolektore gde se detektuju kao jonska struja. To su često elektrometri ili slični uređaji. Spektrometrom se različiti joni mogu skupljati u različitim detektorima, ako je magnetno polje konstantno, ali se češće radi tako da ima samo jedan detektor, u koji se, primenom različitih jačina magnetskog polja mogu dovesti različite vrste jona.

Izotopska analiza se izvodi tako što se meri odnos visina dvaju izotopskih

maksimuma u spektru masa. *Spektar masa* se obično predstavlja kao jačine jonske struje u kolektoru jona u funkciji jačine magnetnog polja.

*Denzitometrija.* Ova metoda se zasniva na izotopskom efektu kod gustina tečnosti. Posebno je mnogo bila korišćena, a i danas se ponekad koristi za merenje izotopskog sastava vode. Kao što je već rečeno, laka i teška voda imaju gustine koje se razlikuju za oko 10% pa zato i gustine njihovih smeša (koje su idealni rastvori), zavise od odnosa ovih oblika. To daje mogućnost da se iz merenja gustine nekog uzorka vode odredi koncentracija deuterijuma u njemu vrlo precizno.

Metoda je jednostavna i pouzdana, ali analiza dugo traje i traži veliko iskustvo i uvežbanost analitičara. Ovaj se postupak ne može zaobići kod izotopske analize vode jer se svodi na merenje mase, pa zbog toga predstavlja absolutnu metodu.

Formula za proračun koncentracije D na osnovu merenja gustine uzorka vode dobija se polazeći od toga da je smeša luke i teške vode idealna smeša, tj. da je njena zapremina ( $V$ ) zbir parcijalnih molskih zapremina komponenti

$$V = N_1 V_1 + N_2 V_2, \quad (10.35)$$

gde su  $N_1$  i  $N_2$  molski udeli izotopskih molekula, a  $V_1$  i  $V_2$  njihove molske zapremine u čistom stanju. Indeksi 1 i 2 odnose se na laku (protijumoksid -  $H_2O$ ) i tešku vodu (deuterijumoksid -  $D_2O$ ), obe sa prirodnim sadržajem O (izotopski sadržaj kiseonika takođe utiče na gustinu vode<sup>103</sup>). Gustina smeše ovih oblika je

$$\rho = \frac{N_1 M_1 + N_2 M_2}{V} = \frac{N_1 M_1 + N_2 M_2}{N_1 V_1 + N_2 V_2} \quad (10.36)$$

Molske zapremine su definisane preko relativnih molekulskih masa ( $M$ )

$$V_1 = \frac{M_1}{\rho_1}, \quad V_2 = \frac{M_2}{\rho_2}. \quad (10.37)$$

Odavde se veoma obimnom ali ipak jednostavnom matematičkom procedurom može pokazati da je sadržaj D jednak

$$N_2 = \frac{A \cdot \Delta S_t^t}{1 - B \cdot \Delta S_t^t}. \quad (10.38)$$

Veličine  $A$  i  $B$  se odnose na čiste komponente i jednake su

<sup>103</sup> Pri poređenju dvaju uzoraka koji imaju različite sadržaje teških izotopa kiseonika, oni se mogu svesti na prirodni odnos uravnotežavanjem s nekim jedinjenjem kiseonika. U praksi se ovo može izvesti kada se npr. kroz uzorak vode izvesno vreme propušta struja  $SO_2$ , koja će kiseonik dovesti na prirodni sadržaj, a neće uticati na izotope vodonika.

$$A = \frac{M_1}{M_2(1 - \rho_1/\rho_2)}, \quad B = \frac{M_2(\rho_1/\rho_2) - M_1}{M_2(1 - \rho_1/\rho_2)},$$

dok je  $\Delta S$  zavisno od gustine smeše

$$\Delta S_t^t = S_t^t - 1, \quad S_t^t = \frac{\rho}{\rho_1}. \quad (10.40)$$

Dakle, da bi izotopski sastav nepoznatog uzorka vode bio određen denzitometrijski potrebno je znati odnos gustina uzorka koji se meri i vode lišene deuterijuma ( $\rho_1$ ) pri istoj temperaturi, uz prethodno poznavanje veličina  $A$  i  $B$ .

Postoji više načina da se meri gustina vode, kao što su metoda lebdenja plovka, metoda kapi, piknometarska metoda itd. Najviše je primenjivana ova poslednja i to kako za direktna tako i za diferencijalna merenja.

Piknometri se obično prave od kvarca i imaju zapreminu 10-50 ml. Zapremina piknometra za datu temperaturu se meri merenjem mase čiste vode u njemu.

Kod diferencijalnog merenja gustinâ datog uzorka i standarda koriste se dva jednakata piknometra, i to tako da se napune odgovarajućim vodama, zatvore, i stave u termostat. Posle termostatiranja se osuše i stave na tasove vase da bi se našla razlika mase. Nakon toga se piknometrima izmene mesta na tasovima vase i ponovo uporede mase. Pošto se utvrdi razlika gustina, piknometri se isprazne i ponovo napune, ali sada obrnutim redosledom.

Vodu pre analize treba pažljivo hemijski obraditi, a to znači očistiti je od primesa drugih jedinjenja, koja utiču na konstante koje se mere. Hemijska priprema vode je izuzetno važan stadijum izotopke analize.

### 10.2.2 Razdvajanje izotopa

Potrebe za čistim izotopima, kako stabilnim tako i radioaktivnim, kao i za obogaćenim ili osiromašenim prirodnim smešama su veoma velike u raznim oblastima života. Ovde će biti navedeni samo neki primeri korišćenja stabilnih izotopa (ili radioaktivnih, ali čija aktivnost nije bitna za navedenu primenu).

- Nuklearna energetika zahteva velike količine različitih izotopa, a među njima posebno  $^{235}\text{U}$  i D. Oni se dobivaju iz prirodnih smeša u kojima ih ima u vrlo malim koncentracijama -  $^{235}\text{U}$  (0,72 %),  $\text{D}_2\text{O}$  (D - 0,015 %).

- Za potrebe fuzije, pored deutrijuma veoma su važni izotopi T i  $^6\text{Li}$ . Prvi se proizvodi veštački putem reakcije  $^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$  u nuklearnim reaktorima. U prirodi ga ima svega  $1 : 10^{18} = \text{T} : \text{H}$ . Drugi se izdvaja iz prirodne smeše, u kojoj ga ima 7,4 %.

- Kao obeleživači (u medicini, hemiji, meteorologiji, poljoprivredi itd.) uveliko se koriste  $^{13}\text{C}$  (1,1% u prirodi),  $^{15}\text{N}$  (0,4%),  $^{17}\text{O}$  (0,04%),  $^{18}\text{O}$  (0,2%) itd.

- Neutronska detekcija i radiološka zaštita:  $^{10}\text{B}$  (20%).

Izotopi se iz smeša izdvajaju specifičnim metodama razdvajanja, koje se zasnivaju na izotopskim efektima. Veličina izotopskog efekta je prirodna mera efikasnosti

procesa koji se na tom efektu zasniva. Metode se grubo dele na:

- *fizičke*, gde se razdvajanje ostvaruje primenom fizičkih polja (elektromagnetni, difuzioni i sl. separatori), i

- *hemiske*, koje se zasnivaju na hemijskim transformacijama materijala koji se obrađuje (hemijska izmena, elektroliza, destilacija itd.).

Izotopski efekti su mali, ali višestruko ponavljanje procesa razdvajanja omogućuje da se izotopi potpuno razdvoje. Naravno, u praksi se obično koriste oni efekti koji su veći, ali se uzima u obzir i koliko je metoda tehnički složena, koje su količine izotopa koje treba proizvesti i kakva je ekonomika postupka pri datim uslovima. Teorija svih procesa za sve elemente je u osnovi ista i njene postavke će ovde biti opisane ukratko.

#### *Separaciona jedinica i separacioni stepen*

*Separaciona jedinica* je element separacionog uređaja, bez obzira na kojem efektu se zasniva, u kojem se ostvaruje elementarni akt separacije. Na primer, jedna elektrolitička ćelija, koja se sastoji od suda, elektroda i elektrolita, i u kojoj se elektrolit razlaže dajući proizvod sa različitim sadržajem izotopa od onog u elektrolitu, vrši prostu separaciju i predstavlja separacionu jedinicu. Slično, grejanjem tečnosti u sudu ova će isparavati dajući paru sa sadržajem izotopa razlitim od onoga u tečnoj fazi. To predstavlja razdvajanje destilacijom, a uređaj koji to omogućuje bi bio destilaciona separaciona jedinica.

Slično ovome, *separacioni stupanj (stepen)* je sistem paralelno vezanih separacionih jedinica koje se, naravno, napajaju smešom istoga izotopskog sastava i daju izlazne tokove takođe istoga sastava. Jasno je da i jedna jedinica može biti stepen. To je najjednostavniji vid separacionog stepena i shematski je predstavljen na slici 10.6, na kojoj  $L$  predstavlja *brzinu protoka materijala*,  $x$  je *atomska (molska) frakcija* izotopa, a  $\xi$  je tzv. *odnos obilnosti* i izražava se kao

$$\xi = \frac{x}{1-x}. \quad (10.41)$$

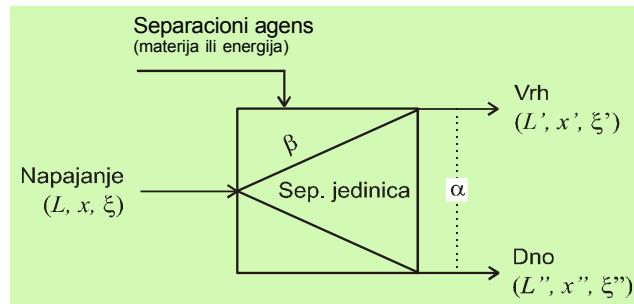
Oznake ('') i ('') su pripisane veličinama u obogaćenom odnosno osiromašenom toku na izlazu iz uređaja (u smislu sadržaja željenog izotopa).

Elementarni jednostepeni postupak separacije binarne smeše izotopa, sproveden kroz separacionu jedinicu datu na slici 10.6, daje dve faze sa odgovarajućim brzinama protoka, izotopskim sastavima i njihovim odnosima. Da bi do toga uopšte došlo na smešu koja ulazi u separacionu jedinicu se mora delovati tzv. *separacionim agensom*, a to može biti energija, polje, hemijski reagens itd. Tako npr. destilacija je postupak u kojem je separacioni agens topotorna energija kojom se od jedne (tečne) faze prave dve (tečna i parna). Dodavanjem hemijskog agensa u neku smešu jedna od komponenti se može staložiti (dakle preći u drugu, čvrstu fazu).

Za koncentracije izotopa se onda po definiciji može pisati sledeća relacija

$$x'' < x < x'. \quad (10.42)$$

Iz materijalnog balansa, tj. principa da ukupna količina materijala koja uđe u



**Slika 10.6.** Shematski prikaz separacionog stupnja (jedinice):  
 $L$  – brzine protoka,  $x$  – atomske (molske) frakcije izotopa,  $\xi$  – odnosi obilnosti.

separacionu jedinicu u jedinici vremena mora biti jednaka količini koja izade, za brzine protoka oba izotopa, takođe po definiciji, može se pisati

$$L = L' + L'', \quad (10.43)$$

a za onaj izotop koji se želi izdvojiti

$$Lx = L'x' + L''x''. \quad (10.44)$$

Najčešće se uzima da se na vrhu pojavljuje proizvod datog separacionog stepena (obogaćen je izotopom od interesa), dok je na dnu otpad (osiromašen u željenom izotopu), mada je ta podela uslovna. Vrh se negde naziva glavom, a dno repom stepena.

*Separacioni faktor* je parametar koji karakteriše efikasnost postupka razdvajanja izotopa u jednostepenom procesu i najvažnija je karakteristika posmatrane metode. Definiše se kao količnik odnosa obilnosti izotopa u toku na vrhu i u toku na dnu jedinice

$$\alpha = \frac{\xi'}{\xi''} = \frac{x'}{1-x'} : \frac{x''}{1-x''}. \quad (10.45)$$

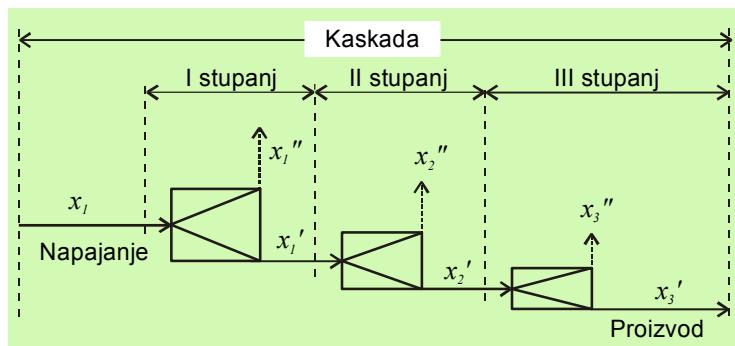
*Vršni separacioni faktor* se definiše kao odnos obilnosti na vrhu i u napajanju ili, praktičnije rečeno, između proizvoda i ulazne sirovine.

$$\beta = \frac{\xi'}{\xi} = \frac{x'}{1-x'} : \frac{x}{1-x}. \quad (10.46)$$

Neki postupci razdvajanja izotopa u jednostepenom procesu mogu dati praktično čiste izotope (ili veoma obogaćene izotopom od interesa), npr. elektromagnetska separacija, kao i laserska separacija. To su tzv. *jednostepene* separacije koje treba razlikovati od *višestepenih* ili *statističkih* kod kojih je proces separacije u osnovi statističke prirode, a koje se primenjuju onda kada se u jednom stepenu ne dostigne zahtevano obogaćenje.

*Kaskada.* Kaskada je separacioni uređaj u kojem je više stepena vezano na red da

bi se dobio proizvod željene koncentracije datog izotopa. Shematski je prikazana na slici 10.7. U kaskadi proizvod, tj. obogaćena frakcija iz prethodnog stepena, predstavlja napajanje za sledeći.



Slika 10.7. Shematski prikaz jedne trostepene kaskade.

*Tipovi kaskada.* Kaskade se mogu konstruisati na veliki broj načina. Ovde će biti navedeni sami osnovni tipovi.

- Prosta kaskada. To je kaskada kod koje se tok sa dna separacionih stepena odbacuje i ne vraća u proces, a koristi se samo (obogaćeni) tok sa vrha, koji predstavlja napajanje sledećeg stepena.

- Suprotnostružna kaskada. To je kaskada kod koje tokovi sa dna pojedinih separacionih stepena sadrže dovoljnu koncentraciju željenog izotopa, što je najčešći slučaj u praksi, pa se mogu vratiti u proces. U njima napajanje datog stepena predstavlja (obogaćeni) tok sa vrha prethodne kolone spojen sa (osiromašenim) tokom sa dna sledeće. Jeden elementarni segment takve kaskade dat je na slici 10.8.

*Pojam teorijskog platoa.* Višestepeno razdvajanje može biti podeljeno u dve velike grupe: (i) *reverzibilni* procesi (hemijska izmena, destilacija itd.) i (ii) *ireverzibilni* procesi (elektroliza, gasna difuzija itd.).

Kod reverzibilnih procesa kaskada može biti napravljena tako da se fizički nezavisni separacioni stupnjevi (ili podovi<sup>104</sup>) vežu na red dajući separacionu kolonu. Međutim, postoji i kolone sa tzv. *neprekidnim stubom*. To su obično cevi, čije su dimenzije određene prirodom procesa i potrebama separacije (koncentracija datog izotopa, proizvodni kapacitet), koje su napunjene odredenom vrstom *ispune* ili *punjenja*. Oblak elemenata ispune i materijal od koga su ovi pravljene su takvi da obezbeđuju odvijanje procesa na kojem se zasniva separacija sa maksimalnom brzinom, kao i protok materijala sa što manjim otporom. U njima se protok faza između kojih dolazi do distribucije izotopa ostvaruje u suprotnostružnom režimu. Kolona se napaja određenim ulaznim materijalom (obično na vrhu), a na dnu je neophodno tu fazu, delimično ili potpuno, transformisati u drugu fazu koja će biti vraćena naviše kao

<sup>104</sup> Ponekad se za pojam separacionog stepena koriste i izrazi plato, tanjur ili nivo.

suprotni tok za izmenu izotopa sa ulaznim. Taj suprotni tok u ovakvim kolonama se zove *reflukus*. On se u destilacionim kolonama ostvaruje isparavanjem, a u kolonama za hemijsku izmenu hemijskom transformacijom ulazne supstancije u neku drugu (v. niže, hemijska izmena). Ako kolona radi u uslovima *totalnog refluksa* to znači da se celokupna ulazna faza transformiše, tj. da se ništa ne izvlači napolje kao proizvod. Takve kaskade rade u zatvorenom ciklusu.

Tipični primjeri kolona sa neprekidnim stubom su destilacione kolone ili kolone za hemijsku izmenu (v. niže). Destilacione kolone se pune ispunama kao što su sitni prstenovi, spirale od žica i sl. jer one imaju veliku površinu, pa omogućuju intenzivan kontakt između tečne i parne faze koje teku suprotnostrujno. Kolone za hemijsku izmenu su slične destilacionim, s tim što se u njima odvija izmena izotopa između faza koje stupe jedna nasuprot drugoj na punjenju koje, opet, mora imati veliku površinu za reakciju izmene. Ako ta izmena ne ide spontano punjenje mora biti katalitičko.

Veoma važni parametri kaskade kojima se izražava efikasnost separacije su:

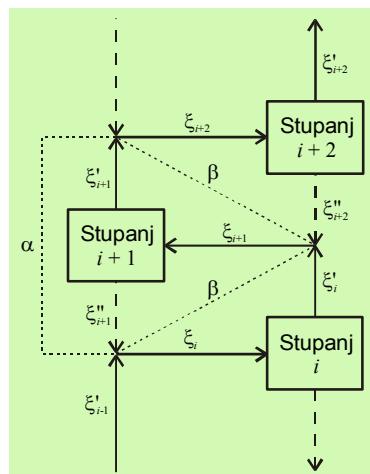
(i) *ukupna separacija* ( $A$ ); definiše se kao količnik *odnosa obilnosti* u obogaćenoj frakciji na izlazu iz  $n$ -tog stepena kaskade,  $\xi'_n$ , koji se kao izlazni tok može označiti i sa  $\xi_n$ , i *odnosa obilnosti* na ulazu u prvi stepen,  $\xi_1$ , koji se kao ulaz u kaskadu (napajanje) može označiti sa  $\xi$ , tj.

$$A = \frac{\xi'_n}{\xi_1} = \frac{\xi_n}{\xi} \quad (10.47)$$

(ii) *minimalan broj stupnjeva* ( $n$ ) neophodan da se iz napajanja sa datim sadržajem izotopa ( $x$ ) dobije proizvod čiji je sastav  $x_p$ .

Ovi parametri su funkcije navedenih koncentracija i separacionog faktora procesa ( $\alpha$  ili  $\beta$ ), ali je zavisnost različita za razne uslove, tj. brzine protoka, brzine izvlačenja proizvoda itd.

Za *idealnu kaskadu*<sup>105</sup> koja radi pri totalnom refluksu, što je najjednostavniji slučaj, polazeći od jednačina 10.46 i 10.47 gornji parametri se mogu predstaviti kao



Slika 10.8. Jeden segment suprotnostrujne kaskade.

<sup>105</sup> Suprotnostrujna kolona sa slike 10.8 je idealna kaskada ako koncentracije tokova u čvoristima zadovoljavaju uslov:  $\xi''_{i+1} = \xi'_{i-1} = \xi_i$ .

$$\begin{aligned}
 I \text{ stupanj:} \quad & \xi'_1 = \beta \xi_1 = \beta \xi \\
 II \text{ stupanj:} \quad & \xi'_2 = \beta \xi_2 = \beta \xi'_1 = \beta^2 \xi \\
 n\text{-ti stupanj:} \quad & \xi'_n = \xi_n = \beta^n \xi
 \end{aligned} \tag{10.48}$$

$$\begin{aligned}
 A = \beta^n &= \frac{x_p}{1-x_p} : \frac{x}{1-x} \\
 n &= \frac{\ln \frac{x_p(1-x)}{x(1-x_p)}}{\ln \beta}
 \end{aligned} \tag{10.49}$$

Mogle bi se dalje praviti podele po tipovima kaskada kao što su *kaskada sa totalnim refluksom*, *kaskada sa stacionarnim tokom*, *idealna kaskada* itd. ali su to tehnološki detalji koji u ovom kontekstu nisu bitni.

I kod kolona sa neprekidnim stubom se može zadržati pojam stupnja, mada oni fizički ne postoje. Njihov je broj definisan jednačinom 10.49. To je minimalan broj stupnjeva  $n$  u koloni koja radi pri totalnom refluksu, dakle kada je uspostavljena ravnoteža između faza. Tako definisani podovi se nazivaju *teorijskim podovima*. Prema definiciji, za svaki teorijski pod izotopski koncentracijski odnosi se promene za  $\alpha$ .

*Visina teorijskog poda* je važno svojstvo kolone. Definiše se kao ekvivalent dužine kolone koji odgovara jednom teorijskom platou. Označava se sa HETP (Height Equivalent to a Theoretical Plate). Izračunava kao odnos visine kolone  $Z$  i broja podova

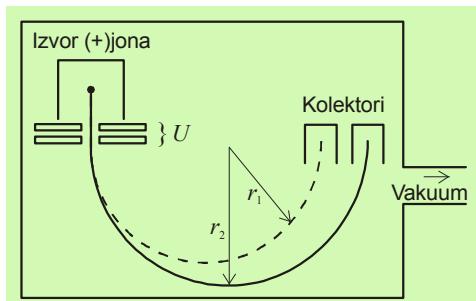
$$\text{HETP} = \frac{Z}{n}. \tag{10.50}$$

#### 10.2.2.1 Fizički metodi razdvajanja

*Magnetska separacija*. Zasniva se na Astonovoj ideji razdvajanja jona po masama primenom električnog i magnetskog polja. Principska shema - slika 10.9.

Materijal koji se obrađuje se uvodi u jonski izvor gde se jonizuje, ubrzava električnim poljem i ulazi u magnetsko polje normalno na ravan slike. U njemu čestice veće mase budu manje skrenute i obrnuto. To se izražava kroz specifično nanelektrisanje ( $e/m$ ).

$$\frac{e}{m} = \frac{2U}{H^2 r^2}, \quad r \propto \sqrt{\frac{m}{e}}, \tag{10.51}$$



Slika 10.9. Principska shema magnetskog separatotra izotopa.

molekula u gasu od njihove mase (Graham-ov zakon). Broj molekula ( $N_1$ ) koji u jedinici vremena prodifunduje kroz poroznu membranu u vakuum srazmeran je, preko koeficijenta  $\kappa$ . ukupnom broju molekula ispred membrane ( $N_0$ ) i njihovoj brzini

$$N_1 = \kappa N_0 v \quad (10.52)$$

Za smešu izotopa, ako se umesto broja molekula  $N$  koriste molske frakcije, može se pisati

$$x_1 = \kappa_1 x_0 v_1, \quad 1 - x_1 = \kappa_2 (1 - x_0) v_2 \quad (10.53)$$

gde su  $x_1$  i  $(1 - x_1) = x_2$  molske frakcije izotopa 1 odnosno 2 koje su prodifundovale kroz membranu u jedinici vremena,  $x_0$  i  $(1 - x_0)$  su molske frakcije izotopa 1 odnosno 2 ispred membrane.

Za smešu izotopa može se uzeti da je  $\kappa_1 = \kappa_2$ . Za separacioni faktor se, s obzirom na njegovu definiciju (jedn. 10.45), a uzimajući u obzir zavisnost srednje brzine molekula od mase (jedn. 10.1), i deljenjem dveju jednačinâ pod brojem 10.53, se sada može pisati

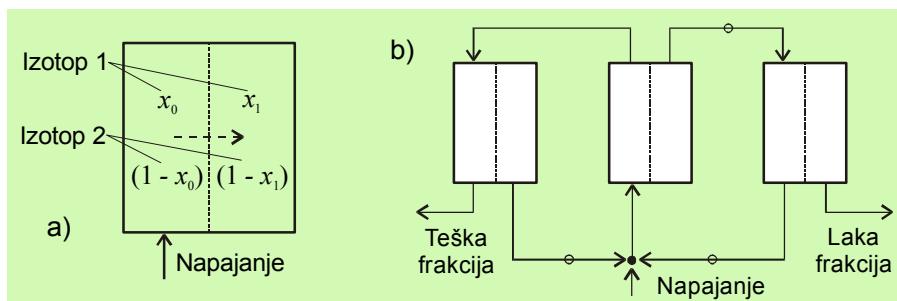
$$\alpha = \frac{x_1 (1 - x_0)}{x_0 (1 - x_1)} = \frac{v_1}{v_2} = \sqrt{\frac{m_2}{m_1}}. \quad (10.54)$$

Efikasnost separacije difuzijom kroz membrane je veća što je dijametar pora manji od srednjeg slobodnog puta čestica. Membrane se prave od sintetičkih materijala. Metoda je shematski predstavljena na slici 10.10.

gde je  $U$  razlika potencijala među pločama kojima se joni „izvlače” iz jonskog izvora. Elektromagnetska separacija, za razliku od statističkih metoda, može dati praktično čiste izotope u jednostepenom postupku i to za više izotopa odjednom. Podesna je za izotope srednjih i velikih masa. Izotopi uranijuma  $^{235}\text{U}$  i  $^{238}\text{U}$  su prvi put razdvojeni ovom metodom.

*Difuzija*<sup>106</sup>. To je metod razdvajanja koji se zasniva na zavisnosti srednje brzine

<sup>106</sup> Termodifuziona metoda razdvajanja izotopa je opisana u [prilogu 10-P.1](#).



**Slika 10.10.** Razdvajanje izotopa difuzijom gasa kroz porozne membrane: a) elementarna separaciona jedinica, b) kaskada. Sa o su označene cirkulacione pumpe.

Uranijum se industrijski obogaćuje ovom metodom. Koristi se jedinjenje *uranijum-heksafluorid* -  $\text{UF}_6$ , koje sublimuje na  $56^\circ\text{C}$ . Glavni utrošak energije je na pogon cirkulacionih pumpi.

*Primer:* Obogaćivanje uranijuma od prirodnog (0,72%) do 90%  $^{235}\text{U}$ . Izračunavanje separacionog faktora i broja stupnjeva za difuziju  $\text{UF}_6$ .

Teorijska vrednost elementarnog separacionog faktora je data odnosom 10.54, i može se izračunati iz masa U (238), U (235) i 6F ( $6 \times 19$ ), jer u prirodi postoji samo izotop  $^{19}\text{F}$ ):

$$\alpha = \sqrt{\frac{238+6 \cdot 19}{235+6 \cdot 19}} = 1,0043. \quad (10.55)$$

Kod kaskadiranja, broj ponavljanja elementarnog procesa (jedn. 10.49) za zadate uslove,  $x = 0,0072$  i  $x_p = 0,9$ , je

$$n = \frac{\ln \frac{0,9(1-0,0072)}{0,0072(1-0,9)}}{\ln 1,0043} = 1660. \quad (10.56)$$

*Gasna centrifuga.* Ova je metoda prvi put predložena od strane Lindemana i Astona 1919. g. Zasniva se na razlikama u energijama koje imaju čestice različitih masa ako se podvrgnu centrifugiranju, slika 10.11. Kako je poznato, energija  $i$ -te čestice na rastojanju  $r$  od ose rotacije je data standardnom formulom za kinetičku energiju  $r$  - rastojanje od ose rotacije,  $\omega$  - ugaona brzina rotacije.

U skladu sa raspodelom po energijama Boltzmanovog tipa duž nekog rastojanja  $r$  od ose rotacije će se formirati gradijent koncentracije. Koncentracija na datom  $r$  je

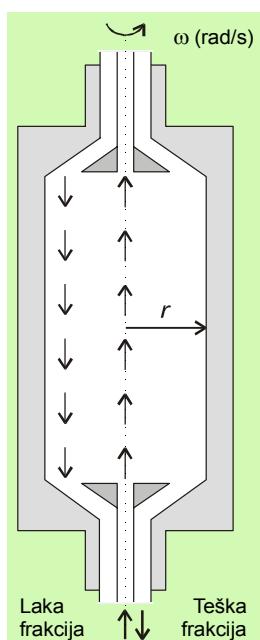
$$x_u = x_0 e^{-\frac{m_i(\omega r)^2}{2kT}}. \quad (10.57)$$

gde je  $x_0$  početna koncentracija.

To daje mogućnost da se konstruiše separacioni uređaj na bazi centrifuge. Princip takvog uređaja je ilustrovan na slici 10.11. To je cilindar koji rotira velikom brzinom, a u čiji se centralni deo uvodi gasna smeša izotopa. Separacioni faktor ove metode, za dati poluprečnik centrifuge i datu ugaonu brzinu, će biti dat odnosom odgovarajućih izraza za dva izotopa, ('') i ('), čije su molske mase  $M'$  i  $M''$

$$\frac{x_r'}{x_r''} = \frac{x_0'}{x_0''} e^{\frac{(m''-m')\omega^2 r^2}{2kT}} \quad (10.59)$$

$$\alpha = \frac{x_r'}{1-x_r'} : \frac{x_0'}{1-x_0'} = e^{\frac{(m''-m')\omega^2 r^2}{2kT}} = e^{\frac{(M''-M')\omega^2 r^2}{2RT}}.$$



Slika 10.11. Suprotno-strijuljna gasna centrifuga.

Na osnovu gornje jednačine sledi zaključak da separacioni faktor kod gasne centrifuge zavisi od razlike masa izotopskih molekula, ali još izrazitije od ugaone brzine rotacije i prečnika centrifuge. Zato se danas ide na ultracentrifuge sa perifernim brzinama od 250 m/s i više. Tu se javlja dosta konstrukcionih problema, ali je ova metoda odavno uvedena u industrijsko obogaćivanje npr. uranijuma.

#### Reverzibilni procesi razdvajanja

Procesi ovoga tipa se mogu se odigravati između (a) dve faze iz tog jedinjenja - *fizička ravnoteža* ili (b) dve faze koje čine različita jedinjenja - *hemiska ravnoteža*. To su uvek reverzibilni procesi, zato se i govori o ravnotežama. Više takvih procesa se koristi za separaciju ali su među njima najznačajnija dva.

*Destilacija.* Ova metoda se zasniva na izotopskim efektima u naponima para, odnosno razlikama u tačkama ključanja izotopskih jedinjenja. *Separacioni faktor* elementarnog procesa je, u stvari, dat odnosom isparljivosti (napona zasićenih para) čistih izotopskih molekula. Pokazano je (jedn. 10.34) da je taj odnos za binarnu smešu po definiciji jednak odnosima izotopskih koncentracija u dvema fazama (u

$$\varepsilon_i = \frac{1}{2} m_i v^2 = m_i (\omega r)^2. \quad (10.58)$$

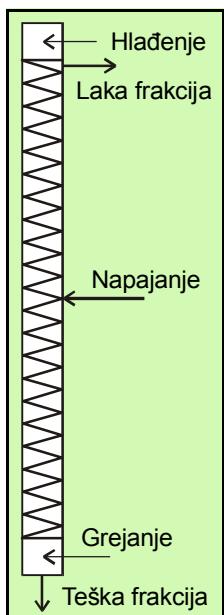
konkretnom slučaju u parnoj i kondenzovanoj)

$$\alpha = \frac{x'}{1-x'} : \frac{x}{1-x} = \frac{P_1}{P_2}, \quad (10.60)$$

$x$  i  $x'$  - atomske frakcije npr. lakšeg izotopa (izotop 1) za tečnu i parnu fazu,

$P_1$  i  $P_2$  - naponi para lakše odnosno teže komponente u čistom stanju, redom. Međutim, važno je istaći da se separacioni faktor obično (mada nije neophodno) izražava s obzirom na izotop koji je od interesa, pri čemu se definiše tako da je njegova vrednost veća od jedan. Tako npr. ako nam je cilj da destilacijom vode koncentrujemo deuterijum, onda ćemo ovaj faktor izraziti kao odnos izotopskih koncentracija D/H (teži prema lakšem) u fazi u kojoj se on pri isparavanju koncentruje (a to je tečna faza), prema odgovarajućem D/H odnosu u parnoj fazi (koja je osiromašena u deuterijumu). Numerička vrednost mora biti ista kao i u obrnutom slučaju, datom jednačinom 10.60, i uvek je data odnosima napona para isparljivije i manje isparljive izotopske forme u čistom stanju, što nije teško dokazati.

Separacioni faktori za destilaciju su, po pravilu, veoma mali, tablica 10.2.



Slika 10.12. Shema rektifikacione kolone.

Tablica 10.2 Vrednosti elementarnih separacionih faktora za destilaciju nekih supstancija	
Sistem	$\alpha$
H <sub>2</sub> /HD	1,5
H <sub>2</sub> O/HDO	1,03
<sup>12</sup> CO/ <sup>13</sup> CO	1,01
<sup>14</sup> N <sub>2</sub> / <sup>14</sup> N <sup>15</sup> N	1,006

Da bi se dobilo značajnije obogaćenje osnovni efekat se mora višestruko umnožiti, što se postiže *rektifikacijom* u destilacionim kolonama, bilo sa realnim podovima, ili sa kontinualnim punjenjem. Skica takve jedne kolone je data na slici 10.12.

Tečnost na dnu kolone isparava, para ide navise, na vrhu se kondenzuje i vraća natrag. Dve faze se uravnotežavaju u suprotnostrujnem režimu. Deo toka se izvodi kao proizvod, deo kao otpadak, a napajanje je zbir tih količina.

*Primer:* Koliki je broj teorijskih podova potreban za obogaćenje vodonika deuterijumom od 100 puta ako se pođe od prirodnog sastava ( $x = 0,00015$ , tj. 0,015%) i koristi metod destilacije vode?

$$A = \beta^n \approx x_p/x = 100; \quad (x_p = 0,015, \text{ tj. } 1,5\%); \quad \beta \approx \alpha = 1,03.$$

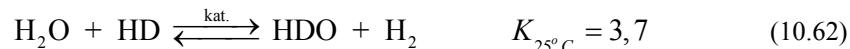
$$n = \frac{\ln A}{\ln \alpha} = \frac{\ln 100}{\ln 1,03} = \frac{4,6}{0,0296} = 156. \quad (10.61)$$

Postupak je, dakle, potrebno ponoviti 156 puta da bi se iz prirodne vode dobila voda sa svega 1,5% D.

### 10.2.2.2 Hemijske metode razdvajanja

*Hemijska izmena izotopa.* Ova metoda koristi izotopski efekt pri hemijskoj rakciji izmene izotopa između dvaju jedinjenja.

*Primer:* Za reakciju izmene između vode i vodonika, koja ne ide spontano već je potreban katalizator, predstavljenu jednačinom



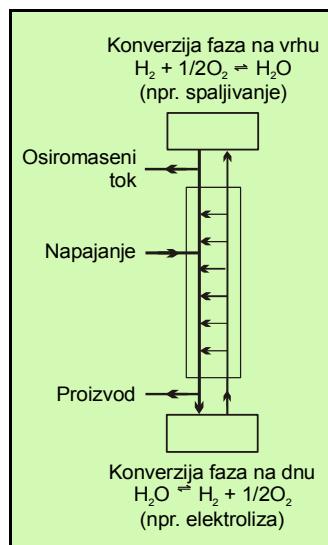
separacioni faktor je u ovom slučaju jednak konstanti ravnoteže, jer

$$\alpha = K = \frac{[\text{HDO}][\text{H}_2]}{[\text{H}_2\text{O}][\text{HD}]} = \frac{\frac{[\text{HDO}]}{[\text{H}_2\text{O}]}}{\frac{[\text{HD}]}{[\text{H}_2]}} = \frac{\frac{x}{1-x}}{\frac{x'}{1-x'}} \quad (10.63)$$

gde su  $x$  i  $x'$  molske frakcije datog izotopa u jednoj odnosno drugoj fazi. Treba napomenuti da u slučaju drugačijih molekula separacioni faktor i konstanta ravnoteže ne moraju biti jednaki. Separacioni faktori kod hemijske izmene su obično znatno veći nego kod destilacije, kako se vidi na gornjem primeru, ali su sami postupci, komplikovaniji.

I kod hemijske izmene se koristi kaskadiranje u suprotnostrujnim kolonama (najčešće sa neprekidnim stubom), slika 10.13, slično kao kod destilacije. Povratni tok (refluks) se ovde mora ostvarivati hemijskom konverzijom jednog jedinjenja u drugo, što često nije jednostavno. Na primer, kod izmene voda-vodonik kolona se napaja vodom koja se na dnu prevodi u vodonik podesnim postupkom, npr. elektrolizom. Taj vodonik struji naviše, izmenjuje izotope sa vodom (na katalizatoru) i na vrhu se izvodi kao osiromašeni tok. Jedan njegov deo se može oksidovati do vode i vratiti natrag u kolonu.

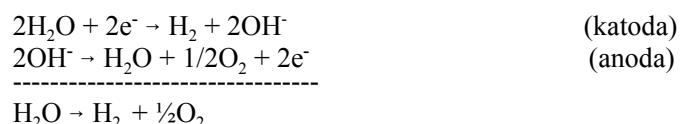
Hemijska izmena je, slično destilaciji, podesna za razdvajanje lakših izotopa jer su kod njih separacioni faktori relativno veći, pored ostalog i zbog toga što uticaj nulte energije više dolazi do izražaja. Naime, separacioni faktori su ili jednaki konstanti ravnoteže ili su njena funkcija, a ova je opet u vezi sa nultom energijom (jedn. 10.28).



Slika 10.13. Shematski prikaz suprotnostrujne kolone za hemijsku izmenu.

*Elektroliza.* Ova metoda se pokazala kao vrlo efikasna za razdvajanje izotopa vodonika i proizvodnju teške vode. Ostvaruje se prostom elektrolizom vode iz

alkalnih rastvora. Pri tome se vodonik izdvaja na katodi. Katode se obično prave od gvožđa. Postupak razdvajanja se zasniva se na razlici u izotopskom sastavu vodonika koji se izdvaja na katodi, koji je rezultat složenog mehanizma, ali se pretežno radi o kinetičkom izotopskom efektu. Procesi koji se pri ovome dešavaju na elektrodama mogu se sumarno predstaviti jednačinama



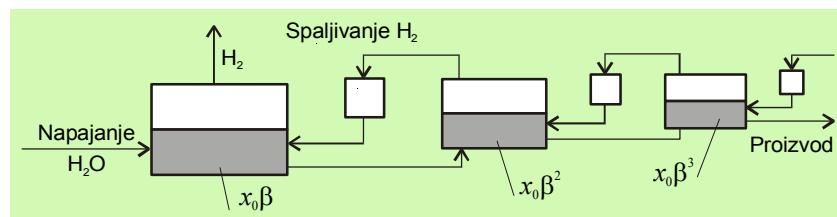
Separacioni faktori za nekoliko sistema sa hemijskom izmenom odnosno elektrolizom dati su u tablici 10.3.

**Tablica 10.3**

Vrednosti separacionih faktora za hemijsku izmenu (3 sistema) i elektrolizu (2 sistema)

Sistem	$\alpha$	Temperatura (°C)
$\text{H}_2\text{O} + \text{HDS} \rightleftharpoons \text{HDO} + \text{H}_2\text{S}$	2,34	25
$\text{H}^{12}\text{CN} + ^{13}\text{CN}^- \rightleftharpoons \text{H}^{13}\text{CN} + ^{12}\text{CN}^-$	1,026	25
$^{15}\text{NO} + \text{H}^{14}\text{NO}_2 \rightleftharpoons ^{14}\text{NO} + \text{H}^{15}\text{NO}_3$	1, 055	25
$\text{H}_2\text{O}/\text{HDO}$ (elektroliza)	5-10	20
$\text{NH}_3/\text{NH}_2\text{D}$ (elektroliza)	25	-33

Elektroliza je tehnički krajnje prost i pouzdan proces, ali joj je mana što troši ogromne količine energije po jedinici mase izdvojenog vodonika. Ipak koristi se i u



Slika 10.14. Shema elektrolitičke kaskade.

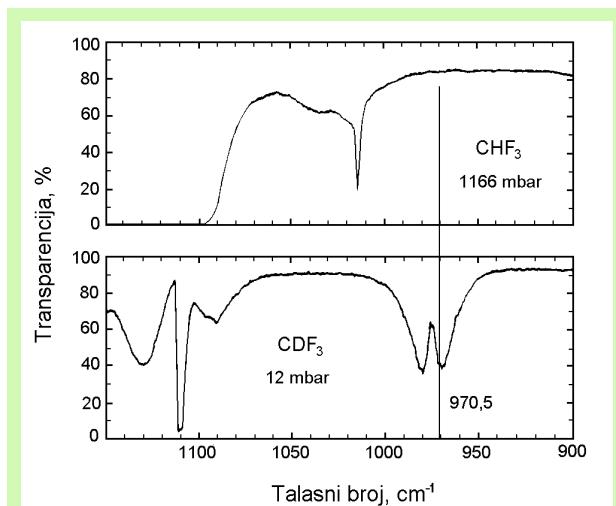
industrijskim uslovima, najčešće uz kaskadiranje, slika 10.14. Kod viših stepena procenat deuterijuma u izdvojenom vodoniku je znatan pa se on vraća u proces.

#### 10.2.2.3 Nekonvencionalne (laserske) metode

Pod nekonvencionalnim metodama uslovno se smatraju metode kod kojih se čitav materijal iz kojeg se izdvaja željeni izotop ne podvrgava preradi već se selektivno

deluje samo na onaj izotop koji je od interesa. Takvi su laserski metodi separacije. Oni se zasnivaju na izotopskom efektu (pomaku) u apsorpcionom (najčešće vibracionom), infracrvenom spektru molekula, jer su tamo pomaci najveći, pošto vibracione frekvencije direktno zavise od masa koje osciluju.

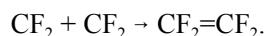
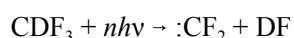
Infracrveni (IC) laseri velikih snaga (npr. ugljjenioksidni laser) omogućuju selektivnu i višefotonsku ekscitaciju samo jedne izotopske vrste u smeši. U rezultatu te ekscitacije dolazi do selektivne hemijske reakcije u kojoj se dato izotopsko jedinjenje transformiše, nakon čega ga je lako odvojiti od drugoga izotopa koji ne reaguje. Najviši stepeni selektivnosti se postižu ako se višefotonском pobudom izazove direktna disocijacija molekula bez sudara sa drugim molekulima i gubitaka energije.



Slika 10.15. Apsorpcioni infracrveni spektar izotopskih oblika fluoroforma u oblasti emisije ugljjenioksidnog lasera.

*Primer:* Trifluorometan

Apsorpcioni IC spektri dvaju izotopskih oblika trifluorometana su dati na slici 10.15. Ekscitacijom oblika  $\text{CDF}_3$  pomoću zračenja  $\text{CO}_2$  lasera na frekvencijama od  $966,3$ ,  $970,5$  ili  $975,9 \text{ cm}^{-1}$ , na kojima oblik  $\text{CHF}_3$  ne apsorbuje, moguće je ovo jedinjenje prevesti u smeš fluorodeuterijuma i tetrafluoroetilena po mehanizmu



Dobiveno deuterijumsko jedinjenje, DF, je lako odvojiti od nepobuđenog („hladnog“)  $\text{CHF}_3$ . Na ovaj način su postignute ekstremno visoke vrednosti separacionih faktora, npr. 20000 u jednostepenom postupku, i dobivene 50% (ili više) koncentraciju D bez ikakvog kaskadiranja. Ovakva istraživanja se poduzimaju radi razvoja efikasnih metoda za proizvodnju teške vode ( $\text{D}_2\text{O}$ ), svakako najvažnijeg jedinjenja deuterijuma, posebno

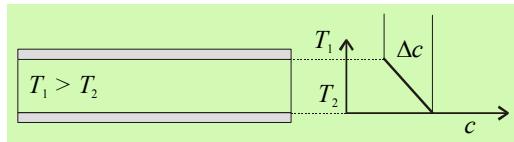
sa nuklearnotehnološkog stanovišta. Više detalja o teškoj vodi i njenoj proizvodnji dato je u [prilogu 10-P.2](#), ali i ranije u [§ 9.3.1](#).

Neki laserski postupci za dobijanje deuterijuma su dovedeni do poluindustrijskog nivoa. Istraživane su metode za U, Cl, S itd, ali su tamo separacioni faktori, naravno, manji a postupci uglavnom komplikovaniji.

## Prilog 10-P

### 10-P.1 Termodifuzija

Termodifuzija je fenomen koji dovodi do suprotnog efekta od koncentracijske difuzije. Naime, homogena gasna smeša se razdvaja (stvara se gradijent koncentracije) ako postoji temperaturski gradijent u sudu, slika 10.16, i to tako da se lakši gas



Slika 10.16. Termodifuzija i koncentracija.

koncentriše uz toplji zid, a teži uz hladniji. Efekat je otkriven još u prošom veku (Sore, 1879), ali dugo nije imao praktičnih primena.

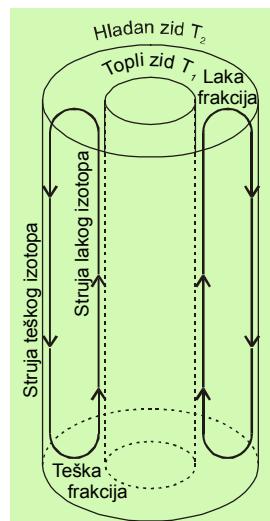
Separacioni faktor  $\alpha$  zavisi od odnosa tempeartura zidova među kojima se ostvaruje gradijent i izražava se sledećom jednačinom

$$\alpha = \frac{x_1}{1-x_1} : \frac{x_2}{1-x_2} = \left( \frac{T_1}{T_2} \right)^\gamma, \quad \gamma \approx \frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} \frac{n-5}{n-1} \quad (10.64)$$

$x_1$  - koncentracija istog izotopa za  $T = T_1$ ,  $x_2$  - koncentracija datog izotopa za  $T = T_2$ ,

$\gamma$  - konstanta termodifuzije,  $M$  - molekulske mase,  $n$  - merilo sila odbijanja među molekulima [ $F = f(1/r^n)$ ],  $r$  - rastojanje među molekulima.

Značajan napredak kod primene Soreovog efekta su učinili Kluzijus i Dickel 1938. godine kada su demonstrirali da temperaturski gradijent dovodi do konvenpcionog toka koji omogućava efikasnu separaciju binarnih smeša, pa naravno i izotopa. Na temelju toga otkrića oni su konstruisali i separacionu kolonu čija je shema prikazana na slici 10.17.



Slika 10.17. Termodifuziona separaciona kolona.

### 10-P.2 Teška voda i njena proizvodnja

Teška voda se koristi kao moderator u nuklearnim fisionim reaktorima na uranijum prirodnog izotopskog sastava, jer poseduje izvanredna **moderaciona svojstva**, § 6.4.4. Nije potrošna već investiciona komponenta tih reaktora. Kada se govori o tom tipu reaktora treba imati u vidu sledeće činjenice:

1. Za tridesetogodišnji rad neteškovodnog nuklearnog energetskog postrojenja (NEP) od 1000 MW<sub>e</sub> potrebno je obezbediti 750 tona 3.3% <sup>235</sup>U. Za teškovodna NEP iste snage potrebno je oko 1000 tona D<sub>2</sub>O, što bi koštalo oko 40% manje nego obogaćeni uranijum.
4. Tehnologija proizvodnje teške vode se lakše osvaja nego ona za obogaćeni U.
5. Reaktori sa teškom vodom troše oko 20% manje prirodnog uranijuma, a proizvode zнатне količine fisielnog Pu.

6. Već pominjani tip CANDU reaktora se lakše može prilagoditi na rad sa torijumskim gorivom, što je vezano za dugoročne planove proizvodnje energije.

*Opšte karakteristike proizvodnje teške vode*

Prirodni sadržaj deuterijuma je mali, 0,015%, dok reaktorska teška voda treba da ima 99,8%. Ostvarivanje ovako visokog stepena obogaćivanja (preko 3 miliona) nije jednostavan zadatak s obzirom na to da su izotopski efekti u absolutnom smislu ipak mali. Broj separacionih elemenata vezanih u serije iznosi više stotina, a za proizvodnju jednog kilograma D<sub>2</sub>O potrebno je, kod većine tehnologija, napajanje od nekoliko desetina tona. Ovo znači da su teškovodna postrojenja, relativno gledajući, znatno veća od klasičnih hemijskih separacionih postrojenja. Zato je pri projektovanju veoma važno da se vrši optimalno kaskadiranje, tj. da se postrojenja izgrade u sekcijama čija će se zapremina smanjivati proporcionalno postignutom obogaćenju.

Druga posledica malog sadržaja D u napajanju je da su najveći investicioni i energetski troškovi vezani za početno obogaćivanje.

**Tablica 10.4**  
Svetska proizvodnja D<sub>2</sub>O po metodama

Proces	Kumulativno, %
H <sub>2</sub> O/HDS izm. (GS)	96
H <sub>2</sub> O/HD izmena	< 4
NH <sub>3</sub> /HD izmena	< 1
Destilacija H <sub>2</sub>	< 1
Destilacija H <sub>2</sub> O	< 0,2
Elektroliza	< 1

Tako se proces obično deli na početno, intermedijerno i završno obogaćivanje. Troškovi kod početnog obogaćivanja (do ≈ 1%) iznose oko 85% ukupnih troškova, dok su za završno obogaćivanje (90% do 99,8%) troškovi zanemarljivo mali. Često se za početno i intermedijerno obogaćivanje koristi jedna tehnologija, a za krajnje druga. Pošto je krajnji deo kaskade manjih dimenzija, za finalno obogaćivanje se koriste jednostavne metode (npr. elektroliza i destilacija), čija primena kod početnog obogaćivanja ne mora

biti opravdana. Svetska proizvodnja teške vode po metodama je data u tablici 10.4.

Svi postupci navedeni u gornjoj tablici mogli bi u određenim uslovima biti pogodni za primenu u industrijskoj proizvodnji. Pri oceni njihove podobnosti treba imati na umu nekoliko faktora koji su prikazani u tablici 10.5.

1. Separacioni faktor elementarnog procesa karakteriše efikasnost procesa. Visoke vrednosti ovih faktora smanjuju broj ponavljanja elementarnog akta separacije, a time i zapreminu postrojenja.
2. Potrošnja energije za pojedini postupak se obično izražava kroz ukupnu toplotnu energiju koja se u njemu troši. Ako se troše i električna i mehanička energija onda se ukupna toplotna energija izračunava tako što se kao koeficijent pretvaranja toplotne u ove vidove energije uzima vrednost od oko 1/3.
3. Iskorišćenje deuterijuma iz napajanja govori o efikasnosti ekstrakcije i znatno utiče na količine materijala koje treba preraditi, a time i na obim postrojenja.

**Tablica 10.5**

Separacioni faktori, potrošnja energije, zapremina postrojenja i iskorišćenje deuterijuma za razne procese dobijanja teške vode

Proces	$\alpha$	Potrošnja energ. (GJ/kg D <sub>2</sub> O)	Iskorišćenje D iz prir. sir.	Spec. zapr. m <sup>3</sup> /(t D <sub>2</sub> O/god)
Izmena NH <sub>3</sub> /HD (-40 °C)	6	20	85	15
Izmena H <sub>2</sub> O/HD (25 °C)	38	20	40	100
Parazitska CECE*	4	2	70	4
Destilacija H <sub>2</sub> (-250 °C)	25	22	95	25
GS (dvotemp.)	126	30	20	50
Elektroliza H <sub>2</sub> O	10	800	33	-
CECE	4	500	70	4
Destilacija H <sub>2</sub> O (70 °C)	104	85	5	200

\* CECE - kombinovane elektroliza i hemijska izmena. Parazitska znači da je ova proizvodnja vezana na neki proces u kojem se troše velike količine vodonika (npr. industrija amonijaka), kojem se prvo oduzme deuterijum, a onda se osiromašeni vodonik vrati u primarni proces.

4. Zapremina postrojenja, koja se obično izražava kroz specifičnu zapreminu, je mera investicionih troškova, a ovi predstavljaju značajnu stavku u troškovima proizvodnje i ceni proizvoda.

Ocenjujući sve navedene faktore, metode iz tablice 10.5 se mogu podeliti na ekonomične (prvih sedam) i neekonomične (poslednje tri). Neekonomične su one koje imaju izrazito nepovoljne vrednosti za jedan ili više parametara. Tako npr., elektroliza troši velike količine energije, destilacija vode ima mali separacioni faktor i veliku zapreminu postrojenja. Ipak se i takve metode zbog svoje jednostavnosti koriste u industrijskoj proizvodnji za završno obogaćivanje.

Dominantan postupak u proizvodnji D<sub>2</sub>O je GS, mada nijedan njegov parametar nije izrazito povoljan.. On je jedini nezavisni metod sa vodom kao napajanjem, Međutim, uslovi pri kojima radi su umereni, reakcija je jednostavna i ne zahteva katalizator. Pogodan je za fabrike velikih kapaciteta (400-500 t/god), dok su postupci koji se zasnivaju na vodoniku ograničenog kapaciteta i nisu nezavisni. Uglavnom se kombinuju sa fabrikama amonijaka i kapacitet im je diktiran kapacitetom tih fabrika. Ipak, vrlo su podesni za fabrike do 100 t/god.

## **11**

### **PRIMENE IZOTOPA I ZRAČENJA**

Istorija značajnije upotrebe izotopa u praksi počinje sa otkrićem „teškog vodonika” (deuterijuma) koje je učinio Juri 1932. godine. Naime, Šenhajmer je u svojim pionirskim radovima počeo koristiti stabilne izotope u biohemiji nedugo posle jednog njegovog susreta sa Jurijem. Neznatno kasnije Heveši je svojim istraživanjima uveo u praksu upotrebu radioaktivnih obeleživača, što mu je donelo i Nobelovu nagradu za hemiju 1943. godine. Uzgred, on se smatra i ocem nuklearne medicine.

Još od prvih dana nakon otkrića, pojava radioaktivnosti je našla niz praktičnih primena. Senzacionalni novi element radijum našao je put čak do pomada za žensku lepotu, oglasima su 1912. god. nuđene intravenske injekcije s radijumom (po današnjim kriterijumima grupa I vrlo visoke radiotoksičnosti!) itd. U godinama posle Drugog svetskog rata, posle puštanja u rad nuklearnih reaktorâ i proizvodnje novih, veoma raznovrsnih radioizotopa, nuklearne nauke su mnogostrano ušle u praktičnu primenu. U početnom periodu, 1950-1970. god. u ponečemu se i preterivalo, ali je mnogo toga ostalo kao veoma korisno. Među hiljadama primera nuklearnih fenomena koji su našli praktičnu primenu, ovde je opisan samo mali broj karakterističnih.

Upotreba izotopa, osobito radioaktivnih, se naglo širila sa izgradnjama prvih akceleratora, a kasnije i nuklearnih reaktora, zahvaljujući čemu je postalo moguće napraviti veštačke radiozotope za skoro svaki element. Korišćenje stabilnih izotopa se razvijalo nešto sporije. Treba napomenuti da se u nekim oblastima mogu koristiti i stabilni i radioaktivni izotopi ravnopravno, ali da postoje i takve oblasti u kojima se zahtevaju samo stabilni ili samo radioaktivni izotopi.

S druge strane, nezavisno od toga da li su izotopi stabilni ili radioaktivni, njihove upotrebe se mogu podeliti na dve glavne oblasti:

- 1) Oblast za koju postojanje izotopskih efekata nije bitno, a gde uglavnom spadaju dve podoblasti - a) upotrebe izotopa za izotopske obeleživače, što se koristi u mnogim procesima u industriji, laboratorijama, medicini itd., kao i b) upotreba izotopa u analitičke svrhe (npr. metod izotopskog razblaženja, aktivaciona analiza itd), što dalje vodi do korišćenja ovih metoda u najrazličitije svrhe;
- 2) Oblast za koju su izotopski efekti od značaja, a to uglavnom podrazumeva a) merenja ravnotežnih efekata, što ima značajne primene u izučavanju prirodnih procesa, bio-sistema itd. i b) merenja kinetičkih efekata u cilju određivanja mehanizama hemijskih reakcija i slično.

I stabilni i radioaktivni izotopi imaju svoje prednosti i mane. Prednosti stabilnih izotopa sastoje se uglavnom u tome da:

- a) ako se koriste kao izotopski indikatori za supstancije koje koristi živi svet, npr. za lekove, onda njihove koncentracije u obeleženom jedinjenju mogu biti znatno veće nego što bi mogle biti koncentracije radioaktivnog izotopa odgovarajućeg elementa, a da se pri tome ne unese nukakav dodatni štetni efekt;
- b) obeležena jedinjenja ne podležu radiolizi;
- c) za rad sa obeleženim jedinjenjima vodonika, ugljenika, azota ili kiseonika jedine praktične mogućnosti su upotrebe stabilnih izotopa. Naime, radioaktivni izotopi azota, kiseonika kao i ugljenikov izotop  $^{14}\text{C}$  su suviše kratkog vremena života da bi bili prihvativi za ispitivanje procesa ili stanja koja se obično sreću. Tritijum i  $^{14}\text{C}$ , pak, predugo žive da bi bili korišćeni u slične svrhe.

Prednosti radioaktivnih izotopa se sastoje u sledećem:

- a) ako se koriste kao obeleživači oni su najčešće pogodniji od stabilnih izotopa jer se lako i brzo mere na osnovu svoje radioaktivnosti;
- b) podesniji su za merenja *in situ*, *in vivo* ili za *imidžing*, što je sa stabilnim izotopima moguće u vrlo ograničenom obimu (putem NMR spektroskopije ali isključivo za vodonik i ugljenik);
- c) granica detekcije je po pravilu niža za radioaktivne nego za stabilne izotope, a analize su uglavnom jeftinije.

Izotopi se danas rutinski koriste u mnogim oblastima, negde manje a negde više, i to ne samo za naučna istraživanja već i u svakodnevnom životu. Osnovne oblasti primene su:

- *Proizvodnja hrane* (praćenje efekata dubriva na razvoj žitarica, ubrzavanje mutacija u cilju efikasnijeg dobivanja novih vrsta, praćenje efekata ishrane na rast domaćih životinja, kontrola broja insekata, konzerviranje hrane itd.).
- *Zaštita zdravlja* (nuklearna medicina tj. praćenje stanja pojedinih organa putem izotopskih indikatora i s tim vezana dijagnostika, kao i proizvodnja radiofarmaceutika, zatim radioterapija tj. terapija jonizujućim zračenjima, radijaciona biologija itd.).
- *Industrija* (praćenje različitih tehnoloških procesa pomoću izotopskih indikatora, radioizotopski instrumenti npr. za  $\gamma$ -radiografiju, zatim detektori dima, izvori struje ili svetlosti).
- *Hidrologija* (podzemne vode - starost, distribucija, količine, obnavljanje; površinske vode - dinamika vodenih rezervoara, merenja pražnjenja reka, brzina sedimentacije).
- *Geologija* (fizika i hemija tla, prospekcija nalazišta mnogih minerala, nafte itd., merenje starosti minerala i sl.).
- *Zaštita okoline* (tačno određivanje količina i položaja zagadivača, uzroka zagađivanja, određivanje mera zaštite, praćenja procesa te vrste u vodi vazduhu ili tlu).
- *Naučna istraživanja* u svim navedenim ali i u mnogim drugim oblastima.

S obzirom na veliki broj izotopa (poznato je preko 1700) mogućnosti primene u svakoj pojedinačnoj oblasti su veoma široke. Slično se može reći i za ionizujuća zračenja, kako ona koja su posledica radioaktivnog raspada, tako i za zračenja koja se ostvaruju putem nuklearnih reakcija ili u različitim nuklearnim mašinama. I tu je izbor ogroman, i po tipu zračenja (čestično ili elektromagnetsko) i po spektru energija. Sve

primene se ovde ne mogu ni nabrojati a kamoli objasnitи, već su odabране само neke od njih. Takve su na primer primene:

- za izotopska obeležavanja (metod obeleženih atoma),
- u analitičkoj hemiji itd.

Da bi se primene mogle razumeti i uspešno koristiti u praksi neophodno je posedovati neka dodatna znanja iz opšte radiohemije i nuklearne hemije. Među njima su značajna znanja o:

- izotopskoj izmeni,
- hemiji vrućih atoma i
- „muži” radioizotopa,

pa će prvo ona biti predstavljena u ovom poglavlju, da bi to poslužilo kao uvod u opise konkretnih primena izotopa i zračenja.

## 11.1 IZOTOPSKA IZMENA

*Pod izotopskom izmenom se podrazumeva spontani proces preraspodele izotopa nekog elementa između različitih jedinjenja, između različitih faza ili preraspodela unutar jednog molekula.* Ona se ne ostvaruje hemijskim reakcijama (kao kod hemijske izmene izotopa) već je to proces pri kojem dolazi samo do uravnovežavanja izotopskog sastava u sistemu, koji, inače, može biti u hemijskoj ravnoteži. Toplotnih efekata pri tome nema, a takođe nema ni kvalitativnih niti kvantitativnih promena sastava sistema.

Izotopska izmena može biti *homogena* (odvija se u okviru jedne faze) i *heterogena* (između različitih faza). S druge strane, ona može biti *prosta* i *složena*. Kod proste razmene svi atomi datog elementa ulaze u razmenu istom brzinom. U složenoj razmeni atomi koji se nalaze u različitim položajima ili energijskim stanjima u molekulu se izmenjuju različitim brzinama.

Reakcije izotopske razmene su od velikog značaja za radiohemiju. One se široko koriste kod metode izotopskih indikatora, posebno za sinteze obeleženih jedinjenja, zatim kod izučavanja strukture i sastava hemijskih jedinjenja, karaktera hemijskih veza, difuzije itd.

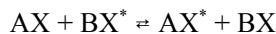
Kod primena izotopske izmene u ovom kontekstu veoma su važni njena kinetika i mehanizmi putem kojih se ostvaruje, pa je njih potrebno precizno poznavati da bi se npr. metodom obeleženih atoma mogli izučavati mehanizmi i kinetike procesa u hemiji, strukture molekula itd. Pri tome se smatra da su brzine iste za oba izotopa koja učestvuju u razmeni. To nije sasvim precizan stav, ali se može uzeti da važi za većinu elemenata, tj. da su izotopski efekti mali te da se mogu zanemariti.

### 11.1.1 Kinetika homogene izmene

Izučavanje kinetike izmene je od velikog značaja jer se pomoću nje može pronaći u prirodu procesa koji se ispituje pomoću izotopskih obeleživača. Osim toga i kod sinteze obeleženih jedinjenja važno je znati kojom se brzinom ona mogu dobiti ako se dobijaju izotopskom zamenom. S obzirom na to da izotopska izmena predstavlja

uravno-težavanje izotopskog sastava u sistemu, brzina dostizanja ravnoteže može biti različita za različite sisteme ili za različite uslove u okviru istog sistema. Ovde će taj aspekt biti kratko razmotren na jednom od najprostijih slučajeva a to je: *idealna homogena izmena između dva jedinjenja u gasnoj fazi*.

Idealna, to znači da se smatra da su izotopi po svojim fizičkim i hemijskim svojstvima savršeno jednak, tj. da se izotopski efekti zanemaruju. Posmatrajmo razmenu izotopa između dva prosta jedinjenja



$X^*$  - radioaktivni izotop elementa X.

Obeležimo sada početnu molarnu koncentraciju jedinjenja „A” oznakom  $a$ , a jedinjenja „B” oznakom  $b$ . Te veličine istovremeno predstavljaju ukupne molarne koncentracije odgovarajućih jedinjenja u bilo kojem momentu vremena, pa se, dakle, može pisati sledeće

$$\begin{aligned} a &= [AX]_0 = [AX] + [AX^*] = \text{const}, \\ b &= [BX^*]_0 = [BX] + [BX^*] = \text{const}. \end{aligned}$$

Neka su istovremeno  $x$  i  $y$  koncentracije radioaktivnih vrsta u momentu  $t$  (naravno promenljive su u vremenu). Tada se za te koncentracije i za koncentracije stabilnih vrsta može pisati sledeće

$$\begin{aligned} [AX^*] &= x & [BX^*] &= y \\ [AX] &= a - x & [BX] &= b - y. \end{aligned}$$

Odgovarajuće specifične aktivnosti su

$$S_A = \frac{x}{a} \quad S_B = \frac{y}{b}. \quad (11.1)$$

Brzina promene koncentracije  $[AX^*]$ , tj.  $dx/dt$ , je jednaka razlici brzina nastajanja vrste  $AX^*$  i brzine njenog nestajanja. Ove brzine su srazmerne koncentracijama odgovarajućih reaktanata na levoj ( $BX^*$  i  $AX$ ) odnosno desnoj strani ( $AX^*$  i  $BX$ )

$$\frac{dx}{dt} = \kappa_1(a-x)y - \kappa_2x(b-y), \quad (11.2)$$

gde su  $\kappa_1$  i  $\kappa_2$  konstante brzina reakcija izotopske izmene sleva nadesno odnosno zdesna nalevo. S obzirom na gore navedeni stav može se pisati da je

$$\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa, \quad (11.3)$$

a nakon množenja cele jednačine proizvodom  $ab$  i uvođenja oznake  $\omega = \kappa ab$  sledi

$$\frac{dx}{dt} = \kappa ab \left[ \frac{y(a-x)}{b} - \frac{x(b-y)}{a} \right] = \omega \left( \frac{y}{b} - \frac{x}{a} \right). \quad (11.4)$$

Vidi se da ovde  $\omega$  predstavlja brzinu reakcije izotopske razmene među molekulima AX i BX ( $\text{mol} \cdot \text{l}^{-1} \text{s}^{-1}$ ), a to znači ukupnu količinu izotopskog materijala razmenjenu u jedinici vremena, u oba smera. Ona je očigledno funkcija početnih koncentracija jedinjenja koja izmenjuju izotope ( $a$  i  $b$ ). Ova brzina zavisi samo od koncentracija  $a$  i  $b$  i konstantna je u vremenu. Uzima se da je jednaka za reakciju sleva nadesno i obrnuto, tj. izotopski efekt se zanemaruje.

Reakcija raspodeljivanja izotopa se završava posle dovoljno dugog vremena, dakle kada je  $t = \infty$  i istovremeno  $dx/dt = 0$ . Tada je  $x = x_\infty$  i  $y = y_\infty$  (količine radioaktivnih vrsta nakon uspostavljanja ravnoteže u sistemu). Iz jednačine 11.4 tada sledi

$$\frac{x_\infty}{a} = \frac{y_\infty}{b} \quad \Rightarrow \quad ay_\infty = bx_\infty, \quad y_\infty = \frac{bx_\infty}{a}, \quad (11.5)$$

a iz održanja ukupne aktivnosti

$$\begin{aligned} x + y &= x_\infty + y_\infty \quad \Rightarrow \quad y = x_\infty - x + y_\infty = x_\infty + x_\infty \frac{b}{a} - x \\ &\Rightarrow \quad x = x_\infty - y + y_\infty. \end{aligned} \quad (11.6)$$

Kad se sve ovo vrati u jednačinu 11.4 dobiva se

$$\frac{dx}{dt} = \omega \frac{a+b}{ab} (x_\infty - x) \quad (11.7)$$

Gornja diferencijalna jednačina se može rešiti razdvajanjem promenljivih. Ako se uzme da su početni uslovi  $t = 0$  i  $x_0 = 0$  dobiva se

$$\frac{a+b}{ab} \omega t = -\ln \frac{x_\infty - x}{x_\infty} = -\ln(1-F) \quad (11.8)$$

$F = x/x_\infty$  - stepen izmene, tj. udeo izotopa izmenjen u vremenu  $t$ . On se, dakle, izražava relativnom koncentracijom, tj. koncentracijom datom u odnosu na vrednost koju ova ima u stanju dostignute ravnoteže. Treba primetiti, uzimajući u obzir jednačinu 11.1, da je odnos tih koncentracija identičan odnosu specifičnih aktivnosti date komponente.

Stepen izmene je merilo udaljenosti sistema od ravnotežne raspodele izotopa. Eksperimentalno se određuje tako što se mere vrednosti  $x$  u toku vremena. Udeo  $x$  na početku raste brzo, da bi se sa približavanjem ravnoteži taj rast usporavao i na kraju, posle dovoljno dugog vremena, sasvim zaustavio. To zaustavljanje označava dostizanje ravnoteže, a vrednost  $x$  tada dostiže  $x = x_\infty$ . Analitički je lako dokazati da se ovaj porast odvija po eksponencijalnom zakonu, jer to proizilazi na osnovu jednačine 11.8,

$$\frac{x}{x_\infty} = F = 1 - e^{-\frac{a+b}{ab} \omega t}, \quad (11.9)$$

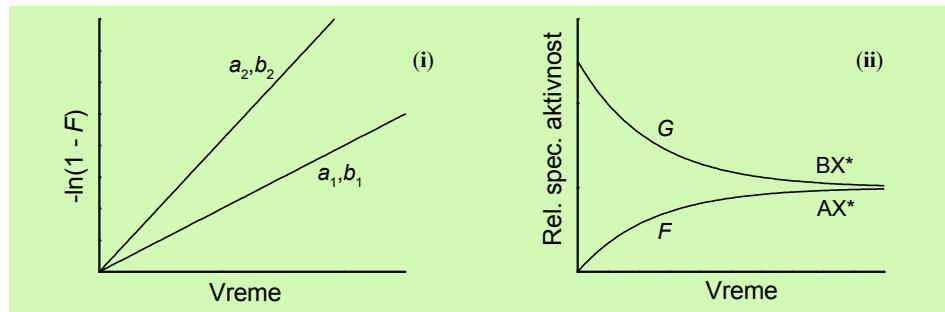
što je i grafički predstavljeno na slici 11.1 (ii). Na istoj slici je predstavljeno i kretanje relativne koncentracije (ili specifične aktivnosti) radioaktivne vrste  $BX^*$  sa vremenom. Ona opada po eksponencijalnom zakonu, koji se može izvesti iz jednačine 11.9 ako se  $x$  i  $x_\infty$  zamene odgovarajućim vrednostima koje slede iz jednačina 11.5 i 11.6

$$\frac{y}{y_\infty} = G = 1 + \frac{a}{b} e^{-\frac{a+b}{ab}\omega t}. \quad (11.10)$$

*Stepen izmene* je, kako se vidi, funkcija prvog reda u odnosu na vreme bez obzira na njen mehanizam. U datom momentu vremena  $t$  njegova vrednost zavisi samo od sumarnih koncentracija  $a$  i  $b$ . Ove se koncentracije mogu podešiti po želji na samom početku reakcije izmene i na taj način uticati na stepen izmene u nekom momentu, tj. na njenu kinetiku.

Iz dijagrama  $-\ln(1 - F) = f(t)$  moguće je odrediti brzinu izmene  $\omega$  iz nagiba krive za date  $a$  i  $b$ , slika 11.1 (i). To je najvažnija karakteristika kinetike.

Jasno je da se stepen i brzina izmene mogu menjati u određenim granicama pomoću veličina  $a$  i  $b$ , koje se određuju na početku. To omogućava da se ostvare izmene sa različitim dinamikama, koje onda mogu poslužiti za istraživanje odgovarajućih procesa.

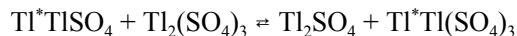


Slika 11.1. (i) Zavisnost funkcije stepena razmene od vremena za različite početne koncentracije  $a$  i  $b$ ; (ii) Zavisnost relativnih specifičnih aktivnosti komponenti koje izmenjuju izotope od vremena.

### 11.1.2 Mehanizmi homogene izmene

Da bi do izmene izotopa uopšte došlo neophodno je da postoje mehanizmi koji to omogućuju. Ti mehanizmi se mogu svrstati u tri osnovne grupe:

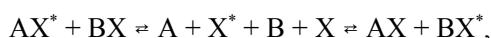
(i) *Putem prenosa elektrona*. Izotopska razmena se ovde ostvaruje bez premeštanja atoma. Premeštaju se samo elektroni kojima se menja valentno stanje atoma. To je u stvari obični oksido-redukcioni mehanizam, npr.



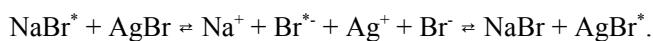


Ovakva razmena se najčešće odvija relativno velikim brzinama, pošto je određena brzinom prenosa elektrona, a ona je vrlo velika. Ipak, proces nije trenutan, kako bi se moglo očekivati kod transfera elektrona, zbog međusobnog odbijanja među česticama.

**(ii) Disocijativni mehanizam.** On podrazumeva razmenu putem disocijacije



na primer



Proces disocijacije je spor pa on diktira i sporost razmene putem ovog mehanizma.

**(iii) Asocijativni mehanizam.** Izmena protiče uz obrazovanje intermedijernih kompleksa



Kao primer može poslužiti izmena izotopa broma između bromovodonika i broma



## 11.2 HEMIJA VRUĆIH ATOMA

Hemija vrućih atoma je onaj deo radiohemije koji se bavi hemijskim reakcijama atoma, jona ili radikala koji imaju velike kinetičke energije, a koje su stekli uzmakom jezgara zbog emisije čestice ili fotona. Do takvih emisija može doći usled radioaktivnog raspada jezgra, usled raspada složenog jezgra koje nastaje kao intermedijerni oblik kod nuklearnih reakcija, kao i prilikom fisije jezgra.

Reakcije uzmaklih jezgara se često koriste za izdvajanje nastalog radioaktivnog produkta iz mete koja je ozračena, i to naročito u slučajevima kada je nastalo jezgro izotop ozračivanog jezgra (isto  $Z$ ), pa je tada izdvajanje otežano. Procesi kao što su  $(n,\gamma)$  i  $(d,p)$  reakcije, a takođe i  $\gamma$ -raspad, su tipični primeri transformacija u kojima se ne menja redni broj elementa. Ako se prilikom ozračivanja dobije izotop nekog drugog elementa, njega je lakše izdvojiti, pa takvi slučajevi ovde nisu od velikog interesa.

Energija uzmaka,  $\epsilon_u$ , tj. kinetička energija koju jezgro dobije prilikom emisije čestice ili fotona, može se izračunati polazeći od principa o održanju impulsa, prema kojem impuls ejektila,  $i_e$ , mora biti jednak impulsu uzmaklog jezgra,  $i_u$ . Dakle

$$i_e = i_u \tag{11.11}$$

Impuls uzmaklog jezgra je  $i_u = MV$ , gde je  $M$  njegova masa a  $V$  brzina. Tada je energija uzmaka data kao

$$\varepsilon_u = \frac{MV^2}{2} = \frac{(MV)^2}{2M}. \quad (11.12)$$

Konačno, s obzirom na 11.11, ta energija je

$$\varepsilon_u = \frac{i_e^2}{2M}. \quad (11.13)$$

Ako se radi o emisiji  $\gamma$ -fotona njegov impuls se može izraziti kao

$$p_e^{(\gamma)} = \frac{\varepsilon_\gamma}{c}, \quad (11.14)$$

gde je  $\varepsilon_\gamma$  - energija fotona, a  $c$  - brzina svetlosti.

U skladu sa tim energija uzmaka jezgra je data izrazom

$$\varepsilon_u = \frac{\varepsilon_\gamma^2}{2Mc^2}. \quad (11.15)$$

*Stvaranje atoma uzmaka.* Energija uzmaka atoma koji je vezan u molekulu, a trpi neku nuklearnu transformaciju, se predaje molekulu raspoređujući se na njegovu kinetičku energiju  $\varepsilon_k$  i na unutrašnje stepene slobode, tj. na energiju ekscitacije  $\varepsilon_e$

$$\varepsilon_u = \varepsilon_k + \varepsilon_e, \quad \varepsilon_k = \frac{(M + M_R)V_1^2}{2} \quad (11.16)$$

gde je  $M_R$  - masa ostatka molekula (bez uzmaklog atoma),  $V_1$  - brzina molekula.

Istovremeno, po principu o očuvanju impulsa sledi

$$MV = (M + M_R)V_1. \quad (11.17)$$

Ako se sada jednačine 11.16 i 11.17 kombinuju iz njih se može odrediti onaj deo energije uzmaka koji ide na pobuđivanje molekula ( $\varepsilon_e$ ), a koji, između ostalog, može otici na kidanje hemijske veze kojom je atom koji uzmiče vezan za ostatak molekula

$$\varepsilon_e = \varepsilon_u \frac{M_R}{M + M_R}. \quad (11.18)$$

Kratka analiza gornje jednačine pokazuje da ako je (i)  $M_R \gg M$ , onda je  $\varepsilon_e \approx \varepsilon_u$ , što znači da sva energija uzmaka može otici na kidanje hemijske veze. Obrnuto, ako je (ii)  $M_R \ll M$  onda je  $\varepsilon_e \approx 0$ . Tada skoro sva energije odlazi na uvećanje kinetičke energije molekula, a hemijska veza ostaje neraskinuta. U prelaznom slučaju,  $M_R = M$ , energija uzmaka se raspoređuje između ove dve mogućnosti. Inače, bez obzira kroz koji kanal odlazi energija uzmaka generalno se može reći da ona višestruko prevazilazi energije hemijskih veza u moleku lima.

Podesan primer uz pomoć kojeg se može ilustrovati fenomen uzmaka i mogućnost njegove upotrebe za odvajanje uzmaklog radioizotopa, je primer sa etil-jodidom, na

kojem je, inače, ovaj efekt prvi put zapažen 1934. godine. Do otkrića su došli Silar i Čalmers, pa je u njihovu slavu efekt nazvan *Silar-Čalmersovim* efektom.

Naime, kad se etil-jodid ( $C_2H_5I$ ) ozrači sporim neutronima dolazi do nuklerane reakcije sa jezgrima joda (I). Ta jezgra apsorbuju neutrone emitujući  $\gamma$ -foton čija je energija 4,8 MeV:  $^{127}I(n, \gamma)^{128}I$ . Uzgred, novonastalo jezgro  $^{128}I$  je radioaktivno ( $\beta^-$ ,  $t_{1/2} = 25$  min), što u ovom kontekstu nije od značaja.

Kad emituje  $\gamma$ -foton jezgro joda uzmakne sa energijom koja se, koristeći jednačinu 11.15, može izraziti kao<sup>107</sup>

$$\varepsilon_u = 536,7 \cdot 10^{-6} \frac{\varepsilon_\gamma^2}{M} = 536,7 \cdot 10^{-6} \frac{4,8^2}{128} = 96,6 \cdot 10^{-6} \text{ MeV} = 96,6 \text{ eV}, \quad (11.19)$$

gde je  $M$  sada dato u amu.

Gornja energija uzmaka odgovarala bi srednjoj kinetičkoj energiji molekula ( $kT$ , v. [Maksvelovu raspodelu](#), § 6.4.4) u sistemu čija je temperatura preko milion (!) kelvina ( $T = \varepsilon/k = 96,6/8,62 \cdot 10^{-5} = 1,12 \cdot 10^6$  K). Zato se ova hemija i naziva hemijom vrućih atoma. Nasuprot tome tipične vrednosti energija hemijskih veza su 2-5 eV.

Dalje, u skaladu sa jedn. 11.18, energija koja ide na kidanje hemijske veze je

$$\varepsilon_e = 96,6 \frac{29}{128 + 29} = 18 \text{ eV}. \quad (11.20)$$

Znajući da je energija veze joda i ostatka molekula etil-jodida ravnna 2,0 eV lako je izračunati da je energija koja je na raspolaganju za kidanje te veze, a koja je posledica uzmaka jezgra, devet puta veća od same energije veze. Otuda je jasno da će ta veza sa lakoćom biti raskinuta, aktivirani jod odvojen od molekula i preveden u drugi hemijski oblik. Kao takav on je podesan za odvajanje od neaktiviranog dela.

Na ovaj način nastali radioaktivni jod (u obliku jona  $^{128}I^-$ ) iz etiljodida kao organske faze mogao je biti ekstrahovan mučkanjem sa vodom u kojoj se rastvara. U tu vodu se obično doda malo neaktivnog joda kao nosača (u vidu KI npr.) da bi ukupna količina joda bila dovoljna za dalje hemijske transformacije nakon odvajanja. Time se povećava faktor obogaćenja. Odvajanje je moguće izvesti taloženjem sa  $AgNO_3$ . Uzgred, i jod koji je u jonskom obliku uzmiče ali to nema značaja jer on ne menja hemijski oblik.

Efikasnost odvajanja radioaktivnih izotopa reakcijama uzmaka se obično izražava kroz dva parametra: *faktor obogaćenja (FO)* i *retencija (R)*.

*Faktor obogaćenja* se definiše odnosom:

$$FO = \frac{\text{specifična aktivnost finalnog proizvoda}}{\text{specifična aktivnost ozračene supstancije}} \quad (11.21)$$

<sup>107</sup> Energijski ekvivalent 1 amu iznosi 931,5 MeV ([§ 3.2.3](#)). Otuda proizlazi i vrednost faktora  $536,7 \cdot 10^{-6}$  kao odnos  $1/(2 \cdot 931,5)$ .

*Retencija* (retentio - zaostatak) označava deo aktivnosti u procentima koju je ozračeno jedinjenje zadržalo i koja nije izvučena upotrebljenom metodom odvajanja

$$R = \frac{\text{aktivnost nađena kod roditelja}}{\text{ukupna aktivnost}} \quad (11.22)$$

Kidanje hemijske veze u gornjem primeru etil-jodida je skoro 100%, ali izvesna aktivnost se ipak zadržava u organskoj fazi. Ta retencija ne mora poticati samo primjenjenog metoda odvajanja već može biti posledica rekombinacionih procesa, s obzirom na činjenicu da ovakav sistem u hemijskom smislu predstavlja vrlo "uzburkanu" sredinu.

### 11.3 RADIOHEMIJSKE OPERACIJE

Radiohemija je hemija radioaktivnih elemenata. Pošto hemijske zakonitosti treba da važe za sve elemente, na prvi pogled bi se reklo da razlike između stabilnih i radioaktivnih elemenata ne može biti. Razlika ipak ima, ne zato što su opšte zakonitosti hemije drugačije, već zbog pratećih efekata koje jonizujuće zračenje proizvodi.

Pioniri radiohemije su bili supruzi Marija i Pjer Kiri a da toga na početku nisu bili ni svesni. U toku svojih aktivnosti da iz rude uranijuma izdvoje novi element radijum, na samom kraju 19. veka, impresivno je sledeće njihovo sećanje. Kada su jedno veče svratili u svoju laboratoriju, pre paljenja svetlosti su zapazili da svi njihovi preparati u kojima je bio koncentrovan radijum - svetle. Intenzitet ove emisije se nije menjao u vremenu, dakle nije bio obična fosforescencija. Kada su Kirijevi dobili visok koncentrat radijuma, tada 0,1 gram soli, Pjer ga je u fioli nosio sa sobom u malom džepu svog prsluka. Posle izvesnog vremena na grudima mu se pojavilo zapaljenje operekotina koje je posle teško zalečio. Merenje temperature rastvora radijuma je pokazalo da je on za deo stepena uvek topliji od okolne sredine. Dnevnik eksperimenata Kirijevih očuvan je do današnjih dana, ali je stavljen u sef debelih zidova; tako je kontaminiran (zagađen) da je opasan po okolinu.

Sve su ovo efekti koji se ne dešavaju u običnoj „hemiji”, a ima ih i drugih, o čemu će u daljem biti reči.

#### 11.3.1 Efekti velikog razblaženja

Jedna od značajnih karakteristika radioaktivnih nuklida je da njihovo prisustvo možemo detektovati i kad su prisutni u krajnje malim količinama, ispod  $10^{-9}$  mol/l, što drugi analitički metodi najčešće nisu u stanju.

Iznenađenje je predstavljao nalaz da se mnogi joni u rastvorima, pri velikim razblaženjima, ponašaju drugačije. Tačnije, oni prividno gube svoju individualnost. Ovo je objašnjeno građenjem tzv. *radiokloida*. Veoma sitne čestice koje se kao suspenzija nalaze u vodi, a koje prolaze i kroz obične filtre, adsorbuju praktično sve jone koji se nalaze u veoma velikom razblaženju. Tako se dešava da se pri elektroforezi

prisutna radioaktivnost nađe na obe elektrode, u zavisnosti od nanelektrisanja ovih koloidnih čestica a ne od nanelektrisanja jona, kako bi se očekivalo. Radiokoloid takođe može nastati kao proizvod hidrolize nekih katjona pri velikim razblaženjima. (Ovo se često može suzbiti dovoljnim sniženjem pH-vrednosti rastvora).

*Nosači.* Velika razblaženja radioaktivnih jona često su daleko ispod proizvoda rastvorljivosti za stvaranje ma kakvih taloga. Ako, na primer, imamo rastvor koji sadrži  $10^{-16}$  g čistog  $^{132}\text{I}$ , njega ne možemo staložiti kao nerastvorljivi  $\text{Ag}^{132}\text{I}$  jer koncentracija ne dostiže proizvod rastvorljivosti srebro-jodida. U ovakvim slučajevima, a i za prevazilaženje efekata radiokoloida, izlaz je dodavanje *nosača*. To su iste vrste jona stabilnih elemenata dodatih u dovoljnim viškovima da omoguće uobičajene hemijske operacije. Radioaktivni i stabilni joni se, naravno, ponašaju identično<sup>108</sup>. Primer za ovo se pominje kod [Silar-Čalmersovog efekta](#) (gl. 11.2) gde se za odvajanje dobivenih radioaktivnih jona joda dodaje neaktivni natrijum-jodid da bi se mogao stvoriti talog srebro-jodida, što bez nosača ne bi uspeло. Od vesteine operatora zavisi postignuta specifična aktivnost taloga, tj. cilj je dobiti talog s minimalnim dodatkom nosača.

Važno je da hemijski oblik nosača bude identičan s radioizotopskim oblikom ili da postoji mehanizam brze izotopske izmene kao npr. između jona  $\text{Fe}^{2+}$  i  $\text{Fe}^{3+}$ . Dodavanje nosača jodata u rastvor jod-jona, gde pod ovim uslovima nema izotopske izmene, neće dati željene efekte. Važno je takođe da nosač bude homogeno izmešan s radioizotopom.

*Adsorpcija.* Elementi u mikrokoncentracijama su često skloni pojavi adsorpcije na radnim materijalima, što se pri normalnom radu ne zapaža. U nekim slučajevima sva radioaktivnost  $^{47}\text{Sc}$  ili  $^{206}\text{Bi}$  biva potpuno zadržana prostim propuštanjem rastvora kroz filter-papir, na kojem se adsorbuju.

Stakleni sudovi su često nepodalan materijal za rad jer se na površini adsorbuju mikroelementi. Specifičan slučaj iz ove kategorije se dešava pri radu s radioizotopima alkalnih metala. Zidovi se kontaminiraju i ova se radioaktivnost teško otklanja i posle obrade najefikasnijim sredstvima, npr. hrom-sumpornom kiselinom. Primer je rad s rastvorima  $^{137}\text{Cs}$ . Ovde se ne radi o prostoj adsorpciji već o jonskoj izmeni: joni radiocezijuma se razmenjuju s atomima kalijuma ili natrijuma u staklu i tako ulaze u njegov sastav. (Da se ne radi o radioaktivnim supstancijama, to se ne bi moglo ni zapaziti). Izlaz iz ovakve situacije je izvođenje obrnutog procesa: sudovi se obrađuju rastvorima neaktivnih alkalnih soli, prilikom čega se postiže obrnuta izmena, pa radioaktivnost odlazi u rastvor. Spečavanje kontaminacije sudova se može sprečiti nanošenjem tankog sloja hidrofobnih supstancija, npr. silikonima, ili, još bolje, upotrebo kvarcnog ili polietilenskog posuđa.

*Neizotopski nosači.* Postoje situacije kada radioizotop nema stabilnog partnera koji bi mu mogao služiti kao nosač. Ovo je slučaj kod mnogih prirodnih i veštački

<sup>108</sup> Delimični izuzeci su vodonična jedinjenja koja sadrže deuterijum i tritijum, gde relativno velika razlika u masama dovodi do manjih razlika u hemijskom ponašanju ([§ 10.1.3](#)).

proizvedenih radioelemenata. U takvim slučajevima su od pomoći *neizotopski nosači*, elementi sličnih hemijskih osobina, najčešće homolozi u vertikalnim kolonama Periodnog sistema. Tako joni radijuma idu s barijumom, francijuma s cezijumom, aktinoidi s lantanoidima itd.

Joni u malim koncentracijama su skloni *koprepicitaciji*, tj. zajedničkom taloženju sa sasvim nesrodnim supstancijama. Primeri su talozi aluminijum-hidroksida, gvožđe(III)-hidroksida ili mangan-dioksida.

Nekada je dodavanje nosača bio gotovo obavezan postupak. Danas raspolažemo nizom tehnika, kao što su to ekstrakcija organskim rastvaračima, elektroliza, hromatografija, jonska izmena itd. koje omogućavaju dobivanje rastvora bez nosača (engl. carrier-free) kada je to potrebno. Hromatografija na papiru je posebno pogodan metod. Posle izvedenog razdvajanja, traka se premeri brojačem i radioaktivni deo prosti iseče.

Često se srećemo s radionuklidima kratkog veka s kojima treba izvesti hemijske operacije. Ovde nema univerzalnih tehnika, već od veštine istraživača zavisi da li će naći pogodan i dovoljno brz put. Kod nuklida veoma kratkog veka, hemija, razumljivo, više nema nikakvih šansi.

### 11.3.2 Efekti visokih aktivnosti

Alfa-emiteri predaju rastvorima veliku energiju svog zračenja. Posledica je zagrevanje. U najvećem broju slučajeva zagrevanje je zanemarljivo, ali npr. rastvor od 0,7 g/l  $^{242}\text{Cm}^{3+}$  ( $t_{1/2} = 163$  d.) konstantno ključa. Ovo je ponekad i povoljno jer se preparati sami od sebe brzo osuše.

Nuklid  $^{241}\text{Am(VI)}$  ( $t_{1/2} = 432$  god.) se u rastvorima spontano redukuje do Am(III) brzinom od 5% na čas.

Radiolitički  $\text{H}_2$  često onemogućava taloženje jer svojim mehurićima podiže čestice uvis. Čak i posle centrifugovanja, teško je odvojiti talog (npr. kod  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{242}\text{Cm}$  itd.).

Zračenje ponekad izaziva peptizaciju taloga (gel pretvara u sol).

U rastvorima radioaktivnog jona joda, pored  $\Gamma^-$ , uvek ima i  $\text{I}_2$ ,  $\text{IO}_3^-$  i još nekoliko oblika joda, što se javlja i u nekim drugim slučajevima.

Intenzivno zračenje često onemogućava građenje jedinjenja. Tako se  $\text{CmF}_4$  može dobiti samo sa  $^{244}\text{Cm}$  ( $t_{1/2} = 18$  god.) ali ne i sa  $^{242}\text{Cm}$  ( $t_{1/2} = 163$  d.). Sinteza metalo-organskog jedinjenja  $\text{Cm}(\text{C}_5\text{H}_5)_3$  se može ostvariti samo sa dugoživućim  $^{248}\text{Cm}$  ( $t_{1/2} = 3,4 \cdot 10^5$  god.).

Pri radu s rastvorima aktinoida treba strogo voditi računa da se spreči nuklearna lančana reakcija, o čemu je više podataka dato u § 8.2.4.

U intenzivnim poljima zračenja staklo dobiva obojenja i postaje krto (kristališe), dok se plastični materijali razgrađuju, takođe postaju krti i mogu uneti proizvode razgradnje u rastvore.

Na kraju, toksičnost nekih radionuklida, naročito  $\alpha$ -emitera, daleko prevazilazi hemijsku toksičnost istih elemenata, na šta svakako treba obratiti pažnju.

### 11.3.3 Radiohemiska laboratorijska oprema

Gore pomenuti efekti ekstremnog razblaženja ili visokih specifičnih aktivnosti  $\alpha$ -emitera, ipak su izuzetni slučajevi. Inače se rad s radioaktivnim supstancijama bitno ne razlikuje od obične hemije. Radioaktivnost svakako traži jedan broj mera predostrožnosti. Pre svega, razlikuje se rad s različitim nivoima radioaktivnosti uzorka u pitanju.

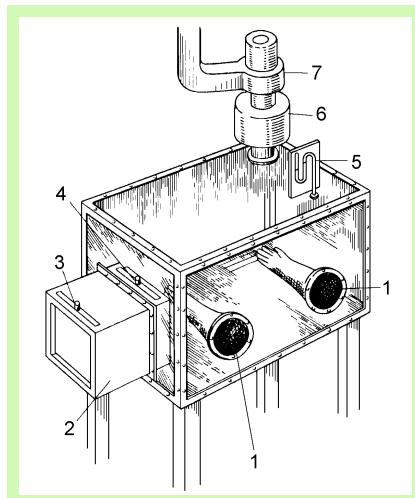
Rad sa radioizotopima na nivou obeleživača (engl. tracer level), tj. s radioaktivnostima takvim da se tek komotno mogu detektovati brojačima, sem laboratorijskog mantila i gumenih rukavica, najčešće ne zahtevaju druge mere predostrožnosti, naročito ne ako su nuklidi u pitanju kratkoživući.

Alfa-emiteri su najbezazleniji ako je u pitanju prostiranje njihovog zračenja. Ono se najvećim delom zaustavlja samoapsorpcijom u samom rastvoru, a domet  $\alpha$ -čestica u vazduhu je manji od 10 cm. Ipak je veoma važno da se izbegne ingestija, unošenje u organizam, bilo preko hrane ili aerosolova, jer su tada najčešće veoma radiotoksični.

Emisija  $\beta$ -čestica se može dešavati u širokom opsegu njihovih maksimalnih energija. Kod nekih  $\beta$ -emitera s malim energijama, npr.  ${}^3\text{H}$  ili  ${}^{14}\text{C}$ , već samoapsorpcija u uzorku sprečava njihovo širenje, što ipak nije slučaj s onima koji su veće energije. Ovde je dovoljna zaštita i lim aluminijuma debljine 1-2 mm. Ipak, kako je apsorpcija  $\beta$ -zraka praćena zakočnim zračenjem u oblasti X-zračenja (§ 4.2.3), o ovome treba voditi računa kod preparata veće aktivnosti.

Veoma pogodan uredaj za rad s uzorcima  $\alpha$ -emitera i  $\beta$ -emitera bez prodornog  $\gamma$ -zračenja su *kutije s rukavicama* čija je jedna varijanta predstavljena na slici 11.2. Zidovi su od pleksi-stakla i u njima se održava mali potpritisak, kako ne bi došlo do širenja radioizotopa u okolinu.

Postoji samo manji broj „čistih“  $\beta$ -emitera, dok je većina praćena naknadnim emisijama  $\gamma$ -zračenja veoma različitih energija. Kod emitera prodornog, „tvrdog“,  $\gamma$ -zračenja dovoljno je stavljanje zaštite od nekoliko centimetara olovnih cigala. U



**Slika 11.2.** Kutija s rukavicama. 1 – Ugrađena rukavica, 2 – pretkomora, 3 i 4 – zatvarači, 5 – manometar, 6 – filter, 7 – ventilator.

slučajevima visokog fluksa  $\gamma$ -zračenja, npr. pri hemijskoj obradi isluženog goriva reaktora (gl. 9.2), operacije se izvode iza teških zidova i preko mehaničkih manipulatori, koji mogu reprodukovati na daljinu i najsuptilnije pokrete ljudske šake.

Sve operacije s uzorcima višeg nivoa radioaktivnosti se izvode u radiohemijskim digestorima s jakom ventilacijom.

Radiohemiske laboratorije moraju imati efikasnu ventilaciju i pouzdan sistem *radioaktivne kontrole* koja se obavezno vrši pri ulasku i izlasku u prostorije, gde se izvodi i presvlačenje osoblja.

#### 11.3.4 Proizvodnja radioizotopa za primenu

Proizvodnja u nuklearnim reaktorima. Nuklearni reaktori su najčešće korišćeni izvori neutrona za izvođenje nuklearnih reakcija. Najveće efikasne preseke imaju obično reakcije  $(n, \gamma)$ , ali su moguće i reakcije  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, 2n)$ ,  $(n, f)$  i dr. Kod nekih meta najefikasniji su termalni neutroni (zakon  $1/v$ ), dok se u redim slučajevima kod nekih nuklida, koji imaju izrazite rezonantne maksimume, koriste epitermalni.

Uzorci za ozračivanje u reaktoru treba da ispune niz uslova da ne bi došlo do kontaminacije za vreme ozračivanja. Ako se već ne raspolaze s čistim elementima, najbolji izbor su oksidi, jer se kiseonik praktično ne aktivira neutronima. Kandidati su takođe karbonati i sulfati i u krajnjem slučaju hloridi i fluoridi. Isključene su amonijum-soli, hidrati, većina organskih jedinjenja, bromidi, jodidi i nitrati. Treba naročito обратити pažnju da uzorci budi sasvim suvi, jer se prilikom ozračivanja zagrevaju apsorpcijom neutrona i  $\gamma$ -zračenja pa nastali pritisak vodene pare može izazvati neželjene havarije. Isparljiva jedinjenja se samo izuzetno koriste za ozračivanje.

Sudovi u kojima se izvodi ozračivanje su najčešće kapsule od aluminijuma koji se samo kratkoročno aktivira ( $^{28}\text{Al}$  sa  $t_{1/2} = 2,24$  min.), ili se koriste uzorci u zatopljenim kvarcnim ampulama (nastali  $^{31}\text{Si}$  ima  $t_{1/2} = 2,6$  h). Uzorci se u reaktor unoše kroz za to predviđene horizontalne ili vertikalne kanale. Kod reaktora visokog fluksa, ponekad je potrebno uzorak hladiti vodom posebom cirkulišućom petljom.

Kako se neutronskim ozračivanjem stvaraju nuklidi bogatiji neutronima, proizvodi su po pravilu  $\beta^-$ -emiteri. U tablici 11.1 su pobrojani najčešće korišćeni radioizotopi dobiveni na taj način.

**Tablica 11.1**  
Primeri radioizotopa dobivenih u reaktorima i s akceleratorima

Nuklearna reakcija	Tip nastalog emitera	Vreme poluraspađa	Primena
<i>Reaktorski</i>			
$^{59}_{27}\text{Co}(n, \gamma)^{60}_{27}\text{Co}$	$\beta^-, \gamma$	5,27 god.	radiografija, terapija
$^{31}_{15}\text{P}(n, \gamma)^{32}_{15}\text{P}$	$\beta^-$	14,3 d.	obeleživač
$^{127}_{79}\text{Au}(n, \gamma)^{128}_{79}\text{Au}$	$\beta^-, \gamma$	2,70 d.	med. dijagnostika

$^{191}_{77}\text{Ir}(n, \gamma)^{192}_{77}\text{Ir}$	$\beta^-, \gamma$	74,0 d.	radiografija
$^{14}_7\text{N}(n, p)^{14}_6\text{C}$	$\beta^-$	5730 god.	obeleživač
$^{32}_{16}\text{S}(n, p)^{32}_{15}\text{P}$	$\beta^-$	14,3 d.	obeleživač
$^6_3\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$	$\beta^-$	12,33 god.	obeleživač, fuzija
<i>Akceleratorski</i>			
$^6_3\text{Li}(d, n)^7\text{Be}$	$\epsilon$	53,3 d.	obeleživač
$^{14}_7\text{N}(p, \alpha)^{11}_6\text{C}$	$\beta^+$	20,4 min.	pozitronska tomografija
$^{25}_{12}\text{Mg}(p, \alpha)^{22}_{11}\text{Na}$	$\beta^+, \epsilon, \gamma$	2,6 god.	obeleživač
$^{57}_{26}\text{Fe}(d, n)^{58}_{27}\text{Co}$	$\epsilon, \beta^+$	70,86 d.	obeleživač
$^{55}_{25}\text{Mn}(d, 2n)^{55}_{26}\text{Fe}$	$\epsilon$	2,73 god.	autoradiografija
$^{20}_{10}\text{Ne}(d, \alpha)^{18}_{9}\text{F}$	$\beta^+, \epsilon$	119,8 min.	med. dijagnostika
$^{121}_{51}\text{Sb}(\alpha, 2n)^{123}_{53}\text{I}$	$\epsilon$	13,27 h	obeleživač
$^{238}_{92}\text{U}(d, n)^{239}_{93}\text{Np}$	$\beta^-, \gamma$	2,36 d.	građenje transurana

Ovde bi trebalo dodati neke od mnogobrojnih fisionih proizvoda koji, kada se izdvoje iz smeše (što je složenje), mogu naći namene. Primeri su  $\beta^-$ -emiteri  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{91}\text{Y}$ ,  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{99}\text{Tc}$ ,  $^{103}\text{Ru}$ ,  $^{106}\text{Ru}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{147}\text{Pm}$  itd.

Relativno jednostavnii linearni akceleratori malih dimenzija, koji ubrzavaju deuterone, mogu biti vrlo pogodni izvori neutrona proizvedenih d-d reakcijom.

Prilikom neutronskega ozračivanja uzoraka pored očekivanih izotopa s viškom neutrona neretko nastaju radioaktivnosti koje se na prvi pogled ne očekuju. Tako ozračivanje rubidijum-hlorida uz radioizotop rubidijuma,  $^{88}\text{Rb}$ , daje i  $^{32}\text{P}$ ,  $^{35}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Cl}$ ,  $^{38}\text{Cl}$  i  $^{134}\text{Cs}$ . Prva četiri nastaju od hlorova ( $n, \alpha$ ), ( $n, p$ ) i ( $n, \gamma$ ) reakcijama, dok je poslednji posledica prisustva srodnog elementa cezijuma koji je uvek prisutan u malom procentu.

Proizvodnja u akceleratorima. Postoji mogućnost dobivanja radioizotopa i ozračivanjem (bombardovanjem) u akceleratorima. Najčešće se koriste ubrzani protoni i deuteroni u reakcijama ( $p, n$ ), ( $p, 2n$ ), ( $p, \alpha$ ), ( $d, n$ ), ( $d, 2n$ ), ( $d, p$ ) itd. Pošto se radi o nanelektrisanim projektilima, ove reakcije imaju prag iznad 1 MeV. Ovde reakcije ( $d, p$ ) daju iste proizvode kao i reakcije ( $n, \gamma$ ) u reaktoru iako su ove poslednje po pravilu većeg efikasnog preseka. Ponekad se koriste i ubrzani joni helijuma koji takođe daju niz radionuklida u reakcijama ( $\alpha, n$ ), ( $\alpha, 2n$ ), ( $\alpha, pn$ ) i slično. Za razliku od neutronskega ozračivanja, ovde se dobivaju pretežno  $\beta^+$ -emiteri (v. tablicu 11.1).

Kako reakcije ( $n, \gamma$ ) u reaktorima daju samo teži izotop ozračenog elementa, specifična aktivnost proizvoda može biti mala jer je novonastali izotop razblažen osnovom. Kod akceleratorskih reakcija se može odabrati meta koja će dati radioizotop drugog elementa, tako da posle odvajanja imamo radioizotop bez nosača.

Mogu se dobiti izotopi koje ne možemo dobiti neutronskim ozračivanjem.

Ozračivanjem natrijuma u reaktoru nastaje  $\beta^-$ -aktivni izotop s  $t_{1/2} = 15$  h, što može biti prekratko u biološkim istraživanjima. U akceleratoru se može ozračiti magnezijum koji će reakcijom  $^{26}\text{Mg}(d, \alpha)^{22}\text{Na}$  dati  $\beta^+$ -aktivni izotop s  $t_{1/2} = 2,6$  god. Na analogan način, za dobivanje radiokadmijuma visoke specifične aktivnosti, put  $^{114}\text{Cd}(n, \gamma)^{115}\text{Cd}$  (53,5 d.) je znatno nepogodniji od puta  $^{109}\text{Ag}(d, 2n)^{109}\text{Cd}$  (1,27 god.). Ozračivanje vanadijuma neutronima daće kratkoživući izotop  $^{52}\text{V}$  (3,7 min.); korišćenje protonskog bombardovanja titanijuma, u reakciji  $^{48}\text{Ti}(p, n)^{48}\text{V}$ , nastali izotop ima  $t_{1/2} = 16,0$  d.

Kod sinteze najtežih elementa iza fermijuma ( $Z = 100$ ), reaktorski neutroni više nisu upotrebljivi pa se efikasno koriste akceleratori teških jona.

Ozračivanje se može izvesti bilo u samoj unutrašnjosti akceleratora (ciklotrona) ili spolja snopom koji se elektostatički skreće s radijalne putanje. Kada se radi o praškovima, da bi se sprečila kontaminacija unutrašnjosti vakuum-komore, uzorci su u posebno konstruisanim metama, gde je prah odeljen tankim volframskim limom a sav uređaj je hlađen vodom. Za razliku od neutronske ozračivanja, uzorci su tanki, jer je domet nanelektrisanih čestica u čvrstim telima ograničen.

### 11.3.5 „Muža” izotopa

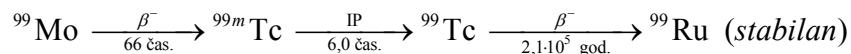
Ako postoji par dugoživućeg roditelja i kratkoživućeg potomka, moguće je ostvariti stalno izdvajanje potomka s tim što je roditelj fiksiran. „Muža” radioizotopa je postupak dobivanja određenog radioniklida-potomka putem njegovog odvajanja od pretka, sa kojim je u radioaktivnoj ravnoteži, prolaznoj ili vekovnoj<sup>109</sup>. Odvajanje se može izvesti prikladnim fizičkim ili hemijskim postupkom. Koncentracija potomka će nakon odvajanja od pretka rasti dok ne dostigne maksimum, tj. sve dok se ponovo ne dostigne ravnoteža, a to je grubo posle jednog ili dva srednja vremena života potomka. Nakon toga potomak se ponovo može izdvojiti, tj. može se izvršiti nova „muža” radioizotopa-pretka, koji se u ovom kontekstu često zove „krava”. Analogno tome izdvojeni potomak je „mleko”. „Muža” se može ponavljati sve dok je aktivnost „krave” dovoljno visoka. Kretanje aktivnosti „krave” i „mleka” u vremenu je ilustrovano na slici 11.3. Izdvojeni potomak može biti korišćen u najrazličitije svrhe. Ovde će biti navedena dva tipična primera postupka „muže”.

1. *Molibden-tehnecijum*<sup>110</sup>. U ovom slučaju se uspostavlja privremena ravnoteža

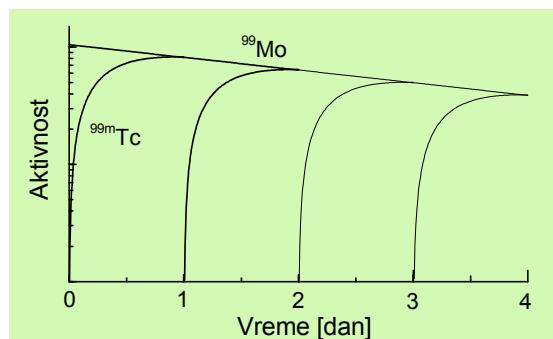
<sup>109</sup> Podsetimo se da je u stanju **prolazne radioaktivne ravnoteže** ( $\lambda_1 < \lambda_2$ ) odnos brojeva neraspadnutih atoma pretka i potomka dat kao  $N_2/N_1 = \lambda_1/(\lambda_2 - \lambda_1)$ , odakle se može zaključiti i o njihovoj aktivnosti. U slučaju vekovne ravnoteže ( $\lambda_1 \ll \lambda_2$ ) aktivnosti pretka i potomka su jednakе, tj.  $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$ . Za detalje proračuna aktivnosti čitalac se upućuje na § 3.3.3.

<sup>110</sup> Element tehnecijum je prvi put dobiven 1937. godine pri ozračivanju molibdena deuteronomima. Ne postoji u prirodi, na šta ukazuje i njegovo ime (veštački, tehnički). Danas je poznato 30 radioaktivnih izotopa ovoga elementa, a po nalazima nuklearne fizike on i ne može imati stabilne izotope. Najduža vremena života imaju njegovi izotopi  $^{97}\text{Tc}$  ( $t_{1/2} = 2,6 \cdot 10^6$  god.),  $^{98}\text{Tc}$  ( $t_{1/2} = 1,5 \cdot 10^6$  god.) i  $^{99}\text{Tc}$  ( $2,12 \cdot 10^5$  god.) i saglasno tome prvobitno nastale količine ovog elementa se nisu mogle sačuvati na Zemlji. Sporadično on ipak nastaje spontanom fisijom

između Mo i Tc koja se može predstaviti jednačinom



Muža se može obavljati svakih 24 časa. Nakon izvršene muže aktivnost potomka spadne na vrednost blisku nuli, da bi u sledeća 24 časa ponovo dostigla svoj maksimum. Kretanje aktivnosti pretka i potomka u funkciji vremena za ovaj primer je prikazano na već spomenutoj slici 11.3.

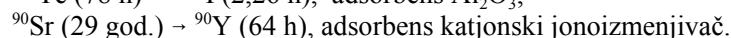
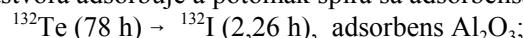


Slika 11.3. Kretanje aktivnosti pretka ("krave") i potomka ("mleka") prilikom "muže" radioizotopa, prikazano na primeru  $^{99}\text{Mo} - {}^{99m}\text{Tc}$ .

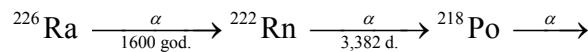
Izotop molibdена  $^{99}\text{Mo}$ , koji je u gornjoj shemi generator tehnecijuma (krava), se obično dobiva kao proizvod fisije  $^{235}\text{U}$ , ili ozračivanjem drugog izotopa molibdена neutronima u nuklearnom reaktoru. Pri tome dolazi do reakcije  $^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo}$ .

Tehnecijumov izotop  $^{99m}\text{Tc}$  se široko primenjuje u [nukleranoj medicini](#), što je detaljnije opisano u § 11.4.1.

Na istom principu su danas u upotrebi mnogi parovi radionuklida, gde se roditelj iz rastvora adsorbuje a potomak spira sa adsorbensa, na primer:



2. *Radijum-radon*. Istorijski je značajan i u upotrebi bio više od pola veka par radijum-radon. Radijum ( $t_{1/2} = 1600$  god.) u obliku svoje soli rastvoren je u vodi. Od njega stalno nastaje radon sa  $t_{1/2} = 3,82$  dana. Između ova dva izotopa se uspostavlja vekovna ravnoteža u reakciji



Kako je radon inertan gas, on će se pretežno naći nad rastvorom. Sada je mogućno

---

uranijuma, ali su te količine ekstremno male. U zvezdama pa i na Suncu nastaje u niklearnim procesima, gde je i konstatovan detektovanjem odgovarajućih spektarskih linija.

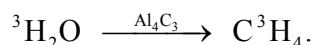
odvojiti atmosferu nad rastvorom, ukloniti iz nje vodenu paru i proizvode radiolize, tako da preostaje sam radon koji se lako može kondenzovati tečnim azotom. Posle ponovnog uspostavljanja radioaktivne ravnoteže proces se ponavlja. Ovaj metod je dugo vremena bio upotrebljavani za spravljanje **neutronskih izvora** Rn–Be (§ 6.4.3), ali se danas više ne koristi jer ima praktičnijih. S obzirom na vreme poluraspada radona „muža” se može obavljati svakih 25 dana, kada njegova aktivnost dostiže maksimum. To može da traje oko 5000 godina.

#### 11.4 METOD IZOTOPSKIH OBELEŽIVAČA (INDIKATORA)

Metod izotopskih indikatora se koristi za izučavanja svojstava supstancija ili za praćenje procesa u kojima one učestvuju, a sastoji se u tome da se u datim sistemima umesto izotopa nekog elementa, koji se u tom sistemu nalazi u prirodnoj koncentraciji, uvede neki drugi izotop istog elementa na osnovu kojega se prati ponašanje sistema. Taj novouvedeni izotop (ili više njih) se naziva izotopski obeleživač ili indikator, a sam metod je metod obeleženih atoma. Ovaj metod je danas u praksi veoma rasprostranjen jer omogućuje praćenje najrazličitijih procesa, hemijskih, bioloških, geoloških, hidroloških i drugih. Ako se za izotopsko obeležavanje koristi radioaktivni izotop onda se radi o radioaktivnim indikatorima, koji se prate radiometrijskim metodama. Ako je kao indikator upotrebljen stabilni izotop (npr. D,  $^{13}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ ,  $^{18}\text{O}$ ) on će biti praćen nekom od metoda za izotopske analize stabilnih izotopa, najčešće putem spektrometrije mase.

Izotopi nekog elementa su, kako je poznato, veoma slični po svojim fizičkim i hemijskim svojstvima, pa se, u smislu njihove primene kao izotopskih obeleživača, može smatrati da se u procesima u kojima učestvuju ponašaju identično, tj. izotopski efekti se zanemaruju. Izuzetak od ovoga su postupci razdvajanja izotopa putem višestrukog ponavljanja nekog elementarnog procesa, kao i neki procesi sa izotopima vodonika, kod kojih se izotopski efekt ne može zanemariti.

Izotopski obeleživači su izrazito dobili na značaju nakon otkrića veštacke radioaktivnosti i izgradnje reaktora, kada je postalo moguće za praktično svaki element imati radioizotope koji se mogu koristiti za pravljenje obeleženih jedinjenja. Za dobivanje obeleženih jedinjenja najčešće se koristi (i) izotopska razmena, ali postoje i drugi metodi, kao što su: (ii) Direktna hemijska sinteza iz već obeleženih komponenti. Jednostavan primer je dobivanje metana obeleženog tritijumom dejstvom  $\text{Al}_4\text{C}_3$  na vodu koja sadži T



U upotrebi su i sinteze putem (iii) metode atoma uzmaka („vruća” sinteza), zatim (iv) radiaciona sinteza itd.

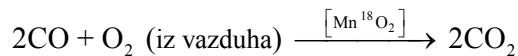
Prednosti metoda obeleženih atoma su:

- visoka osetljivost (do  $10^{-19}$  g),
- specifičnost (nemoguće je pobrati dva izotopa),
- mogućnost brzoga posmatranja bez razaranja sistema (važno za biologiju),
- proste merne aparature.

### 11.4.1 Primeri primene obeleženih jedinjenja

1) Istraživanja procesa u hemiji i fizičkoj hemiji

a) *Mehanizmi reakcija*, npr. oksidacija CO u prisustvu katalizatora MnO<sub>2</sub>:



Za ovu reakciju nije bilo poznato da li kiseonik iz katalizatora ide u CO<sub>2</sub> ili se ovaj uzima direktno iz vazduha. Obeležavanjem katalizatora izotopom <sup>18</sup>O dokazano je da njegov kiseonik ne odlazi u ugljjenmonoksid koji se nagrađuje, jer u ovom poslednjem nije nađena razlika u izotopskom sastavu kiseonika u odnosu na prirodno stanje. Zaključak je da se sav kiseonik za oksidaciju ugljenmonoksida uzima direktno iz vazduha.

b) *Samodifuzija*. Kako je navedeno u § 10.1.2, *samodifuzija* je, u skladu sa prvim Fikovim zakonom ([jedn. 10.3](#)), okarakterisana *koeficijentom samodifuzije D* (m<sup>2</sup>/s). Poznavanje vrednosti ovoga koeficijenta je veoma značajno za mnoge procese, a merenje tih vrednosti nije moguće izvesti neizotopskim metodama, jer se čestice koje difunduju ne razlikuju od onih kroz koje difunduju.

Metod izotopskog obeležavanja omogućuje praćenje kretanja takve vrste, kao i praćenje promena njene koncentracije duž datog pravca, te merenje difuzionog fluksa na osnovu praćenja obeleživača. Pri određivanju vrednosti koeficijenta difuzije uzme se uzorak sa neravnomernom početnom raspodelom koncentracije radioaktivnog izotopa. U izotermičkim uslovima ta raspodela se menja i koncentracija  $c(x,t)$  se izjednačava zbog difuzije radioaktivnih čestica. Poređenje krajnjeg stanja sa početnim omogućuje određivanje vrednosti koeficijenta  $D$ . Vremenski tok difuzije dat je kao

$$D = -\frac{x^2}{4t} \ln \frac{c}{c_0} \quad (11.23)$$

$c$  - koncentracija na rastojanju  $x$ , i  $c_0$  - koncentracija na rastojanju nula u vremenu  $t$ .

Već u ranim danima primene prirodne radioaktivnosti (Heveši, 1920) izvedeno je merenje koeficijenta samodifuzije olova. Na jednu stranu olovne ploče je nanet sloj radioaktivnog <sup>210</sup>Pb (RaD) ili <sup>212</sup>Pb (ThB). S druge strane ploče je brojač. Kako radioaktivno olovo prodire kroz uzorak, na drugoj strani radioaktivnost raste pa se može odrediti  $D$ . Ako se eksperiment izvede na više temperaturna, prema relaciji  $D = A \exp(-Q/RT)$  iz nagiba dijagrama  $1/T$  prema  $\ln D$  se može dobiti i aktivaciona energija difuzije,  $Q$ . Već su prvi rezultati pokazali da je samodifuzija u čvrstim telima znatno brža no što se to do tada smatralo.

Metod radioaktivnih obeleživača je primjenjen na određivanje  $D$  i kod brojnih drugih čvrstih tela i fluida upotrebljavajući radioaktivne ili obogaćene stabilne izotope. Formalno, ovo je ipak prodiranje dvaju različitih supstancija jedne u drugu, ali se zbog praktične identičnosti ponašanja izotopa istog elementa, ovo može zanemariti.

## 2) Medicina i biologija

Ovo su oblasti u kojima se i izotopi i zračenja izuzetno široko koriste. To naročito važi za medicinu, u okviru koje su se razvile čitave discipline kao što su nuklearna medicina, radiologija, radiofarmakologija itd. S druge strane, ove primene se odnose jednakoj i na dijagnostiku i na terapiju. Od mnoštva primera ovde će biti navedeno samo nekoliko tipičnih.

a) *Radiofarmaceutici u dijagnostici.* Poznato je da se neka jedinjenja ili elementi specifično akumuliraju u pojedinim organima ljudskog organizma. Ako se takva

jedinjenja obeleže nekim radioizotopom i unesu u organizam pacijenta onda se na osnovu kretanja radiaktivnosti u tim organima, koje se prati podesnim detektorom (npr. *gama*-kamerom, scintigrafski), može pratiti neki fiziološki proces i ustanoviti dijagnoza.

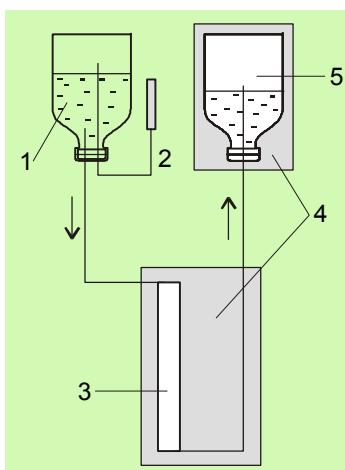
Veoma široku primenu u navedene svrhe ima već spominjani izotop  $^{99m}\text{Tc}$ . On se dobiva **metodom „muže“ izotopa** (§ 11.3.5) u uređaju koji se zove  $^{99m}\text{Tc}$ -generator i to najčešće u obliku *natrijum- $^{99m}\text{Tc}$ -per-tehnetata* u fiziološkom rastvoru NaCl. Kao takav može se koristiti za npr. scintigrafiju mozga, štitne žlezde, pljuvačnih žlezda, stomaka ili *in-vivo* obeležavanje eritrocita. S druge strane, sa ovim rastvorom se dalje mogu spravljati mnogi drugi radiofarmaceutici i koristiti za selektivno posnatranje npr. pluća, jetre, kostiju, bubrega itd.

**Slika 11.4.** Generator  $^{99m}\text{Tc}$ : 1–eluent, 2–odušak, 3–hromatografska kolona, 4–olovna zaštita, 5–evakuisana boca za skupljanje  $^{99m}\text{Tc}$ .

Generator tehnecijuma je prikazan na slici 11.4. On se sastoји od hromatografske kolone (od aluminijum-trioksiда) na kojoj je  $^{99}\text{Mo}$ , koji se dobiva ozračivanjem molibdena u reaktorima ili se odvaja iz smeše fisionih proizvoda, najčešće adsorbovan u obliku gela cirkonijum-molibdata. Raspadom  $^{99}\text{Mo}$  nastaje  $^{99m}\text{Tc}$ , koji se sa kolone može izdvajati spiranjem fiziološkim rastvorom NaCl. Posuda 5 na slici je evakuisana. Pomoću tog vakuuma rastvor iz boce 1 preko kolone prevlači se u bocu 5.

b) *Stanje tiroidne žlezde.* Poznato je da se skoro sav jod koji se uneše u organizam koncentriše u tiroidnoj žlezdi. Ta žlezda reguliše rast i metabolizam i njen funkcionisanje je od vitalnog značaja za zdravlje ljudi. Poremećaji u njenom radu izazivaju ozbiljne teškoće. Oni se često mogu utvrditi tako što se prati koncentracija joda u njoj u funkciji vremena, a to se vrlo efikasno može izvesti na osnovu praćenja aktivnosti izotopa  $^{131}\text{I}$  ( $t_{1/2} \approx 8$  dana). S obzirom na kratko vreme poluraspada ovog izotopa organizam će biti izložen njegovom zračenju oko mesec dana.

Naime, pacijentu se dozira mala aktivnost joda ( $\approx 10 \mu\text{Ci}$ , tj.  $0,37 \text{ MBq}$ ) koju on popije u obliku NaI u soku od pomorandže. Scintilacionim brojačem meri se  $\gamma$ -emisija iz tiroidne žlezde na datom rastojanju ( $\approx 20 \text{ cm}$ ) i poredi sa aktivnošću modela žlezde



napravljenog od sintetičkog materijala u koji je ubrizgana ista aktivnost. Odnos *model/pacijent* u funkciji vremena se upoređuje sa analognom slikom koju daje žlezda zdrave osobe. Iz izgleda te krive se zaključuje o poremećaju. Tako na primer, ako je ona iznad „normalne“ krive žlezda je *hiperaktivna*, a suprotno je *hipoaktivna*.

Terapija radioaktivnim jodom kod tumora štitne žlezde izvodi se na sličan način. Pacijent popije neki rastvor joda obeležen izotopom  $^{131}\text{I}$ , s tim što su doze kod terapije znatno veće nego kod utvrđivanja dijagnoze i iznose oko  $200 \mu\text{Ci}$  ( $7,4 \text{ MBq}$ ). Ta se aktivnost primarno vezuje za štitnu žlezdu i na taj način sprečava preterani rast tkiva, uništavajući tumor u njoj.

### 3) Poljoprivreda

*Primena veštačkih đubriva.* U savremenoj visokoprinosnoj poljoprivredi upotreba veštačkih đubriva je široko rasprostranjena. Među različitim komponentama koje se u cilju đubrenja dodaju zemljištu nalaze se i fosfati. Praćenje kretanja tih fosfata kroz zemljište i biljku moguće je ostvariti preko praćenja aktivnosti izotopa  $^{32}\text{P}$  (čist  $\beta^-$ -emiter,  $t_{1/2} = 14,26$  dan), kojim se fosfati obeleže. Na osnovu toga je npr. moguće odrediti njihov uticaj na rast i prinose, optimalno vreme prihranjivanja itd.

Da bi se ustanovilo koliko fosfatnog đubriva u obliku amonijum-fosfata treba dodati onim fosfatima koji već postoje u zemljištu, i u kojem stadijumu rasta biljke to treba učiniti, potrebno je pratiti usvajanje fosfata od strane biljke i njihovu raspodelu. To se postiže korišćenjem đubriva obeleženog navedenim izotopom. Specifična aktivnost đubriva mora biti poznata. Meri se raspodela radioaktivnosti duž biljke u toku vremena. Ta radioaktivnost je mera udela veštačkog đubriva u ukupnom fosforu. Ukupna količina preuzetog fosfora se određuje hemijskom analizom. Sadržaj prirodnog fosfora se određuje iz razlike ukupnog i radioaktivnog. Iz ovakvih merenja je zaključeno da je đubrenje fosfatima efikasnije ako se izvede znatno pre setve, jer je procenat usvojenog fosfora tada oko 60%. U suprotnom taj procenta se smanji upola.

### 4) Hidrologija

*Podzemni vodotokovi* se mogu pratiti tako da se u vodu na nekoj lokaciji (kod reka ponornica npr. to je obično na ponoru) pušta neka boja pa se na osnovu eventualnog prisustva i koncentracije te boje na određenom izvorištu utvrđuje da li je ta voda i u kojoj meri u vezi sa vodom koja ponire. Ovaj metod često može da omane ako voda prolazi kroz zemljište koje hemijski neutrališe boju. Međutim, ako se voda obeleži tritijumom i prati njena radioaktivnost na izvorištima, onda je to pouzdan indikator toka, bez obzira na hemijske promene koje mogu da se dogode na njenom putu. Molekuli HTO se ponašaju praktično identično molekulima  $\text{H}_2\text{O}$ . Na teritoriji bivše Jugoslavije izvođeno je više takvih istraživanja. Kako je tritijum jedan od najmanje radiotoksičnih nuklida, opasnosti od kontaminacije su minimalne.

### 11.4.2 Primeri drugih primena izotopa

#### 5) Industrja

*Kontrola debljine zidova visokih peći.* Kod visokih peći u crnoj metalurgiji, njihove obloge su izložene postepenom trošenju. Određivanje preostale debljine zidova je prilično složen zadatak, koji se danas najčešće rešava primenom radiokobalta. Prilikom zidanja oblage, na određenoj dubini se ugrađuju pastile od  $^{60}\text{Co}$  ( $t_{1/2} = 5,27$  god.). Kada se obloga istanji do te tačke, kobalt se homogeno rastvara u istopljenom gvožđu. Nalazak zračenja u izlivenom proizvodu je tako znak stanja oblage.

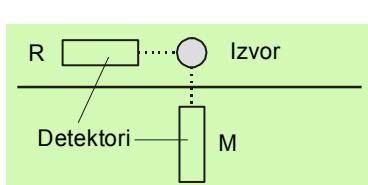
Stoga se danas radioaktivnost kobaleta sreće u praktično svim proizvodima crne metalurgije. Nivo zračenja je minimalan i jedva primetan, ali je ipak gvožđe iz tog razloga nepogodno kao zaštitna obloga brojača niskog nivoa zračenja. Da bi se dobilo gvožđe bez ove radioaktivnosti prepapaju se proizvodi, npr. delovi brodova ili mostova, načinjeni *pre nuklearne ere*<sup>111</sup>.

*Merenje i kontrola debljine folija, limova, traka.* Ovaj metod se sastoji u merenju slabljenja intenziteta radioaktivnog zračenja iz nekog izvora, koje je posledica apsorpcije u materijalu čija se debljina meri.

Treba se podsetiti da se **masena moć zaustavljanja** nekog zračenja u datom materijalu izražava kao odnos odgovarajuće linearne moći i gustine materijala (jedn. 4.4), a da **linearna moć predstavlja** gubitak energije (slabljenje zračenja) po jedinici puta u materijalu (jedn. 4.2). Iz navedenih odnosa sledi da je za merenje debljine nekog materijala (koja se obično izražava u  $\text{g/cm}^2$ , v. § 4.1.1) neophodno izmeriti gubitak energije datog zračenja na datoru debljini, uz poznavanje masene moći zaustavljanja za dati materijal. Na osnovu jednačine 4.4 se može napisati da je ta debljina

$$d_m = \frac{m}{P} = \frac{dE}{S_m}. \quad (11.24)$$

Princip rada uređaja koji ovakva merenja omogućuje je prikazan na slici 11.5.



Smanjenje energije zračenja se određuje iz razlike u brzinama brojanja (impulsi/vreme) mernog i referentnog detektora. Može se postupiti i tako da se napravi dijagram koji daje zavisnost brzine brojanja od debljine, uz pomoć koga se nepoznata debljina lako određuje.

Za merenje debljine se obično koriste  $\beta$  ili  $\gamma$ -emiteri, što zavisi od opsega debljina. Prvi su dobri detektori, M- merni detektor.

<sup>111</sup> Slična situacija je sa savremenim olovom koje uvek sadrži prirodni radionuklid  $^{210}\text{Pb}$  sa  $t_{1/2} = 22,3$  god. (RaD iz uranijumovog niza kojeg uvek ima u rudi). Da bi se dobilo olovo bez ovog dodatka prepapaju se predmeti načinjeni bar pre dva veka. Dobar izvor ovakvog olova su krovovi srednjovekovnih crkava.

za manje debljine. Tako na primer izotop  $^{90}\text{Sr}$ , koji je  $\beta^-$ -emiter sa maksimalnom energijom  $\beta$ -zračenja od 0,54 MeV, podesan je za merenja debljina u opsegu od 60-500 mg/cm<sup>2</sup>. Kada treba izmeriti veće debljine koriste se  $\gamma$ -izvori, npr.  $^{60}\text{Co}$ , čije zračenje može da prodre i kroz čelik debeo 150 mm.

*Eliminisanje statickog elektriciteta.* Kod mnogih procesa proizvodnje, npr. plastičnih folija ili tekstilnih vlakana, proizvod iz uređaja izlazi sa manjim ili većim statickim nanelektrisanjem. Ponekad je veoma važno sprečiti pojavu varničenja, kao kod nitroceluloznih folija ili baruta. Negativni elektricitet se može lako neutralisati ako se nad nailazećom folijom nalaze izvori  $\alpha$ -zračenja, a pozitivni  $\beta$ -emiterima, najčešće izvorima tritijuma. Ovo omogućava veću brzinu protoka proizvoda.

*Gama-defektoskopija* je metod prozračivanja raznih materijala analogan prozračivanju X-zracima. Prednosti ovog metoda su u tome što se može odabratи  $\gamma$ -emiter manje ili veće prodornosti, kao i u pokretljivosti samih izvora bez potrebe za izvorima struje. U tablici 11.2 su pobrojani nuklidni najčešći upotrebljavani u te svrhe.

**Tablica 11.2**  
Radionuklidi u upotrebi u  $\gamma$ -defektoskopiji

Nuklid	Najefektivnije debljine, mm	Moguće debljine, mm
$^{155}\text{Eu}$	1 - 10	1 - 15
$^{170}\text{Tu}$	1 - 10	1 - 15
$^{75}\text{Se}$	10 - 15	5 - 30
$^{192}\text{Ir}$	10 - 25	5 - 70
$^{152}, ^{154}\text{Eu}$	20 - 40	15 - 80
$^{137}\text{Cs}$	15 - 80	10 - 120
$^{60}\text{Co}$	60 - 200	40 - 30

Gama-defektoskopija je dragocena i danas obavezna procedura u kontroli varova, naročito u brodogradnji.

*Svetleće brojke.* Već u ranim danima rada s radioaktivnošću je bilo zapaženo da fosforecentne supstancije svetle kada se smešaju s  $\alpha$ - ili  $\beta$ -emiterima. Korišćenjem proizvoda raspada uranijuma ili torijuma ovo je masovno korišćeno za aktiviranje brojčanika satova i drugih instrumenata. Satovi su tako postali i prilično jaki emiteri  $\gamma$ -zračenja. Danas se u tu svrhu upotrebljava tritijum koji nema pratećeg  $\gamma$ -zračenja ali je manje trajan zbog relativno kratkog vremena poluraspada (12,33 god.).

6) Određivanje starosti izotopskim metodama (gl. 3.5)

7) Izotopski izvori struje

Energija koja se oslobađa u radioaktivnom raspadu može se koristiti za pravljenje izvora struje. Za sada se prave generatori manje snage za specijalne namene, kao što su odbrana, kosmički letovi itd.

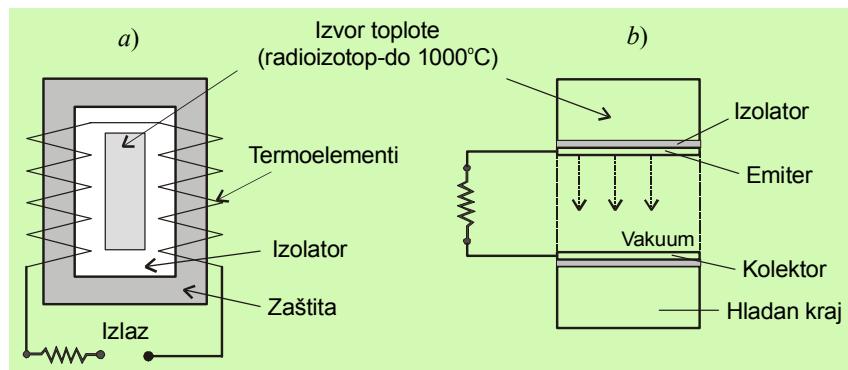
Prvu ćeliju koja proizvodi struju konstruisao je Mozli. Ona je bila zasnovana na

$\beta^-$ -emisiji (što je u stvari struja). Emiter je bio smešten u unutrašnjosti jedne kugle, a emitovani elektroni su skupljani na zidu druge, spoljne kugle koja je bila koncentrična sa prvom. Ostvareni naponi su bili reda 150 kV, struje reda 0,1 A. Ovaj izum danas ima samo istorijski značaj.

Izvori mogu biti konstruisani na različite načine, ali su od većeg značaja dva rešenja, čije su sheme prikazane na slici 11.6. To su (i) termoelektrični i (ii) termojonski. Kod prvih energija koja se oslobađa prilikom radioaktivnog raspada zagreva jedan spoj termoelementa, dok je drugi na „hladnom“. Između njih se ostvaruje razlika potencijala. U cilju povišenja napona više termolemenata može biti spojeno na red.

Kod drugog tipa električnog izvora toploplota iz raspada služi za jonsku emisiju sa jedne elektrode, na račun čega se opet dobiva struja.

U SAD je razvijen efikasan izvor snage SNAP (Space Nuclear Auxiliary Power, Vasionski rezervni napajač) termoelektričnog tipa, koji služi kao rezervni izvor struje za punjenje baterija u podmornicama, kosmičkim brodovima, polarnim stanicama itd. Izotopi koji se najviše koriste za ove svrhe su prikazani u tablici 11.3. Oni moraju biti u termički stabilnim oblicima jer se spontano zagrevaju i do 1000 °C. Jedan od takvih je  $^{238}\text{Pu}$  o kojem je bilo reči i u § 8.2.4. On je nezamenljivi izvor struje za vasionske letelice koje se znatno udaljavaju od Sunca i kod kojih zbog toga solarne ploče ne mogu dati dovoljno struje. Ove letelice sa sobom nose kilogramske količine ovog izotopa<sup>112</sup>. Letelica Voyager 1, lansirana 1977. godine, već je napustila Sunčev sistem,



Slika 11.6. Izotopski izvori struje: a) termoelektrični, b) termojonski.

ali i sa udaljenja od preko 10 milijardi kilometara još uvek šalje razgovetne signale, kojima treba 9,5 sati da stignu do Zemlje. Računa se da će biti funkcionalna još oko 20 godina.

<sup>112</sup> Ove operacije su uvek vezane s rizikom zbog velike radiotoksičnosti plutonijuma. Prvi je lansiranje same letelice, za koju nema apsolutne garancije da će napustiti Zemlju. Kako se ove daljinske letelice, uštede goriva radi, prvo usmeravaju ka Suncu, da bi doble dodatno ubrzanje, i zaokreću proletom oko Venere, one ponovo presecaju Zemljinu orbitu. Uvek postoji izvesna verovatnoća da ih Zemljina gravitacija ponovo privuče i da sagore u njenoj atmosferi, što se do sad nije desilo. Kapsule s plutonijumom stoga imaju veoma dobru termičku zaštitu.

**Tablica 11.3**  
Izotopi koji se koriste u izotopskim izvorima struje

Radioizotop	Emisija - MeV	$t_{1/2}$ , god.	Oblik	(W/cm <sup>3</sup> )	Punjene
<sup>90</sup> Sr/ <sup>90</sup> Y	$\beta, \gamma$ - 0,54	28,8	SrTiO <sub>3</sub>	2,4	20 kCi
<sup>147</sup> Pm	$\beta^-$ - 0,22	2,62	Pm <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2,0	-
<sup>238</sup> Pu	$\alpha$ - 5,5	87,7	PuO <sub>2</sub>	6,5	-
<sup>244</sup> Cm	$\alpha$ - 6	18,1	Cm <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	27	

## 11.5 PRIMENA IZOTOPA I ZRAČENJA U ANALITIČKOJ HEMIJI

Pojava radioaktivnih elemenata i zračenja koja oni emituju su znatno doprinela razvoju analitičke hemije, posebno u domenu kvantitativne analize, kontrole drugih metoda analize i kontrole čistoće komponenti smeše nakon razdvajanja. Radiohemijske metode analize su po pravilu izrazito osetljive i relativno jednostavne. Ovde će biti opisane tri grupe metoda, koje ujedno imaju i najširu primenu. To su: aktivaciona analiza, metod izotopskog razblaženja i metod određivanja sadržaja na osnovu radioaktivnosti.

### 11.5.1 Aktivaciona analiza

Aktivaciona analiza je metod kvantitativnog i kvalitativnog određivanja sastava materijala putem merenja radiaktivnosti jezgara aktiviranih u procesima ozračivanja. Ozračivanje se može izvesti različitim česticama (neutronim, protonima, deutronima,  $\alpha$ -česticama) ili tvrdim  $\gamma$ -zračenjem, pa se i odgovarajući metod prema tome naziva neutronskom aktivacionom analizom, protonskom analizom i sl. Pri tome se element kojeg treba odrediti transformiše u svoj radioaktivni izotop ili u radioaktivni izotop nekog od elemenata koji su susedi ovoga u Periodnom sistemu.

Najjednostavniji slučaj je aktivacija jednoizotopskog uzorka (ako u uzorku ima više izotopa datog elementa onda se analiza može znatno komplikovati). Pri toj aktivaciji ukupna brzina nastajanja radioaktivnih jezgara jednaka je razlici brzine stvaranja i brzine raspadanja. Brzina stvaranja je određena fluksom bombardujućih čestica, efikasnim presekom za datu reakciju aktivacije i koncentracijom jezgara u meti (§ 6.2.1, jedn. 6.16<sup>113</sup>), dok brzinu raspadanja definiše zakon radioaktivnog raspada (§ 1.2.2) Na osnovu toga se može pisati sledeća jednačina

$$\frac{dN^*}{dt} = \Phi \sigma_{akt} N - \lambda N^*, \quad (11.25)$$

<sup>113</sup> Jednačina 6.16 ( $\Delta I = \sigma Inx$ ,  $I$  - intenzitet zračenja) se lako može prevesti u oblik koji je ovde iskorišćen ako se uzme u obzir da je  $I = \Phi P$ , gde je  $\Phi$  fluks čestica a  $P$  površina, te da je koncentracija jezgara u meti  $n = N/V$ , a  $V = Px$ ;  $V$  - zapremina.

$N$  - broj atoma aktivirajućeg izotopa,

$N^*$  - broj radioaktivnih atoma,

$\Phi$  - fluks čestica ( $\text{čest. cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )

$\sigma_{akt}$  - efikasni presek reakcije aktiviranja,

$\lambda$  - radioaktivna konstanta raspada nastalog izotopa.

Ova linearna diferencijalna jednačina I reda ima rešenje

$$N^* = \frac{\Phi \sigma_{akt} N}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}), \quad (11.26)$$

kojim se izražava količina nastalih radioaktivnih jezgara za vreme ozračivanja  $t_1$ . Shodno tome apsolutna aktivnost nastalog izotopa u momentu okončanja ozračivanja je

$$A_{t_1} = \lambda N^* = \Phi \sigma_{akt} N (1 - e^{-\lambda t_1}). \quad (11.27)$$

Za relativno duga vremena ozračivanja (u praksi to znači za  $t_1 \gg t_{1/2}$ , grubo za  $10t_{1/2}$ ) dobiva se tzv. *aktivnost zasićenja* ili *saturaciona aktivnost*, a to je maksimalna aktivnost koju je moguće postići sa datom količinom materijala i datim fluksom čestica

$$t_1 \rightarrow \infty \quad A_{t_1} \rightarrow \Phi \sigma_{akt} N. \quad (11.28)$$

Kako se sada vrši analiza? Ako se aktivnost uzorka meri nakon vremena  $t_2$  pošto je završeno ozračivanje onda je ona jednaka

$$A_{t_2} = A_{t_1} e^{-\lambda t_2} = \Phi \sigma_{akt} N (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2}, \quad N = \frac{m}{M} N_A \quad (11.29)$$

gde je  $A_{t_1} = A_0$  - početna aktivnost uzorka (nakon okončanja ozračivanja),  $M$  - relativna molekulska masa elementa,  $N_A$  - Avogadrov broj.

Ukoliko element nije monoizotopski onda ukupan broj atoma  $N$  treba pomnožiti udelom u prirodnoj smeši izotopa koji se aktivira ( $\theta$ ). Tada gornja jednačina ima oblik

$$A_{t_2} = \Phi \sigma_{akt} \theta N (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2}. \quad (11.30)$$

Iz onoga što je navedeno može se izračunati masa datog elementa u uzorku kao

$$m = \frac{MA_{t_2}}{N_A \Phi \sigma_{akt} \theta (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2}}. \quad (11.31)$$

Dakle, izmerivši apsolutnu aktivnost  $A_{t_2}$  i znajući vrednosti veličina  $\Phi$ ,  $\sigma_{akt}$ ,  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_{1/2}$ ,  $M$  i  $\theta$  moguće je odrediti količinu traženog elementa u ozračivanom uzorku.

Jednačina 11.31 daje mogućnost da se proceni osetljivost ovoga metoda. Naime, količina elementa koji se određuje je utoliko manja ukoliko je veći efikasni presek za reakciju aktiviranja, veći udio aktivirajućeg izotopa u prirodnoj smeši (najveća je osetljivost kod monoizotopskih uzoraka,  $\theta = 1$ ) i ako su primjenjeni jači fluksevi

zračenja. Istovremeno, osetljivost zavisi od minimalne veličine aktivnosti koju je moguće izmeriti.

U neposrednoj upotrebi ove metode najčešće nije praktično raditi preko apsolutne aktivnosti, jer se ona teško meri. Zato se radije koristi relativni metod u kojem se sadržaj elementa određuje u odnosu na neki poznati standard

$$\frac{m}{m_{st}} = \frac{A}{A_{st}}. \quad (11.32)$$

Nepoznati uzorak i standard se ozračuju jednovremeno i pri jednakim uslovima.

Granice detekcije aktivacione analize su po pravilu izuzetno niske. Tako na primer: Au -  $10^{-12}$  (1 mg/1000 t), Eu i In -  $10^{-10}$  -  $10^{-11}$  itd.

Zanimljivi primjeri primene ove analize su: nedestruktivno određivanje sastava starog novca, razlikovanje slika iz perioda do 1850. godine od kasnijih falsifikata (ove slike se razlikuju po sastavu mikroelemenata u bojama, koje su se do tog perioda drugačije pravile), određivanje arsena u kosi (koji može biti i uzrok smrti) itd.

### 11.5.2 Metod izotopskog razblaženja

Izotopsko razblaženje je relativno jednostavan i pouzdan analitički metod kojim se mogu određivati elementi ili molekuli u tragovi, meriti nepoznate zapremine itd. Prvi ga je uveo Heveši koristeći radioaktivne izotope, mada se on može primenjivati i sa stabilnim.

Ideja za ovaj metod potiče od veoma starog načina utvrđivanja broja jedinki određene vrste ptica koje žive u izolovanom sistemu, na primer na nekom ostrvu. Tamo je „razblaženje“ prvi put primenjeno tako što je određen broj ptica obeležen prstenom na nozi a zatim pušten u okolinu. Posle izvesnog vremena, koje mora biti dovoljno dugo da se obeležene jedinke potpuno izmešaju sa neobeleženim, uhvaćen je određen broj ptica. Odnos broja prstenovanih prema broju neprstenovanih u uhvaćenom jatu jednak je odnosu ukupne populacije prema broju prvobitno prstenovanih.

Osnovna prepostavka metoda razblaženja je idealno mešanje, što je kod izotopskih supstancija obezbedeno. Sastoji se u tome da se u uzorak-smešu koji sadrži nepoznatu količinu tražene komponente dodaje poznata količina te iste komponente obeležene radioizotopom. Aktivnost dodate komponente mora biti poznata. Posle vremena koje je dovoljno da se dodata količina potpuno izmeša sa analiziranim materijalom pogodnim hemijskim ili fizičkohemijskim metodom odvoji se deo komponente koja se određuje i izmeri njegova aktivnost.

Ako se uvedu sledeće oznake za pojedine veličine:

$x$  - nepoznata količina tražene komponente (g),

$y$  - poznata količina tražene komponente obeležena radioizotopom, čija je početna radioaktivna koncentracija  $S_p$  ( $\text{imp. min}^{-1} \text{ g}^{-1}$ ),

$S_k$  - radioaktivna koncentracija uzorka posle pažljivog mešanja  $< S_p$ , onda po principu održanju ukupne aktivnosti sledi da ukupna krajnja aktivnost mora biti jednaka ukupnoj početnoj aktivnosti. Ove se aktivnosti izračunavaju kao proizvodi

radioaktivnih koncentracija i odgovarajućih količina

$$\begin{aligned} (x+y)S_k &= yS_p \\ x = y \frac{S_p - S_k}{S_k} &= y \left( \frac{S_p}{S_k} - 1 \right). \end{aligned} \quad (11.33)$$

Tako se iz samo dva merenja aktivnosti može odrediti nepoznata količina  $x$ .

Primene ove metode su raznovrsne. Ovde će biti dat primer određivanja zapremine krvi u organizmu, što može biti značajno kod hirurških intervencija, u transfuzilogiji itd.

Izvadi se određena količina krvi ( $1 \text{ cm}^3$ ) i u nju doda mala količina rastvora NaCl obeležena  $^{24}\text{Na}$  ( $\beta^-$ -emiter,  $t_{1/2} \approx 15$  sati). Izmeri se specifična aktivnost  $0,1 \text{ cm}^3$  te krvi ( $S_p$ ), a ostatak ( $0,9 = y$ ) vratи u organizam. Posle 15-tak minuta se izvadi  $1 \text{ cm}^3$  krvi i izmeri njena radioaktivna koncentracija ( $S_k$ ) i na osnovu gornje formule odredi  $x$ . To predstavlja količinu (masu) krvi, iz čega se lako izračunava zapremina. Na sličan način može se odrediti zapremina nekog vodenog rezervoara, jezera i sl.

### 11.5.3 Određivanje sadržaja elemenata na osnovu njihove radioaktivnosti

U uzorcima koji sadrže radioaktivne elemente ove poslednje je moguće kvantitativno odrediti na osnovu njihove radioaktivnosti. Na analogan način se može odrediti i sadržaj nekog radioaktivnog izotopa u prirodnjoj smeši izotopa.

Polazeći od jednačine 1.12 (§ 1.2.3), kojom se definiše absolutna aktivnost kao apsolutna brzina raspada nekog izotopa, može se napisati da je masa određivanog radioaktinog elementa u uzorku jednaka

$$m = \frac{AM}{\lambda N_A}. \quad (11.34)$$

Dakle, da bi ta masa mogla biti određena neophodno je izmeriti absolutnu aktivnost uzorka i poznavati vrednosti relativne atomske mase datog izotopa i njegovu radioaktivnu konstantu. No, pošto je merenje absolutne aktivnosti obično vezano za brojne praktične probleme, ova metoda se češće koristi u verziji relativnog određivanja, u kojoj se radioaktivnost analizirane probe upoređuje sa aktivnošću probe-etalona. Ova potonja sadrži poznatu količinu određivanog elementa. Obe aktivnosti se, naravno, mere pod istim uslovima, a nepoznata koncentracija se izračunava iz formule

$$c_x = c_e \frac{R_x}{R_e} \quad (11.35)$$

gde je  $c_x$  - nepoznata koncentracija, a  $c_e$  - koncentracija u etalonu; sa  $R$  su obeležene odgovarajuće aktivnosti.

Ako smo u mogućnosti da imamo više etalona onda se praktikuje da se napravi kalibracioni dijagram *radioaktivnost - koncentracija određivanog elementa*, iz kojega se i grafički može odrediti nepoznata koncentracija ako znamo radioaktivnost probe.

Ako pri raspadu atoma pretka nastaje potomak koji je takođe radioaktivran, i ako se za njihove radioaktivne konstante može pisati da je  $\lambda_1 \ll \lambda_2$  (tipičan primer je raspad  $^{226}\text{Ra}$  u  $^{222}\text{Rn}$ ), onda se količina pretka može odrediti na osnovu radioaktivnosti potomka. Naime, polazeći od jednačine 3.34 (§ 3.3.3) broj atoma pretka se može izračunati kao

$$N_1 = \frac{\lambda_2 N_2}{\lambda_1 (1 - e^{-\lambda_2 t})}. \quad (11.36)$$

Indeksi 1 i 2 se odnose na pretka odnosno potomka. Proizvod  $\lambda_2 N_2$  je aktivnost potomka, a  $t$  je vreme za koje se nakupi izmerena količina potomka iz pretka u kojem na početku tog vremena nije bilo potomka.

I ovaj postupak se može primenjivati kao „apsolutni”, kada se meri absolutna aktivnost potomka i koristi jednačina 11.36, ili kao „relativni”, koji je prostiji. U drugom slučaju neophodan je etalon, koji ima poznatu količinu pretka. Da bi količina pretka u analiziranom uzorku bila određena potrebno je izmeriti aktivnosti nakupljenog potomka u oba uzorka pri istim uslovima. Ako su vremena nakupljanja potomka u njima bila jednaka onda se za izračunavanje koristi jednačina 11.35. Ako su, pak, bila različita ta se jednačina modifikuje (što je lako dokazati), pa sledi

$$c_x = c_e \frac{R_x}{R_e} \frac{1 - e^{-\lambda_2 t_1}}{1 - e^{-\lambda_2 t_2}}, \quad (11.37)$$

gde su  $t_1$  i  $t_2$  vremena nakupljanja potomka u etalonu i mernom uzorku, redom.

## OPŠTI PRILOZI

### Prilog I. Neki podaci važni za radiološku zaštitu

Ovde se navode neki osnovni podaci koji su važni za radiološku zaštitu, bez ikakvih komentara ili ulaženja u detalje vezane za principe zaštite.

#### 1. Klasifikacija radioizotopa po grupama radiotoksičnosti

**Grupa 1**  
Vrlo visoka toksičnost

Nuklid	Raspad	E, MeV	$t_{1/2}$	Primedba
$^{210}\text{Pb}$	$\beta, \alpha$	0,064 ( $\beta$ )	22,3 g.	RaD
$^{210}\text{Po}$	$\alpha$	5,407	138,4 d.	RaF
$^{223}\text{Ra}$	$\alpha$	5,979	11,4 d.	AcX
$^{226}\text{Ra}$	$\alpha$	4,871	1600 g.	Ra iz $4n + 2$
$^{228}\text{Ra}$	$\beta$	0,046	5,75 g.	MsTh1
$^{227}\text{Ac}$	$\beta, \alpha$	0,045 ( $\beta$ )	21,8 g.	Ac iz $4n + 3$
$^{227}\text{Th}$	$\alpha$	6,146	18,72 d.	RdAc
$^{228}\text{Th}$	$\alpha$	5,520	1,91 g.	RdTh
$^{230}\text{Th}$	$\alpha, \text{SF}$	4,770	$7,54 \cdot 10^4$ g.	Io
$^{231}\text{Pa}$	$\alpha$	5,149	$3,28 \cdot 10^4$ g	Pa iz $4n + 3$
$^{230}\text{U}$	$\alpha$	5,993	20,8 d.	
$^{232}\text{U}$	$\alpha$	5,414	68,9 g.	
$^{233}\text{U}$	$\alpha, \text{SF}$	4,909	$1,59 \cdot 10^5$ g.	
$^{234}\text{U}$	$\alpha, \text{SF}$	4,859	$2,54 \cdot 10^5$ g.	UII
$^{237}\text{Np}$	$\alpha, \text{SF}$	4,959	$2,14 \cdot 10^6$ g.	
$^{238}\text{Pu}$	$\alpha, \text{SF}$	5,593	87,7 g.	
$^{239}\text{Pu}$	$\alpha, \text{SF}$	5,245	$2,41 \cdot 10^4$ g.	
$^{240}\text{Pu}$	$\alpha, \text{SF}$	5,256	6546 g.	
$^{241}\text{Pu}$	$\beta, \alpha$	0,021 ( $\beta$ )	14,35 g.	
$^{242}\text{Pu}$	$\alpha, \text{SF}$	4,984	$3,73 \cdot 10^5$ g.	
$^{241}\text{Am}$	$\alpha, \text{SF}$	5,638	432 g.	
$^{243}\text{Am}$	$\alpha, \text{SF}$	5,438	7370 g.	
$^{242}\text{Cm}$	$\alpha, \text{SF}$	6,216	162,8 d.	
$^{243}\text{Cm}$	$\alpha, \varepsilon, \text{SF}$	6,169	29,1 g.	
$^{244}\text{Cm}$	$\alpha, \text{SF}$	5,902	18,1 g.	

$^{245}\text{Cm}$	$\alpha$ , SF	5,623	8500 g.	
$^{246}\text{Cm}$	$\alpha$ , SF	5,475	4760 g.	
$^{249}\text{Cf}$	$\alpha$ , SF	6,295	351 g.	
$^{250}\text{Cf}$	$\alpha$ , SF	6,128	13,08 g.	
$^{252}\text{Cf}$	$\alpha$ , SF	6,217	2,65 g.	

**Grupa 2**  
Visoka toksičnost

Nuklid	Raspad	$E$ , MeV	$t_{\frac{1}{2}}$	Primedbe
$^{22}\text{Na}$	$\epsilon$	2,842	2,602 g.	
$^{36}\text{Cl}$	$\beta, \epsilon$	0,709	$3,01 \cdot 10^5$ g.	
$^{45}\text{Ca}$	$\beta$	0,257	162,6 d.	
$^{46}\text{Sc}$	$\beta$	2,367	83,8 d.	
$^{54}\text{Mn}$	$\epsilon, \beta$	1,377	312,3 d.	
$^{56}\text{Co}$	$\epsilon$	4,566	77,27 d.	
$^{60}\text{Co}$	$\beta$	2,824	5,27 g.	
$^{89}\text{Sr}$	$\beta$	1,495	50,53 d.	FP
$^{90}\text{Sr}$	$\beta$	0,546	28,78 g.	FP
$^{91}\text{Y}$	$\beta$	1,544	58,51 d.	FP
$^{95}\text{Zr}$	$\beta$	1,125	64,02 d.	FP
$^{106}\text{Ru}$	$\beta$	0,039	1,023 g.	FP
$^{110m}\text{Ag}$	$\beta$ , IT	3,010	249,8 d.	FP; $^{110}\text{Ag}$ je $\beta$ sa 24,6 s
$^{115m}\text{Cd}$	$\beta$	1,627	44,6 d.	FP; $^{115}\text{Cd}$ je $\beta$ sa 53,46 h
$^{114m}\text{In}$	IT, $\epsilon$	0,190	49,51 d	FP; $^{114}\text{In}$ je $\beta$ sa 71,9 s
$^{124}\text{Sb}$	$\beta$	2,905	60,20 d.	FP
$^{125}\text{Sb}$	$\beta$	0,767	2,76 g.	FP
$^{127m}\text{Te}$	IT, $\beta$	0,088	109 d.	FP; $^{127}\text{Te}$ je $\beta$ sa 9,35 h
$^{129m}\text{Te}$	IT, $\beta$	0,105	33,6 d.	FP; $^{129}\text{Te}$ je $\beta$ sa 69,6 min.
$^{124}\text{I}$	$\epsilon$	3,160	4,176 d.	FP
$^{125}\text{I}$	$\epsilon$	0,186	59,41 d.	FP
$^{126}\text{I}$	$\epsilon, \beta$	2,155	13,11 d.	FP
$^{131}\text{I}$	$\beta$	0,971	8,02 d.	FP
$^{133}\text{I}$	$\beta$	1,770	20,8 h	FP
$^{134}\text{Cs}$	$\beta, \epsilon$	2,059	2,065 g.	FP
$^{137}\text{Cs}$	$\beta$	1,176	30,07 g.	FP

<sup>140</sup> Ba	$\beta$	1,050	12,75 d.	FP
<sup>144</sup> Ce	$\beta$	0,319	284,9 d.	FP
<sup>152</sup> Eu	$\varepsilon, \beta$	1,874	13,54 g.	FP
<sup>154</sup> Eu	$\beta, \varepsilon$	1,969	8,59 g.	FP
<sup>160</sup> Tb	$\beta$	1,835	72,3 d.	FP
<sup>170</sup> Tm	$\beta, \varepsilon$	0,968	128,6 d.	FP
<sup>181</sup> Hf	$\beta$	1,027	42,39 d.	
<sup>182</sup> Ta	$\beta$	1,814	114,4 d.	
<sup>192</sup> Ir	$\beta, \varepsilon$	1,460	73,8 d.	
<sup>204</sup> Tl	$\beta, \varepsilon$	0,764	3,78 g.	
<sup>212</sup> Pb	$\beta$	0,574	10,64 h	ThB
<sup>207</sup> Bi	$\varepsilon$	2,398	31,55 g.	
<sup>210</sup> Bi	$\beta, \alpha$	1,163 ( $\beta$ )	5,01 d.	RaE
<sup>211</sup> At	$\varepsilon, \alpha$	0,786	7,21 h	
<sup>224</sup> Ra	$\alpha$	5,789	3,66 d.	ThX
<sup>228</sup> Ac	$\beta$	2,127	6,15 h	MsTh2
<sup>234</sup> Th	$\beta$	0,273	24,1 d.	
<sup>230</sup> Pa	$\varepsilon, \beta$	1,310	17,4 d.	
<sup>236</sup> U	$\alpha, SF$	4,572	$2,34 \cdot 10^7$ g.	
<sup>249</sup> Bk	$\beta, \alpha$	0,125 ( $\beta$ )	320 d.	

**Grupa 3**  
Umerena toksičnost

Nuklid	Raspad	$E$ , MeV	$t_{1/2}$	Primedbe
<sup>7</sup> Be	$\varepsilon$	0,862	53,29 d.	
<sup>14</sup> C	$\beta$	0,156	5730 g.	nema $\gamma$
<sup>18</sup> F	$\varepsilon$	1,656	1,83 h	
<sup>24</sup> Na	$\beta$	5,516	14,96 h	
<sup>31</sup> Si	$\beta$	1,492	2,62 h	
<sup>32</sup> P	$\beta$	1,711	14,26 d.	nema $\gamma$
<sup>35</sup> S	$\beta$	0,167	87,51 d.	nema $\gamma$
<sup>38</sup> Cl	$\beta$	4,917	37,2 min.	
<sup>41</sup> Ar	$\beta$	2,492	1,82 h	
<sup>42</sup> K	$\beta$	3,525	12,36 h	
<sup>43</sup> K	$\beta$	1,815	22,3 h	

<sup>47</sup> Ca	β	1,992	4,54 d.	
<sup>47</sup> Sc	β	0,600	3,34 d.	
<sup>48</sup> Sc	β	3,994	43,67 h	
<sup>48</sup> V	ε	4,012	15,97 d.	
<sup>51</sup> Cr	ε	0,753	27,7 d.	
<sup>52</sup> Mn	ε	4,712	5,59 d.	
<sup>56</sup> Mn	β	3,695	2,58 h	
<sup>52</sup> Fe	ε	2,372	8,275 h	
<sup>55</sup> Fe	ε	0,231	2,73 g.	
<sup>59</sup> Fe	β	1,565	44,5 d.	
<sup>57</sup> Co	ε	0,836	271,8 d.	
<sup>58</sup> Co	ε	2,307	70,86 d.	
<sup>63</sup> Ni	β	0,067	100,1 g.	
<sup>65</sup> Ni	β	2,137	2,52 h	
<sup>64</sup> Cu	ε, β	1,675	12,70 h	
<sup>65</sup> Zn	ε	1,352	244,26 d.	
<sup>69m</sup> Zn	IT, β	0,439	13,76 h	<sup>69</sup> Zn je β sa 56,4 min.
<sup>72</sup> Ga	β	4,001	14,10 h	FP
<sup>73</sup> As	ε	0,341	80,30 d.	FP
<sup>74</sup> As	ε, β	2,562	17,77 d.	FP
<sup>76</sup> As	β	2,962	1,078 d.	FP
<sup>77</sup> As	β	0,683	38,83 h	FP
<sup>75</sup> Se	ε	0,864	119,79 d.	FP
<sup>82</sup> Br	β	3,093	35,30 h	FP
<sup>85m</sup> Kr	β, IT	0,992	4,48 h	FP; <sup>85</sup> Kr je β sa 10,77 g.
<sup>87</sup> Kr	β	3,887	76,3 min.	FP
<sup>86</sup> Rb	β, ε	1,774 (β)	18,63 d.	FP
<sup>85</sup> Sr	ε	1,065	64,84 d.	FP
<sup>91</sup> Sr	β	2,699	9,63 h	FP
<sup>90</sup> Y	β	2,280	64,0 h	FP
<sup>92</sup> Y	β	3,639	3,54 h	FP
<sup>93</sup> Y	β	2,893	10,18 h	FP
<sup>97</sup> Zr	β	2,658	16,90 h	FP
<sup>93m</sup> Nb	IT	0,031	16,13 g.	FP; <sup>93</sup> Nb je stabilan
<sup>95</sup> Nb	β	0,926	3,97 d	FP

<sup>99</sup> Mo	$\beta$	1,375	65,94 h	FP
<sup>96</sup> Tc	$\varepsilon$	2,973	4,28 d.	FP
<sup>97m</sup> Tc	IT	0,097	90,1 d.	FP; <sup>97</sup> Tc je $\varepsilon$ sa $2,9 \cdot 10^6$ g.
<sup>97</sup> Tc	$\varepsilon$	0,320	$2,9 \cdot 10^6$ g.	FP
<sup>99</sup> Tc	$\beta$	0,294	$2,11 \cdot 10^5$ g.	FP
<sup>97</sup> Ru	$\varepsilon$	1,115	2,9 d.	
<sup>103</sup> Ru	$\beta$	0,763	39,26 d.	FP
<sup>105</sup> Rh	$\beta$	0,567	35,36 h	FP
<sup>103</sup> Pd	$\varepsilon$	0,543	16,99 d.	FP
<sup>109</sup> Pd	$\beta$	1,116	13,70 h	FP
<sup>105</sup> Ag	$\varepsilon$	1,346	41,29 d.	FP
<sup>111</sup> Ag	$\beta$	1,037	7,45 d.	FP
<sup>109</sup> Cd	$\varepsilon$	0,214	462,6 d.	FP
<sup>115</sup> Cd	$\beta$	1,446	53,46 h	FP
<sup>115m</sup> In	IT, $\beta$	0,336	4,49 h	FP; <sup>115</sup> In je b sa $4,41 \cdot 10^{14}$ g.
<sup>113</sup> Sn	$\varepsilon$	1,036	115,09 d.	FP
<sup>125</sup> Sn	$\beta$	2,364	9,64 d.	FP
<sup>122</sup> Sb	$\beta, \varepsilon$	1,979 ( $\beta$ )	2,724 d.	FP
<sup>125m</sup> Te	IT	0,145	57,40 d.	FP
<sup>127</sup> Te	$\beta$	0,698	9,35 h	FP
<sup>129</sup> Te	$\beta$	1,498	69,6 min.	FP
<sup>131m</sup> Te	$\beta$	2,415	30 h	FP; <sup>131</sup> Te je $\beta$ sa 25,0 min.
<sup>132</sup> Te	$\beta$	0,493	3,20 d.	FP
<sup>125</sup> I	$\varepsilon$	0,186	59,41 d.	FP
<sup>130</sup> I	$\beta$	2,949	12,36 h	FP
<sup>132</sup> I	$\beta$	3,577	2,295 h	FP
<sup>134</sup> I	$\beta$	4,170	52,5 min.	FP
<sup>135</sup> I	$\beta$	2,648	6,57 h	FP
<sup>135</sup> Xe	$\beta$	1,151	9,14 h	FP
<sup>131</sup> Cs	$\varepsilon$	0,352	9,69 d.	FP
<sup>136</sup> Cs	$\beta$	2,548	13,16 d.	FP
<sup>131</sup> Ba	$\varepsilon$	1,370	11,50 d.	FP
<sup>140</sup> La	$\beta$	3,762	1,68 d.	FP
<sup>141</sup> Ce	$\beta$	0,581	32,50 d.	FP
<sup>143</sup> Ce	$\beta$	1,462	30,04 h	FP

<sup>142</sup> Pr	$\beta, \varepsilon$	2,162	19,12 h	FP
<sup>143</sup> Pr	$\beta$	0,934	13,57 d.	FP
<sup>147</sup> Nd	$\beta$	0,896	10,98 d.	FP
<sup>149</sup> Nd	$\beta$	1,691	1,73 h	FP
<sup>147</sup> Pm	$\beta$	0,224	2,62 g.	FP
<sup>149</sup> Pm	$\beta$	1,071	53,08	FP
<sup>151</sup> Sm	$\beta$	0,077	90 g.	FP
<sup>153</sup> Sm	$\beta$	0,808	46,3	FP
<sup>152m</sup> Eu	$\beta, \varepsilon$	1,865	9,31 h	FP; <sup>152</sup> Eu je $\varepsilon$ sa 13,54 g.
<sup>155</sup> Eu	$\beta$	0,252	4,76 g.	FP
<sup>153</sup> Gd	$\varepsilon$	0,484	240,4 d.	FP
<sup>159</sup> Gd	$\beta$	0,971	18,48 h	FP
<sup>165</sup> Dy	$\beta$	1,286	2,33 h	FP
<sup>166</sup> Dy	$\beta$	0,486	81,6 h	FP
<sup>166</sup> Ho	$\beta$	1,855	26,76 h	FP
<sup>169</sup> Er	$\beta$	0,351	9,40 h	FP
<sup>171</sup> Er	$\beta$	1,490	7,52 h	FP
<sup>171</sup> Tm	$\beta$	0,096	1,92 g.	FP
<sup>175</sup> Yb	$\beta$	0,470	4,185 d.	
<sup>177</sup> Lu	$\beta$	0,498	6,73 d.	
<sup>181</sup> W	$\varepsilon$	0,188	121,2 d.	
<sup>185</sup> W	$\beta$	0,433	75,1 d.	
<sup>187</sup> W	$\beta$	1,311	23,7 h	
<sup>183</sup> Re	$\varepsilon$	0,556	70,0 d.	
<sup>186</sup> Re	$\beta, \varepsilon$	1,069 ( $\beta$ )	3,72 d.	
<sup>188</sup> Re	$\beta$	2,120	17,00 h	
<sup>185</sup> Os	$\varepsilon$	1,013	93,6 d.	
<sup>191</sup> Os	$\beta$	0,314	15,4 d.	
<sup>193</sup> Os	$\beta$	1,140	30,11 h	
<sup>190</sup> Ir	$\varepsilon$	2,000	11,78 d.	
<sup>194</sup> Ir	$\beta$	2,246	19,28 h	
<sup>191</sup> Pt	$\varepsilon$	1,019	2,80 d.	
<sup>193</sup> Pt	$\varepsilon$	0,057	50 g.	
<sup>197</sup> Pt	$\beta$	0,719	18,9 h	
<sup>196</sup> Au	$\varepsilon, \beta$	1,506	6,18 d.	

<sup>198</sup> Au	$\beta$	1,372	2,69 d.	
<sup>199</sup> Au	$\beta$	0,453	3,14 d.	
<sup>197</sup> Hg	$\varepsilon$	0,600	64,14 h	
<sup>197m</sup> Hg	IT, $\varepsilon$	0,299	23,8 h	
<sup>203</sup> Hg	$\beta$	0,492	46,6 d.	
<sup>200</sup> Tl	$\varepsilon$	2,456	26,1 h	
<sup>201</sup> Tl	$\varepsilon$	0,483	72,91 h	
<sup>202</sup> Tl	$\varepsilon$	1,365	12,23 d.	
<sup>203</sup> Pb	$\varepsilon$	0,975	51,87 h	
<sup>206</sup> Bi	$\varepsilon$	3,758	6,24 d.	
<sup>212</sup> Bi	$\beta, \alpha$	2,254 ( $\beta$ )	60,55 min.	ThC
<sup>220</sup> Rn	$\alpha$	6,405	55,6 s	Tn
<sup>222</sup> Rn	$\alpha$	5,590	3,82 d.	Rn iz 4n + 2
<sup>231</sup> Th	$\beta, \alpha$	0,389 ( $\beta$ )	25,52 h	UY iz 4n + 3
<sup>233</sup> Pa	$\beta$	1,245	22,3 min.	
<sup>239</sup> Np	$\beta$	0,722	2,36 d.	Prekursor od <sup>239</sup> Pu (G1!)

**Grupa 4**  
Niska toksičnost

Nuklid	Raspad	$E$ , MeV	$t_{\frac{1}{2}}$	Primedbe
<sup>3</sup> H	$\beta$	0,019	12,33 g.	nema $\gamma$
<sup>15</sup> O	$\varepsilon$	2,745	122,2 s	
<sup>37</sup> Ar	$\varepsilon$	0,813	35,04 d.	
<sup>58m</sup> Co	IT	0,025	9,04 h	<sup>58</sup> Co je $\varepsilon$ sa 70,86 d. (G3)
<sup>59</sup> Ni	$\varepsilon$	1,072	$7,60 \cdot 10^4$ g.	
<sup>69</sup> Zn	$\beta$	0,906	56,4 min.	
<sup>71</sup> Ge	EZ	0,229	11,43 d.	FP
<sup>85</sup> Kr	$\beta$	0,687	10,77 g.	FP
<sup>87</sup> Rb	$\beta$	0,283	$4,75 \cdot 10^{10}$ g.	FP
<sup>85m</sup> Sr	IT, $\varepsilon$	0,239	67,63 min.	FP, <sup>85</sup> Sr je $\varepsilon$ sa 64,8 d. (G3)
<sup>91m</sup> Y	IT, $\beta$	0,556	49,7 min.	FP, <sup>91</sup> Y je $\beta$ sa 58,5 d. (G2)
<sup>93</sup> Zr	$\beta$	0,091	$1,53 \cdot 10^6$ g.	FP
<sup>97</sup> Nb	$\beta$	1,934	72,1 min.	FP
<sup>96m</sup> Tc	IT, $\varepsilon$	0,034	51,5 min.	FP, <sup>96</sup> Tc je $\varepsilon$ sa 4,28 d. (G3)
<sup>99m</sup> Tc	IT, $\beta$	0,143	6,01 h	FP, <sup>99</sup> Tc $\beta$ sa $2,11 \cdot 10^5$ g. (G3)

$^{103m}$ Rh	IT	0,040	56,1 min.	FP, $^{103}$ Rh je stabilan
$^{113m}$ In	IT	0,391	1,66 h	FP, $^{113}$ In je stabilan
$^{129}$ I	$\beta$	0,194	$1,57 \cdot 10^7$ g.	FP
$^{131m}$ Xe	IT	0,164	19,93 d.	FP, $^{131}$ Xe je stabilan
$^{133}$ Xe	$\beta$	0,427	5,24 d.	FP
$^{134m}$ Cs	IT	0,139	2,90 h	FP, $^{134}$ Cs je $\beta$ sa 2,065 g. (G2)
$^{135}$ Cs	$\beta$	0,267	$2,3 \cdot 10^6$ g.	FP
$^{147}$ Sm	$\alpha$	2,310	$1,06 \cdot 10^{11}$ g.	FP + prirodni
$^{187}$ Re	$\beta$	0,003	$4,35 \cdot 10^{10}$ g.	prirodni
$^{191m}$ Os	IT	0,074	13,1 h	$^{191}$ Os je $\beta$ sa 15,4 d. (G3)
$^{193m}$ Pt	IT	0,150	4,33 d.	$^{193}$ Pt je $\varepsilon$ sa 50 g. (G3)
$^{197m}$ Pt	IT, $\beta$	0,400	95,4 min.	$^{197}$ Pt je $\beta$ sa 19,9 h (G3)
$^{232}$ Th	$\alpha$	4,083	$1,405 \cdot 10^{10}$ g.	prirodni
$^{235}$ U	$\alpha$	4,676	$7,038 \cdot 10^8$ g.	AcU
$^{238}$ U	$\alpha$	4,270	$4,469 \cdot 10^9$ g.	UI
Th prir.				
U prir.				

## 2. Koeficijenti apsorpcije fotonskog zračenja za neke materijale

Maseni koeficijenti slabljenja ( $\delta/\rho$ ) fotonskog zračenja nekih materijala u funkciji energije zračenja

Materijal	Energija zračenja (MeV)					
	0,1	0,3	0,5	1,25	4	10
$\delta/\rho$ (cm <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> )						
Voda	0,167	0,118	0,0966	0,0630	0,0339	0,0219
Beton	0,169	0,107	0,087	0,0567	0,0317	0,0229
Gvožđe	0,344	0,106	0,0828	0,0531	0,0330	0,0294
Olovo	5,29	0,356	0,145	0,0559	0,0420	0,0489

**REGISTAR LIČNIH IMENA**

Ajnštajn (Einstein, Albert, 1879-1955), nem. fizičar  
Anderson (Anderson, Carl David, 1905-1984), amer. fizičar  
Avogadro (Avogadro, Amadeo, conte di Quaregna e Caretto, 1776-1856), it. fizičar  
Beker (Becker, Hans), nem. fizičar  
Bekerel, Aleksandar (Becquerel, Alexandre Edmond, 1820-1891), fr. fizičar  
Bekerel, Anri (Becquerel, Henri, 1852-1908), fr. fizičar  
Bekerel, Antoan (Becquerel, Antoine César, 1788-1878), fr. fizičar  
Bemon (Bémont, Gustave), fr. hemičar  
Bete (Bethe, Hans Albrecht, r. 1906), amer. fizičar nem. porekla  
Bor (Bohr, Niels, 1885-1962), danski fizičar  
Bote (Bothe, Walther Wilhelm Georg, 1891-1957), nem. fizičar i hemičar  
Brajt (Breit, Gregory), amer. fizičar  
Breg (Bragg, Sir William, 1862-1942), br. fizičar  
Brolj (Broglie, Louis Victor, 7<sup>e</sup> duc de, 1892-1987), fr. fizičar  
Čedvik (Chadwick, Sir James, 1891-1974), br. fizičar  
Dager (Daguerre, Louis Jacques, 1787-1851), fr. pronalazač  
Debiern (Debierne, André Louis, 1874-1949), fr. hemičar  
Demarse (Demarçay, Eugène), fr. spektroskopičar  
Dirak (Dirac, Paul Adrien Maurice, 1902-1984), br. fizičar  
Dikel (Dickel, Gerhard, 1913- ...), nem. fizikohemičar  
Djuar (Dewar, Sir James, 1842-1923), br. hemičar i fizičar  
Draganić, Ivan, r. 1924, jugosl. fizikohemičar  
Džons (Jones, Steven Earl, r. 1949), am. fizičar  
Fermi (Fermi, Enrico, 1901-1954), ital. fizičar  
Flajšman (Fleischmann, Martin, r. 1927), br. elektrohemičar češkog porekla  
Fljorov (Флјоров, Георгий Николаевич, r. 1913), sovj. fizičar  
Frenkelj (Френкель, Яков Ильич, 1894-1952), sovj. fizičar  
Friš (Frisch, Otto Robert, 1904-1979), nem. (austr.) fizičar  
Gajger (Geiger, Hans, 1882-1945), nem. fizičar  
Hajzenberg (Heisenberg, Werner, 1901-1976), nem. fizičar  
Halban (Halban, Hans von, 1908-1964), fizičar nem. porekla  
Han (Hahn, Otto, 1879-1968), nem. radiohemičar

- Heveši (Hevesy, George de, 1885-1966), mađarski fizikohemičar  
Juri (Urey, Harold Clayton, 1893-1981), amer. hemičar  
Kanicaro (Stanislao Cannizzaro, 1826-1910), ital. hemičar  
Karno (Carnot, Sadi, 1796-1832), fr. fizičar  
Kauan (Cowan, Clyde Lorrain Jr., 1919-1974), amer. fizičar  
Kiri, Žak (Curie, Jacques), fr. fizičar (brat Pjerov)  
Kiri, Marija (Curie, Marie [rođ. Marja Skłodowska], 1867-1934), fr. radiohemičar  
Kiri, Pjer (Curie, Pierre, 1859-1906), fr. fizičar  
Kluzijus (Clusius, Klaus, 1903-1963) nem. fizikohemičar  
Kokroft (Cockcroft, Sir John Douglas, 1897-1967), br. fizičar  
Kompton (Compton, Arthur Holly, 1892-1962), amer. fizičar  
Kovarski (Kowarski, Lew, r. 1907), fr. fizičar ruskog porekla  
Kruks (Crookes, Sir William, 1832-1919), br. fizičar i hemičar  
Kurčatov (Курчатов, Игорь Васильевич, 1903-1960), sovj. fizičar  
Libi (Libby, Willard Frank, 1908-1980), amer. fizikohemičar  
Lorens (Lawrence, Ernest Orlando, 1901-1958), amer. fizičar  
Majtner (Meitner, Lise, 1878-1968), nem. (austr.) fizičar  
Makmilan (McMillan, Edwin Mattison, 1907-1991), amer. fizičar  
Maksvel (Maxwell, James Clerk, 1831-1879), br. fizičar  
Mendeljejev (Менделеев, Дмитрий Иванович, 1834-1907), ruski hemičar  
Nedermajer (Neddermeyer, Seth Henry, 1907-1988), amer. fizičar  
Nieps, Žozef (Niepce, Joseph Nicéphore, 1765-1833), fr. fizičar  
Nieps, Klod (Niepce de Saint-Victor, Claude Félix Abel, 1805-1870), fr. pronalazač  
Ože (Auger, Pierre-Victor, 1899-1993), fr. fizičar  
Openhajmer (Oppenheimer, J[ulius] Robert, 1904-1967), amer. fizičar  
Pauli (Pauli, Wolfgang, 1900-1958), austrijski fizičar  
Petržak (Петржак, Константин Антонович, r. 1910), sovj. fizičar  
Poenkare (Poincaré, Henri, 1854-1912), fr. matematičar  
Raderford (Rutherford, Nelson, 1<sup>st</sup> Baron of Nelson and Cambridge, 1871-1937), br. fizičar  
Rajns (Reines, Frederick, 1918-1998), am. fizičar  
Rejli v. Strat  
Rendgen (Röntgen, Wilhelm Konrad, 1845-1923), nem. fizičar  
Ruzvelt (Roosevelt, Franklin Delano, 1882-1945), 32. predsednik SAD (1933-45)  
Saharov (Сахаров Андрей Димитриевич, 1921-1989), sovj. fizičar

- Savić, Pavle, 1909-1994, jugosl. fizikohemičar  
Siborg (Seaborg, Glenn Theodore, 1912-1999), amer. hemičar i fizičar  
Silar (Szilard, Leo, 1898-1964), amer. fizičar mađ. porekla  
Sodi (Soddy, Frederick, 1877-1956), br. hemičar  
Sore (Soret, Charles, 1854-1904), švajc. fizičar i matematičar  
Stoks (Stokes, Sir Gabriel, 1<sup>st</sup> Baronet, 1819-1903), br. fizičar i matematičar  
Strat (Strutt, John William, 3<sup>rd</sup> Baron of Rayleigh, 1842-1919), br. fizičar  
Stremholm (Daniel Strömholm, 1871-1961), šved. hemičar  
Svedberg (Svedberg, The[odor]), 1884-1971), šved. fizikohemičar  
Šmit (Schmidt, Gerhard C., 1864-1949) br. hemičar  
Šenhajmer (Schoenheimer, Rudolph, 1898-1941), nem/amer. biohemičar  
Štrasman (Strassmann, Fritz, 1902-1980), nem. fizikohemičar  
Švajdler (Schweidler, Egon Ritter von, 1873-1948), austrijski fizičar  
Tam (Тамм, Игорь Евгеньевич, 1895-1971), sovj. teorijski fizičar  
Teler (Teller, Edward, 1908-2003), amer. fizičar mađ. porekla  
Tomson (Thomson, Sir Joseph John, 1856-1940), br. fizičar  
Ulam (Ulam, Stanislaw M., 1909-1984), amer. matematičar ukr. porekla  
Vajczeker (Weizsäcker, Carl Friedrich, Freiherr von, r. 1912), nem. fizičar  
Vigner (Wigner, Eugene Paul, 1902-1995), am. fizičar mađ. porekla  
Viler (Wheeler, John Archibald, r. 1911), amer. fizičar  
Volton (Walton, Ernest Thomas Sinton, 1903-1995), irski fizičar  
Žolio-Kiri, Frederik, (Joliot-Curie, Frédéric, 1900-1958), fr. fizičar  
Žolio-Kiri, Irena (Joliot-Curie, Irène, 1897-1956), fr. nuklearni fizičar

**REGISTAR POJMOVA**

- Adsorpcija, 301  
Ajnštajnijum, 224  
Aktinoidi, 223, 229, 248, 257  
Aktivaciona analiza, 112, 315  
Aktivnost  
    apsolutna, 24, 318  
    relativna, 24  
    specifična, 24  
Alfa-raspad, 37  
Alfa-čestica, 123, 141, 193  
    fuziona, 191  
Alfa-emiteri, 303  
Americijum, 224, 225  
Amonijum-diuranat, 247  
Anihilacija  
    fotoni, 42  
    pozitrona, 81  
Arheološka starost, 64  
Atomi uzmaka, 298  
Barn, 130  
Berkelijum, 224  
Beta-raspad  
    energija, 38  
    neutrino, 39  
Beta-čestice, 303  
Beta-raspad, 37  
Blanket, 194  
Bolcmanov zakon raspodele, 268  
Brojač, 118  
    Gajger-Milerov, 102  
    poluprovodnički, 103  
    proporcionalni, 102  
Brzina čestica u gasu  
    najverovatnija, 148  
    srednja vrednost, 148, 263  
Cirkonijum, 253  
De Broljev talas, 151  
De Broljeva talasna dužina, 134  
Denzitometrija, 273  
Destilacija, 282  
    separacioni faktor, 282  
Deuterijum, 123, 189, 193  
Deuteron, 123, 132, 141, 210  
Difuzija  
    gasna, 280  
    interdifuzija, 264  
    koeficijent, 263  
    kroz porozne membrane, 264  
    samodifuzija, 263  
    termodifuzija, 288  
    toplota, 264  
Domet, 95  
    elektrona, 82  
Domet zračenja, 78  
Doza zračenja, 107  
    apsorbovana, 107  
    eksponiciona, 108  
    ekvivalentna, 108  
    jačina, 107  
Dozimetri, 109  
    Draganićev, 110  
    Frikeov, 109  
Efekti velikog razblaženja, 300  
Efekti visokih aktivnosti, 302  
Efikasni presek, 128, 133, 248, 254  
    za fisiju neutronima, 166  
Ejektil, 120  
Ekstrakcija  
    tečno-tečna, 249  
Ekstrakciona kolona, 251  
Elastični sudar, 76, 89  
Elastično rasejavanje, 122  
Elektroliza, 284  
Elektron, 37, 39, 96  
    interakcija, 80  
    konverzioni, 45  
    Ožeov, 46  
Elektronvolt, 21  
Energija  
    gama-fotona (merenje), 98  
    pobudivanja, 137  
    raspada, 35  
    spektar, 44  
    uzmaka, 35  
    veze po nukleonu, 184  
    zračenja, 35, 118  
    zračenja (beta, merenje), 97  
Etil-jodid, 299  
Faktor obogaćenja, 299

- Fenomen Oklo, 183, 198  
 Fermijum, 224  
 Fisija, 124, 154, 156  
     energija, 159  
     fragmenti, 157  
     istorijat otkrića, 154  
     kumulativni prinos, 159  
     neutronima, 157  
     proizvodi, 158, 248, 251, 256  
     spontana, 162  
     teorija, 163  
 Formula četiri faktora, 170  
 Fosfor-32, 38  
 Fotoefekt, 83, 85  
     nuklearni, 141  
 Fotoemulzija, 105, 112  
 Fotonuklearne reakcije, 123  
 Fragmentacija, 124  
 Frekvencija oscilovanja, 268  
 Fuzija, 124  
     D-D, 185  
     D-T, 185, 187  
     helijuma, 214, 215  
     najvažnije reakcije, 185  
     silicijuma, 216  
     termonuklearna, 183, 189  
     ugljenika, 215  
     vodonika, 212  
     „hladna”, 201  
 Gama emisija, 43  
 Gama-zračenje, 83  
     slabljenje, 87  
     specifična ionizacija, 83  
 Gasna centrifuga, 281  
 Generator izotopa  
     molibden-tehnecijum, 306  
 Geološka starost, 61  
     metod kalijum-argon, 63  
     metod uranijum-helijum, 61  
     metod uranijum-olovo, 62  
 Gorivni elementi, 172, 248  
 Grafit, 173, 252  
 Gravitacija, 210  
     stezanje, 212  
 Gustina, 264, 273  
 Harmonijski oscilator, 266  
 Hemija vrućih atoma, 293, 297  
 ITER, 192  
 Izobari, 13, 237  
 Izodiferenti, 237  
 Izotop, 237  
     otkriće, 14  
     pojam, 12  
     radioaktivni, 292  
     sistematizacija, 231  
     stabilni, 291  
 Izotopska izmena, 293  
     asocijativni mehanizam, 297  
     disocijativni mehanizam, 297  
     kinetika, 293  
     konstanta ravnoteže, 269  
     mehanizmi, 296  
     prenosom elektrona, 296  
     stepen izmene, 295, 296  
 Izotopske analize, 271  
 Izotopski efekti, 261  
     atomski/molekulski, 262  
     fazne ravnoteže, 271  
     fizički, 263  
     hemski, 265  
     kinetički, 270  
     nuklearni, 261  
     spektroskopski, 265  
 Izotopski obeleživači, 308  
     primene, 309  
     primene (hidrologija), 311  
     primene (medicinal biologija), 310  
     primene (mehan. reakcija), 309  
     primene (poljoprivreda), 311  
     primene (samodifuzija), 309  
     radiofarmaceutici, 310  
 Izotopsko obogaćivanje, 248  
     bora, 254  
     uranijuma, 254, 282  
 Jedinice (radio)aktivnosti  
     bekerel, 31  
     kiri, 31  
 Jezgro, 21  
     uzmak, 35  
 Ionizacija, 79, 81, 100  
     specifična, 83  
     specifična (alfa-čestica), 80  
     specifična (beta-čestica), 82  
     specifična (gama-zračenje), 83  
 Ionizaciona komora, 102

- Jonizacioni detektori, 100  
Kalifornijum, 224, 225  
Kalorimetrijski metod, 29, 106  
Kiridi, 230  
Kirijum, 224  
Koeficijent raspodele, 250  
Kolona  
    sa neprekidnim stubom, 277  
Komptonov efekt, 83, 86  
Konfinacija  
    inercijalna, 188  
    kavlitet, 190  
    tokamak, 187  
    vreme, 190  
Kosmogeni radioizotopi, 59, 64, 75  
Kruti rotator, 265  
Lantan, 156  
Lantanoidi, 223, 229  
Leptoni, 41  
LET, 77  
Litijum, 189, 262  
    izotopi, 254  
Logaritamski dekrement, 91  
Lousonov kriterijum, 189, 191  
Magnetska separacija, 279  
Maksvelova raspodela, 147, 263  
Masa  
    atomska apsolutna, 13  
    atomska relativna, 13  
    mirovanja, 13  
    redukovana, 138, 151, 190, 266, 267  
Maseni broj, 13  
Meta, 120  
    debeli, 130  
    tanka, 128  
Metod izotopskog razblaženja, 317  
Moć  
    moderacije, 149  
    usporavanja neutrona, 149  
    zaustavljanja, 94  
    zaustavljanja (linearna), 77  
    zaustavljanja (masena), 78  
    zaustavljanja (relativna), 78  
Moderator, 173  
Mol-atom, 25  
Muža radioizotopa, 293, 306  
Naelektrisana čestica  
    u el. i magn. polju, 264  
Neelastično rasejavanje, 122  
Neptunijum, 222  
Neutrino, 39  
    dokaz postojanja, 41  
Neutron, 13, 38, 41, 123, 140, 143  
    detekcija, 111, 254  
    faktor umnožavanja u reakt., 167  
    fisioni, 146, 160  
    fotonuklearni izvori, 146  
    fuzioni, 192  
    izvori, 144  
    kristalni spektrometri, 114  
    mehanički selektori, 113  
    otkriće, 143  
    promptni, 176  
    reaktorski, 147  
    selekcija po brzinama, 112  
    svojstva, 144  
    termalni, 147  
    zakasneli, 161, 175  
Neutronska aktivacija, 112  
Nosači, 301  
    neizotopski, 301  
Nuklearna izomerija, 45  
Nuklearna lančana reakcija, 167, 173, 302  
Nuklearna tehnologija, 244  
Nuklearne elektrane, 180  
    BWR, 181  
    GCR, 181  
    PHWR, 183  
    PWR, 182  
    RBMK, 181  
Nuklearne reakcije, 111, 120  
    brzina, 129, 131  
    energija, 124  
    energija (zakon održanja), 126  
    notacija, 120  
    s neutronima, 140  
    s protonima, 140  
    tipovi, 122, 139  
Nuklearni gorivni ciklus, 244, 245  
Nuklearni otpad (NO), 255  
    i energetika, 259  
    podela, 255  
    skladištenje i odlaganje, 256

- Nuklearno gorivo, 172  
 Nukleosinteza, 209  
 Nuklid, 13  
 Nulta energija, 267  
 Obogaćivanje uranijuma, 282  
 Odnos obilnosti, 275, 278  
 Otparavanje, 123  
 Ožeov efekat, 46  
 Particiona funkcija, 268  
     rotacijska, 269  
     translacijska, 269  
     ukupna, 268  
     vibracijska, 269  
 Pehblenda, 18  
 Periodni sistem, 232  
     o gornjoj granici, 242  
 Plutonijum, 223, 224, 250  
     238-Pu, 230, 315  
     239-Pu, 166, 230  
     244-Pu, 242  
     hemija, 251, 259  
 Polonijum, 18  
 Poluprečnik sudara, 133, 185  
 Poreklo elemenata, 209  
 Postupak "purex", 250  
 Pozitron, 40  
 Pozitronijum, 81  
 Prerada isluženog goriva, 248  
 Primene izotopa  
     gama-defektoskopija, 313  
     industrija, 312  
     izvori struje, 313  
     svetleće brojke, 313  
 Prirodna radioaktivnost, 55, 74  
     kosmogeni radioizotopi, 59  
     radioaktivni nizovi, 55  
     srednje-teški radioizotopi, 58  
 Projektil, 120  
 Proton, 41, 91, 123, 140, 210  
     uzmak, 111  
 R-procesi, 218  
 Radijacionohemijski prinos, 117  
 Radijativni zahvat, 122  
 Radijum, 20, 156, 291  
     226-Ra, 31, 58  
 Radioaktivna koncentracija, 318  
 Radioaktivna konstanta, 25, 51  
 Radioaktivne ravnoteže, 50  
     privremena (prolazna), 50  
     vekovna (sekularna), 52  
 Radioaktivni nizovi  
     "aktinouranijum", 71  
     neptunijum, 58, 73  
     torijum, 72  
     uranijum, 56  
 Radioaktivni raspad, 21  
     parametri, 25  
     prosti, 22  
     sheme raspada, 36  
     složeni, 22, 46  
     vrste, 36  
     zakon, 22, 315  
 Radioaktivnost, 11, 16  
     otkriće, 15  
     veštačka, 122  
 Radiohemijska laboratoriјa, 303  
 Radiohemijske operacije, 300  
 Radioizotopi  
     akceleratorski, 305  
     reaktorski, 304  
     za primenu, 304  
 Radionuklidi  
     identifikacija, 110  
 Radon, 56  
 Razdvajanje izotopa, 274  
     fizičke metode, 275, 279  
     hemijske metode, 275, 284  
     laserske metode, 285  
 Reaktivnost nukl. reaktora, 170, 175  
 Reaktor  
     fisioni, 167  
     fuzioni, 192  
     kritična masa, 171  
 Reaktor fisioni, 195  
     bezbednost, 197  
     brzi, 196  
     energetski, 179  
     heterogeni, 178  
     hladilac, 173  
     homogeni, 177  
     jezgro, 172  
     klasifikacija, 177  
     kontrolni elementi, 174  
     kritična masa, 173  
     oplodni, 178

- princip rada, 171  
proizvodni, 196  
sigurnosni elementi, 174  
termalni, 177  
Reaktor fuzioni  
blanket, 194  
gorivo, 192  
hladilac, 194  
prvi zid, 194  
Redni broj elementa, 13, 235  
Refluks, 278  
Retencija, 300  
Rezonantni zahvat, 137  
Rotacioni spektri, 266  
S-procesi, 217  
Saturaciona aktivnost, 316  
Scintilacioni detektori, 104  
Scintilator, 105  
Separaciona jedinica, 275  
Separaciona kaskada, 276  
idealna, 278  
prosta, 277  
suprotnostrujna, 277  
ukupna separacija, 278  
Separacioni faktor, 250, 276, 282, 290  
vršni, 276  
Separacioni stepen, 275  
Silar-Calmersov efekat, 299  
Slabljenje zračenja  
koeficijent, 85  
koeficijent (merenje), 98  
Složeni raspad  
genetski nezavisnih nuklida, 47  
genetski zavisnih nuklida, 49  
raspad sa grananjem, 48  
Složeno jezgro, 157  
model, 132  
SNAP, 314  
Spalacija, 123  
Specifična ionizacija, 78  
Spektrometrija masa, 272  
Statistička suma, 268  
Stvaranje parova, 84, 87  
Supernôva, 216, 218, 220  
Tehnecijum, 306  
Teorijski plato, 277  
visina, 279  
Teška voda, 173, 252, 253  
destilacija H<sub>2</sub>O, 289  
elektroliza, 289  
GS metod, 289  
H<sub>2</sub>O/HD izmena, 289  
proizvodnja, 288  
Tokamak, 187  
brzina fuzione reakcije, 189  
Torijum, 162, 166, 253  
Trag čestice, 80  
beta-čestica, 82  
Transurani, 156, 222  
Transuranijumske elemente, 154, 222  
sinteze viših članova, 223  
Tributilfosfat (TBP), 247, 250  
Trifluorometan, 286  
Tritijum, 38, 59, 123, 189, 193, 194, 251  
Triton, 123, 141  
Ugljenik-14, 38, 59  
Unutrašnja konverzija, 45  
Uranidi, 230  
Uranijum, 18, 154, 162, 222, 244, 250, 262  
233-U, 166  
235-U, 166, 172, 248  
238-U, 166, 172, 224  
u prirodi, 245  
Uranijum-heksafluorid, 248, 281  
Uranil-jon, 250  
Uranil-nitrat, 247  
Uzmak atoma, 89  
energija, 297  
Veliki prasak, 210  
Vodonik, 212, 220, 262  
Vreme  
poluraspara, 25, 44, 53, 54  
poluraspara (genetski n.n.), 47  
poluraspara (određivanje), 27  
života atoma (srednje), 26  
Zahvat elektrona, 42  
Zahvat neutrona, 112, 134  
Zakon "1/v", 135  
Zakon periodičnosti, 232  
Zakon prolazne ravnoteže, 50  
Zakon sekularne ravnoteže, 52  
Zračenje, 21, 77  
gama, 83

- neposredno ionizujuće, 77, 78
  - posredno ionizujuće, 82
  - zakočno, 81
- Žuti kolač, 248
- Zvezda, 212, 216