Termodinamički proračun nuklearne elektrane

Ivančević, Dario

Master's thesis / Diplomski rad

2017

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **Josip Juraj Strossmayer University of Osijek, Faculty of Electrical Engineering, Computer Science and Information Technology Osijek / Sveučilište Josipa Jurja Strossmayera u Osijeku, Fakultet elektrotehnike, računarstva i informacijskih tehnologija Osijek**

Permanent link / Trajna poveznica: https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:200:459816

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2024-03-29**

Repository / Repozitorij:

Faculty of Electrical Engineering, Computer Science and Information Technology Osijek

zir.nsk.hr

Image not found or type unknown

SVEUČILIŠTE JOSIPA JURAJA STROSSMAYERA U OSIJEKU

FAKULTET ELEKTROTEHNIKE, RAČUNARSTVA I INFORMACIJSKIH TEHNOLOGIJA OSIJEK

Sveučilišni studij

TERMODINAMIČKI PRORAČUN TERMONUKLEARNE ELEKTRANE

Diplomski rad

Dario Ivančević

Osijek, 2017. godina.

SVEUČILIŠTE JOSIPA JURAJA STROSSMAYERA U OSIJEKU

FAKULTET ELEKTROTEHNIKE, RAČUNARSTVA I INFORMACIJSKIH TEHNOLOGIJA OSIJEK

Sveučilišni studij

TERMODINAMIČKI PRORAČUN TERMONUKLEARNE ELEKTRANE

Diplomski rad

Mentor: prof.dr.sc. Damir Šljivac

Sumentor: mag.ing. Matej Žnidarec

Osijek, 2017. godina.

SADRŽAJ ..... **STRANICA**

1. UVODNO RAZMATRANJE 1

1.1. Razvoj i primjena nuklearne energetike 1

1.2. Princip primjene nuklearne energije u energetici 2

2. OSNOVE NUKLEARNE FIZIKE 4

2.1. Elementarne čestice 4

2.2. Sastav i struktura atoma 5

2.2.1. Izotopi 7

2.2.2. Unificirana atomska masena jedinica 8

2.2.3. Primjer 8

2.3. Energija elektrona 9

2.3.1. Primjer 11

2.4. Energetske razine i stabilnost atomskih jezgara 11

2.5. Kemijske i nuklearne reakcije 14

2.5.1. Nuklearne reakcije s neutronima 15

2.6. Stabilnost atomske jezgre i energija vezivanja 15

Primjer 2.6.1 18

2.7 Radioaktivnost i vrijeme poluraspada 18

2.7.1. Ionizirajuća zračenja 25

3. FIZIKALNA TEORIJA REAKTORA 26

3.1. Nuklearna fisija 26

3.1.1 Energija fisije 27

3.2. Lančana reakcija 28

3.2.1. Analiza mogućnosti ostvarenja samoodržavajuće lančane reakcije 30

3.3. Energija neutrona 33

3.3.1. Sudari neutrona 34

3.3.2 Termički neutroni 37

Primjer 3.3.3. 38

3.4. Udarni presjek 39

3.4.1 Ovisnost udarnih presjeka o energiji neutrona 42

Primjer 3.4.2. 45
Primjer 3.4.3. 46
3.5. Životni ciklus neutrona i reaktivnost reaktora 46
3.5.1. Reaktivnost reaktora 49
3.6. Utjecaj reflektora 50
4. IZVORI, VOĐENJE I PRIJELAZ TOPLINE U NUKLEARNOJ TERMOELEKTRANI. 53
4.1. Nuklearna reakcija kao izvor topline 53
4.1.1. Fisije atoma urana i plutonija 53
4.1.1.1 Primjer 534
4.1.2. Ozračeno nuklearno gorivo 54
4.1.2.1 Primjer 545
4.2. Vođenje i prijelaz topline 55
4.2.1. Vođenje topline u gorivnim elementima 58
5. NUKLEARNI REAKTORI 61
5.1. Općenito 61
5.2. Tipovi nuklearnih reaktora 63
5.3. Lakovodni reaktor s vodom pod tlakom (PWR) 67
5.3.1. Tlačni spremnik 68
5.3.2. Sigurnosni štit 69
5.4. Lakovodni reaktor s kipućom vodom (BWR) 69
5.5. Plinom hlađen reaktor 72
5.5.1 Usavršeni plinom hlađeni reaktor (AGR) 74
5.5.2 Visokotemperaturni plinom hlađen reaktor (HTGR) 74
5.6. Brzi oplodni reaktor hlađen tekućim metalom 75
5.7. Teškovodni reaktori 78
5.7.1. Teškovodni reaktori s cijevima pod tlakom (HWR, CANDU) 78
5.7.2. Teškovodni reaktori s posudom pod tlakom (PHWR) 78
5.7.3. Reaktor moderiran teškom vodom i hlađen običnom kipućom vodom 79
5.8. Napredne tehnologije energetskih nuklearnih reaktora 80
5.8.1. Reaktori treće generacije 80
5.8.2. Reaktori četvrte generacije 81

6. TERMODINAMIČKA ANALIZA TERMONUKLEARNE ELEKTRANE 83
6.1. Prikaz snage nuklearne elektrane 83
6.2. Termodinamički proračun PWR termonuklearne elektrane 84
6.2.1. Tehničke karakteristike i ograničenja lakovodnog reaktora s vodom pod pritiskom (PWR) 84
6.2.2 Termodinamička analiza (Rankineov ciklus) 86
6.2.3. Dodatna razmatranja vezana uz PWR kružni proces 94
7. ZAKLJUČAK 101
8. LITERATURA 104
SAŽETAK 105
ŽIVOTOPIS 106

1. UVODNO RAZMATRANJE

1.1. Razvoj i primjena nuklearne energetike

Nuklearna energetika započinje s pionirskim radovima velikana znanosti u godinama prije drugog svjetskog rata (Joilot-Curie, Hahn, Strasman, Fermi i drugi). Radovi su rezultirali i doveli do prve samoodržavajuće lančane reakcije 2. prosinca 1942. godine u reaktoru izgrađenom na terenu Sveučilišta Chicago. Voditelj projekta bio je poznati fizičar Enrico Fermi.

Reaktor (poznat pod nazivom Chicago pile 1, skraćeno *CP-1*) bio je izgrađen od blokova grafita s umetnutim šipkama od prirodnog urana. Izgradnja reaktora dio je aktivnosti u sklopu Manhattan projekta, čiji je konačni cilj bio praktična realizacija atomske bombe. Čovječanstvo je tim dostignućem upoznalo do tad nepoznatu pojavu – oslobađanje energije atomskih jezgri i njezinu upotrebu. Nažalost, ta je energija u početku bila iskorištena u vojne svrhe. Iako je fenomen fisije i lančane reakcije bio teorijski već dobro proučen, moralo se iz opreza pri puštanju u pogon prvog reaktora računati na mogućnost iznenađenja. Dramatičnost eksperimenta potvrditi će činjenica da je specijalna ekipa iznad reaktora bila spremna da ga brzo ugasi tekućim kadmijem. Međutim, 28 minuta koliko je trajao eksperiment Fermi je odmah nakon njegova završetka uputio dogovorenu telefonsku poruku Centru za istraživanje i razvoj u Harvardu. Poruka je glasila: „Talijanski je navigator stigao u novi svijet“ . „ Kako je zatekao domoroce? “ slijedilo je pitanje. „ Vrlo prijateljski“ odgovorio je Compton. Usvajanjem procesa fisije i lančane reakcije čovjek je ovladao proizvodnjom energije fantastične koncentracije u odnosu na bilo koju kemijsku reakciju. Proizvedena energija po jedinici mase aktivnog materijala kod tih je reakcija oko milijun puta veća i u odnosu na najsnažnije klasične eksplozive. Raspolaganje s energijom velike koncentracije omogućuje izgradnju kompaktnih izvora energije. Mala masa nuklearnog goriva, te niski troškovi gradnje i materijala stvaraju uvjete za djelotvornu i ekonomičnu primjenu takvih izvora energije u energetici. [1]

Sedam desetljeća od eksperimenta u Chicagu, nuklearna je energija dosegla široku primjenu. Trenutno je u svijetu 447 operativnih energetski nuklearnih reaktora, a u procesu izgradnje je dodatnih 61 nuklearnih energetski reaktora. Podatci o tehnologiji rada, reaktorima u pogonu, reaktorima u gradnji i operativnom stanju nuklearnih energetskih reaktora mogu se vidjeti na službenoj stranici Svjetske nuklearne asocijacije [2] (engl. World Nuclear Association).

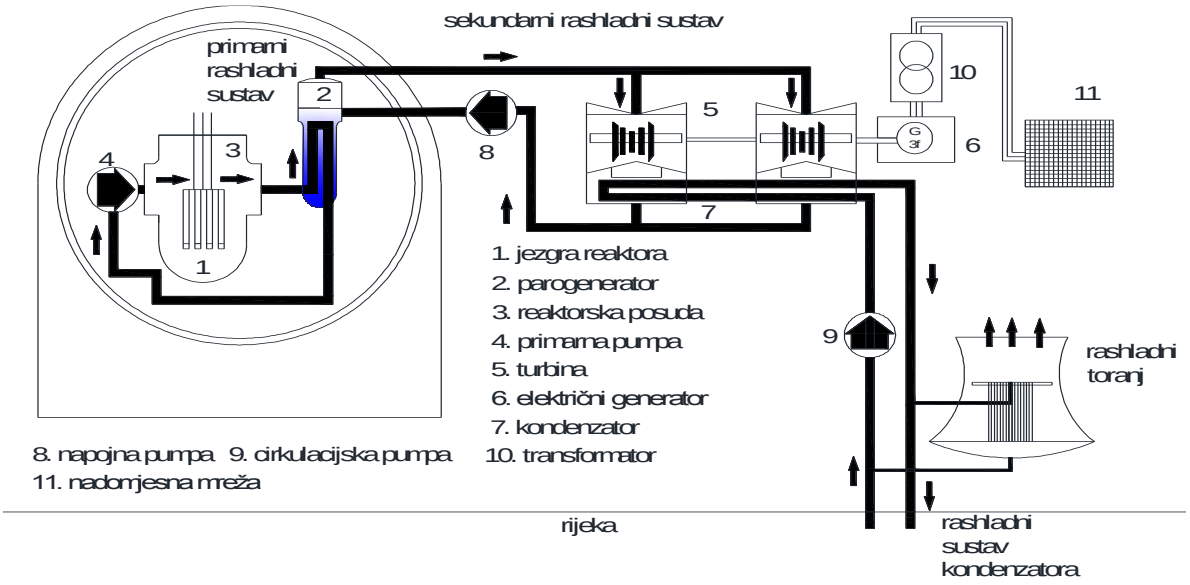
1.2. Princip primjene nuklearne energije u energetici

Korištenje nuklearne energije u nuklearnoj energetici na trenutnom stupnju razvoja temelji se na korištenju fisije atoma (uran ili plutonija). Oslobađanje energije fisije događa se u specifičnom postrojenju, poznatom i kao nuklearni energetski reaktor. Reaktor sadrži nuklearno gorivo (najčešće izrađeno od šipki urana i/ili plutonija), rashladni fluid i moderator. Moderator služi za usporavanje neutrona u reaktoru koji je u većini trenutnih reaktora istovjetan s rashladnim fluidom. Brzi reaktori nemaju moderatora. Oslobođena energija iz fisije atoma urana i plutonija u materijalu reaktora pretvara se u toplinsku energiju, koja se akumulira u materijalima reaktora (najviše u samom nuklearnom gorivu).

Generirana toplinska energija uzrokuje porast temperature reaktora. Ukoliko se ne bi osiguralo djelotvorno hlađenje temperatura bi brzo oštetila ili otopila materijal nuklearnog goriva. Jedino oštećeni gorivni elementi reaktora mogu ugroziti okolinu zbog ispuštanja radioaktivnih tvari, može se zaključiti da hlađenje nuklearnog reaktora ima presudnu ulogu za sigurnost nuklearnog postrojenja kao i široke okoline. Toplinska energija odvedena rashladnim fluidom iz reaktora upravo je ona energija koja sudjeluje u energetskoj transformaciji značajnoj za energetski sustav. Temperatura koju postiže rashladno sredstvo na izlazu iz reaktora ovisi o izvedbi i namjeni reaktora, a ograničena je tehničkim svojstvima materijala koji se koristi za njegovu izgradnju. Ovakvo korištenje zasniva se na istom principu kao i korištenje toplinske energije vrelih plinova koji nastaju u ložištima pri izgaranju fosilnih goriva. Nuklearna elektrana je u osnovi termoelektrana, koja umjesto korištenja toplinske energije koja se razvija u ložištu kotla koristi toplinsku energiju rashladnog kruga reaktora.

Shematski prikaz principa rada nuklearne elektrane s tlakovodnim reaktorom prikazan je na slici 1.1. . Na slici se može uočiti nuklearni reaktor i primarni rashladni krug, koji posredstvom parogeneratora predaje toplinsku energiju sekundarnom parnom ciklusu. Zbog sigurnosti okoline, reaktori i primarni rashladni krug zatvoreni su u zaštitnoj posudi. Sekundarnim rashladnim krugom vrši se pretvorba toplinske energije posredstvom parne turbine u mehanički rad, analogno kao kod klasičnih termoelektrana. Bez obzira na vrstu rashladnog sredstva reaktora (koje može biti voda, mješavina vode i vodene pare, plin, tekući metal) u današnjim nuklearnim elektranama električna energija pretvara se u toplinsku korištenjem Rankineova kružnog procesa voda – vodena para.

U većini nuklearnih elektrana vodena para za potrebe pogona parne turbine dobivena je hlađenjem rashladnog sredstva reaktora u izmjenjivačima topline (zbog toga se nazivaju parogeneratori). Nuklearne elektrane gdje je para dobivena izravno u reaktoru većinom su izbačene iz uporabe ili ih je u neznatnom broju [1] .



Slika 1.1 *Princip rada nuklearne elektrane,*
(Izvor: Danilo Feretić, Uvod u nuklearnu energetiku), [1]

Svrha ovog diplomskog rada je u teorijskom djelu dati uvid u osnove nuklearne energetike te objasniti način rada i vrste nuklearnih energetskih reaktora. Praktični dio rada sastojati će se od termodinamičkog proračuna termonuklearne elektrane (reaktor s vodom pod tlakom).

2. OSNOVE NUKLEARNE FIZIKE

Nuklearna fizika je dio moderne fizike koja se bavi proučavanjem jezgre atoma i oslobađanja topline. Razina potrebnog znanja za poznavanje rada nuklearnih termoelektrana biti će dana u ovom poglavlju rada, a bazirati će se na primjeni u reaktorskoj fizici i djelovanju zračenja na materijale.

2.1. Elementarne čestice

Broj elementarnih čestica od koji je izgrađen cijeli fizikalni svijet je velik, zbog toga je i struktura jezgre atoma sastavljena od tih čestica kompliciranа. Za potrebe primjene u energetici dovoljno je promatrati manji skup elementarnih čestica pri tome ne vodeći računa jesu li one po shvaćanju kemičara i fizičara elementarne ili nisu. Karakteristike i nazivi tih čestica su:

- **ELEKTRON**

  Elektron je elementarna čestica koja je negativno nabijena, a nosi električni naboj od $1{,}60219 \cdot 10^{-19}$ C i ima masu u mirovanju (prema relativističkoj teoriji masa čestice ovisi o njezinoj brzini) $9{,}10956 \cdot 10^{-32}$ kg. U nekim nuklearnim reakcijama dolazi i do pojave pozitrona. Pozitron je čestica iste mase i naboja kao i elektron, no ima pozitivan predznak naboja [1] .

- **PROTON**

  Proton ima masu mirovanja $1{,}67261 \cdot 10^{-27}$ kg (masa mu je 1836 puta veća od mase elektrona) i električni naboj identičan naboju pozitrona (pozitivan) [1] .

- **NEUTRON**

  Neutron ima veću masu mirovanja nego proton. Masa neutrona iznosi $1{,}67492 \cdot 10^{-27}$ kg, a nema električnog naboja. Neutron kao električki neutralna čestica lako ulazi u nuklearne jezgre i izaziva nuklearne reakcije. Nuklearne reakcije s neutronima su osnova fizikalne teorije nuklearnog reaktora. Slobodni neutron (neutron izvan atomske jezgre) je nestabilna čestica s poluvremenom raspada od 12 minuta. Raspada se na proton, elektron i neutrino [1] .

- **NEUTRINO**

  Neutrino i antineutrino je čestica bez mase mirovanja i bez električnog naboja. Nastaje kod nekih nuklearnih raspada (najčešće kod emisija elektrona, poznatim kao i β-emisije). Neutrino rijetko ulazi u nuklearne reakcije s materijom, materijalni svijet za ovu česticu je skoro prozračan [1] .

- **FOTON**

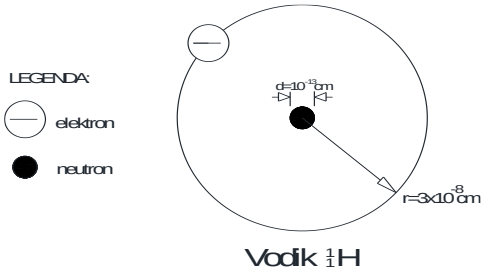
  Foton je kvant elektromagnetsko zračenja, a ne materijalna čestica u standardnom smislu riječi. Kod nekih se fizikalni pojava pojavljuje kao materijalna čestica, a kod drugih u obliku elektromagnetskog vala (vidljiva svjetlost, χ-zrake, γ- zrake). Foton nema mase mirovanja, a u vakumu se kreće s konstantnom brzinom (brzinom svjetlosti) od $2{,}9979 \cdot 10^{18}$ m/s [1] .

2.2. Sastav i struktura atoma

Potpoglavlje sastav i struktura atoma dati će pojednostavljenu sliku o sastavu i strukturi atoma dovoljnu za shvaćanje najbitnijih pojava u nuklearnoj tehnici i nuklearnoj energetici. Atom je osnova građevna tvar. Materiju čine atomi. Atom se sastoji od relativno teške, pozitivno nabijene jezgre i određenog broja (koliko ima protona u jezgri) lakših negativno nabijenih elektrona koji kruže oko jezgre atoma. Jezgru atoma čine protoni i neutroni, nazivaju se još i nukleoni. Protoni su pozitivno nabijeni, neutroni su električno neutralno nabijene čestice. Atom je kao cjelina električno neutralan. Znači, broj elektrona i protona koji čine atom je jednak. Također, može se zaključiti da su prema navedenoj činjenici električni naboj protona i neutrona po iznosu jednaki ali suprotnog predznaka. Broj protona u jezgri naziva se atomski broj, označava se simbolom *Z*. Ukupan broj nukleona u jezgri atoma naziva se maseni broj, označava se simbolom *A*. Nuklearni simboli se prema konvenciji pišu:

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X} \text{ ili } {}_{Z}\mathrm{X}^{A} \qquad (2\text{-}1) $$

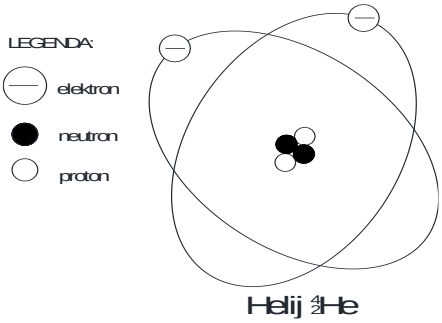
Simbol *X* je kemijski simbol tvari. Najveći dio težine atoma koncentriran je unutar same jezgre atoma. Polumjer jezgre atoma je približno 10^{-16} m, dok je polumjer atoma 10^{-13} m. Slika 2.1. prikazuje atom vodika (${}_{1}\mathrm{H}^{1}$), atom vodika čine jezgra atoma (koju tvori jedan proton) i vanjski omotač (kojeg čini jedan elektron). Prema tome vrijedi ($Z = 1$, $A = 1$).



Slika 2.1. *Atom vodika,*

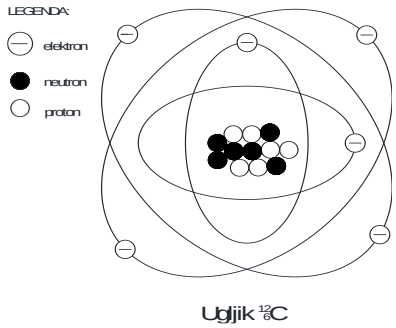
(Izvor: Power Plant Engineering 2), [3]

Prema navedenom, atom helija $_2H^4$ čini jezgra koju tvore dva protona i dva neutrona te vanjski omotač s dva elektrona ($Z = 2$, $A = 4$). Atom helija prikazan je na slici 2.2.



Slika 2.2. *Atom helija, [3]*

Osnovni pojmovi o strukturi elektronskog omotača mogu se opisati prema teoriji ljusaka. Moguće putanja elektrona u plaštu atoma grupiraju se u ljuske koje se, počevši od unutrašnje prema vanjskoj, obilježavaju sa *K*, *L*, *M*, *N*, *O*, *P*, *Q*. Broj elektrona u svakoj ljusci je ograničen. Ljuska *K* može sadržavati najviše 2 elektrona, ljuska *L* 8 elektrona, ljuska *M* 18 elektrona i tako dalje. Na slici 2.2. može se vidjeti da atom helija ima potpuno popunjenu ljusku *K* za razliku od atoma vodika (slika 2.1.) koji ima jedan elektron "manjka" u ljusci *K*.



Slika 2.3. *Atom Ugljika, [3]*

Na slici 2.3. može se vidjeti atom ugljika kojem je ljuska *K* popunjena sa 2 elektrona, a ljuska *L* sa 4 elektrona.

Kemijski elementi čiji atomi imaju dovoljno elektrona za potpuno popunjavanje vanjske ljuske s 8 elektrona (za ljuske *K* i *L*), ili popunjavanje vanjske ljuske s 8 elektrona (odnosno popunjavanje podljuski *s* i *p* u ljuskama *M, N, O, P*) kemijski su vrlo stabilni. Ovoj skupini pripadaju plemeniti plinovi. Nasuprot tome, elementi koji imaju samo jedan elektron više od plemenitih plinova (alkalni metali) ili jedan elektron manje (halogeni elementi) lako se međusobno vežu i stupaju u kemijske reakcije radi zajedničkog korištenja suvišnog odnosno manjkajućeg elektrona. Valencija kemijskih elemenata objašnjava se težnjom atoma da upotpune ljuske u elektronskom plaštu, jer time postižu veću kemijsku stabilnost. Element je toliko valentan koliko elektrona prima ili daje za upotpunjavanje elektronskih ljuski [1] .

2.2.1. Izotopi

Atomi koji imaju u jezgri jednak broj protona imaju slična kemijska i fizikalna svojstva. Ukoliko atomi imaju jednak broj protona u jezgri, a razlikuju se u masi (različit broj neutrona) nazivaju se izotopi. S promjenom broja neutrona u jezgri atoma ne mijenjaju se kemijska svojstva. Posljedica ove činjenice s aspekta kemijskih reakcija je da su atomi s različitim brojevima neutrona, ali s istim brojem protona u jezgri identični. Međutim, ovo ne vrijedi i za fizikalna svojstva tih atoma te ona mogu biti vrlo različita. Atomi koji sadrže isti broj protona, a različiti broj neutrona nazivaju se izotopi. Postoje stabilni i radioaktivni izotopi. Važna karakteristika kemijskih elemenata je podatak o relativnom sadržaju njegovih prirodnih stabilnih ili dugoživučih radioaktivnih izotopa. Većina kemijskih elemenata ima takve izotope (svega 20 kemijskih elemenata sadrži jednu vrstu stabilnih nuklida) [1] . Nuklid je atom kemijskog elementa za koji je poznat ne samo atomski broj *Z*, već i ukupan broj nukleona (protona i neutrona) u atomskoj jezgri. Obično se uz oznaku za vrstu kemijskog elementa navodi samo podataka o masenom broju *A*, čime je određen broj protona i neutrona u jezgri. Ovim načinom je omogućeno jednostavno definiranje izotopa svakog kemijskog elementa. Izotopi kisika biti će označeni ^{16}O, ^{17}O, ^{18}O, izotopi urana kao ^{234}U, ^{235}U, ^{238}U te izotopi vodika kao ^{1}H, ^{2}H, ^{3}H. Sadržaj izotopa je u svakom elementu gotovo konstantan. U nuklearnoj energetici od najvećeg su značaja izotopi urana. Udio atoma pojedinih izotopa u prirodnom uranu je 0,006 % ^{234}U, 0,712 % ^{235}U, 99,27 % ^{238}U. Također, važni su izotopi vodika ^{1}H, ^{2}H, ^{3}H. Izotop ^{2}H je stabilan i poznat je pod nazivom deuterij, izotop ^{3}H je radioaktivan i poznat je kao tricij. Mnogi

izotopi se ne pojavljuju u prirodi nego su sintetizirani u laboratoriju ili u nuklearnim reaktorima [3] .

2.2.2. Unificirana atomska masena jedinica

Apsolutne mase atoma su male (približnog iznosa 10^{-25} kg) pa ih je nepraktično izražavati u jedinicama mase SI sustava. Nuklearna fizika koristi relativno izražavanje mase, uzimajući masu najlakše jezgre (najlakšu jezgru tvori samo jedan proton) približno jednakoj jedinici. Zbog čega je u atomsko fizici usvojena unificirana atomska masena jedinica AJM kao 1/12 mase nuklida ^{12}C. Apsolutni iznos masene jedinice AJM= $1{,}660565 \cdot 10^{-27}$ kg. Masa *M* bilo kojeg nuklida izražena u AJM dobiva se iz relacije:

$$M = 12 \cdot \frac{masa\ nuklida}{masa\ nuklida \cdot {}^{12}_{6}\mathrm{C}} \tag{2-2}$$

2.2.3. Primjer

Potrebno je izračunati prosječnu masu atoma prirodnog urana. Uran sadrži tri izotopa sljedećih karakteristika prema tablici 2.1. :

Tablica 2.1. *Tablica vrijednosti, [1]*

Izotop	Atomski sadržaj a_i %	Atomska masa A_i (AJM)
^{234}U	0,0057	234,0409
^{235}U	0,72	235,0439
^{238}U	99,27	238,0508

Na temelju podataka o izotopima urana prosječna masa atoma se izračunava kao:

$$M_u = 0{,}01 \sum_1^3 A_i \cdot a_i \tag{2-3}$$

Prema izrazu (2-3) slijedi:

$M_u = 0{,}01 \cdot (0{,}0057 \cdot 234{,}0409 + 0{,}72 \cdot 235{,}0439 + 99{,}27 \cdot 238{,}0508) = 238{,}01869$ AJM.

Prosječna masa atoma prirodnog urana je približno 238 AJM [1] .

2.3. Energija elektrona

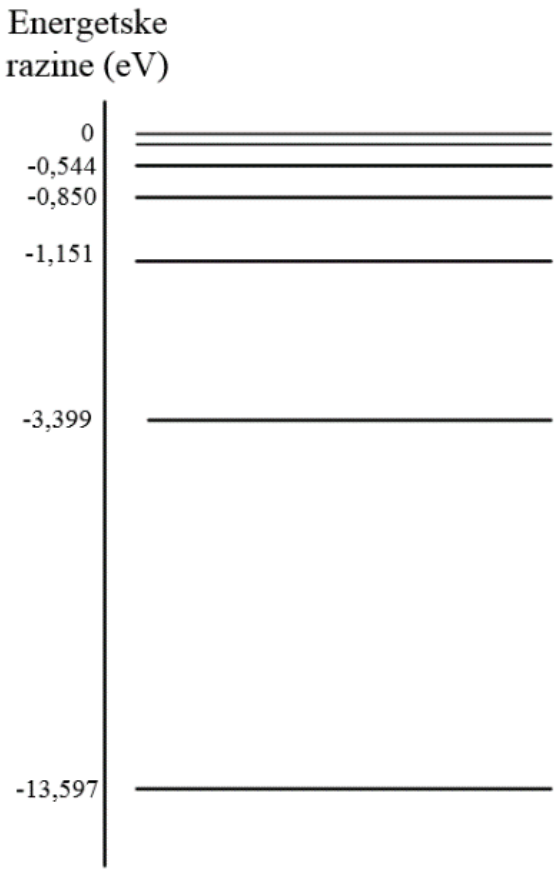
Sile koje djeluju između električno nabijenih čestica (prema Columbovom zakonu sila između nabijenih čestica je proporcionalna produktu njihovih naboja i obrnuto proporcionalna kvadratu njihove udaljenosti), svaka takva čestica ima mogućnost vršenja rada. Izraz za Columbov zakon između dva točkasta naboja:

$$F = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2} \tag{2-3}$$

gdje je: F - sila između naboja, Q - naboj tijela, r - udaljenost između naboja, ε – dielektrična konstanta. Kada se električni naboj pomiče u smjernu povećanja njegova potencijala u elektrostatskom polju, rad se troši (ulaže). Na ovoj pojavi se zasniva definicija jedinice u nuklearnoj energetici. Jedinica se naziva *elektronvolt* (skraćeno eV), a može se definirati kao rad koji treba uložiti da se elektron pomakne u elektrostatskom polju nasuprot potencijalnoj razlici od jednog volta.

$$1 \text{ eV} = 1{,}60219 \cdot 10^{-19} \text{ J} \tag{2-4}$$

Elektron koji kruži oko jezgre atoma ne ponaša se prema zakonima klasične elektrodinamike. Ovaj bi elektron, kao svaki oscilator, morao kontinuirano isijavati elektromagnetsku energiju u okoliš no to bi bilo u suprotnosti sa zakonom o očuvanju energije. Prema zakonima kvantne mehanike, elektron se u atomu ne može nalaziti na bilo kojoj putanji, već samo u jednoj od niza diskretnih putanja od kojih svaka ima određenu potencijalnu energiju. Putanje više elektrona s istim potencijalnim energijama čine ranije spomenute i prikazane na slikama u poglavlju 2.2. elektronske ljuske. Dok se elektron nalazi unutar jedne putanje ne izmjenjuje energiju s okolinom. Izmjena energije s okolinom nastaje pri prijelazu iz jedne putanje u drugu (prijelazu između elektronskih ljusaka) u iznosu koji odgovara razlici potencijalnih energija tih putanja. Teoriju potencijalnih energija elektronskih staza postavio je poznati danski fizičar Niels Bhor. Razlika između energija pojedinih putanja postaje sve manja što su one dalje od jezgre. Kada n (n – diskretna elektronska staza) teži u beskonačnost, potencijalna energija teži nuli (potencijalna energija slobodnog elektrona). Potencijalna energija svake staze pokazuje iznos energije koji treba dovesti elektronu da bi se on izbacio iz atoma odnosno da bi se atom ionizirao. Stabilno stanje atoma, označava se kao osnovno stanje a to je stanje kada su sve putanje s najnižim mogućim razinama energije zauzete s elektronima. Ovo su i putanje s najmanjim mogućim udaljenostima elektrona od jezgri atoma.



Slika 2.4. *Energije elektronskih staza u vodikovu atomu, [1]*

Atom je u pobuđenom stanju kada elektroni zbog apsorpcije određene količine energije (elektromagnetskim zračenjem ili kolizijom elektron s nekom materijalnom česticom) prelaze u neku od putanja s višom potencijalnom energijom. Ako je apsorbirana energija (energija pobude) dovoljno velika, jedan ili više atoma mogu biti izbačeni iz plašta atoma. Ovo se naziva ionizacija. Atom koji izgubi jedan ili više elektrona postaje pozitivan ion. Pobuđeni i ionizirani atomi su nestabilni. Vraćaju se u ravnotežu u vrlo kratkom vremenu u osnovno stanje tako da elektroni iz vanjskih putanja uskaču u jednu od niže slobodnih putanja, a elektroni koji nedostaju zarobljeni su u okolini (rekombinacija iona). Razlika energije elektronskih putanja, kada elektron prelazi iz pobuđenog stanja u osnovno, emitira se iz atoma kao elektromagnetna energija (odnosno energija fotona). Planckov zakon određuje ovisnost frekvencije emitiranog zračenja v, o razlici energije ΔE:

$$\Delta E = h \cdot v \qquad (2\text{-}5)$$

gdje je: h Planckova konstanta i iznosi $6{,}6 \cdot 10^{-34}$ Js. Ako je razlika energije nekoliko eV, emitirana radijacija je vidljiva svjetlost. Međutim, kada razlika energije dosegne iznos reda 10^5 eV dolazi do emisije x– zraka. Energetski potencijali elektronskih ljusaka ovise o vrsti atoma,

odnosno o električnom naboju jezgre. Ukoliko je u jezgri (više protona) to su potencijali donjih elektronskih ljusaka negativniji, što znači da će uskakanjem elektrona u te ljuske izazvati elektromagnetsko zračenje manjih valnih duljina (koje se označava i kao tvrđe elektromagnetsko zračenje, kao što su npr. rendgenske ili *x*-zrake). Više o zračenju biti će spomenuto u sljedećim poglavljima. [1]

2.3.1. Primjer

Potrebno je odrediti valnu dužinu emitiranog elektromagnetsko zračenja ukoliko elektron u vodikovu atomu prelazi iz *L* ljuske u *K* ljusku ?

Rješenje:

Razlika između energije ljusaka iznosi:

$$\Delta E = 13{,}6 - 3{,}4 = 10{,}20 \text{ eV} = 10{,}20 \cdot 1{,}60219 \cdot 10^{-19} = 1{,}66 \cdot 10^{-18} \text{ J}.$$

Prema izrazu (2-5) :

$$\nu = 2{,}5 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}.$$

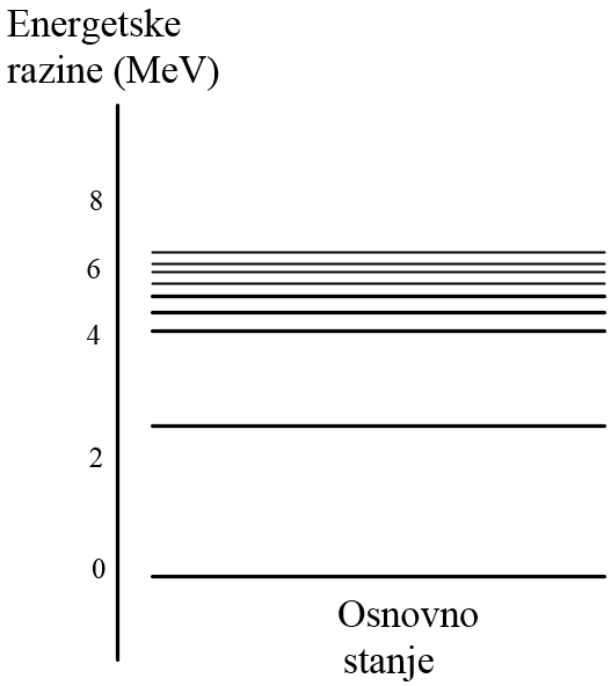
Iz čega se može izračunati valna duljina:

$$\lambda = c/\nu = 3 \cdot 10^{8}/(2{,}5 \cdot 10^{15}) = 1{,}2 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

Emitirano zračenje je ultraljubičasti dio spektra.

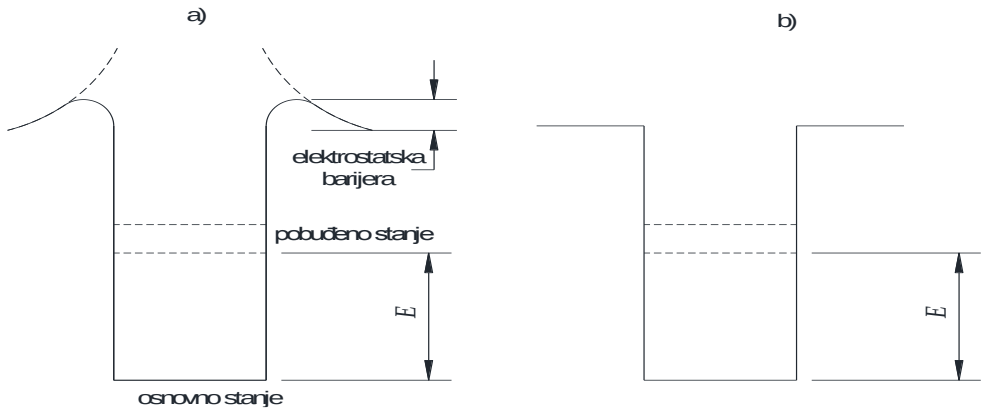
2.4. Energetske razine i stabilnost atomskih jezgara

Atomske jezgre, slično kao elektroni u atomskom plaštu mogu se nalaziti u osnovnom i pobuđenom stanju. Kada je atomska jezgra u pobuđenom stanju, njezina unutrašnja energija odgovara višoj energetskoj razini u odnosu na stabilno (osnovno) stanje. Energetske razine atomske jezgre su suglasno kvantnoj teoriji, diskretne i karakteristične za svaki nuklid. Razlike između energetskih razina jezgre to su veće što se energetske razine nalaze bliže osnovnom stanju. Dalje od osnovnog stanja razlike energije postaju sve manje i postepeno teže ka nuli (slično kao i za energetske razine elektrona u plaštu atoma). Zbog lakšeg razumijevanja ove činjenice može se pogledati slika 2.5. .



Slika 2.5. *Energetske razine nuklida u ugljika, [1]*

Razlike između energetskih razina su u prosjeku manje kod težih nego kod lakših jezgara. Ovo znači da se teže jezgre mogu lakše pobuditi dovođenjem manjih količina energije. Također, vrlo je bitno za primijetiti da su energetske razlike između pojedinih razina energetskih stanja jezgre puno veće (oko milijun puta) od energetskih razlika elektronskih putanja u plaštu atoma. Razlike se mogu tumačiti mnogo većim silama koje djeluju između nukleona u jezgri atoma od sila koje djeluju između elektrona u plaštu atoma i jezgre. Jednakog reda veličine su i razlike između energija koje nastaju u nuklearnim i kemijskim reakcijama, jer nuklearne reakcije nastaju iz procesa u jezgri, a kemijske reakcije iz procesa u plaštu atoma. Prema Planckovu zakonu izraz (2-5) frekvencija emitiranog elektromagnetskog zračenja je proporcionalna razlici energija između energetskih razina nukleona u jezgri. Visoki iznosi energije između energetskih razina u jezgri atoma može dovesti do zaključka da će emitirano zračenje iz jezgre imati malu valnu duljinu i vrlo visoku frekvenciju, što izaziva vrlo prodorno zračenje poznato i pod nazivom γ – zrake. Analiza γ – zraka omogućuje indirektno mjerenje razina energije u jezgri. Energetski potencijali (protona i neutrona) u jezgri prikazani su na slici 2.6. . Protoni su električno nabijene čestice i pri ulasku i izlasku iz jezgre moraju savladati električnu potencijalnu barijeru. Neutroni su električni neutralni i nemaju takve barijere. Upravo zbog ovog razloga (emisija neutrona iz jezgre a i njihova penetracija lakša je nego kod električki nabijenih protona) se za fisijske reakcije jezgra atoma bombardira neutronima. [1]



Slika 2.6. *Energetski potencijali protona (a) i neutrona (b) unutar jezgre, [1]*

Sile koje određuju stabilnost atomskih jezgara su nuklearne sile i Columbova (elektrostatska) sila, gravitacijska sila koja djeluje između dva spojena nukleona je 10^{37} puta manja od nuklearne sile. Nuklearne sile od fundamentalnoga su značenja za razumijevanje stabilnosti atomskih jezgara. Između protona u jezgri atoma vlada elektrostatska odbojna sila (pozitivno električno nabijene čestice se odbijaju) koja bi onemogućila njihovo formiranje da ne postoji nuklearna sila koja je mnogo puta jača od elektrostatske.

Ključne karakteristike nuklearnih sila su:

- **Kratak domet djelovanja.**
  Nuklearne sile djeluju na udaljenosti koja je istog reda veličine kao promjer jezgre [1].
- **Nuklearne sile u privlačne i izrazito jake.**
  Između nukleona u unutrašnjosti jezgre višestruko nadvladavaju odbojnu elektrostatsku silu (npr. pri savladavanju nuklearne sile radi odvajanja jednog nukleona iz jezgre težeg elementa treba utrošiti energiju od oko 8 MeV) [1] .
- **Nuklearne sile djeluju između parova nukleona i pokazuju svojstvo zasićenja.**
  Elektrostatska odbojna sila u unutrašnjosti jezgre slabija je od nuklearne sile, ali nema svojstvo zasićenja (ovo znači da jedan proton djeluje na sve proton u jezgri). Zbog toga utjecaja elektrostatska sile raste s povećanjem broja protona u jezgri. Od 1500 poznatih nuklida samo 352 postoje u prirodi, a od tih su 265 stabilni. Ostali nuklidi mogu postojati samo unutar određenih odnosa broja protona i neutrona u jezgri. Stabilnost je uvjetovana relativnim povećanjem djelovanja nuklearnih sila potrebnih za kompenzaciju sve jačih elektrostatskih odbojnih sila među protonima u jezgri [1] .

- **Paran ili neparan broj nukleona u jezgri**

  Jezgre s parnim brojem neutrona i parnim brojem protona općenito pokazuju bolje svojstvo stabilnosti od jezgri kod kojih je jedan od ovih brojeva neparan, posebno od jezgri kod kojih su oba broja neparna [1] .
- **“ Magičan“ broj protona i neutrona u jezgri**

  Atomske jezgre koje sadrže 2, 8, 20, 50 , 82 protona i/ili 2, 8, 20, 50, 82 i 162 neutrona naročito su stabilne. Uzrok je potrebno tražiti u modelima građe jezgre atoma [1] .

2.5. Kemijske i nuklearne reakcije

Atomi se u kemijskim reakcijama mogu međusobno spajati ili rastavljati. Za primjer se može prikazati reakcija spajanja atoma ugljika i dva atoma kisika:

$$C + O_2 = CO_2$$

Čiji je rezultat reakcije ugljikov dioksid (CO_2). Ovom reakcijom oslobođena je energija od 4 eV. Energija koja je nastala je rezultat povezivanja valencijskog pojasa atoma kako bi se postiglo novo veće energetsko stabilnije stanje svih atoma. U kemijskim reakcijama svaki atom sudjeluje kao cjelina i zadržava svoj identitet. Kao što je već spomenuto, pri kemijskim reakcijama samo se elektroni u valencijskom pojasu dijele i razmjenjuju. Jezgra atoma ostaje nepromijenjena. Pri nuklearnim reakcijama, jezgra atoma nakon reakcije se mijenja iako broj nukleona (čestica u jezgri) nakon reakcije mora ostati jednak broju prije reakcije iako oni tvore jezgru novo nastalog atoma. Radi shvaćanja zadnje činjenice prikazan je primjer:

$$_{z1}A^{A1} + {}_{z2}B^{A2} \leftrightarrow {}_{z3}C^{A3} + {}_{z4}D^{A4}$$

mora vrijediti:

$$Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4 \; i \; A_1 + A_2 = A_3 + A_4 \qquad (2\text{-}6)$$

gdje je: *A*, *B*,*C* i *D* – oznaka za kemijski simbol. Ponekad kao rezultat nuklearne reakcije nastaje elektromagnetsko zračenje (γ-zrake), neutrino (ν) no oni ne utiču na jednakost izraza (2-6), zato što su oni nosioci energije a *Z* i *A* su im nula. Primjer nuklearne reakcije:

$$^{10}B + n \leftrightarrow {}^{4}He + {}^{7}Li + Q$$

gdje je: *Q* - izmijenjena energija sa okolinom. Može se vidjeti da je nakon nuklearne reakcije očuvan broj nukleona i količine naboja. Izmijenjena energija sa okolinom *Q* određuju se na

osnovi defekta mase. Defekt mase opisan je u slijedećem poglavlju. Nuklearne reakcije kod kojih je *Q* pozitivan, odnosno iz nuklearne reakcije gdje se dobije energija naziva se egzotermna nuklearna reakcija. Suprotno, nuklearna reakcija je endotermna ako troši energiju.

2.5.1. Nuklearne reakcije s neutronima

Najznačajnije nuklearne reakcije u nuklearnoj energetici su one koje izazivaju neutroni. Među njim se ističu sljedeće:

- **Elastični sudar**
  Kod elastičnog sudara jezgre i neutrona dolazi samo do preraspodjele količine gibanja i kinetičkih energija čestica. Analiza pojave je slična kao sudar elastičnih kuglica u klasičnoj mehanici, više o elastičnom sudaru u potpoglavlju 3.3.1.
- **Neelastični sudar**
  Ako neutron pri sudaru s jezgrom dio svoje kinetičke energije pretvara u energiju pobude jezgre, tada se nakon sudara iz jezgre ne emitira samo neutron nego i γ-zraka čija energija odgovara dijelu energije neutrona utrošene na pobudu. Više o neelastičnom sudaru u potpoglavlju 3.3.1. .
- **Uhvat neutrona**
  U mnogim nuklearnim reakcijama jezgra zarobljava neutron. Neutron tada unosi u jezgru svoju kinetičku energiju. Ta energija pobuđuje jezgru i emitira se iz nje u obliku fotona, odnosno γ-kvanta. Više o uhvatu neutrona u potpoglavlju 2.7. i potpoglavlju 3.3.1..[1]
- **Fisija**
  Nuklearna reakcija fisije nastaje kada se jezgra, pobuđena zahvatom neutrona, raspada na dva fragmenta [1] . Više o fisiji u poglavlju 3.1. .

2.6. Stabilnost atomske jezgre i energija vezivanja

Nuklearne jezgre čvrsto su vezan sustav nukleona. Sile koje osiguravaju stabilnost atomskih jezgara (već su spomenute) nuklearne sile, karakteristike nuklearne sile opisane su u poglavlju 2.4.. Odvajanje nukleona iz jezgre zahtijeva utrošak energije prema slici 2.6. ova energija je veća za protone nego neutrone. Protoni kao električno nabijene čestice imaju veću potencijalnu barijeru za izlazak iz jezgre te su zbog ovog razloga jače vezani za jezgru. Pri formiranju jezgre dolazi do oslobađanja energije jednake energiji što bismo je morali utrošiti za njezinu dezintegraciju. Atomske jezgre su stabilniji energetski sustav od sustava pojedinačnih

nukleona. Svaka promjena u prirodi kod koje se oslobađa energija je rezultat postizanja veće energetske stabilnosti. Ova činjenica vrijedi i za kemijske i za nuklearne reakcije a isto tako i za fizikalne pojave uzrokovane djelovanjem gravitacije, elektromagnetskih polja i unutrašnjih sila u materijalima [1] .

Oslobođena energija koja rezultira većom nuklearnom stabilnošću dobiva se na temelju defekta mase. Uzrokovana pretpostavkom da je materija neuništiva i da se javlja u dva osnovna oblika koja se mogu međusobno transformirati. Ova dva stanja su energija i masa. Povećanje energije mora dovesti do smanjenja mase i obrnuto. Suma masa protona i neutrona koji tvore jezgru atoma veća je od mase atomske jezgre. Razlika ovih masa naziva se defekt mase. Defekt mase označava se s Δm, a dobiva se zbrajanjem svi pojedinih težina čestica i oduzimanjem od mase atoma m [3] :

$$\Delta m = n_n \cdot m_n + (m_p + m_e) \cdot Z - {}_z m^A \tag{2-7}$$

gdje je: n – broj čestica, m – masa čestica. Defekt mase može se preračunati u oslobođenu energiju poznatim Einsteinovim zakonom:

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2 \tag{2-8}$$

gdje je: ΔE – promjena energije sustava, Δm – promjena mase sustava, c-brzina svjetlosti. Izraz (2-8) riječima se može opisati da svaku promjenu energije sustava prati promjena njegove mase. Omjer promjene energije i defekta mase je visok jer ovisi o kvadratu brzine svjetlosti. Promjena energije sustava, naziva se još i energija vezivanja jezgre. Prema izrazu (2-8) energija uzrokovana defektom mase ponaša se kao „ljepilo“ koje povezuje protone i neutrone u jezgri atoma. Energija dobivena pretvorbom 2 g mase iznosi:

$$\Delta E = 2 \cdot 10^{-3}\text{kg} \cdot (3 \cdot 10^8 \text{m/s})^2 = 1{,}8 \cdot 10^{14}\text{J} = 50\ \text{MWh}$$

Energija vezivanja po nukleonu (protonu i neutronu) određuje stabilnost jezgre. Pogodno je prikazati na kemijskom elementu helija. Jezgra helija sastoji se od dva neutrona i dva protona ($_2He^4$) može se pisati:

$$2 \cdot {}_0n^1 + 2 \cdot {}_1n^1 \leftrightarrow {}_2He^4$$

Eksperimentalno dobivena masa atoma helija (dobivena masenom spektrometrijom) umanjena za dva vanjska elektrona iznosi:

$$4.00387 - 2 \cdot 1{,}00898 = 4{,}00277\text{AJM}$$

izračunata masa dva protona i dva neutrona zasebno iznosi:

$$2 \cdot m_p + 2 \cdot m_n = 2 \cdot 1{,}00759 + 2 \cdot 1{,}00898 = 4{,}03314\ \text{AJM}$$

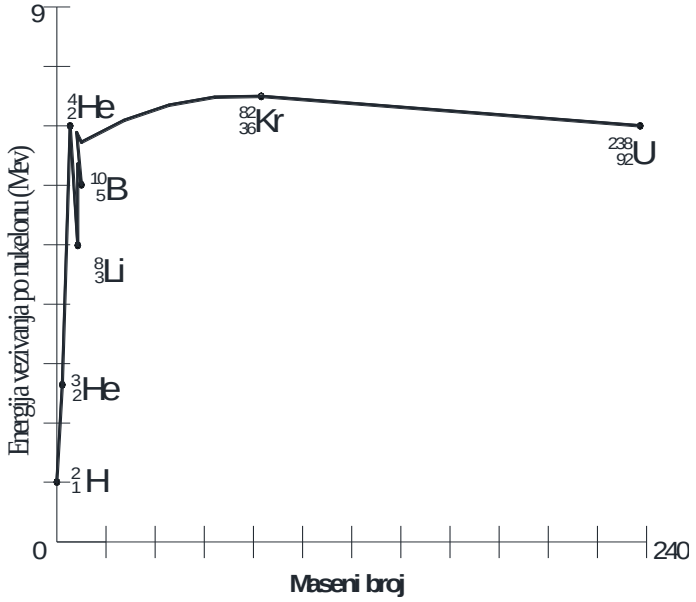
može se izračunati defekt mase:

$$\Delta m = 4{,}03314 - 4{,}00277 = 0{,}03037 \text{ AJM}$$

energija ΔE prema izrazu (2-8):

$$\Delta E = 28{,}2 \text{ MeV}$$

Energija oslobođena povezivanjem dva protona i dva neutrona iznosi upravo 28,2 MeV. Ukoliko bi se htjelo dezintegrirati jezgru helija (na dva protona i neutrona) bilo bi potrebno uložiti isti ovaj iznos energije (28,2 MeV). Energija vezivana po nukleonu za atom helija iznosi 28,2/4= 7,05 MeV. Na temelju prikazanog postupka može se izračunati energija vezivanja za sve izotope. Što je veći iznos energije vezivanja to je veća stabilnost jezgre.



Slika 2.7. *Energija vezivana po nukleonu u ovisnosti o masenom broju atoma, [3]*

Krivulja sa slike 2.7 prikazuje da najstabilniji elementi (željezo, kobalt, nikal) posjeduju srednji iznos masenog broja (najveća vrijednost energije vezivanja po nukleonu). Ukoliko se elementi s malim masenim brojem međusobno spajaju (procesom fuzije) postigla bi se veća stabilnost (energija vezivanja po nukleonu bi se povećala). Elementi s visokim masenim brojem su također niže stabilnosti, ukoliko bi se oni raspali (proces fisije), fisijski produkti bili bi elementi s manjim masenim brojem koji su stabilniji u odnosu na prijašnje stanje. Na temelju navedenih činjenica može se zaključiti, da bi laki izotopi vodik, deuterij, i slični mogli biti dobri za fuzijske (proces spajana) reakcije, dok bi se izotopi s velikim masenim brojem mogli koristiti za fisijske reakcije [3] .

Primjer 2.6.1

Pri radu nuklearne elektrane nastane defekt mase (Δm) u iznosu od 1 grama, koliki je iznos oslobođene energije i koliko je tona ugljena potrebno da izgori kako bi se oslobodila ista količina energije ukoliko je ogrjevna vrijednost ugljena H_g =28 000 kJ/kg ?

$$\Delta E = 1 \cdot 10^{-3}\text{kg} \cdot (3 \cdot 10^{8}\text{m/s})^2 = 9 \cdot 10^{13}\ \text{J}$$

ukoliko je H_g =28 000 kJ/kg, slijedi:

$$m_{ugljena} = \frac{\Delta E}{H_g} = \frac{9 \cdot 10^{13}\ \text{J}}{28\,000 \cdot 10^{3}\ \text{J}} = 3214{,}285\ t$$

Potrebno je izgaranje 3214,285 tona ugljena visoke kalorične vrijednosti. Odnosno pri izgaranju 3214,285 tona ugljena izgubi se samo jedan gram mase.

2.7 Radioaktivnost i vrijeme poluraspada

Mnogi izotopi koji se pojavljuju u prirodi su stabilni. Izotopi nekih teških elemenata kao što su olovo (Z =82), bizmut (Z=83) i svi ostali izotopi teških elemenata počevši od polonija (Z=84) su nestabilni, energija vezivanja po nukleonu je mala. Radioaktivni izotopi emitiraju zračenje dok se ne postigne nova stabilnija jezgra, dolazi do spontanog dezintegracijskog procesa koji se još naziva i radioaktivni raspad. Radioaktivnim raspadima nestabilne (pobuđene) jezgre postepeno prelaze u stanje stabilnosti. Vjerojatnost da će se nestabilna jezgra raspasti ovisi o vremenu i svojstvima te jezgre. Ukoliko se promatraju N istovrsnih nestabilnih jezgara, uočiti će se da je broj raspada u jedinici vremena proporcionalan broju jezgara N. Vjerojatnost raspada nestabilne jezgre u svakom intervalu je konstantna. Konstanta proporcionalnosti, koja daje odnos između broja prisutnih i broja raspadnutih jezgara u nekom vremenskom intervalu Δt, a karakterizira svaku vrstu nestabilnih nuklida je konstanta radioaktivnog raspada λ. Broj raspada na N nestabilnih atomskih jezgri u jedinici vremena biti će $\lambda \cdot N$. Iznos $\lambda \cdot N$ određuje aktivnost radioaktivnog materijala. Zakon radioaktivnog raspada, koji određuje broj raspada dN za N nestabilnih jezgara u vremenu dt:

$$\mathrm{d}N = -\lambda \cdot N \cdot \mathrm{d}t \tag{2-9}$$

integracijom izraza (2-9) po vremenu u granicama od 0 do t slijedi:

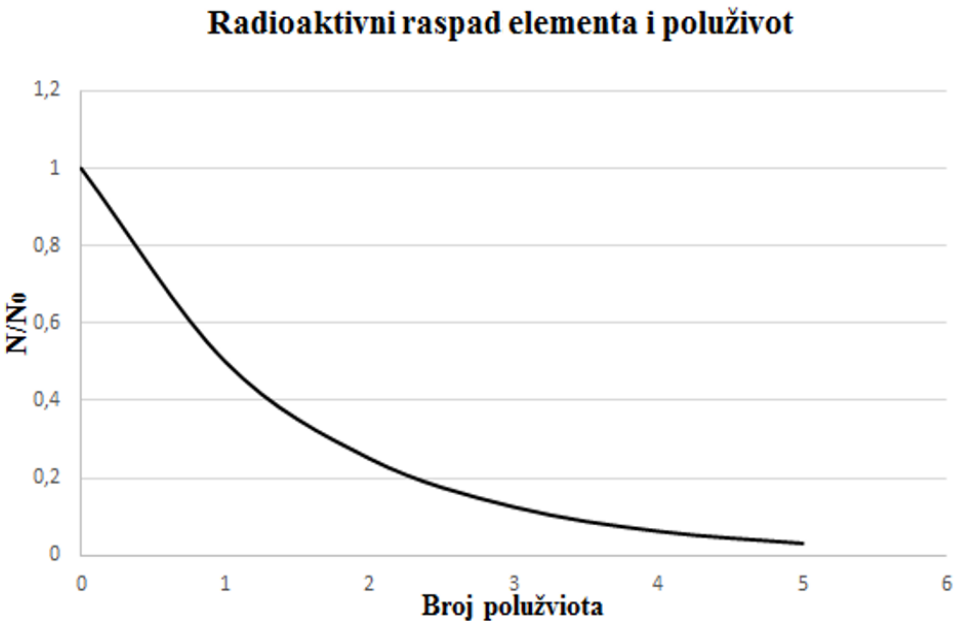
$$\int_0^t dN = \int_0^t -\lambda \cdot N \cdot \ \mathrm{d}t = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \tag{2-10}$$

gdje je N_0 – početni broj jezgara u vremenu $t = 0$. Vrijeme potrebno da se polovica početno prisutnih radioaktivnih jezgara raspadne obilježava se kao vrijeme radioaktivnog poluraspada $t_{1/2}$. Iz izraza (2-10) može se napisati:

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \tag{2-11}$$

Vremena poluraspada radioaktivnih jezgara variraju od milisekunde do više milijardi godina.[1]

Drugim riječima, ukoliko je vrijeme poluraspada neke čestice 10 minuta, vjerojatnost da će ova čestica postojati na nakon 10 minuta iznosi 50%. Vjerojatnost da će ista čestica postojati nakon 20 minuta iznosi 25%. Prema tome, vrijeme poluraspada može se definirati i kao vrijeme potrebno da se raspadne polovica promatranih istoimenih jezgri od ukupne količine istoimenih jezgri neovisno o njihovoj količini.



Slika 2.8. *Radioaktivni raspad i poluživot elementa, [3]*

Radioaktivnost je uvijek popraćena smanjenjem mase ili oslobođenjem energije. Oslobođena energija pojavljuje se u obliku povećanje kinetičke energija emitiranih čestica i kao elektromagnetsko zračenje. Za nuklearnu energetiku od posebnog su značenja nestabilni nuklidi s viškom neutrona, ovakve jezgre potiču iz fisija teških jezgara(urana ili plutonija). Stabilnost teških atomskih jezgara uvjetovana je većim odnosom broja neutrona i protona nego kod lakših jezgara.

Tablica 2.2. *Poluživot pojedinih radioaktivnih izotopa (radioiztopi), [3]*

Izotop	Vrijeme poluraspada	Zračenje (aktivnost)
Tricij (H^3)	12,26 godina	β
Ugljik 14	5730 godina	β
Torij 233	22,1 minuta	β
Torij 232	$1{,}41 \cdot 10^{10}$ godina	α , γ
Uran 233	$1{,}65 \cdot 10^{5}$ godina	α , γ
Uran 235	$7{,}1 \cdot 10^{8}$ godina	α , γ

Pri fisiji fisijski fragmenti odnosno novonastale lakše jezgre, zadržavaju praktički isti odnos neutrona i kao i teške jezgre prije raspada, a taj im odnos ne omogućava stabilnost. Jezgra smanjuje broj neutrona jednom od sljedećih nuklearnih reakcija:

- **Emisijom neutrona**

  Ukoliko jezgra atoma posjeduje veliku razinu uzbudne energije, može doći do emitiranja neutrona. Kao što je već spomenuto, energija vezivanja neutrona ovisi o masenom broju, no u prosijeku iznosi oko 8 MeV. Ukoliko je energija uzbude veća od 8 MeV jezgra se može raspasti (transformirati) uz emisiju neutrona. Primjer ovakve nuklearne reakcije [3]:

  $$_{54}\mathrm{Xe}^{137} \rightarrow {}_{54}\mathrm{Xe}^{136} + {}_{0}n^{1} + Q$$

- **Pretvorbom neutrona u proton β raspadom**

  Emisijom elektrona iz jezgre (β-raspad) i neutrina, neutron se pretvara u proton prema nuklearnoj reakciji:

  $$n = p^{+} + \beta^{-} + \nu$$

  Nuklearna reakcija pretvorbe mnogo je češća nego neposredna emisija neutrona iz jezgre, jer traži mnogo manje energije [1] .

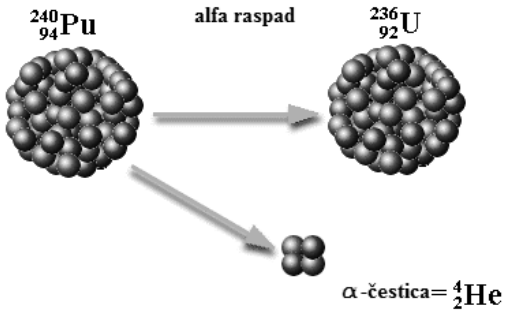
Emisije materijalnih čestica iz nuklearne jezgre prate i promjene unutrašnjih energetskih razina u jezgri. Energija emitiranog γ-zračenja ovisi o razlici energija između pobuđenog i osnovnog energetskog stanja jezgre. Povrat jezgre u osnovno energetsko stanje prate emisije γ-zraka s energijama koje odgovaraju razlikama energije između energetskih razina jezgre.

Emisijom β - čestice, tj. elektrona iz jezgre dolazi do povećanja broja protona u jezgri, i time transformira jedan kemijski element u drugi s većim rednim brojem. Emisija γ – zrake iz jezgre ne mijenja prirodu kemijskog elementa. Ako jezgra sadrži premalen broj neutrona u odnosu na stabilno područje, dolazi do pretvorbe protona u neutron uz emisiju pozitrona β^+ - čestice i neutrina. Ovakve su nuklearne reakcije rijetke i beznačajne za nuklearnu energetiku. Teške jezgre pored emisije β i γ emitiraju i α-čestice. α-čestice su jezgre atoma helija. Raspadi teških jezgri ne događaju se u jednom koraku, nego se formiraju radioaktivni nizovi. Prirodni teški radioaktivni elementi pripadaju jednom od četiri radioaktivna niza (uranov, torijev, aktinijev i neuptunijev niz). Najčešće transformacije i uz njih emitirana zračenja (čestice) su:

- **Alfa (α)raspad**

  Alfa raspad predstavlja transformaciju jedne jezgre u drugu uz emitiranje jezgara helija (α-čestica – jezgra helija). Alfa raspad događa se najčešće kod masivnih jezgara atoma koji imaju prevelik omjer protona u odnosu na neutrone. Slika 2.8. predstavlja alfa raspad plutonija na urani (*Q* predstavlja ukupnu energiju raspada) :

$$_{94}Pu^{240} \xrightarrow{\alpha} {}_{92}U^{236} + {}_{2}He^{4} + Q$$

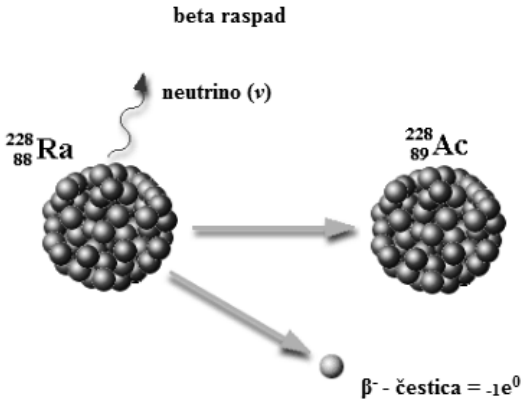


Slika 2.9. *Alfa raspad, (http://www.nuceng.ca) [4]*

- **Beta (β) raspad**

  vrsta radioaktivnog raspada atomskih jezgara prouzrokovana slabom nuklearnom silom. Dolazi do zračenja elektrona. Atomski broj povećava se za jedan (atomska jezgra se pretvara u novi element), dok maseni broj ostaje isti. Snaga prolaska kroz materiju je već nego kod α-čestica a manja u odnosu na γ – zrake. Slika 2.9. predstavlja beta raspad radija na kalcij (Q predstavlja ukupnu energiju raspada):

$$_{88}Ra^{228} \xrightarrow{\beta} {}_{89}Ac^{228} + {}_{-1}e^{0} + v + Q$$

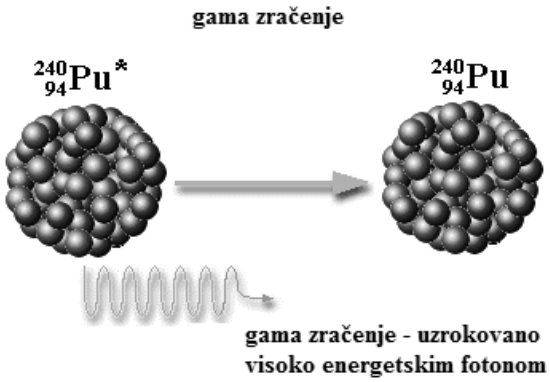


Slika 2.10. *Beta raspad, [4]*

- **Gama (γ) zračenje**

  kod gama zračenja ne dolazi do raspada jezgre na drugu jezgru, nego zračenja gama zraka koje su zapravo elektromagnetsko zračenje. Gama zračenje je elektromagnetski val kratke valne duljine i velikog iznosa energija prema izrazu (2-5). Gama zrake potiču iz jezgre atoma, u odnosu na x – zrake koje dolaze iz omotača atoma (prijelazom između vanjskih ljusaka diskretnih putanja elektrona). Emitiranjem gama zraka jezgra prelazi iz pobuđenog u normalno stanje. Slika 2.10. predstavlja gama zračenje (raspad) plutonija na plutonij uz emisiju gama zraka:

$$[_{94}Pu^{240}]^{*} \xrightarrow{\gamma} {}_{94}Pu^{240} + Q$$



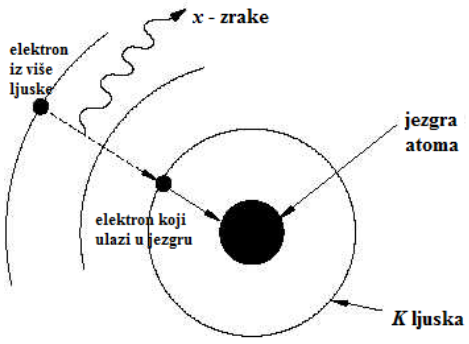
Slika 2.11. *Gama zračenje, [4]*

- **Beta plus raspad (pozitronski beta raspad)**

  vrsta beta raspada, koja nastaje ukoliko jezgra sadrži višak protona. Dolazi do transformacije protona u neutron i zračenja pozitrona. Novonastala jezgra imat će jedan proton manje u odnosu na prijašnju jezgru. Kako bi se održala električna ravnoteža, jedan elektron iz omotača biti će oslobođen. Oslobođeni elektron i emitirani pozitron se spajaju te nastaju gama zrake. Energija gama zraka odgovara sumi mirujućih masa pozitrona i elektrona (dolazi do konverzije mase u energiju).

- **Kaptiranje (zahvat) elektrona**

  ukoliko jezgra posjeduje višak protona ali nema dovoljnu pobuđenu energiju veću od 1,024 MeV da emitira pozitron, dolazi do zahvata elektrona iz omotača odnosno K ljuske. Proton u jezgri se pri procesu zahvata ovog elektrona transformira u neutron. Nedostatak elektrona u K ljusci popunjava elektron iz nekih viših ljusaka. Pri ovom procesu dolazi do emitiranja *x* – zraka. Slika 2.11. predstavlja opisano kaptiranje elektrona.



Slika 2.12. *Kaptiranje elektrona, [3]*

- **Fisijski fragmenti**

  Pri fisiji teške jezgre (urana ili plutonija) nastaju dva fisijska fragmenta. Iz zakona o održavanju količine gibanja proizlazi da su brzine fisijskog fragmenata obrnuto proporcionalne njihovim masama. Izraz za količinu gibanja:

  $$p = m \cdot v \tag{2-12}$$

  mora vrijediti:

  $$p_1 + p_2 = p$$

  iz čega slijedi:

  $$m_1 \cdot v_1 + m_2 \cdot v_2 = p$$

  gdje je: p – količina gibanja, m – masa čestice, v – brzina čestice. Fisijski fragmenti manje mase imaju višu energiju jer vrijedi:

  $$\frac{E_1}{E_2} = \frac{m_1 \cdot {v_1}^2}{m_2 \cdot {v_2}^2} = \frac{m_2}{m_1}$$

  Fisijski fragmenti budu odbačeni s velikom energijom kroz elektronski plašt originalnog atoma i ne dospijevaju odmah zarobiti dovoljno elektrona da bi iz njih nastali neutralni atomi. Fisijski fragmenti su pozitivni ioni s velikim nabojem (oko +20*e*, gdje je *e* naboj protona). Zbog velikog naboja čestice specifična ionizacija koju izazivaju fisijski fragmenti u materijalu je velika, zbog čega je njihov domet u materijalu malen. [1]

Na temelju svih dosadašnjih činjenica fizikalni utjecaj zračenja na materiju može se promatrati kroz dvije pojave. Prva pojava predstavlja izbacivanje elektrona iz elektronskog plašta (ionizacija), prema tome ovako zračenje naziva ionizirajuće zračenje. Druga pojava uzrokuje promjenu položaja atoma čvrstih tijela u kristalnim rešetkama, što je posljedica sudara jezgara atoma s česticama koje čine nuklearno zračenje.

2.7.1. Ionizirajuća zračenja

Prolazeći kroz materijal, brze nabijene čestice (α–čestice, β-čestice, fisijski fragmenti) izbacuju elektrone iz elektronskih plašteva i time stvaraju pozitivno nabijene atome. Pozitivni atom i stvoreni slobodni elektron čine ionski par. Specifična ionizacija ovisi o masi, brzini i naboju čestice kao i o gustoći elektrona u materijalu. Proizvodnjom ionskih parova troši se energija čestice. Neutroni i γ - zrake nemaju električni naboj, stoga ne pripadaju direktnoj ionizirajućoj radijaciji. Međutim, γ – zrake mogu izbacivati elektron iz plašta, a ti elektroni izazivaju ionizaciju. Gama zrake su indirektno ionizirajuće zračenje. Neutroni mogu izazvati nuklearne reakcije iz koji nastaju električno nabijene čestice i/ili gama zrake. Nastale električno nabijene čestice dovode do ionizacije materijala na opisani način. Svako nuklearno zračenje uzrokuje indirektnu ili direktnu ionizaciju [1] .

3. FIZIKALNA TEORIJA REAKTORA

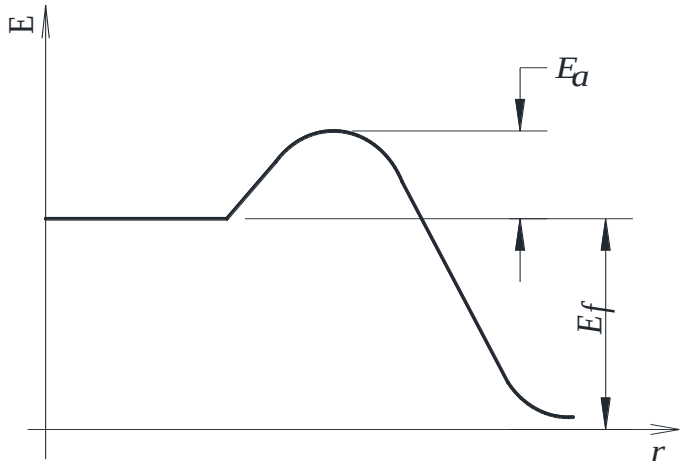
Svrha ovog poglavlja je odrediti uvjete u kojima će pri određenim kombinacijama nuklearnog goriva, moderatora, geometrijskim oblicima i veličini reaktorske jezgre (energijama neutrona) ostvariti samoodrživa lančana reakcija odnosno ostvariti potreban uvjet kritičnost reaktora.

3.1. Nuklearna fisija

Fisija može biti prouzročena bombardiranjem (zračenjem) atoma visokom energijom (α-čestice, protoni, *x*-zrake i neutroni). Međutim, neutroni su najprikladniji za izazivanje fisije. Kada jezgra atoma apsorbira neutron, dolazi do pojave nove složene jezgre koja se može ali i ne mora raspasti. Primjer fisije kod izotopa urana (^{235}U):

$$^{235}\mathrm{U} + \mathrm{n} \rightarrow {}^{236}\mathrm{U}$$

Složena jezgra je u pobuđenom stanju jer neutron ulaskom u jezgru oslobađa svoju energiju veze(energija veze opisana je u poglavlju 2.6.) . Mehanizam fisije dobro tumači model jezgre u obliku kapljice tekućine: Energija unesena u jezgru oslobađanjem energije veze nukleona unosi poremećaj u ravnotežu sila koje djeluju u jezgri, što dovodi do njezinih oscilacija i deformacija. U jezgri djeluje sila površinske napetosti koja nastoji jezgri dati kružni oblik i elektrostatička odbojna sila između protona u jezgri. Ukoliko je površinska sila dovoljno jaka, jezgra se vraća u kužni oblik i izbacuje suvišnu energiju u obliku γ – kvanta. Kod teških jezgara, s velikim broje protona i prema tome jakim odbojnim silama, deformacija jezgre može dovesti do razbijanja jezgre na dvije polovice odnosno do fisije atoma. Fisijski proizvodi, kao pozitivno nabijeni nuklidi, moraju savladati energiju aktivacije E_a prije nego što se razdvoje. Tek se tada oslobađa energija fisije E_f [1]. Slika 3.1. prikazuje opisani proces.



Slika 3.1. *Potencijalna energija fisijskih fragmenata u ovisnosti o njihovim udaljenostima, [1]*

3.1.1 Energija fisije

Energija nastala fisijom ^{235}U iznosi oko 200 MeV. Prema izrazu (2 – 4) za snagu od 1 W potrebno je približno $3{,}2 \cdot 10^{10}$ fisija/s . Tablica 3.1. prikazuje raspodjelu energije fisije. Najveći dio energije imaju fisijski fragmenti (kinetička energija). Energija fisijskih fragmenata pretvara se u toplinsku energiju sudarom fisijskih fragmenata s atomima okolnog materijala.

Tablica 3.1. *Raspodjela energija fisije ^{235}U, [1]*

	Generirana energija (MeV)
fisijski fragmenti	168
raspad fisijskih proizvoda	
β-čestice	8
γ-zrake	14
neutrina	12
kinetička energija fisijskih neutrona	5
Ukupno	207

Fisija atoma izotopa urana i plutonija je najvažnija nuklearna reakcija za praktičnu primjenu nuklearne energije. Bitne karakteristike za nuklearnu energetiku su sljedeće:

- Fisijom se oslobađa velika količina energije jer fisijski proizvodi imaju veću energiju veze od jezgre koja se cijepa.
- Fisiju prati emisija neurona koji izazivaju nove fisije (samoodrživa lančana reakcija).

Nuklearna reakcija gdje se dogodi apsorpcija ali se ne dogodi raspad na nove fragmente nije fisijska reakcija. Ovakvih reakcija događa se 16% vremena u svim neutronskim apsorpcijama ^{235}U. Ukoliko dođe do fisijske reakcije i raspada na fisijske produkte, novonastali fisijski fragmenti nisu niti jednake veličine niti radioaktivnosti. Raspadom ^{235}U gdje je omjer neutrona i protona 1.65 nastaju fisijski produkti koji imaju sličan omjer neutrona i protona. Zbog ovog razloga potrebno je da se fisijski produkti raspadnu nekoliko puta dok se ne dostigne novo stabilno stanje (uz popraćeno oslobađanje energije). [3] Shema radioaktivnog niza pri raspadu nuklida ^{140}Xe:

$$_{54}\mathrm{Xe}^{140} \xrightarrow[16s]{\beta} {}_{55}\mathrm{Cs}^{140} \xrightarrow[66s]{\beta} {}_{56}\mathrm{Ba}^{140} \xrightarrow[12{,}8\,d]{\beta} {}_{57}\mathrm{La}^{140} \xrightarrow[40\,h]{\beta} {}_{58}\mathrm{Ce}^{140}\ \text{(stabilan)}$$

3.2. Lančana reakcija

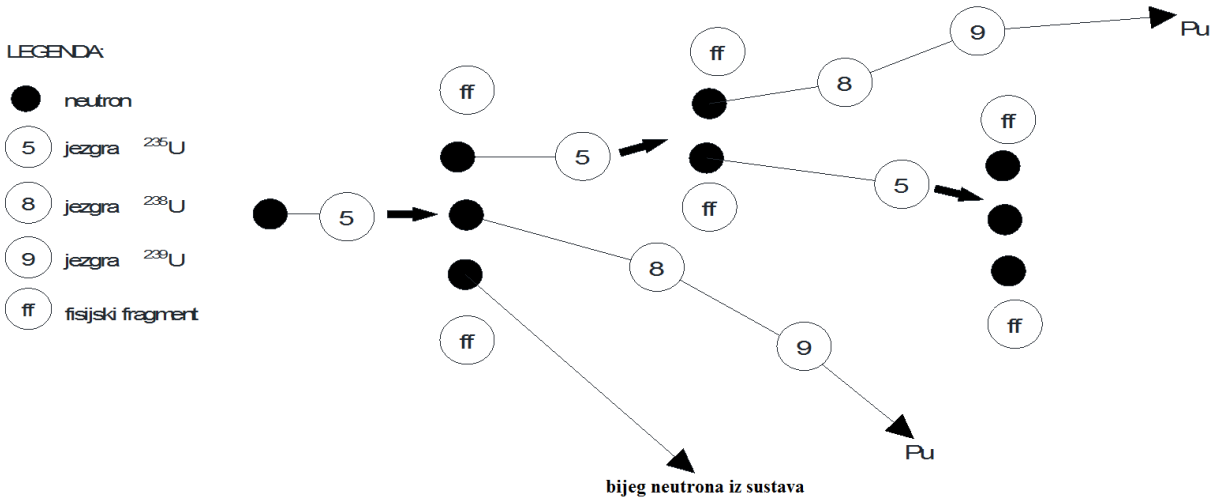
Samostalno započeto raspadanje jezgre fisijskog goriva zasniva se na pojavi da se nakon raspada jedne jezgre pojavi najmanje jedan od emitiranih neutrona sposoban izazvati raspad druge jezgre fisijskog materijala (nuklearnog goriva). U prosjeku, raspadom jezgre U-235 nastaje 2,5 neutrona. Broj raspadnutih jezgara rast će po zakonu:

$$2^n \tag{3-1}$$

gdje je n broj sukcesivnih raspada (broj generacija neutrona). U reaktoru s prirodnim uranom (99,282 % U-238, 0,712 % U-235 i 0,006 % U-234) kao gorivom ili s obogaćenim uranom (smjesa U-238 i U-235, ali s većim postotkom U-235 nego u prirodnom uranu) prilike su drugačije. Ne mogu svi fisijski neutroni prouzrokovati daljnju fisiju. Dva su glavna razlog zašto ne mogu:

- Ne fisijsko zarobljavanje ili apsorpcija neutrona u fisijskim produktima. Ne fisibilne jezgre u gorivu, strukturi materijala, moderatoru.
- Bijeg neutrona sustava

Analiza obogaćenog i prirodnog urana dana je u poglavlju 3.2.1. . Potrebne su posebne tehničke mjere da najmanje jedan neutron proizveden raspadom jedne jezgre izazove raspad druge jezgre (slika 3.2.).

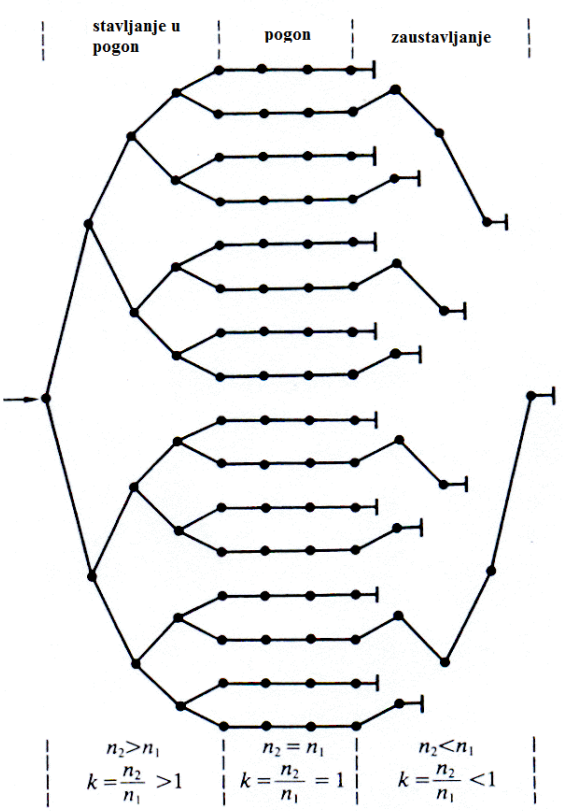


Slika 3.2. *Shematski prikaz lančane reakcije, [1]*

Ako s n_2 označimo broj neutrona u nekoj generaciji, a s n_1 njihov broj u prethodnoj generaciji, za vrijeme stavljanja u pogon mora biti $n_2 > n_1$. Pomoću broja neutrona iz dvije sukcesivne generacije definira se faktor multiplikacije k (faktor multiplikacije detaljnije je objašnjen u poglavlju 3.5.), određen izrazom:

$$k = \frac{n_2}{n_1} \qquad (3\text{-}2)$$

Pri stavljanju u pogon mora vrijediti $k > 1$ (lijevi dio slike 3.3. – stavljanje u pogon). Kad je postignut broj neutrona u jedinici vremena dovoljan za potrebnu snagu, mora se održavati konstantnost broja neutrona, tada vrijedi $n_2 = n_1$ (srednji dio slike 3.3. – pogon).



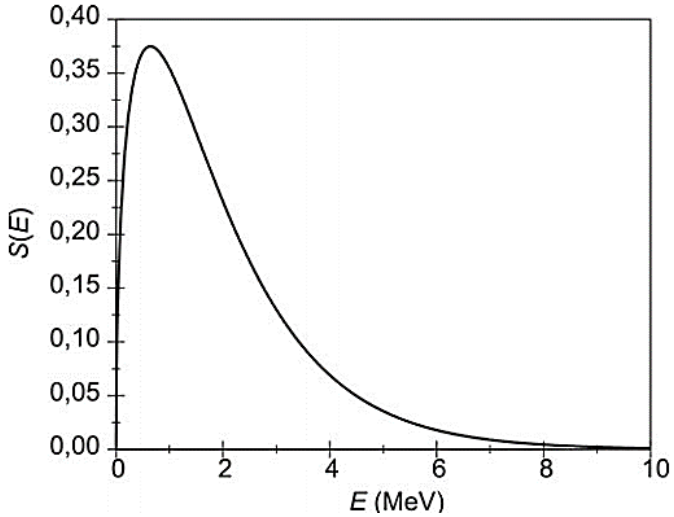
Slika 3.3. *Shema povećanja i smanjenja broja neutrona za vrijeme stavljanja reaktora u pogon, u toku njegova rada i obustavljanja, [Izvor: Osnove energetike 2, Hrvoje Požar] [4]*

Ukoliko se želi obustaviti rad reaktora, potrebno je stvoriti prilike da iz generacije u generaciju opada broj neutrona, dakle da vrijedi $n_2 < n_1$ i da faktor multiplikacije postane manji od 1 ($k < 1$). Vrijednost faktora multiplikacije ovisi o toku lančanog raspada jezgara (tok lančane reakcije). Kod energetskog iskorištavanja raspada jezgara mora se osigurati mogućnost upravljanja faktorom multiplikacije, ali i omogućiti postizanje uvjeta koji omogućuju stavljanje u pogon, održavanje na konstantnoj razini i njihovo zaustavljanje. [5]

3.2.1. Analiza mogućnosti ostvarenja samoodržavajuće lančane reakcije

Svi neutroni koji nastaju u fisijama nisu raspoloživi za nastavak lančane reakcije, jer se jedan dio gubi zbog bijega iz sustava, a drugi zbog apsorpcije u materijalu koji ne rezultira fisijom. Analiza mogućnosti reprodukcije fisijskih neutrona odnosno analiza mogućnosti ostvarenja samoodržavajuće lančane reakcije jedan je od osnovnih elemenata teorije nuklearnog reaktora. Uvjet samoodržavajuće lančane reakcije ispunjeni su kako je već pokazano samo ako se početni broj neutrona sadržan u sustavu ne smanjuje ($k \geq 1$). Jedini fisijski materijal, raspoloživ u prirodi je prirodni uran. Značajno je radi razumijevanja osnovnih principa rada nuklearnih

reaktora razmotriti mogućnost ostvarenja samoodržavajuće lančane reakcije u prirodnome uranu . Zbog jednostavnosti pretpostavka je da se radi o neograničeno velikom bloku materijala (isključen utjecaj bijega neutrona) i da je materijal idealno čist (apsorpcija neutrona ograničena samo na uran). Pretpostavljajući da je u nekom trenutku u takvom bloku prisutno sto fisijskih neutrona. Raspored energija fisijskih neutrona može se vidjeti na slici 3.4. .



Slika 3.4. *Raspodjela energije fisijskih neutrona, [6]*

Uzevši u obzir da je na slici 3.4. *S*(*E*) broj neutrona po jedinici energetsko intervala, a *E* energija neutrona. Gdje za normaliziranu funkciju *S*(*E*) vrijedi (funkcija S(E) je normirana na jedinicu) :

$$\int_0^\infty S(E) \cdot dE = 1$$

Prag fisije izotopa ^{238}U je iznad 1 MeV, iz čega proizlazi da će oko 50% fisijskih neutrona imati dovoljno energije da izazove fisiju atoma obaju izotopa urana (^{238}U i ^{235}U). Preostalih će 50% neutrona moći dovesti do fisije samo u izotopu ^{235}U. Međutim, od 50 fisijskih neutrona koji imaju energiju višu od 1 MeV, mogu na više načina reagirati s jednim i drugim izotopom urana. Najvažnije su sljedeće:

- fisija ^{238}U
- fisija ^{235}U
- neelastični sudar (poglavlje 3.3.1.)

Iz odnosa udarnih presjeka (poglavlje 3.4.) za neelastični sudar i fisiju može se zaključiti da će oko 12% neutrona s energijama višim od 1 MeV izazvati fisiju u jednom ili drugom izotopu urana. Preostali neutroni biti će neelastično raspršeni. Nuklearna reakcija neelastičnog sudara

znatno smanjuje energiju neutrona stoga većina neutrona nakon te nuklearne reakcije neće imati dovoljnu energiju za fisiju ^{238}U. Može se zaključit da će od 50 fisijskih neutrona oko 6 neutrona izazvati fisiju u područjima energija višim od praga fisije ^{238}U. Iz ovih 6 fisija nastati će oko 15 novih fisijskih neutrona [1]. Fisijski neutroni čija je energija bila manja od praga fisije ^{238}U, zajedno s neutronima koji su sudjelovali u neelastičnom sudaru ne mogu izazvati fisije težeg izotopa urana. Sudarajući se s jezgrama urana ti neutroni postepeno gube energiju s mogućnošću da budu apsorbirani u jednoj od sljedećih reakcija:

- ^{235}U(n, γ)^{236}U – zarobljavanje neutrona u izotopu ^{235}U. ^{235}U jezgra prije nuklearne reakcije, n (neutron-čestica koja je izazvala nuklearnu reakciju), γ – zračenje (čestica) koja je nastala u nuklearnoj reakciji, ^{236}U – jezgra koja je nastala u nuklearnoj reakciji.
- ^{235}U(n, 2,5n)ff – fisija izotopa ^{235}U. ^{235}U jezgra prije nuklearne reakcije, n (neutron-čestica koja je izazvala nuklearnu reakciju), 2,5$\cdot n$ – čestica koja je nastala u nuklearnoj reakciji, ff – jezgra koja je nastala u nuklearnoj reakciji (fisijski fragment).
- ^{238}U(n, γ)^{239}U – zarobljavanje neutrona u izotopu ^{238}U

Analizom iznosa udarnih presjeka epitermičkom (područje energije više od termičke energije koje obuhvaća i područja energije rezonantnih apsorpcija neutrona – potpoglavlje 3.4.1.) području neutronskih energija može se zaključiti da su u prvom približenju udarni presjeci (poglavlje 3.4.) za apsorpciju neutrona kod oba izotopa urana istog reda veličine. Prirodni uran sadrži 0,7% izotopa ^{235}U stoga je malena vjerojatnost uhvata neutrona od strane ovog izotopa u području epitermičkih razina energija. Na temelju analize može se sigurno tvrditi da će manje od 10% neutrona koji se usporavaju u neograničenom bloku prirodnog urana izazvati fisiju ^{235}U. Analiza pokazuje da se u neograničenom bloku od čistog prirodnog urana ne može ostvarit samoodržavajuća lančana reakcija. Razlog ovoj pojavi je visok odnos makroskopskih udarnih presjeka za neelastični sudar i fisiju prirodnog urana u području energija višem od praga fisije ^{238}U. Velikom udarnom presjeku za uhvat neutrona izotopa ^{238}U u području rezonantnih energija (presudan utjecaj) dolazi do izražaja niski udio izotopa ^{235}U u prirodnom uranu. Do potpuno drugačije situacije može doći ako se promatraju fisije izazvane samo termičkim neutronima (termički neutron – potpoglavlje 3.3.2.) .U području termičkih neutrona udarni presjek za fisiju izotopa ^{235}U je oko 214 puta veći od udarnog presjeka za apsorpciju neutrona u izotopu ^{238}U. Ova činjenica nadvladava nepovoljan utjecaj malog sadržaja fisibilnog izotopa (^{235}U) u prirodnom uranu. Znači, da se u zamišljenom bloku prirodnog urana može (ukoliko bi se u fisijama dobivali termički neutroni) reproducirati 30% više neutrona nego što ih se utroši

zbog apsorpcije. U bloku prirodnog urana može se ostvariti samoodržavajuća lančana reakcija uz uvjet da se fisijski neutroni uz malo gubitaka uspore do energije termičkih neutrona. Kako bi prethodno navedena činjenica bila ostvariva mora biti ispunjen jedan od sljedeća dva uvjeta:

- Postojanje načina za djelotvorno usporavanje fisijskih neutrona do termičke energije(usporavanje neutrona uz što manje gubitke), ukoliko se kao fisijski materijal primjenjuje prirodni ili malo obogaćeni uran.
- Upotreba urana s visokim sadržajem izotopa ^{235}U (visoko obogaćeni uran). Kod ovog je nuklearnog goriva povećana vjerojatnost zahvata neutrona u izotopu ^{235}U

Prvi uvjet koristi se u termičkim, a drugi u brzim nuklearnim reaktorima. Proces usporavanja fisijskih neutrona do termičke energije naziva se moderacija, a materijal koji vrši usporavanje moderator. Moderacija se vrši elastičnim sudarima neutrona s jezgrom atoma moderatora, koji je u jezgri reaktora prisutan zajedno s nuklearnim gorivo. Više o moderatorima i sudarima čestica biti će opisano u nadolazećim poglavljima. Samoodržavajuća lančana reakcija u termičkim reaktorima (s prirodnim ili slabo obogaćenim uranom) nije moguća bez moderatora. Kod brzih reaktora (gdje je gorivo visoko obogaćeni uran) moderator nije potreban. [1]

3.3. Energija neutrona

Mehanizam određivanja energije neutrona kao i usporavanja neutrona sudarima s jezgrama atoma moderatora može se promatrati s aspekta klasične fizike. Pri analizi se koriste zakoni održavanja količine gibanja i kinetičke energije sustava. Kinetička energija neutrona (KE_n) E_n, može se odrediti sljedećim izrazom:

$$E_n = \frac{1}{2} \cdot m_n \cdot v^2 \tag{3-3}$$

gdje je: E_n – energija neutrona, v – brzina neutrona, m_n – masa neutrona (1.008665 AJM). Na temelju izraza (3-3) i izraza (2-2) dobiva se:

$$E_n = \frac{1}{2} \cdot 1{,}008665 \cdot v^2 \ \cdot \frac{1}{0{,}965 \cdot 10^{18}} = 5{,}227 \cdot 10^{-13} \cdot v^2 \ eV$$

Novo nastali fisijski neutroni (neutroni koji su nastali kao posljedica fisije atomske jezgre) imaju energiju između 0.075 i 17 MeV. Dok se ovi neutroni gibaju kroz materiju sudaraju se s jezgrama ostalih atoma te zbog toga usporavaju. Svakim sudarom (gube) predaju dio svoje energije. Neutrone se općenito na temelju njihovih energija može svrstati kao brze, srednje brze i spore (tablica 3.2.) .[3]

Tablica 3.2. *Kategorizacija neutrona, [3]*

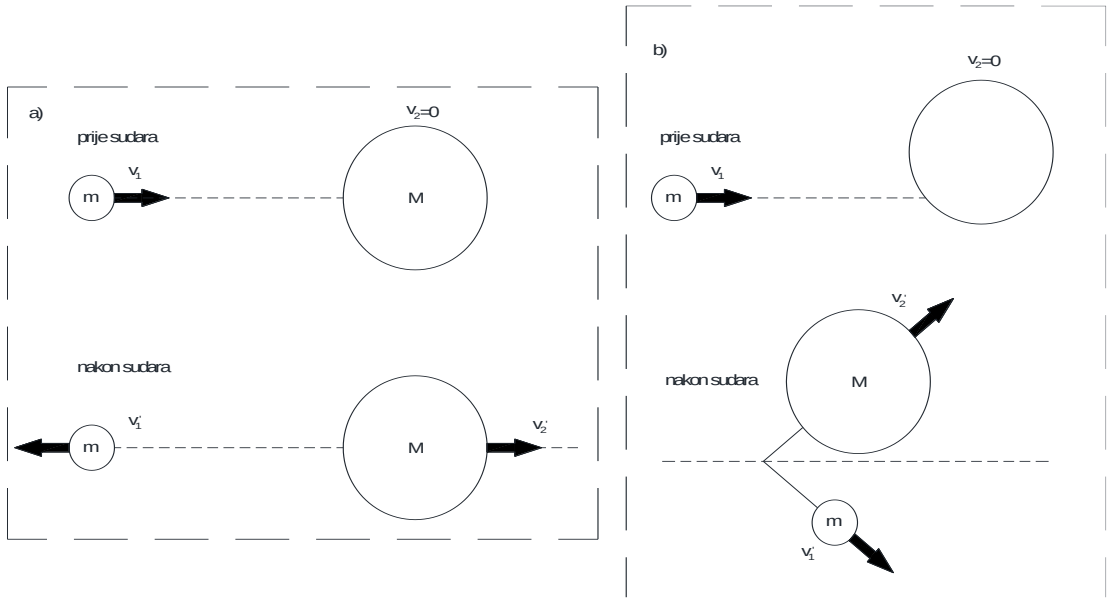
Vrsta neutrona	Energija neutrona, E_n (eV)	Brzina neutrona, v (m/s)
Brzi	$>10^5$	$>4{,}4 \cdot 10^6$
Srednje brzi	$1\text{-}10^5$	$(1{,}38 – 4{,}4) \cdot 10^6$
Spori	< 1	$<1{,}38 \cdot 10^4$

U fisiji novonastali neutroni nose u prosjeku oko 2% fisijom oslobođene energije u obliku kinetičke energije *KE*. Neutroni nastali u fisiji mogu biti:

- **Promptni neutroni**
  nastaju neposredno u procesu fisije ili u vrlo kratkom vremenu nakon fisije (oko 10^{-14} s nakon fisije). Više od 99% fisijskih neutrona su promptni neutroni. [1]
- **Zakašnjeli neutroni**
  nastaju u nuklearnim reakcijama raspadom nekih fisijskih fragmenata i njihovih produkata. Energija zakašnjeli neutrona je mala ali ima važnu ulogu u upravljanju rada nuklearnih reaktora.[1]

3.3.1. Sudari neutrona

Energija se pojavljuje u raznim oblicima te se može transformirati iz jednog oblika u drugi oblik ali zbroj energija je u izoliranom sustavu uvijek konstantan. Ovaj zakon naziva se još i zakon očuvanja ukupne energije. Sudar dvije čestice promatrati će se iz dosad spomenutog zakona količine gibanja izraz (2 – 12) i zakona očuvanja ukupne energije. Do sudara (sraza) doći će kada se dvije čestice približavaju jedna drugoj (dva sustava čestica za makroskopski svijet), međusobno djeluju i time mijenjaju svoje gibanje. S tim, da na mikrorazini (atomskoj razini) ne mora doći do fizičkog kontakta čestica zbog djelovanja Columbove sile izraz (2 – 3).



Slika 3.5. *Elastični (a) centralni i (b) ekscentrični sudar neutrona mase m i jezgre mase M, [4]*

Ako se s m_n označi masa neutrona, sa M masa pogođene jezgre, gdje je: v_1 brzina neutrona prije sudara a v_1' nakon sudara, v_2 brzina jezgre prije sudara (v_2=0), a v_2' brzina jezgre nakon sudara može se zbog očuvanja količine gibanja pisati:

$$m_n \cdot v_1 + M \cdot v_2 = m_n \cdot v_1' + M \cdot v_2' \tag{3-4}$$

pošto sudar ne mora biti elastičan te mehanička energija ne mora biti očuvana (pretvara se u uzbudnu energiju jezgre nakon sudara Ec^*) prelazi se na zakon očuvanja ukupne energiju u izoliranom sustavu (općenito se može pisati):

$$(E_n + KE_c)_1 = (E_n + KE_c + E_c^*)_2 \tag{3-5}$$

gdje je: En – energija neutrona, KE_c – kinetička energija jezgre, oznaka 1 predstavlja izraz prije sudara, oznaka 2 – predstavlja izraz nakon sudara. Prije izvoda izraza (3-5) bitno je objasniti vrste sraza (sudara):

- **Neelastični sudar**

  očuvana je količina gibanja i ukupna energija čestica prije i nakon sudara. Međutim, kinetička energija nije očuvana. Dio kinetičke energije se apsorbira u jezgri atoma u obliku uzbudne energije E_c^* (kinetička energija sustava prije sudara je manja od kinetičke energije sustava nakon sudara). Kako bi neutron sudjelovao u neelastičnom sudaru s jezgrom more posjedovati prethodno visok iznos kinetičke energije ($KE > Ec^*$).

- **Elastični sudar**

  neutroni u ovakvoj vrsti sudara ne posjeduju dovoljno visok iznos kinetičke energije, jezgra ne dobiva uzbudnu energiju ($Ec^*=0$). Očuvana je i količina gibanja i kinetička energija sustava (neutrona i jezgre).

U svakom sudaru između jezgre atoma i neutrona dio kinetičke energije neutrona prenese se na relativno stacionarnu i tešku jezgru ($m_n << M$) usporavajući pri tome neutron. Iznos energije koji izgubi neutron pri svakom sudaru ovisi o masi jezgre i kutu sudara (slika 3.5.). Maksimalna energija se gubi (predaje) u centralnom sudaru (slika 3.5. a)). Ukoliko neutron posjeduje kinetičku energije $E_{n,i}$ nakon centralnog sudara s jezgrom, minimalna preostala energija neutrona $E_{n,min}$ može se izračunati prema izrazu (3-6):

$$E_{n,min} = E_{n,i}\left(\frac{M-m_n}{M+m_n}\right)^2 \tag{3-6}$$

Također može se koristiti i izraz (3 - 7) ukoliko se u izrazu (3-6) uvede supstitucija mase M sa masenim brojem A:

$$\frac{E_{n,min}}{E_{n,i}} = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \tag{3-7}$$

Neutron ne može izgubiti više od 2% energije u sudaru sa jezgrom ^{238}U, ali može i do 28% pri sudaru s jezgrom ugljika te skoro svu energiju u jednom sudaru s atomom vodika (A=1). Prosječan gubitak energije neutrona po elastičnom sudaru iskazuje se pomoću logaritamskog energetsko dekramenta (ξ), definiranim izrazom (3-8):

$$\xi=\ln E_{n,i} - \ln E_{n,av} = \ln\left(\frac{E_{n,i}}{E_{n,av}}\right) \tag{3-8}$$

gdje je: $E_{n,av}$ – prosječna energija neutrona nakon jednog sudara. Supstitucijom izraza (3-7) u izraz (3-8) ξ je definiran izrazom (3-9):

$$\xi=1-\left[\frac{(A-1)^2}{2A}\ln\frac{A+1}{A-1}\right] \tag{3-9}$$

Analizom izraza (3-9) može se zaključiti da ukoliko je maseni broj 1 (A=1) logaritamski energetski dekramenta također iznosi 1 (ξ=1). Napomena, u izrazu (3-9) i (3-7) koristi se maseni broj moderatora (maseni broj jezgre koja vrši usporavanje neutrona). Broj potrebnih sudara (n), kako bi se neutron usporio (smanjila energija) s nekog početnog iznosa energije $E_{n,i}$ do neke željene (krajnje) energetske razine $E_{n,f}$ elastičnim sudarima može se izračunati izrazom (3-10):

$$n = \frac{\ln \frac{E_{n,i}}{E_{n,f}}}{\xi} \tag{3-10}$$

Kako je već prethodno spomenuto, moderator je sredstvo koje se koristi za usporavanje neutrona u reaktoru. Što je lakša jezgra moderatora, moderator je bolji (izaziva veće smanjenje brzine neutrona). Tablica 3.3. pokazuje broj potrebnih sudara (n) kako bi se smanjila energetska razina neutrona s 2 MeV na 0.025 eV elastičnim sudarima (srazovima). Međutim, broj sudara nije jedini pokazatelj učinkovitosti moderatora. Postoje i drugi važni kriteriji kao što su vjerojatnost sudara, vjerojatnost apsorpcije i broj jezgri moderatora na određenom volumenu [3] .

Tablica 3.3. *Broj potrebnih elastičnih sudara (n) kako bi se smanjila energetska razina neutrona s 2 MeV na 0.025 eV, [3]*

Jezgra	A	ξ	n
H	1	1,000	18
D	2	0,725	25
Be	9	0,208	86
C	12	0,158	114
Al	27	0,074	246
Fe	56	0,038	472
U	238	0,004	4480

3.3.2 Termički neutroni

Termički neutroni su neutroni male brzine i energije približno jednakog iznosa toplinske energije atoma i molekula tvari kroz koje prolaze. Nastaju usporavanjem u određenom sredstvu (moderatoru). Prema tome najniža energija koju termički neutroni mogu sadržavati je ona razina energije koja ih dovodi u termičku ravnotežu sa molekulama medija. Reaktor koji primarno koristi termičke neutrone za proces fisije naziva se termički reaktor.

Iz kinetičke energije plinova poznato je da se na određenoj temperaturi plina molekule plina gibaju različitim brzinama od brzine približno jednakoj nuli do brzine svijetlosti. Termalni neutroni imaju sličnu razdiobu brzine prema tome i energije. Maxwell – Boltzmannovom razdiobom brzine može se izračunani najvjerojatniji iznos brzine neutrona:

$$v_m = \left[\frac{2KT}{m_n}\right]^{1/2} \quad (3\text{-}11)$$

gdje je: K – Boltzmannova konstanta (K = $1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J) molekule K, m_n masa neutrona, T – apsolutna temperatura. Uvrštavanjem poznatih podataka u izraz (3-11) dobiva se:

$$v_m = 128{,}4\, T^{1/2}\ m/s \quad (3\text{-}12)$$

uvrštavanjem izraza (3-12) u izraz (3-3) dobiva se najvjerojatnija kinetička energija neutrona [3] :

$$KEm = \frac{1}{2} m_n \cdot {v_m}^2 \quad (3\text{-}13)$$

Primjer 3.3.3.

Potrebno je pronaći prosječnu kinetičku energiju i brzinu neutrona za temperature 20, 260, 537 i 100 °C.

Rješenje:

Pretvorbom 20 °C u kelvine dobiva se:

$$T = 20 + 273{,}15 = 293{,}15\ \text{K}$$

Uvrštavanjem apsolutne temperature u izraz (3-11) dobiva se prosječna brzina:

$$v_m = 128{,}4\ \cdot (293{,}15)^{1/2} = 2191{,}567\ m/s$$

Uvrštavanjem prosječne brzine neutrona u izraz (3-13) dobiva se prosječna kinetička energija neutrona:

$$KEm = \frac{1}{2} \cdot (1{,}674 \cdot 10^{-27}) \cdot (2191{,}567)^2 = 4{,}02 \cdot 10^{-21}\ \text{J}$$

Pretvorba J u eV (1eV = $1{,}6021 \cdot 10^{-19}$ J) :

$$KEm = \frac{4{,}02 \cdot 10^{-21}}{1{,}6021 \cdot 10^{-19}} = 0{,}0252\ eV$$

isti postupak se može napraviti i za ostale temperature na temelju čega se dobiva tablica 3.4..

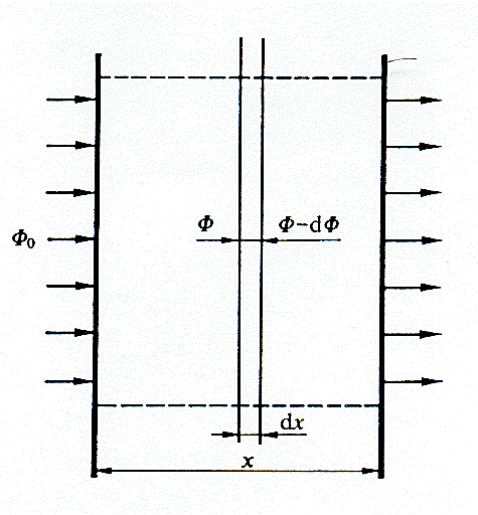
Tablica 3.4. *Energija i brzina termalnih neutrona*

Temperatura (°C)	KEm(eV)	v_m(m/s)
20	0,0252	2192
260	0,0459	2964
537	0,0699	3656
1000	0,0097	4580

Neutroni koji imaju veću energiju od termičkih neutrona kao što su neutroni koji se usporavaju u termičkom reaktoru nazivaju se epitermčki neutroni.

3.4. Udarni presjek

Udarni presjek je pokazatelj koji kvantificira mogućnost nastanka pojedinih nuklearnih reakcija. Nuklearne reakcije su pojave u mikrosvijetu, stoga svaka kvantifikacija ovih pojava mora se zasnivati na principima vjerojatnosti i zakonu velikih brojeva. Interesno područje za nuklearnu energetiku su udarni presjeci za nuklearne reakcije s neutronima. Ukoliko se zamisli prema slici 3.6.,



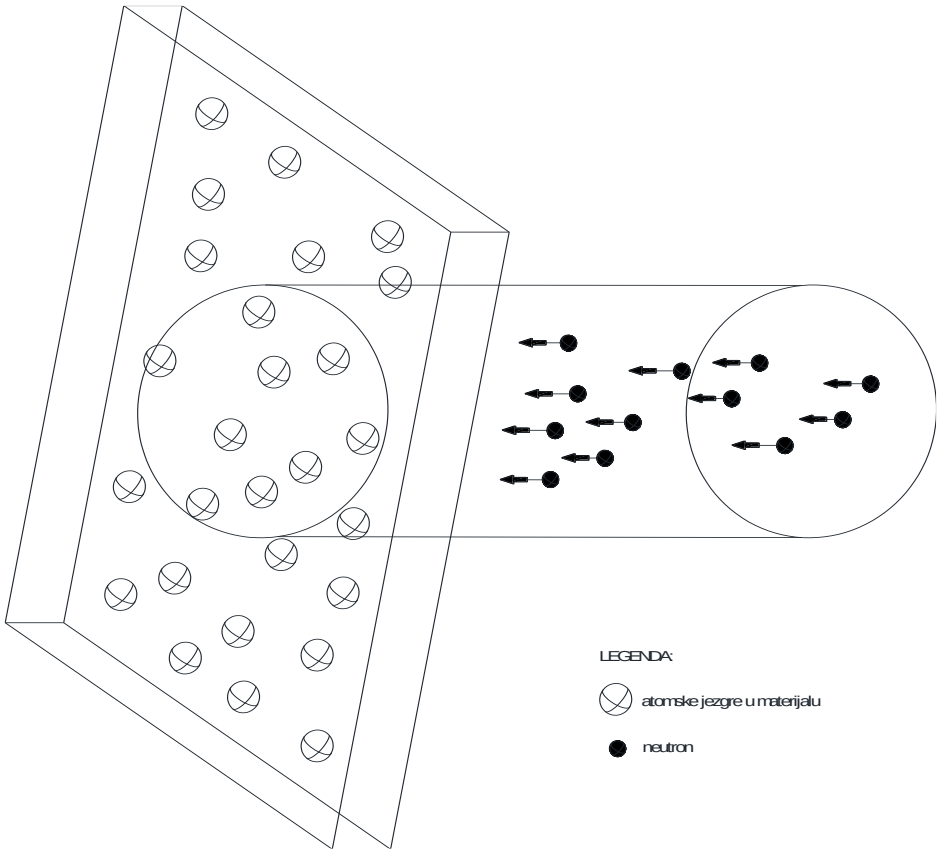
Slika 3.6. *Prolaz neutronske struje kroz materijal, [Izvor: Lajos Jozsa, Nuklearne elektrane] [5]*

snop neutrona koji upadaju okomito na ploču debljine *x* i unutar ploče na sloj materijala debljine *dx*. Broj jezgara u materijalu presjeka 1 m^2 je $N \cdot dx$ (N – broj jezgara po jedinici volumena materijala (m^3)). Ako se presjek jedne jezgre označi sa σ, ukupni presjek jezgara u

sloju *dx* će biti $N \cdot \sigma \cdot dx$.. S obzirom da je prema ovom pojednostavljenom modelu unutar presjeka od 1 m^2 okomito na smjer kretanja neutrona $N \cdot \sigma \cdot dx$ m^2 zauzeto s atomskim jezgrama, vjerojatnost susretanja jednog neutrona s bilo kojom jezgrom u sloju *dx* iznosi:

$$N \cdot \sigma \cdot dx / 1\ m^2 = N \cdot \sigma \cdot dx \tag{3-14}$$

Napomena, ne treba poistovjetiti geometrijski i udarni presjek iako se to vrši u svrhu pojednostavljenja analize (na temelju poglavlja 3.4.3. može se shvatiti razlika). Ako se zamisli da snop neutrona sadrži *n* neutrona po m^3 snopa koji se kreću brzinom *v* m/s, to će broj neutrona koji u sekundi prolaze kroz sloj materijala debljine d*x* biti n·v.



Slika 3.7. *Geometrijska vizualizacija udarnog presjeka*

Broj kolizija neutrona i jezgara u sloju dx u jedinici vremena iznosi $N \cdot \sigma \cdot n \cdot v \cdot dx$. Vrijediti će na temelju izraza (3-14) da je broj nuklearnih reakcija s atomskim jezgrama po $m^3 \cdot s$ iznosi $N \cdot \sigma \cdot n \cdot v$. U nuklearnoj fizici simbol σ naziva se mikroskopski udarni presjek za određenu nuklearnu reakciju. Udarni presjek ovisi o vrsti jezgre, tipku nuklearne reakcije i energiji neutrona koji je izaziva. Umnožak $N \cdot \sigma$ obilježava se simbolom Σ i značenja je zbroja udarnih presjeka svih jezgara u m^3 materijala. Spomenuta veličina je poznata kao makroskopski udarni presjek. Broj nuklearnih reakcije koje izazivaju neutroni u materijalu po m^3 i sekundi određen je s $n \cdot v \cdot \Sigma$.

Jedinica za mikroskopski udarni presjek σ je m^2, jedinica za makroskopski udarni presjek Σ je m^{-1} (m^2/m^3). U svrhu određivanja makroskopskog udarnog presjeka neko izotopa potrebo je izračunati broj atoma tog izotopa po 1 m^3 materijala (poglavlje 2.2.3). Broj atoma po jedinici volumena iznosi:

$$N = \rho \cdot \frac{0{,}6023 \cdot 10^{27}}{A} \tag{3-15}$$

gdje je: ρ – gustoća materijala, A – atomska masa izotopa. Atomska masa u izrazu (3-15) unosi se u atomskim jedinicama mase, no za A se može uzeti i broj nukleona u jezgri jer se time unosi zanemariva pogreška. Umnožak $n \cdot v$ (koji određuje broj neutrona što u svakoj sekundi prođe kroz presjek površine 1 m^2 je vektorska veličina, a naziva se još i neutronska struja (oznaka I). Prolazeći kroz materijal neutronska struja se smanjuje. Smanjenje neutronske struje odgovara smanjenju gustoće neutrona u struji uzrokovano nuklearnim reakcijama u materijalu. Broj nuklearnih reakcija u materijalu debljine dx jednak je $N \cdot \sigma \cdot n \cdot v \cdot dx = -\Sigma I dx$. može se pisati:

$$dI = -\Sigma I dx \tag{3-16}$$

Integracijom izraza (3-16) po debljini materijala dobiva se zakon promjene intenziteta neutronske struje u ovisnosti o debljini materijala i makroskopskog udarnog presjeka:

$$I = I_0 e^{-\Sigma x} \tag{3-17}$$

U jezgri nuklearnog reaktora neutroni se kreću u svim smjerovima zbog toga se ne može govoriti o neutronskoj struji kao o vektorskoj veličini. Ako se u materijalu nalaze neutroni s gustoćom (neutrona/m^3) koji se kreću brzinom v u svim smjerovima. Broj nuklearnih reakcija koje će izazvati svaki neutron u materijalu volumena 1 m^3 biti će $n \cdot v \cdot \sigma$. Za n neutrona ovaj iznos biti će N puta veći stoga će vrijediti $N \cdot n \cdot v \cdot \sigma$. Ukoliko $n \cdot v$ nije vektorska nego skalarna veličina dobiva se tok neutrona Φ. Znači, broj nuklearnih reakcija u m^3 materijala i sekundi je $\Phi \Sigma$. Udarni presjek ne treba doslovno shvaćati kao geometrijske veličine, nego kao pokazatelje vjerojatnosti da će doći do određene nuklearne reakcije. Ako je moguće da jezgre nekog nuklida u jednom trenutku stupe u dva tipa nuklearnih reakcija s neutronima određene energije, to će broj reakcija jednog i drugog tipa biti razmjeran udarnim presjecima za jednu i drugu nuklearnu reakciju. Uvedene su oznake udarnog presjeka za svaku nuklearnu reakcije (kako bi se moglo razlikovati udarne presjeke za nuklearne reakcije atomskih jezgara s neutronima): σ_s – elastični sudar, σ_{ie} – neelastični sudar, σ_c – uhvat neutrona, σ_f – fisija. Kod mnogih proračuna intenziteta nastanka nuklearnih reakcija u materijalu uvodi se pojam ukupnog udarnog presjeka za nuklearne reakcije. Ukupni presjek je zbroj udarnih presjeka za sve nuklearne reakcije koje su u materijalu moguće s neutronima određene energije [1] .

3.4.1 Ovisnost udarnih presjeka o energiji neutrona

Kao što je već spomenuto udarni presjeci za nuklearne reakcije atomskih jezgara s neutronima ovise o energiji neutrona. Od primarnih će interesa biti udarni presjeci nuklearne reakcije s neutronima onih energija koje su prisutne u nuklearnom reaktoru. Neutroni u nuklearnom reaktoru potječu iz fisija jezgara urana i plutonija, a njihove energije se mijenjaju u širokom opsegu (poglavlje 3.3.). Proizlazi da se pod pojmom energija neutrona u reaktoru ne podrazumijevaju jednoznačne vrijednosti nego raspodjele energija u nekom energetskom području. Pri raspodjeli energija mogu se razlikovati najvjerojatnije i prosječne energije (poglavlje 3.3.2.). Ukoliko se govori o ovisnosti udarnih presjeka nuklearnih reakcija o energiji neutrona, važna činjenica je da se udarni presjeci smanjuju kada energija neutrona raste (ovo znači veće udarne presjeke treba očekivati za nuklearne reakcije s termičkim neutronima nego za one koje izazivaju brzi neutroni). Ovu se pojavu može shvatiti činjenicom da vjerojatnost nastanka nuklearne reakcije raste s vremenom zadržavanja neutrona u području dosega nuklearnih sila jezgre (poglavlje 2.4.). Ovo je vrijeme obrnuto proporcionalno brzini neutrona, odnosno obrnuto proporcionalno kvadratnom korijenu energije neutrona. Energetski najvažniji udarni presjeci nuklearnih reakcija materijala s neutronima:

- **Udarni presjek za apsorpciju neutrona**

  Kod mnogih se nuklida a posebice onih masenim brojem A većim od 100, ovisnost udarnog presjeka za apsorpciju neutrona o energiji neutrona može raspodijeliti u tri energetska područja. Područje niskih energetski nivoa (0,1 eV ili manje). U ovom je području udarni presjek za apsorpciju neutrona obrnuto proporcionalan brzini neutrona ($\sigma_s = 1/v$). Drugo područje je područje rezonantnih energija neutrona. Područje rezonantnih energija neutrona za teške nuklide obuhvaća područja energija od 0,1 eV do 1 000 eV. Kod lakih nuklida rezonantno se područje nalazi kod puno viših energija. Rezonantno područje karakterizira naglo povećanje udarnih presjeka kod nekih diskretnih energija neutrona. Neki nuklidi pokazuju pojavu rezonancije samo kod jedne energije neutrona. Druge pak karakterizira jako izražena apsorpcija u širem području energetskih energija (urani i plutonij).

Pojavu rezonantnih apsorpcija neutrona uz naglo povećanje udarnih presjeka može se tumačiti ljuskastim modelom jezgre (poglavlje 2.2.). Ulaskom neutrona u jezgru formira se složena jezgra u znatno pobuđenom stanju. Kada se kinetička energija neutrona plus njegova energija veze izjednače s energijom potrebnom da jezgra dosegne jednu od svojih diskretnih energetski razina, naglo raste apsorpcija neutrona te energije. Treće područje je područje brzih neutrona ili neutrona visokog iznosa energije. Kako energija neutrona raste iznad rezonantne razine smanjuje se poprečni presjek. Kod jako velikih brzina neutrona (iznosa energije) ukupni udarni presjek niskog je iznosa [1] .

- **Udarni presjek za elastični sudar**

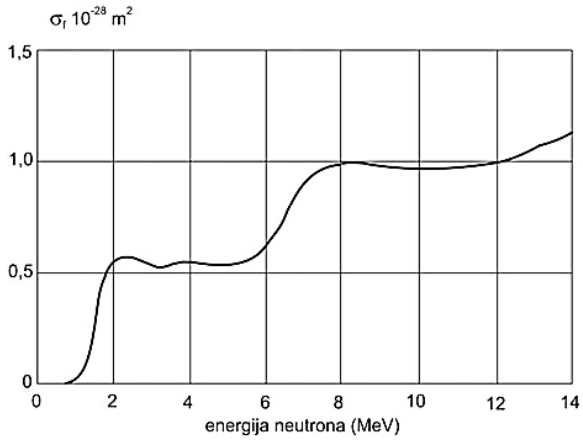
  Udarni presjek za elastični sudar kod nižih energija neutrona uglavnom je konstantan (ili malo ovisan o energiji neutrona). Udarni presjek za elastični sudar iznimno je visok kod vodika. Vrijednosti se kreću oko $20 \cdot 10^{-28}$ m^2 (za kemijski vezani vodik), kada vodik nije kemijski vezan i do $100 \cdot 10^{-28}$ m^2 [1] .

- **Udarni presjek za neelastičan sudar**

  Uvjet za nuklearnu reakciju neelastičnog sudara je mogućnost pobude jezgre. Zbog toga kod ove nuklearne reakcije postoji donji prag energije neutrona ispod koje je udarni presjek za neelastični sudar jednak nuli ($KE > Ec^*$, poglavlje 3.3.1.) [1] .

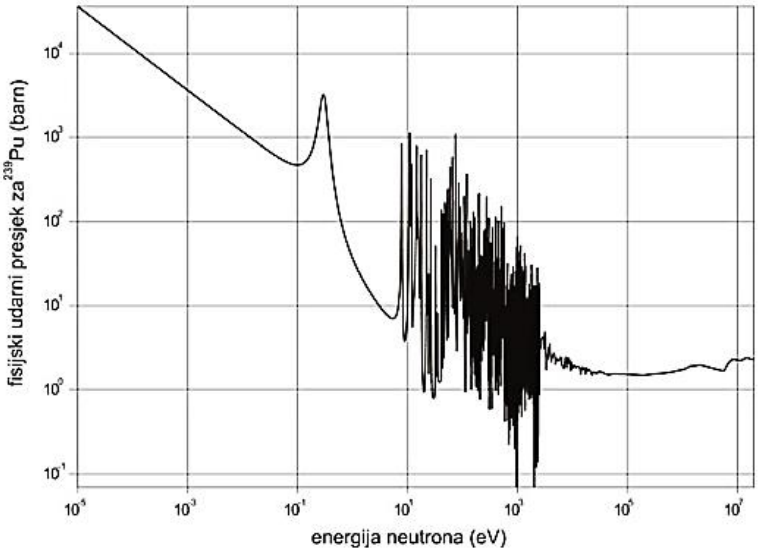
- **Udarni presjek za fisiju**

  Udarni presjek za fisiju ovisi o energiji neutrona na skoro isti način kao i udarni presjek za apsorpciju neutrona (vrijedi ista raspodjela u tri energetska područja) . Udarni presjek za fisiju iznositi će nula ukoliko je energija neutrona ispod energije praga fisije.



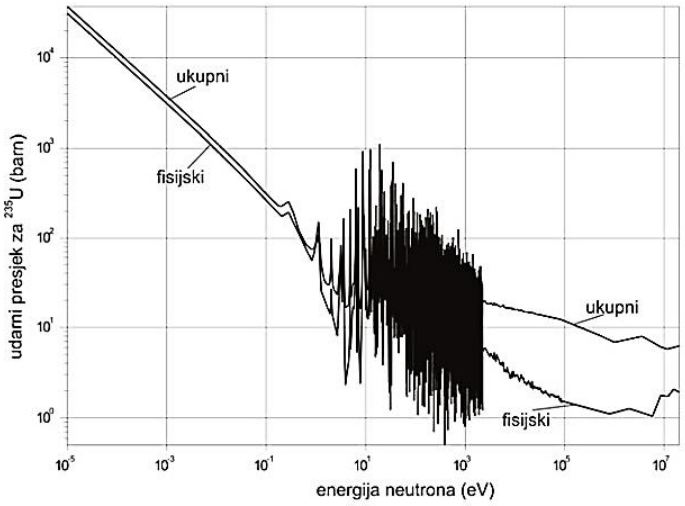
Slika 3.8. *Udarni presjek za fisiju ^{238}U,*
[Izvor: https://www.fer.unizg.hr/_download/repository/pred_fisija.pdf] [6]

Sa slike 3.8. može se uočiti da je minimalni iznos energije neutrona za fisiju izotopa ^{238}U oko 1 MeV. Ovo se može zaključiti po tome što je udarni fisijski presjek σ_f vrijednosti nula do energetske razine neutrona od 1 MeV. Što znači da će neutroni nižih energetski razina sudjelovati u nekoj drugo atomskoj reakciji (elastični sudar, neelastični sudar, apsorpcija neutrona ili neće niti sudjelovati u nuklearnoj reakciji). Udarni fisijski presjek naglo raste nakon energetske razine od 1 MeV. Što znači da naglo raste vjerojatnost fisijske reakcije za neutrone viših energetskih razina (> 1 MeV).



Slika 3.9. *Udarni presjek za fisiju ^{239}Pu, [6]*

Slika 3.9. prikazuje ovisnost fisijskog udarnog presjeka za izotop ^{239}Pu. Ovisnost fisijskog udarnog presjeka slična je kao i kod ^{235}U (slika 3.10.), osim za dio krivulje koji pripada brzim neutronima. Uspoređujući utjecaj brzih neutrona na fisijski udarni presjek između ^{235}U i ^{239}Pu ide u korist izotopu ^{239}Pu.



Slika 3.10. *Fisijski i ukupni udarni presjek za ^{235}U, [6]*

Sa slike 3.10. za izotop ^{235}U vidljivo je da je potrebna puno niža energija neutrona za ostvarivanje fisije u odnosu na izotop ^{238}U. Također, pri nižim energijama neutrona je udarni presjek za fisiju veći nego kod visokih energija neutrona. Rezonantno područje nastupa pri energijama neutrona od 10 do 1000 eV. Nakon rezonantnog područja, nastupa područje brzih neutrona (visokih energetski razina) gdje znatno opada udarni fisijski presjek te je ukupni udarni presjek veći od fisijskog udarnog presjeka. Može se zaključiti, da će puno više brzih neutroni sudjelovati u preostalim nuklearnim reakcijama, a samo manji broj brzih neutrona će dovoditi do fisijske reakcije.

Na temelju provedene analiza može se zaključiti da je kao gorivo u termičkim reaktorima (neutroni manjih iznosa energije) bolje koristit kao nuklearno gorivo obogaćeno izotopima ^{235}U ili ^{239}Pu, dok je u brzim reaktorima bolje koristiti ^{238}U.

Primjer 3.4.2.

Termički neutroni prosječne energije 0,0258 eV budi apsorbirani u izotopu urana ^{235}U. Nuklearne reakcije koje mogu biti izazvane su fisija atoma ili uhvat neutrona. Udarni presjek za fisiju je $\sigma_f = 585 \cdot 10^{-28}$ m^2, a za uhvat neutrona $\sigma_c = 100 \cdot 10^{-28}$ m^2. Potrebo je izračunati vjerojatnost da će apsorpcija neutrona dovesti do fisije ^{235}U?

Rješenje:

Vjerojatnost da će se dogoditi određena nuklearna reakcije dobije se na temelju omjera udarnog presjeka željene nuklearne reakcije i ukupnog udarnog presjeka svih udarnih presjeka (suma svih udarnih presjeka). Prema tome slijedi:

$$\frac{\sigma f}{\sigma f+\sigma c} = \frac{585}{585+100} \cdot 100\% = 85{,}5\ \%$$

Primjer 3.4.3.

Potrebno je odrediti koliko je puta veći udarni presjek jezgre ^{235}U za fisiju neutrona energije $5 \cdot 10^{-3}$ eV u odnosu na geometrijski presjek iste jezgre ako je polumjer jezgre ($7 \cdot 10^{-3}$ pm)?

Rješenje:

Prvo je potrebo odrediti geometrijski presjek jezgre ^{235}U:

$$f_j = r^2 \cdot \pi = (7 \cdot 10^{-15})^2 \cdot \pi = 1{,}5386 \cdot 10^{-28}\ m^2$$

Udarni presjek za fisiju neutrona energije $5 \cdot 10^{-3}$ eV može se očitati sa slike 2.22. osim što je potrebno pretvoriti jedinicu barne u m^2 (1 barn = 10^{-28} m^2):

$$\sigma_f = 1000 \text{ barn} = 1 \cdot 10^{-25}\ m^2$$

na temelju omjera udarnog fisijskog presjeka i geometrijskoj presjeka jezgre:

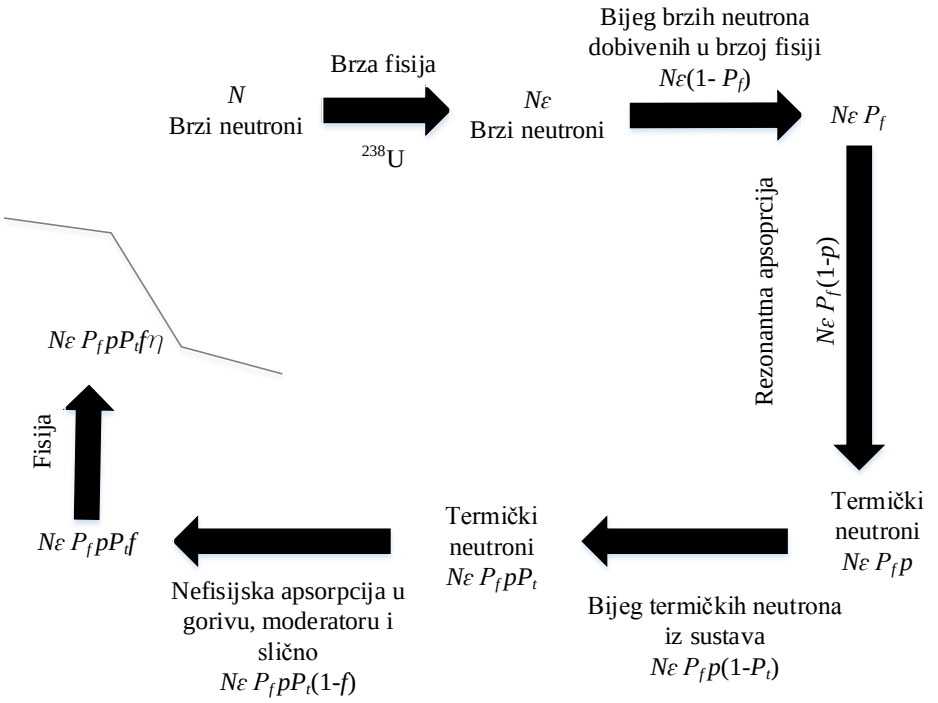
$$\frac{1 \cdot 10^{-25}}{1{,}5386 \cdot 10^{-28}} = 650$$

650 puta je veći udarni fisijski presjek od geometrijskog presjeka jezgre. Na temelju ovog primjera može se uočiti zašto se udarni presjek i geometrijski presjek jezgre ne mogu poistovjetiti. Ovo zapravo znači da je 650 puta veća vjerojatnost da će susresti atoma i neutrona (iznosa energije $5 \cdot 10^{-3}$ eV) dovesti do fisije atoma, u odnosu kada bi računali vjerojatnost njihovog susreta na temelju geometrijskog presjeka.

3.5. Životni ciklus neutrona i reaktivnost reaktora

U reaktorskoj jezgri, novi neutroni nastaju stalno na svim mjestima fisibilnog materijala te se raspršuju u svim smjerovima. U ovom poglavlju analizirati će se životni ciklus grupe neutrona, pod pretpostavkom da su svi analizirani neutroni nastali u isto vrijeme. Analizirani neutroni u svom životnom ciklusu prolaze sudare, bijeg iz sustava, apsorpciju i druge slične reakcije, te na kraju izazovu fisiju oslobađajući energiju atoma. Neutroni iz analizirane grupe nazivaju se fisijski neutroni. Niz procesa i događaja koju fisijski neutroni prođu od nastanka do krajnjeg

procesa (fisijskog procesa) naziva se životni ciklus neutrona. Slika 3.11. prikazuje događaje životnog ciklusa neutrona u termalnom reaktoru ^{235}U.



Slika 3.11. *Životni ciklus neutrona u termičkom reaktoru, [3]*

Brzi neutroni posjeduju prosječnu energiju od oko 2 MeV, nekolicina njih izaziva brzu fisiju u izotopu ^{238}U. Fisija u izotopu ^{238}U naziva se brza fisija jer nju izazivaju neutroni s većim iznosom energije tj. brzi neutroni za razliku od fisije u izotopu ^{235}U za koju su odgovorni termički neutroni s nižim energetski razinama (objašnjeno u poglavlju 3.2.1.). U svakoj brzoj fisiji nastane 2,5 brzih fisijskih neutrona. Odnos ukupnog broja neutrona usporenih ispod praga fisije izotopa ^{238}U (na energiju nižu od 1 MeV) i broja neutrona dobivenih u fisijama koje su izazvali termički neutroni naziva se faktor fisije s brzim neutronima, ε (obično je veći od 1 jer postoji određena vjerojatnost da će brzi neutroni u gorivnom elementu izazvati dodatne fisije). Stoga, broj brzih neutrona u novoj generaciji (nakon brze fisije) iznositi će $\varepsilon \cdot N$. Ovi brzi neutroni s vremenom se usporavaju (predaju energiju) zbog elastičnih sudara sa jezgrama moderatora. Tijekom procesa usporavanja brzih neutrona neki od njih " pobjegnu " iz sustava, vjerojatnost pobjega iz sustava ($1-P_f$). Prema tome broj neutrona koji su pobjegli iz jezgre reaktora biti će $N \cdot \varepsilon \cdot (1 - P_f)$. Iznos preostalih neutrona može se odrediti kao $N \cdot \varepsilon \cdot P_f$. Nekolicina neutrona preostalih u sustavu od njih ukupno $N \cdot \varepsilon \cdot P_f$ sudjelovati će u rezonantnoj apsorpciji u izotopu ^{238}U i apsorpciji neutrona u izotopu ^{235}U koja neće dovesti do fisije. Postotak neutrona

koji izbjegnu ove apsorpcije usporavaju se do iznosa energije oko 0.025 eV, faktor vjerojatnosti izbjegavanja rezonantne apsorpcije obilježava se simbolom, *p*. Vjerojatnost rezonantne apsorpcije može se izračunati kao (1-*p*). Stoga, broj neutrona koji je dosegao termičke iznose razine energije:

$$N \cdot \varepsilon \cdot P_f \cdot p \tag{3-18}$$

Nekolicina termičkih neutrona određena izrazom (3-18) pobjeći će iz jezgre reaktora, vjerojatnost da termički neutroni neće pobjeći iz sustava može se označiti simbolom P_t. Stoga, vjerojatnost pobjega termičkih neutrona iz sustava može se zapisao kao (1- P_t). Broj preostalih termičkih neutrona u jezgri reaktora :

$$N \cdot \varepsilon \cdot P_f \cdot p \cdot P_t \tag{3-19}$$

Umnožak vjerojatnosti P_f i *Pt* zamijeniti će se sa simbolom *P* (zbog pojednostavljivanja izraza 3-19). Od $N \cdot \varepsilon \cdot p \cdot P$ neutrona koji su iznosa energije 0.025 eV nekolicina njih će biti apsorbirana u moderatoru, rashladnom sredstvu i drugim materijalima koji neće dovesti do fisije. Vjerojatnost preostalih termičkih neutrona (neutrona koji su izbjegli sve apsorpcije i ostali u jezgri reaktora sa krajnjom termičkom razinom energije) označiti će se simbolom *f*, naziva se još i faktor iskorištenja termičkih neutrona. Broj neutrona koji mogu biti apsorbirani u reaktoru (gorivu):

$$N \cdot \varepsilon \cdot p \cdot P \cdot f \tag{3-20}$$

Kao što je prethodno spomenuto u ovom radu 84% od svih apsorbiranih neutrona u izotopu ^{235}U izazvat će fisiju. Odnos broja neutrona dobivenih u fisijama i broja apsorbiranih termičkih neutrona u nuklearnom gorivu naziva se fisijski termički faktor, η. Broj fisijskih neutrona nastalih na kraju promatranog životnog ciklusa koji će započeti novu generaciju i ciklus može zapisati kao:

$$N \cdot \varepsilon \cdot p \cdot P \cdot f \cdot \eta$$

Omjer broja neutrona na kraju jedne generacije, i broja neutrona na početku te iste generacije naziva se efektivni multiplikacijski faktor reaktora, k_{ef} :

$$k_{ef} = \frac{N \cdot \varepsilon \cdot p \cdot P \cdot f \cdot \eta}{N} = \varepsilon \cdot p \cdot P \cdot f \cdot \eta \tag{3-21}$$

Ukoliko se razmotri lančana reakcija u neograničeno velikom sustavu dodavanjem sve više nuklearnog goriva, bijeg neutrona iz sustava postaje sve manje te simbol *P* iz izraza (3-21) teži ka 1. Može se napisati:

$$k_\infty = k_{eff} = \varepsilon \cdot p \cdot f \cdot \eta \tag{3-22}$$

Gdje je: k_∞- multiplikacijski faktor neograničenog reaktora. U kritičnom stanju reaktora broj proizvedenih (nastalih) neutrona procesom fisije i iskorištenih neutrona mora biti jednak. Omjer

k_{ef}/k_{∞} određuje utjecaj bijega neutrona na kritičnost reaktora. Izraz (3-22) naziva se formula četiriju faktora. Formula s četiri faktora nastala je u ranoj dobi razvoja nuklearnog reaktora te je njezina primjena bila izrazito praktična jer ne zahtjeva detaljno poznavanje udarnih presjeka materijala, nego odnose specifičnih nuklearnih reakcija u širokom energetskom spektru koji se mogu dobiti izravnim mjerenjima. Teorija nuklearnih reaktora bavi se analizom svih procesa koji se odvijaju u jezgri reaktora [3].

Analiza mogućnosti ostvarenja samoodržavajuće lančane reakcije (poglavlje 3.2.1.) provedena je na temelju saznanja iz ovog poglavlja. Jedino detaljnom analizom procesa mogu biti izvedeni točni proračuni kako bi se odredili faktor multiplikacije, kritična masa goriva i veličina reaktora (udarni presjek).

3.5.1. Reaktivnost reaktora

Faktor multiplikacije k_{ef} definira stanje reaktora. Budući da je k_{ef} vrlo blizu jedinici, često se upotrebljava višak faktora multiplikacije, Δk_{ef} definiran izrazom:

$$\Delta k_{ef} = k_{ef} - 1 \tag{3-23}$$

Nekad je pogodno računati s reaktivnošću reaktora, koja se dobiva iz relacije (3-24) jer je faktor multiplikacije obično vrlo blizu jedinice:

$$\rho = \frac{k_{eef}-1}{k_{eef}} = \frac{\Delta k_{eff}}{k_{eef}} \tag{3-24}$$

Razlikuju se tri osnovna stanja reaktora: potkritično, kritično i natkritično stanje. Stanja reaktora su određena vrijednostima faktora multiplikacije, njegovim viškom ili reaktivnošću reaktora, vrijedi:

- Reaktor potkritičan kad je $k_{ef} < 1$, $\Delta k_{ef} < 0$, $\rho < 0$
- Reaktor kritičan kad je $k_{ef} = 1$, $\Delta k_{ef} = 0$, $\rho = 1$
- Reaktor natkritičan kad je $k_{ef} > 1$, $\Delta k_{ef} > 0$, $\rho > 0$

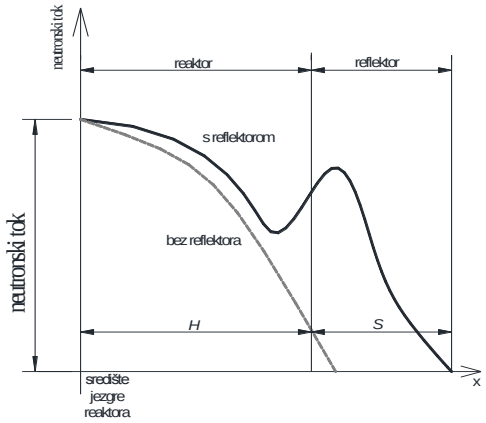
Reaktor se mora izgraditi tako da ima pozitivnu reaktivnost. Pozitivna reaktivnost je potreban uvjet da bi se reaktor mogao staviti u pogon i da bi se kompenzirale promjene reaktivnosti koje se pojavljuju za vrijeme pogona (utrošak goriva i slični utjecaji). Također je potrebno omogućiti promjenu reaktivnosti. Pri stavljanju u pogon i povećanju snage mora vrijediti $k_{ef} > 1$. Za stacionarno ustaljeno stanje mora vrijediti $k_{ef} = 1$ (kada je postignuta željena snaga elektrane).

Pri zaustavljanju reaktora i/ili smanjenju snage $k_{ef} < 1$. Potrebno je ostaviti mogućnost kompenzacije dijela ugrađene reaktivnosti kako bi se postigla željena reaktivnost. Kompenzacije dijela ugrađene reaktivnosti postiže se uvlačenjem u reaktor štapova od materijala velikog udarnog presjeka apsorpcije (σ_s) (bor, kadmij). Uobičajeno je da se ugrađeni višak faktora multiplikacije ili ugrađena reaktivnost definira za hladni i svježi reaktor. Pod pojmom hladni reaktor podrazumijeva se reaktor pri temperaturi od 20°C. Ukoliko reaktor radi povećava se njegova temperatura što ima utjecaja na reaktivnost reaktora, pa će ona biti različita od one pri temperaturi od 20°C. Pod pojmom svježi reaktor podrazumijeva se reaktor u kojem se nalazi svježe gorivo, bez produkata raspada. Manja količina goriva i produkti raspada smanjuju ugrađenu reaktivnost reaktora. Za vrijeme rada faktor multiplikacije se mijenja zbog utjecaja zatrovanja reaktora, utroška goriva, proizvodnje novog goriva (konverzije) i temperature. Neki od ovih utjecaja povećavaju faktor multiplikacije, ali je ipak njihov konačni efekt, osobito poslije duljeg pogona reaktora, negativan, jer smanjuju faktor multiplikacije. Svi utjecaji, ne pojavljuju se istodobno. Utjecaj temperature očituje se odmah nakon opterećenja reaktora, a zatrovanje reaktora (uzrokovano fisijskim produktima) opaža se više sati ili dana poslije toga. Tek nakon više tjedana ili mjeseci bit će zapaženi utjecaj utroška goriva i proizvodnje novog goriva. Kako bi se u pogonu mogli uzeti u obzir spomenuti utjecaji, mora se ugrađena reaktivnost, odnosno višak faktora multiplikacije kompenzirati. U početku rada svježeg reaktora ugrađeni višak reaktivnosti biti će kompenziran sustavom regulacije (kontrolnim štapovima od bora ili kadmija). U tijeku rada sustavom regulacije bit će potrebno sve manje kompenzirati višak faktora multiplikacije kako bi reaktor stalno bio kritičan. Takva kompenzacija bit će moguća samo dok se ne potroši sav višak ugrađene reaktivnosti, nakon čega treba u reaktor staviti svježe gorivo, odnosno zamijeniti dio gorivih elemenata novim elementima [5].

3.6. Utjecaj reflektora

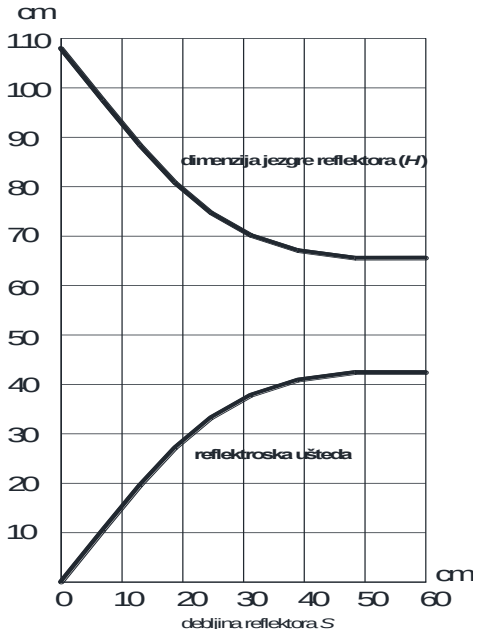
Bijeg neutrona iz jezgre reaktora je gubitak koji dovodi do većih dimenzija reaktorske jezgre nego što bi ona teorijski trebala biti da nema bijega neutrona. Zbog toga poskupljuje izgradnja reaktora jer se povećava količina goriva i materijala za moderatora. Razlog postavljanja reflektora oko reaktorske jezgre je da neutrone koji pobjegnu iz jezgre ponovno vrati, odnosno reflektira u reaktor. Ovo se može postići na jednostavan način, postavljanjem pogodno dimenzioniranog sloja moderatora oko reaktorske jezgre. U slučaju centralnog sudara neutrona i jezgre (slika 3.5.) neutron će promijeniti smjer gibanja za 180° te će se neutron reflektirati u

jezgru. Ukoliko je reflektor dovoljne debljine postojati će velika vjerojatnost da nastane centralni sudar, stoga će većina neutrona biti reflektirano ukoliko ne budu žrtve apsorpcije. Postavljanje reflektora omogućuje povoljniju raspodjelu neutronskog toka u reaktorskoj jezgri. Broj raspada jezgri u jedinici vremena je ovisan o neutronskom toku, nuklearno gorivo smješteno na rubu reaktorske jezgre malo će pridonositi snazi reaktora i biti će slabo iskorišteno. Reflektor će uticati na povećanje toka neutrona u jezgri reaktora pa prema tome i na povećanje iskorištenja goriva. Promjena neutronskog toka u reaktoru opkoljenim reflektorom prikazuje slika 3.12.



Slika 3.12. *Raspodjela neutronskog toka u reaktoru s reflektorom i bez njega, [4]*

Snaga reaktora ovisi o umnošku njegovih dimenzija i srednjeg neutronskog toka. Što je raspodjela neutronskog toka jednoličnija (u jezgri reaktora), to će potrebna snaga biti postignuta pri manjim dimenzijama reaktora. Reflektor također pridonosi i ravnomjernoj raspodjeli temperature u reaktoru pošto pridonosi raspodjeli toka neutrona o kojem ovisi toplina. Zbog ovog razloga je uveden pojam reflektorske uštede. Reflektorska ušteda prikazuje uštedu na dimenzijama reaktorske jezgre kao funkciju ovisnu o debljini reflektora. Na slici 3.13. prikazana je ovisnost reflektorske uštede i dimenzije reaktorske jezgre *H* o debljini reflektora *S* za reaktor u obliku ploče [4].



Slika 3.13. *Ovisnost reflektorske uštede i dimenzije reaktorske jezgre (H) o debljini reflektora (S), [4]*

4. IZVORI, VOĐENJE I PRIJELAZ TOPLINE U NUKLEARNOJ TERMOELEKTRANI

4.1. Nuklearna reakcija kao izvor topline

Izvor topline u nuklearnoj termoelektrani je nuklearni reaktor. Toplinska energija nastaje u reaktoru procesom fisije. Procesom fisije, dio energije veze nukleona u jezgri atoma pretvara se u toplinsku energiju, a dio topline dolazi iz procesa interakcije nuklearnog zračenja s materijalima reaktora (poglavlje (3.1.1)). Osnovni ulazni podatak za projektiranje sustava hlađenja reaktora je poznavanje intenziteta i prostornog rasporeda toplinskih izvora u reaktoru. Oslobođena energija iz nuklearnih reakcija ovisi o gustoći zračenja (pretežito neutronskog a u određenoj mjeri i γ – zračenja) u unutrašnjosti reaktora te o udarnim presjecima materijala.

4.1.1. Fisije atoma urana i plutonija

Osnovni izvor topline u nuklearnoj energetici potječe od fisija atoma urana i plutonija. Broj nuklearnih reakcija fisije po jedinici volumena materijala i vremena iznosi $\emptyset \cdot \sum_f = \emptyset \cdot N \cdot \sigma_f$ (poglavlje 3.4.). Prosječan tok neutrona ($\emptyset$) je izražen u neutrona/m^{2}s, broj fisibilnih atoma (N) odnosi se po jedinici volumena goriva. Zbog pojednostavljivanja analize smatrati će se da fisije izazivaju termički neutroni te će se podrazumijevati da se neutronski tok i udarni presjek odnosi upravo na termičke neutrone. Prosječna energija koja se oslobađa u svakoj fisiji iznosi oko 200 MeV, što iznosi oko $3{,}2 \cdot 10^{-11}$ J (poglavlje 2.3). Potreba broj fisija za generiranje snage od 1 W iznosi $1/(3{,}2 \cdot 10^{-11})$ odnosno $3{,}125 \cdot 10^{10}$ fisija/s. Broj fisibilnih atoma po kilogramu može se odrediti na temelju izraz (4-1):

$$N = \frac{6{,}023 \cdot 10^{26}}{A} \tag{4-1}$$

Kao što je već poznato simbol A predstavlja atomsku težinu fisibilnih atoma. Može se napisati izraz za generiranu snaga reaktora po kilogramu fisibilnih atoma koje on sadrži:

$$P = \frac{6{,}023 \cdot 10^{26}}{3{,}125 \cdot 10^{10}} \cdot \left[\frac{\emptyset \cdot \sigma_f}{A}\right] = 1{,}94 \cdot 10^{16} \cdot \left[\frac{\emptyset \cdot \sigma_f}{A}\right] \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{kg}} \tag{4-2}$$

U većini slučajeva u reaktoru se ne nalazi čisti fisibilni materijal jer materijal nuklearnog goriva sadrži samo dio fisibilnih atoma. Ako simbol e predstavlja obogaćenje urana, ili maseni udio fisibilnih atoma u nuklearnom gorivu, broj fisibilnih atoma po kilogramu materijala goriva postaje $e \cdot N$ te se izraz (4-2) može se napisati kao:

$$P = 1{,}94 \cdot 10^{16} \cdot e \cdot \left[\frac{\emptyset \cdot \sigma_f}{A}\right] \frac{\mathrm{W}}{\mathrm{kg}} \quad (4\text{-}3)$$

Može se primijetiti da je snaga reaktora proporcionalna toku neutrona [1]. Zbog ovog razloga raspodjela generirane snage u reaktoru odgovarati će prostornoj i vremenskoj raspodjeli neutronskog toka, što može pri neravnomjernoj raspodjeli toka neutrona dovesti do pregrijavanja određenog djela reaktora (neravnomjernog oslobađanja topline).

Primjer 4.1.1.1

Reaktor sadrži 50 tona 3,2 % obogaćenog urana (e = 3,3 %). Prosječni tok termičkih neutrona u reaktoru iznosi $1{,}6 \cdot 10^{13}$ neutrona/cm^2·s ($\emptyset$=$1{,}6 \cdot 10^{13}$).

a) Potrebno je izračunati snagu reaktora?

b) Potrebno je izračunati snagu istog reaktora nakon odgora jezgre pri istom iznosu neutronskog toka ako je pri istrošenoj jezgri obogaćenje urana smanjeno na e =1,2 % , a težinski sadržaja fisibilnog plutonija povećana je na 0,5 %.

Rješenje

Udarni presjeci za fisiju mogu se odrediti na temelju slike 3.9. i slike 3.10. za termičke neutrone i iznose za ^{235}U σ_f=$583 \cdot 10^{-24}$ cm^2, za ^{239}Pu σ_f=$743 \cdot 10^{-24}$ cm^2. Može se unijeti mala pogreška u proračun ukoliko se atomska težina A za ^{235}U zaokruži na A=235, a za ^{239}P zaokruži na A=239.

a)

$$P = 50\,000 \cdot 1{,}94 \cdot 10^{16} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{13} \cdot 0{,}032 \cdot \frac{583 \cdot 10^{-24}}{235} = 1232{,}1 \text{ MW}$$

b)

$$P = 50\,000 \cdot 1{,}94 \cdot 10^{16} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{13} \cdot \left(0{,}012 \cdot \frac{583 \cdot 10^{-24}}{235} + 0{,}005 \cdot \frac{743 \cdot 10^{-24}}{239}\right) =$$

$$= 703{,}28\ MW$$

4.1.2. Ozračeno nuklearno gorivo

Ozračeno nuklearno gorivo izvor je toplinske energije. Energija se oslobađa i nakon zaustavljanja rada reaktora zbog raspada fisijskih proizvoda u govornim elementima reaktora. Snaga nakon zaustavljanja rada reaktora P ovisi o snazi na kojoj je radio reaktor prije zaustavljanja P_0, o periodu rada reaktora prije zaustavljana t_0 i o vremenu nakon zaustavljana

pogona $\tau - t_0$. Proizvodnja toplinske energije u zaustavljenom pogonu (reaktoru) je vrlo važan čimbenik za sigurnost i postrojenja i okoline jer zahtjeva potrebno hlađenje goriva radi onemogućavanja njegova pregrijavanja. Propisima se određuju empiričke formule koje treba iskoristiti za proračun generirane snage u zaustavljenom reaktoru, jedna takva formula predstavljena je izrazom (4-4). Vrijeme u izrazu (4-4) izraženo je u sekundama [1]:

$$\frac{P}{P_0} = 0{,}1 \cdot [(\tau - t_0 + 10)^{-0{,}2} - 0{,}87 \cdot (\tau - t_0 + 2 \cdot 10^7)^{-0{,}2}]$$
$$-0{,}1 \cdot [(\tau + 10)^{-0{,}2} - 0{,}87 \cdot (\tau + 2 \cdot 10^7)^{-0{,}2}] \quad (4\text{-}4)$$

Primjer 4.1.2.1

Reaktor je bio u pogonu 310 dana te radio pri snazi od 2000 MW nakon čega je zaustavljen. Kolika se snaga generira u reaktoru sedmi dan nakon zaustavljanja pogona?

Rješenje

P_0=2000 MW

t_0 = 310 ·24 ·60·60 = 2,635·10^7 s

τ=7·24 ·60·60=60,48·10^3 s

Uvrštavanjem P_0, t_0 i τ u izraz (4-4) dobiva se:

$$\frac{P}{P_0} = 3{,}2 \cdot 10^{-3}\,, P = 3{,}2 \cdot 10^{-3} \cdot P_0 = 6{,}4 \text{ MW}$$

Reaktor će sedmi dan nakon zaustavljanja pogona generirati snagu od 6,4 MW.

4.2. Vođenje i prijelaz topline

Analiza prijelaza i vođenja topline od velikog je značaja u nuklearnim postrojenjima za sigurnost reaktora i okoline jer se samo hlađenjem jezgre može izbjeći pregrijavanje nuklearnog goriva. Pregrijani gorivni elementi gube mehanička svojstva, a time i mogućnost zadržavanja radioaktivnih nuklida u reaktorskoj jezgri. Odvođenje (dobivanje) topline iz nuklearnih reaktora osnovni je razlog njihove primjene u energetici. Sa energetskog stajališta dobivena toplinska energija jedini je koristan proizvod koji reaktori daju. [1] Analiza odvođenja i prijelaza topline u nuklearnom reaktoru identična je analizi koja se primjenjuje kod svih drugih postrojenja gdje se proizvodi toplinska energija, s toga u ovom poglavlju diplomskog rada izložiti će se samo najosnovnija razmatranja.

Toplinska energija sadržana u nekoj tvari je proporcionalna kinetičkoj energiji gibanja njezinih molekula, a prema vanjskom svijetu se manifestira kroz temperaturu te tvari. Temperatura je mjerljiva veličina te se stoga preko nje i drugih poznatih veličina (masa i vrsta materijala) može zaključiti o sadržanoj toplinskoj energiji unutar zadane tvari. Prijelaz topline kako u tvari tako i među njima nastaje djelovanjem temperaturnih razlika. Priroda nastoji postići izjednačenu temperaturu u materijalima – energetsku ravnotežu (odnosno temperaturnu ili toplinsku ravnotežu, što pak znači da će toplinska energija uvijek prelaziti s mjesta s višom temperaturom na mjesta s nižom temperaturom). Odnos sadržane topline i temperature u prirodnoj sredini ima tendenciju porasta (u termodinamici se ta pojava označava kao porast entropije prirodne sredine). Teorija prijelaza topline se standardno proučava u tri kategorije [7]:

- **Vođenje topline (engl. *Heat Conduction*) u tvari** - u najvećem se broju slučajeva vođenje topline promatra unutar krutih tvari. Medij koji vodi toplinu sastavljen je iz čestica koje uglavnom ne mijenjaju svoj položaj u prostoru, a energija se širi prijenosom kinetičkih energija vibracija molekula ili toka slobodnih elektrona u metalima. Prijenos toplinske energije nastaje djelovanjem temperaturnih razlika u tvari [7].
- **Konvektivni prijelaz topline (engl. *Convective Heat Transfer*)** - ta se vrsta prijelaza topline po mehanizmu djelovanja bitno razlikuje od prethodnog, jer je za prijelaz topline pored temperaturne razlike bitan i prijenos tvari, odnosno kretanje fluida (najčešće se toplinska energija prenosi fluidima, iako bi u načelu konvektivni prijenos topline mogao uslijediti i zbog kretanja krutih tvari). U praksi se ovaj prijelaz topline razmatra pri analizi prijelaza topline između krutih tvari i fluida koji uz njih struje [7].
- **Toplinsko zračenje (engl. *Thermal Radiation*)** - svako tijelo zrači u okoliš elektromagnetno zračenje male valne duljine (infracrvene zrake) čija energija i spektar ovise o temperaturi tijela. Toplinsko zračenje je važno za prijenos topline između tijela s velikom temperaturnom razlikom, a posebno za prijenos topline u svemirskim razmjerima (zračenje Sunca na Zemlju). U praktičkim primjerima često se događa da dvije ili sve tri navedene kategorije prijelaza topline djeluju istodobno. U većini slučajeva se to odnosi na paralelno odvijanje procesa vođenja topline i konvektivnog prijelaza topline. Treba primijetiti da su za rad elektrotehničkih uređaja i elektroenergetskih postrojenja te dvije kategorije prijelaza topline mnogo važnije nego toplinsko zračenje [7].

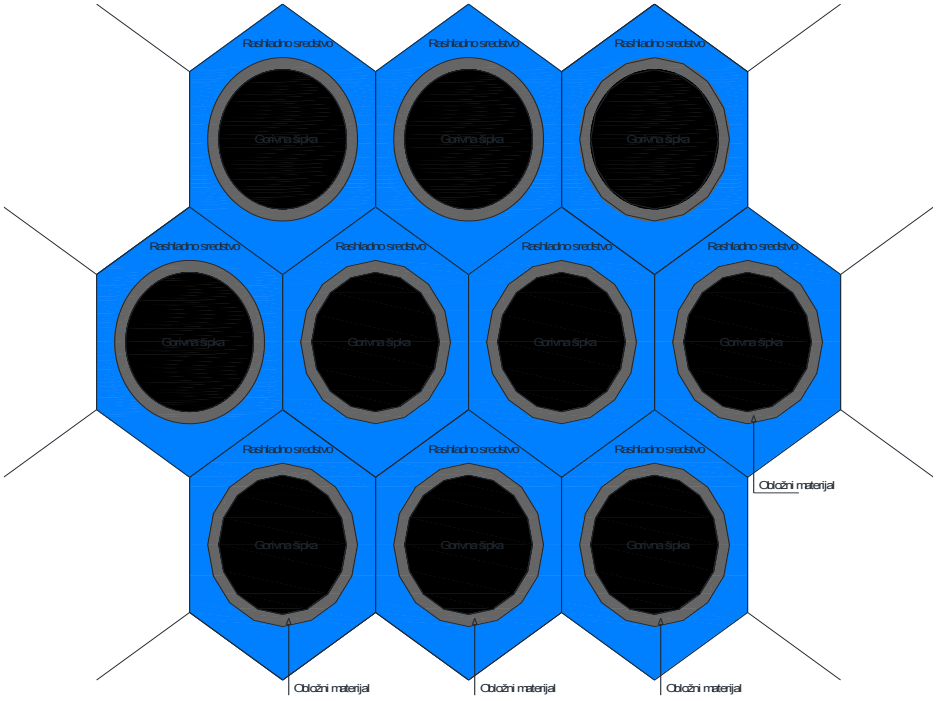
Energija oslobođena fisijom vođenjem topline dolazi do površine goriva i do površine obloženog materijala (materijala koji okružuje gorivo goriva). S površine obloženog materijala dolazi do konvektivnog prijelaza topline na rashladno sredstvo. Rashladno sredstvo struji u izmjenjivač topline gdje dolazi do sekundarnog konvektivnog prijelaza topline na sekundarni medij te se generira para koja pokreće parnu turbinu. Gorivni elementi su u većini slučajeva dugačke cilindrične šipke od urania ili torija obgrljene obložnim materijalom (slika 4.1.) . Poželjna svojstva goriva (koje prije svega mora biti fisibilno) su visoka termička vodljivost, otpornost na koroziju, velika mehanička čvrstoća na visokim radnim temperatura. Obložni materijala ima tri funkcije:

- Svojstvo povećanja strukturne čvrstoće i potpore kao i onemogućivanje izobličenja gorivnih šipki.
- Sprječavanje curenja radioaktivnih fisijskih produkata u rashladni sustav.
- Povećavanje rashladne površine kod reaktora koji kao rashladno sredstvo koriste plin

Obložni materijal moraju imati svojstva niske apsorpcije neutrona, visoku termičku vodljivost, visoku mehanička čvrstoća na visokim radnim temperatura. Fisijom oslobođena toplinska energija po jedinici volumena naziva se volumetrijska toplinska jakost izvora, q_G :

$$q_G = G \cdot N \cdot \sigma_f \cdot \emptyset \ \text{MeV/m}^3\text{s} \qquad (4\text{-}5)$$

gdje je: G – energija oslobođena po fisiji (oko 200 MeV), N – broj fisibilnih jezgri/m^3, σ_f – udarni fisijski presjek goriva, $\emptyset$ – tok neutrona po m^2s. [3]



Slika 4.1. *Gorivne šipke s obložnim materijalom i rashladnim sredstvom*

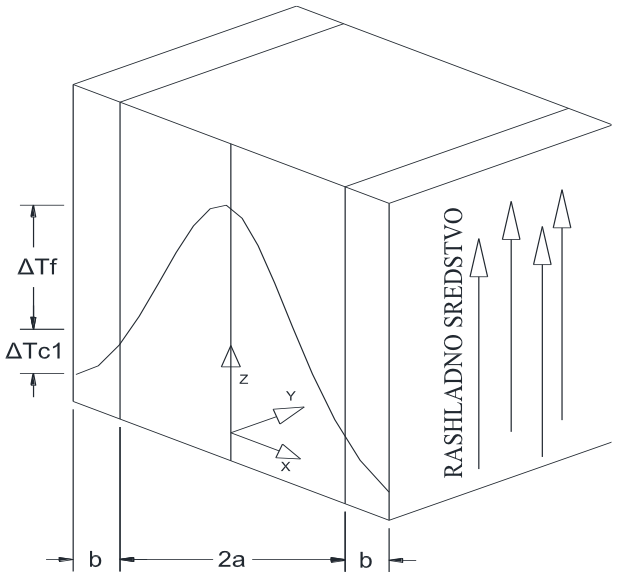
4.2.1. Vođenje topline u gorivnim elementima

Fourierova jednadžba za vođenje topline predstavljena je izrazom (4-6):

$$\nabla^2 \cdot T + \frac{q_G}{k} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \tag{4-6}$$

gdje je: T – temperatura (°C), q_G – volumetrijska toplinska jakost izvora (W/m^3), k – toplinska vodljivost krute tvari (W/mK), t – vrijeme (s). Za gorivni element oblika prikazan slikom 4.2. gdje je gorivni element debljine $2a$ obgrljen obložnim materijal debljine b, dimenzije gorivnog materijala u smjeru y i z osi puno su veće u odnosu na vrijednosti a i b. Zbog navedeno razloga vođenje topline promatrat će se samo u jednom smjeru (smjeru osi x) zbog čega se izraz (4-6) može pojednostaviti te pisati kao:

$$\frac{d^2T}{dx^2} = -\frac{q_G}{k_f} \tag{4-7}$$



Slika 4.2. *Raspodjela temperature kod pločastog gorivnog elementa, [3]*

U izrazu (4-7) k_f predstavlja toplinsku vodljivost goriva. Oznaka $\triangle T_f$ na slici 4.2. predstavlja razliku temperature od središta goriva do krajnje točke površine goriva. Temperaturna raspodjela unutar goriva je parabolična. Integracijom izraza (4-7) dobiva se:

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{q_G}{k_f}x + C \tag{4-8}$$

Dodatnom integracijom izraza (4-8) po x-u u granicama od x = 0 do x = a dobiva se $\triangle T_f$:

$$\Delta T_f = \frac{q_G \cdot a^2}{2 \cdot k_f}$$

U obloženom materijalu ne dolazi do oslobađanja energije (ne događa se fisija) stoga se vođenje topline po jediničnoj površini kroz obloženi materijal može odrediti sljedećim izrazom:

$$q = -k_{cl} \cdot \frac{dT}{dx} = q_G \cdot a \tag{4-9}$$

Integracijom izraza (4-9) od x = a do x = a + b dobiva se izraz (4-10):

$$\Delta T_{c1} = \frac{q_G \cdot a \cdot b}{k_{cl}} \tag{4-10}$$

Gdje je $\triangle T_{c1}$ predstavlja razliku temperature kroz obložni materijal. Stoga može se pisati ukupna promjena (razlika) temperature od središta goriva do krajnje točke površine obložnog materijala kao:

$$\Delta T_{c1} + \Delta T_f = q_G \cdot a \left(\frac{a}{2 \cdot k_f} + \frac{b}{k_{cl}}\right) \tag{4-11}$$

U izrazu (4-9) i (4-11) oznaka k_{cl} predstavlja toplinsku vodljivost obložnog materijala (W/mK). Ukoliko rashladno sredstvo struji uz obložni materijal, toplina će se prenositi s površine

obložnog materijala na rashladno sredstvo. Ukoliko oznaka T_s predstavlja površinsku temperaturu obložnog materijala, a oznaka T_c temperaturu rashladnog sredstva. Toplinski tok po jediničnoj površini može se zapisati kao:

$$q = q_G \cdot a = h \cdot (T_s - T_c) \tag{4-12}$$

Gdje je: h – entalpija, $T_s - T_c = \Delta T_c$ – temperaturna razlika rashladnog sredstva i površine obložnog materijala. Na temelju izvedenih izraza može se napisati ukupna promjena (razlika) temperature od središta goriva (najviša temperatura) do rashladnog sredstva (najniža temperatura) [3]:

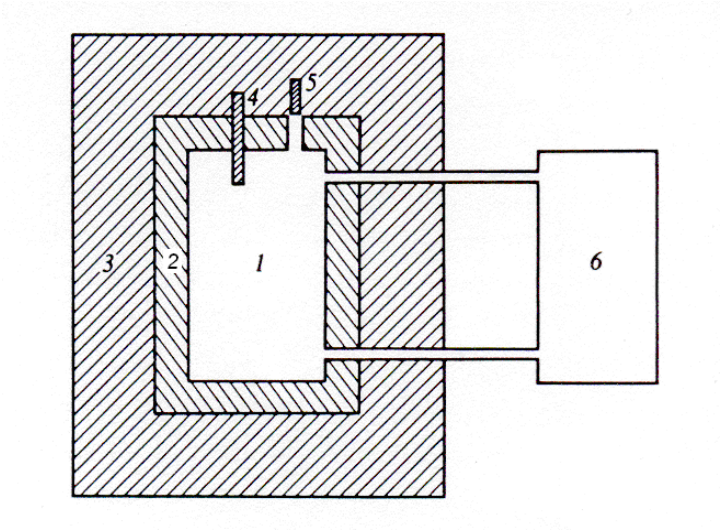
$$\Delta T_{c1} + \Delta T_f + \Delta T_c = q_G \cdot a \left(\frac{a}{2 \cdot k_f} + \frac{b}{k_{cl}} + \frac{1}{h} \right) \tag{4-13}$$

5. NUKLEARNI REAKTORI

5.1. Općenito

Četiri su komponente od posebnog značaja za nuklearnu proizvodnju topline u reaktoru: gorivo, moderator, sredstvo za hlađenje i pogonsko sredstvo. Toplinska energija dobiva se fisijom jezgara odgovarajućih goriva. Kao gorivo koriste se prethodno već spominjani uran U-235 i plutonij Pu-239. U reaktoru se samo izotop urana U-235 raspada, dok mnogo češći U-238 ne raspada. Većina tipova reaktora, a posebno lakovodni reaktori zahtijevaju obogaćeni uran s 1 – 10% U-235. Obogaćivanje se postiže obradom prirodnog urana u specijalnim postrojenjima. Pu-239 se također može koristiti kao gorivo, a nastaje između ostalog i ozračivanjem U-238 neutronima određene brzine. Gorivo se prešano u tablete ulaže u cijevi od cirkonija, koje se sastavljaju u gorive elemente. Veliki broj tih elemenata stvara jezgru reaktora. Kako bi se spriječio bijeg neutrona iz jezgre, ona je opkoljena reflektorom (poglavlje 3.6.) , a da bi se onemogućio prodor radioaktivnog zračenja u okolinu, oko reflektora je biološki štit (betonski zid debljine nekoliko metara). Regulacija snage reaktora postiže se kontrolnim sustavom. Kontrolni sustav se sastoji od štapova za regulaciju koji se uvode u jezgru reaktora. Oni apsorbiraju neutrone, uslijed čega se smanjuje broj raspada jezgara u sklopu lančane reakcije, a time i proizvodnja topline. Položaj štapova za reguliranje određuje snagu reaktora. Kod isključenja reaktora štapovi se potpuno uvlače u jezgru i time se obustavlja lančana reakcija. Kao sigurnosni sustav koriste se rezervni istovrsni štapovi. Da bi se pri fisiji dobio kontrolirani tok lančane reakcije, potrebno je usporiti novonastale neutrone, jer su oni u stanju izazvati nove raspade jezgara samo pri malim brzinama. Takvi usporeni neutroni nazivaju se termičkim neutronima (poglavlje 3.3.2.), a reaktori termičkim reaktorima. Funkciju usporavanja neutrona preuzima moderator (poglavlje 3.3.1.). Rashladno sredstvo struji kroz gorive elemente u jezgri reaktora te preuzima direktnim dodirom toplinu proizvedenu u njima (poglavlje 4.2.). Mogućnost iskorištenja topline iz nuklearnog goriva naziva se odgor, a mjeri se u MWd/t (megavatdana po toni goriva – 1 MWd/t je količina topline koja se oslobađa u reaktoru nakon iskorištenja 1 tone goriva). Pri isključenju reaktora mora se osigurati da se toplina koja nastaje naknadnom fisijom (ostatna toplina) može odvesti daljnjim održavanjem toka rashladnog sredstva, jer bi inače došlo do pregrijavanja i taljenja jezgre (poglavlje 4.1.2.).. Na slici 5.1. je shematski prikaz nuklearnog reaktora [5]. Kao rashladno sredstvo koriste se: obična voda, teška voda (obje pod tlakom ili s isparivanjem u reaktoru), organske tekućine, rastaljeni laki metali (natrij, smjesa natrija i kalija), rastaljene soli, te plinovi (zrak, ugljik-dioksid, helij). Odvođenje

topline običnom vodom ima znatne prednosti (mogućnost i iskustvo pripreme vode, visoki koeficijent prijelaza topline) ali i nedostataka. Ako se kao rashladni medij upotrebljava voda, koja je istovremeno i moderator, ne može se kao fisijski materijal upotrijebiti prirodni uran (zbog velikog udarnog presjeka apsorpcije vode), a za postizanje visokih temperatura potrebno je raditi pod visokim tlakovima. Upotreba rashladnih sredstava malog udarnog presjeka apsorpcije smanjuje potrebu da se uran obogaćuje i omogućuje bolje iskorištavanje goriva. Samo s rashladnim sredstvima koja imaju mali udarni presjek apsorpcije (npr. ugljikov-dioksid, teška voda i helij) može se ostvariti reaktor s prirodnim uranom. Ostala rashladna sredstva uvjetuju upotrebu obogaćenog urana. Posebnu pažnju treba posvetiti pripremi vode, jer nečistoće u vodi mogu postati radioaktivne. Ugljikov dioksid je pogodan za odvođenje topline iz reaktora zbog njegovih povoljnih nuklearnih karakteristika, relativno velikog koeficijenta prijelaza topline i zbog njegove kemijske stabilnosti. Ugljikov dioksid ne postaje radioaktivan prilikom prolaza kroz reaktor što pojednostavljuje izvedbu. Osim toga ne postoje problemi korozije. Organska rashladna sredstva nisu korozivna ako je sadržaj vode u određenim granicama, a ako sadrže samo vodik i ugljik, ne postaju znatnije radioaktivna kad u njima nema nečistoća koje mogu biti izvor intenzivne radioaktivnosti. Mogućnost rada s visokim temperaturama uz male tlakove, kao i visoki koeficijent prijelaza topline, doveli su do upotrebe rastaljenih lakih metala kao medija za odvođenje topline iz reaktora. Za pogon turbine služi pogonsko sredstvo. Kod rektorskih kružnih tokova bez izmjenjivača topline (reaktori s kipućom vodom i visokotemperaturni - plinom hlađeni reaktori) pogonsko i rashladno sredstvo su identični [5].



Slika 5.1. *Shematski prikaz nuklearnog reaktora: 1 – jezgra reaktora, 2 – reflektor, 3 – sigurnosni (biološki) štit, 4 – kontrolni sustav, 5 – sigurnosni sustav, 6 – korisnik toplinske energije, [5]*

5.2. Tipovi nuklearnih reaktora

Budući da neutronski tok nije jednoliko raspodijeljen u reaktorskoj jezgri, a to vrijedi i za aksijalnu i radijalnu raspodjelu, nije ni izgaranje goriva jednoliko. Najveće izgaranje pojaviti će se u sredini reaktora. Elementi goriva u reaktorskoj sredini izgaraju brže nego oni na rubu, a izgaraju više u sredini nego na krajevima elemenata. Kako bi se smanjile ove razlike u primjeni su različiti postupci: nastoji se što jednoličnije rasporediti neutronski tok pogodnim razmještanjem elemenata ispunjenih uranom različitog obogaćenja, mijenja se položaj pojedinih gorivih elemenata za vrijeme izgaranja ili se novo gorivo dodaje u jedan dio jezgre. Pri svemu tome mora se ostvariti promjena rasporeda gorivih elemenata da se postigne maksimalno izgaranje. Navedenih komplikacija nema u reaktorima u kojima je gorivo pomiješano s moderatorom (homogeni reaktor) [4]. Druga vrsta reaktora su heterogeni reaktori. Heterogeni reaktori sastoje se od velikog broja gorivnih šipki oko kojih struji rashladno sredstvo te odvodi oslobođenu toplinu nastalu nuklearnom fisijom. Zbog problema sa održavanjem, zračenjem i korozijom homogeni reaktori se koriste znatno manje u odnosu na heterogene reaktore. Heterogeni reaktori dalje se ponovno dijele u ovisnosti o vrsti goriva koje koriste, rashladnom sredstvu i moderatoru ako ga koriste (tablica 5.1).

Tablica 5.1. *Podjela reaktora, [3]*

Spektar neutronskog toka	Moderator	Rashladno sredstvo	Gorivo
Termalni	Voda	Voda	Obogaćeni uran
	Teška voda	Teška voda	Prirodni uran
	Grafit	Plin (CO_2)	Prirodni ili obogaćeni uran
Brzi	-	Tekući metal (Na, K)	Plutonij, torij

Reaktori koji kao rashladno sredstvo i moderator koriste običnu vodu, kao gorivo koriste blago obogaćeni uran i najčešći su energetski reaktori. Ovakvi reaktori dalje se dijele u dvije grupe:

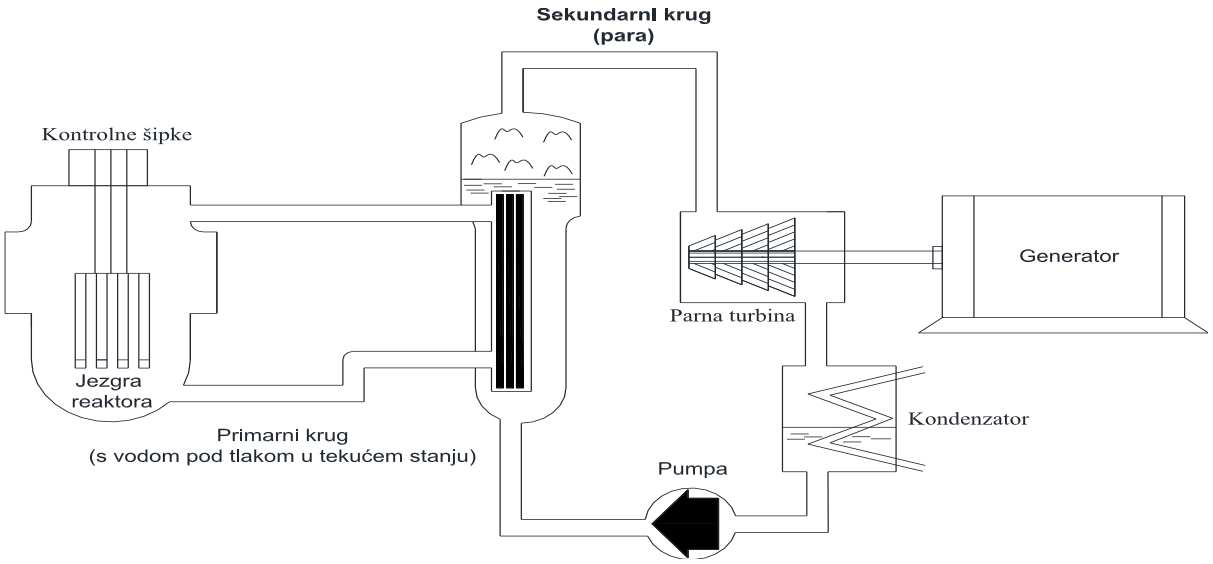
- Lakovodni reaktor s vodom pod tlakom (engl. *Pressurized Water Reactor* – PWR)
- Lakovodni reaktor s kipućom vodom (engl. *Boiling Water Reactor* - BWR)

Visokotemperaturni plinom hlađeni reaktori (engl. *High Temperature Gas Cooled Reactor* - HTGCR) u upotrebi su u Engleskoj, Francuskoj i Njemačkoj. Brzi reaktori koji za fisiju koriste brze neutrone ne zahtijevaju upotrebu moderatora, a kao rashladno sredstvo koriste tekući metal. Brzi reaktori kao gorivo koriste plutonij ili mješavinu plutonija i uranija. Brzo oplodni reaktor hlađen tekući metalom (engl. *Liquid metal fast breeder reactors* – LMFBR) najizgledniji su izvori električne energije u budućnosti. Oplodni reaktori koriste se za proizvodnju izotopa Pu-239 (oplodni materijal je izotop U-238 pri čemu nakon apsorpcije neutrona te dva uzastopna beta raspada nastaje izotop Pu-239 koji je fisibilan s termičkim neutronima na sličan način kao U-235). Brzo oplodni reaktori biti će sve konkurentniji sa smanjivanjem raspoloživih količina urana i rastom cijena energenata na svjetskom tržištu. Karakteristike navedenih reaktora prikazane su u tablici 5.2. .

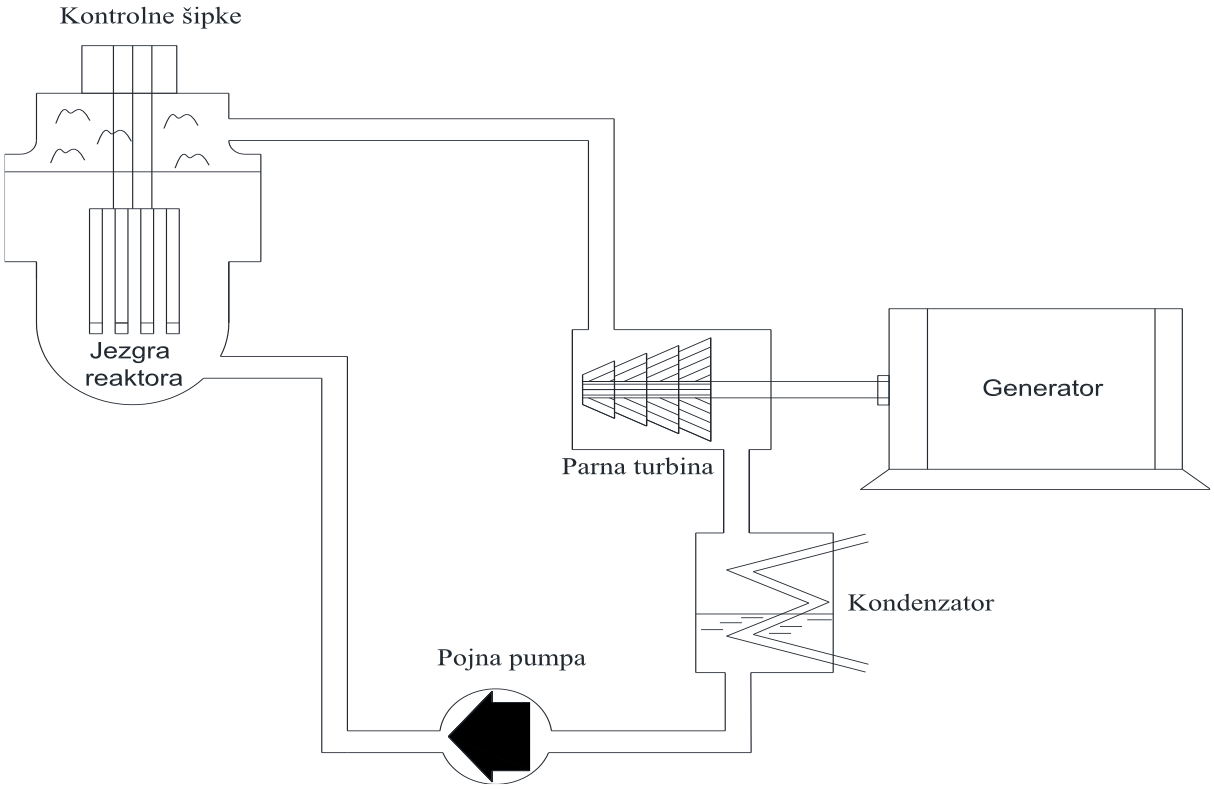
Tablica 5.2. *Karakteristike energetskih reaktora, [3]*

	PWR	BWR	LMFBR	HTGCR
Električna snaga (MWe)	1300	1050	1000	330
Toplinska snaga (MWth)	3800	3000	2750	842
Specifična snaga (kWth/kg)	33	26	575	50
Gustoća snage (kWth/m^3)	100	60	300	10
Visina jezgre (m)	4,25	3,75	1,5	5
Promjer jezgre (m)	3,5	4,9	3,25	5,9
Rashladno sredstvo	H_20	H_20	tekući natrij	He
Tlak (MPa)	15,5	7,2	0,8	4,8

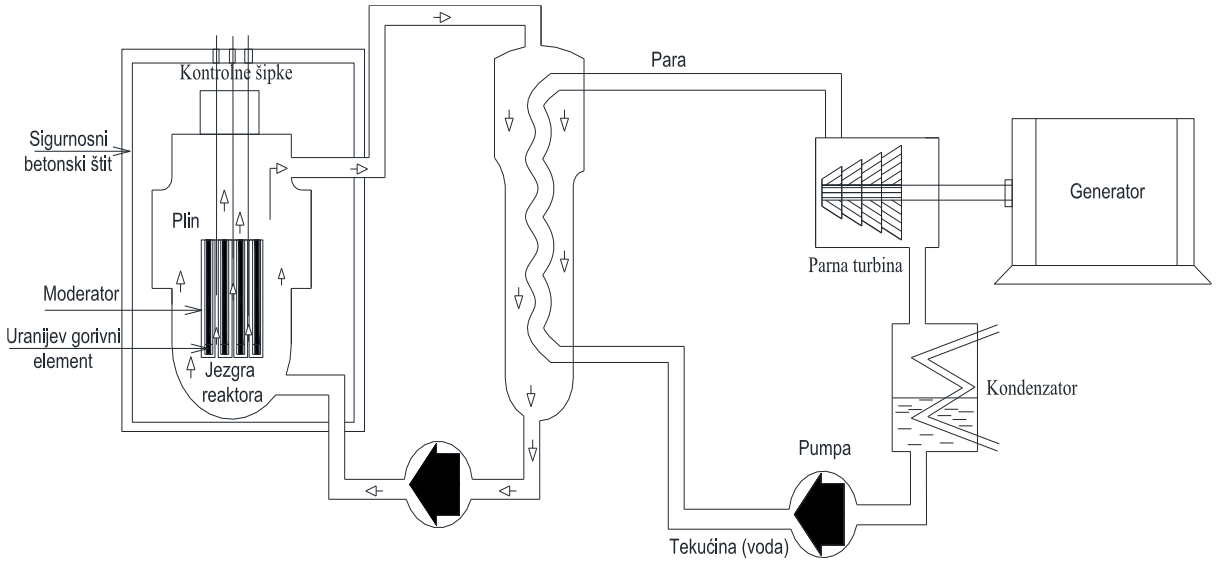
Na sljedećim slikama prikazane su glavne vrste reaktora.



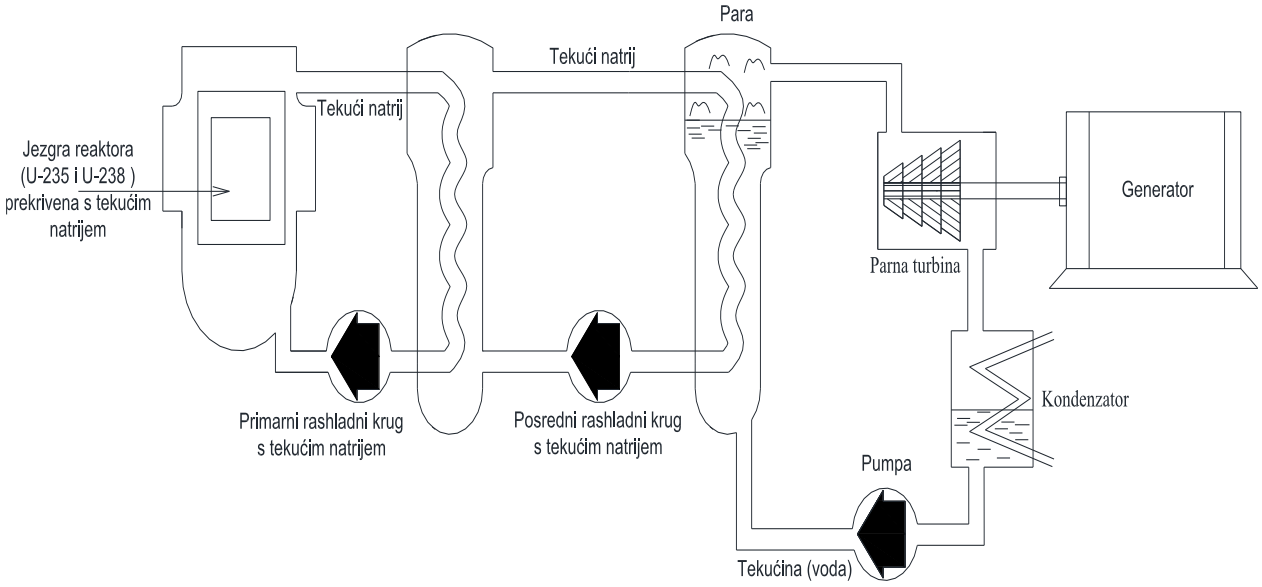
Slika 5.2. *Lakovodni reaktor s vodom pod tlakom – PWR*



Slika 5.3. *Lakovodni reaktor s kipućom vodom – BWR*



Slika 5.4. *Plinom hlađen reaktor*

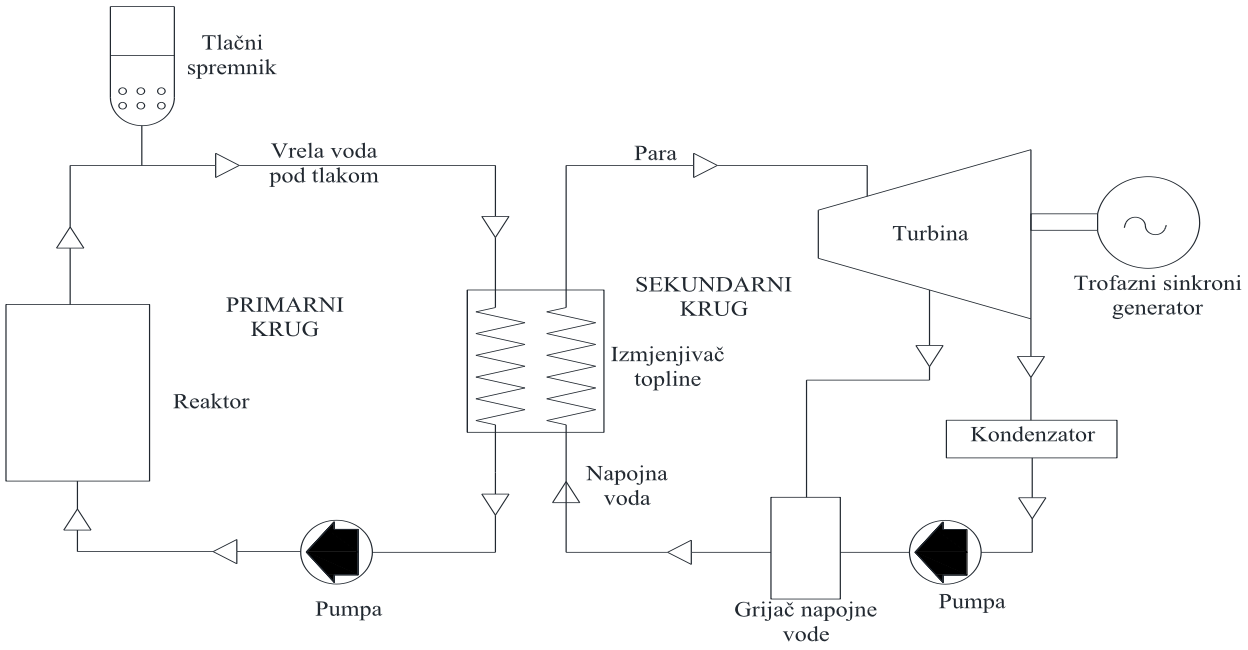


Slika 5.5. *Brzi oplodni reaktor hlađen tekućim metalom*

5.3. Lakovodni reaktor s vodom pod tlakom (PWR)

Odlična svojstva vode kao moderatora i rashladnog sredstva čine je odličnim odabirom za upotrebu kod energetskih reaktora. Najveće ograničenje je kritična temperatura vode koja iznosi 374 °C. Kritična temperatura je temperatura pri kojoj supstanca (voda) bez obzira na tlak koji djeluje na supstancu neće moći biti u tekućem agregatnom stanju. Ukoliko je unutarnji tlak fluida veći od vanjskog (okolnog) tlaka doći će do isparavanja - prijelaza u plinovito stanje, ukoliko je okolni tlak veći od unutarnjeg tlaka fluida, fluid će ostati u tekućem stanju do kritične temperature. Kritična temperatura je maksimalna temperatura rashladnog sredstva u reaktoru pri kojoj je rashladno sredstvo u tekućem agregatnom stanju . U praksi je ova temperatura zbog mjera predostrožnosti i znatno niža te iznosi oko 300 °C. Tlak rashladnog sredstva mora biti veći od tlaka zasićenja. Tlak zasićenja je tlak pri kojem počinje isparavanje i za vodu pri 300 °C iznosi 85,93 bara. Tlak rashladnog sredstva održava se na 155 bara kako bi se izbjeglo ključanje vode i isparavanje. PWR elektrana sastoji se od dva serijska kruga. Prvi (primarni) krug je krug rashladnog sredstva (voda u tekućem agregatnom stanju) koji odvodi toplinsku energiju od reaktora. Rashladno sredstvo zatim predaje toplinsku energiju radnom fluidu (voda-para u sekundarnom krugu) u sekundarnom krugu gdje dolazi do proizvodnje pare koja pokreće parnu turbinu. Koristi se Rankineov ciklus za proizvodnju električne energije.

Gorivo u PWR reaktoru je blago obogaćeni urani u obliku tankih šipki. Zbog visokog tlaka rashladnog sredstva, reaktorska posuda izrađuje se od željeza koja mora biti debljine od 20 do 25 cm. Tipični PWR reaktor sastoji se od oko 200 gorivnih elemenata. Svaki gorivni element je niz gorivnih šipki. Također, jezgra reaktora sadrži oko 24 kontrolne šipke. Potrebno je održavati razmak između gorivnih šipki kako bi se spriječile prekomjerne vibracije i omogućilo aksijalno toplinsko rastezanje šipki.



Slika 5.6. *Shematski prikaz PWR elektrane, [3]*

Rashladno sredstvo (voda pod tlakom) oduzima toplinu reaktoru odlazi u izmjenjivač topline gdje predaje oduzetu toplinu sekundarnom krugu te nastaje zasićena para. Voda u primarnom krugu cijelo vrijeme kruži (cirkulira) i hladi reaktor za što je zadužena pumpa. Para pokreće parnu turbinu koja je preko osovine povezana sa električnim generatorom. Na izlazu iz turbine para obavlja mehanički rad, hladi se, te postaje voda. Voda nakon izlaska iz parne turbine dodatno se hladi u kondenzatoru nakon čega se odvodi u napojnu pumpu te se ciklus ponavlja. Prva PWR elektrana napravljena je u Americi (grad Shippingport) 1957. godine. Toplinska izlazna snaga iznosila je 231 MW. Tlak u primarnom krugu iznosio je oko 141 bar, a temperatura vode u primarnom krugu na izlazu iz reaktora oko 282 °C. Suho zasićena para proizvedena je u izmjenjivaču topline pod tlakom od 41 bar, 252 °C. Izlazna električna snaga iznosila je oko 68 MW, što znači da je učinkovitost ovog postrojenja iznosila 29,5% [3]. Ovaj tip reaktora koristi nuklearna elektrana Krško.

5.3.1. Tlačni spremnik

Tlačni spremnik je posuda priključena na primarni krug nuklearne elektrane sa svrhom da se u njemu održava potreban tlak i da kompenzira promjenu obujma reaktorskog rashladnog sredstva zbog promjene temperature. Tlačni spremnik je je zatvorena cilindrična posuda u kojoj su električna grijala određene snage. Spremnik je djelomično ispunjen vodom, a djelomično vodenom parom. Reguliranjem struje grijača mijenja se isparena količina vode, a time i tlak u

parnom prostoru spremnika, koji se prenosi na cijeli primarni krug nuklearne elektrane. Na vrhu spremnika nalazi se prskalica kroz koju se može uštrcati voda iz rashladnog kruga reaktora u parni prostor i tako, zbog kondenzacije pare, smanjiti tlak. Promjenom opterećenja reaktora, mijenja se, zbog promjene temperature rashladnog sredstva i razina vode u tlačnom spremniku. Regulacijom snage grijača i količine uštrcane vode u parni prostor moguće je uz svaku razinu vode u tlačnom spremniku održavati potreban tlak [4].

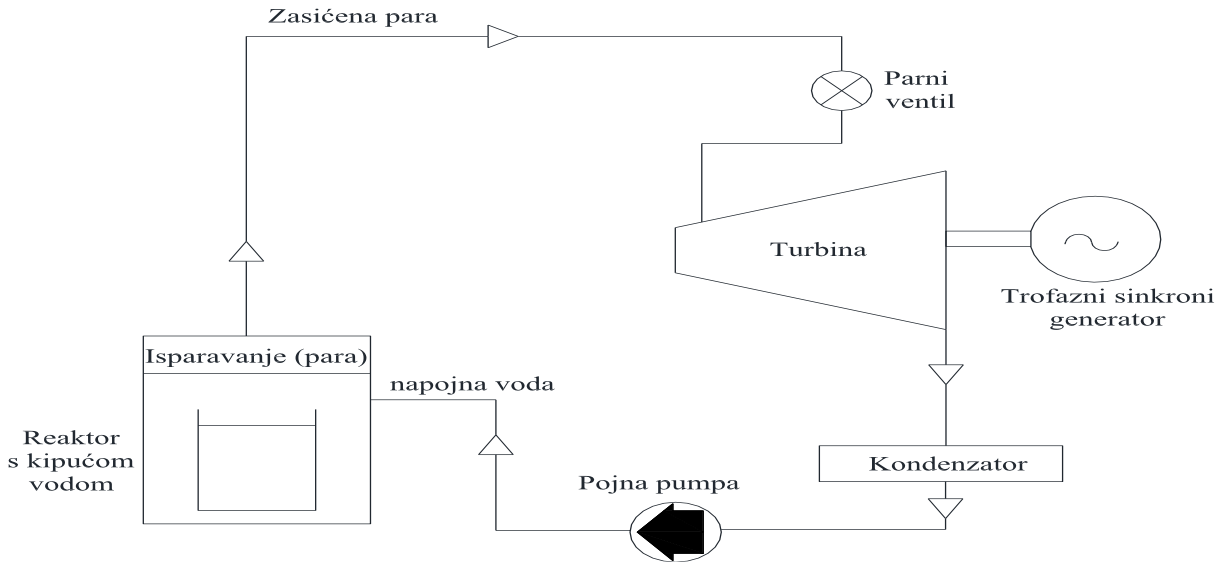
5.3.2. Sigurnosni štit

Osnovne komponente primarnog kruga nuklearne elektrane i dio komponenata reaktorskog pomoćnog postrojena smješteni su unutar cilindrične zaštitne posude (odnosno unutar sigurnosnog štita). Sigurnosni je štiti predviđen da zadrži vodenu paru i plinovite fisijske proizvode pri lomu neke od komponenata primarnog kruga elektrane. Osnova je pri projektiranju sigurnosnih sustava i sigurnosnog štita pretpostavka da može doći do loma cjevovoda primarnog kruga. U primarnom krugu se nalazi voda pod visokim tlakom i temperaturom te će pri oštećenju u primarnom krugu voda naglo ispariti zbog sniženja tlaka. Nastala para može ispunjavati prostor unutar sigurnosnog štita, pa tlak u tom prostoru može doseći visoke vrijednosti. Sigurnosni štit projektiran je da može izdržati povišenje tlaka te se u njemu nalaze i prskalice kojima se dovodi hladna borirana voda čime je omogućeno brzo sniženje tlaka kondenziranjem pare. Unutar sigurnosnog štita mora se održavati podtlak s obzirom na okolinu kako bi bilo osigurano da pri pojavi propusnosti sigurnosnog štita kontaminirani plinovi i pare ne prodru u okolinu [4].

5.4. Lakovodni reaktor s kipućom vodom (BWR)

Reaktor hlađen i moderiran kipućom vodom kombinira funkcije primarnog kruga nuklearne elektrane u reaktorskoj posudi. U reaktorskoj jezgri pojna voda isparuje, a zasićena para iz reaktorske posude neposredno se odvodi u turbinu. Ovaj tip nuklearnog reaktora omogućuje neposredni kružni proces voda-para, bez uporabe parogeneratora stoga je ovakvo postrojenje kompaktnije. Reaktori s kipućom vodom (BWR) trebaju manju snagu za pumpanje rashladnog sredstva nego reaktori s vodom pod tlakom (PWR) [4]. Rashladno sredstvo (voda) ima funkcije rashladnog sredstva, moderatora i radnog fluida. Kako rashladno sredstvo ključa već u samom reaktoru, tlak u BWR reaktoru puno je niži u odnosnu na PWR reaktor. Tlak PWR reaktora

obično ne prelazi 70 bara pri temperaturi pare od oko 285 °C. Međutim, promjenom količine i brzine ključanja vode dolazi do naglog smanjenje vode u jezgri reaktora koja je istovremeno i moderator, zbog čega se smanjuje sposobnost "stvaranja" termičkih neutrona te smanjuje snaga reaktora. Pri snazi iznad 60% nazivne snage udio pare u jezgri može se održavati konstantnim promjenom protoka rashladnog sredstva.

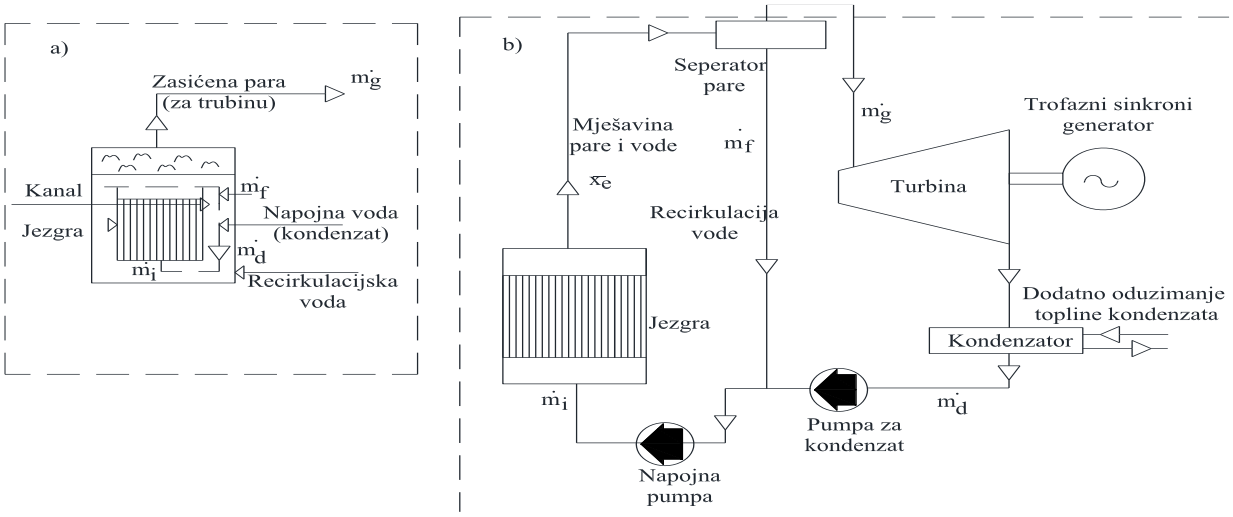


Slika 5.7. *Shematski prikaz BWR elektrane*

Tekućina (voda) koja se odvaja od pare na vrhu reaktora u seperatoru pare ponovno se dovodi u jezgru ili cirkulacijskim pumpama koje su smještene izvan reaktorske posude i koje napajaju pumpe unutar reaktorske posude ili unutrašnjim cirkulacijskim pumpama s propelerima u reaktorskoj posudi, a pogonskim motorima izvan nje (Slika 5.8).

Proces recirkulacije rashladnog sredstva odvija se ili prirodnim putem zbog razlika gustoće tekućine (razlike temperature) na vrhu i na dnu ili prisilno cirkulacijskom pumpom. Omjer količine vode u recirkulaciji i količini isparene vode naziva se cirkulacijski omjer. Cirkulacijski omjer je funkcija koja ovisi o procesima u jezgri. Cirkulacijski omjer iznosi od 6 do 10. Održavanje konstantnog i poznavanje cirkulacijskog omjerna nužno je kako se ne bi smanjio udio rashladne tekućine koja hladi reaktor a istovremeno je i moderator (inače bi došlo do presporog odvođenja topline ili čak prevelike količine isparavanja vode i taljenja jezgre).

Sličan tip reaktora, (LWGR) reaktora s kipućom vodom moderiran grafitom Ruske izvedbe korišten je u nuklearnoj elektrani u Černobiliju gdje je zbog niza loših okolnosti i neadekvatne manipulacije uništen reaktora električne snage 100 MW_e.



Slika 5.8. *BWR sustav a) unutarnja cirkulacija b) vanjska cirkulacija, [3]*

Blago pothlađena tekućina ulazi kroz dno jezgre, iznosa masenog protoka m_i te popunjava prostor jezgre i kanala. Kanal je negrijani dio iznad jezgre koji pridonosi povećanju pritiska kako bi se poboljšala sposobnost prirodne cirkulacija. Nastala para odvaja se od zagrijane tekućine (separator pare) te struji prema turbini masenim protokom m_g, odvojena tekućina recirkulira okolnim putem iznosa m_f prema napojnoj pumpi gdje se miješa sa tekućinom koja izlazi iz kondenzatora m_d (ohlađena para koja je sudjelovala u pretvorbi toplinske energije – mehanička energija). Ukupan maseni protok koji ulazi u napojnu pumpu iznosi m_i – opisani proces je kružni proces (može se vidjeti na slici 5.8.). Ukupni maseni protok u reaktorskoj jezgri iznosi:

$$m_d = m_g$$

$$m_g + m_f = m_i$$

Omjer mješavine pare - tekućine na izlazu iz jezgre x_e može se zapisati kao:

$$xe = \frac{m_g}{m_f+m_g} = \frac{m_d}{m_f+m_d} = \frac{m}{m_i} \tag{5-1}$$

Zanemarivanjem gubitaka topline, kinetičke energije (unutarnje energije) može se napisati zakon očuvanja energije:

$$m_i \cdot h_i = m_f \cdot h_f + m_d \cdot h_d \tag{5-2}$$

gdje su h_i, h_f, i h_d entalpije određenih masenih protoka. Povezivanjem izraz (5-1) i izraza (5-2) dobiva se :

$$h_i = (1\text{-}x_e)\cdot h_f + x_e \cdot h_d \tag{5-3}$$

Izraz (5-3) može se napisati i kao:

$$xe = \frac{h_f - h_i}{h_f - h_d}$$

Entalpija pothlađene tekućine na dnu jezgre :

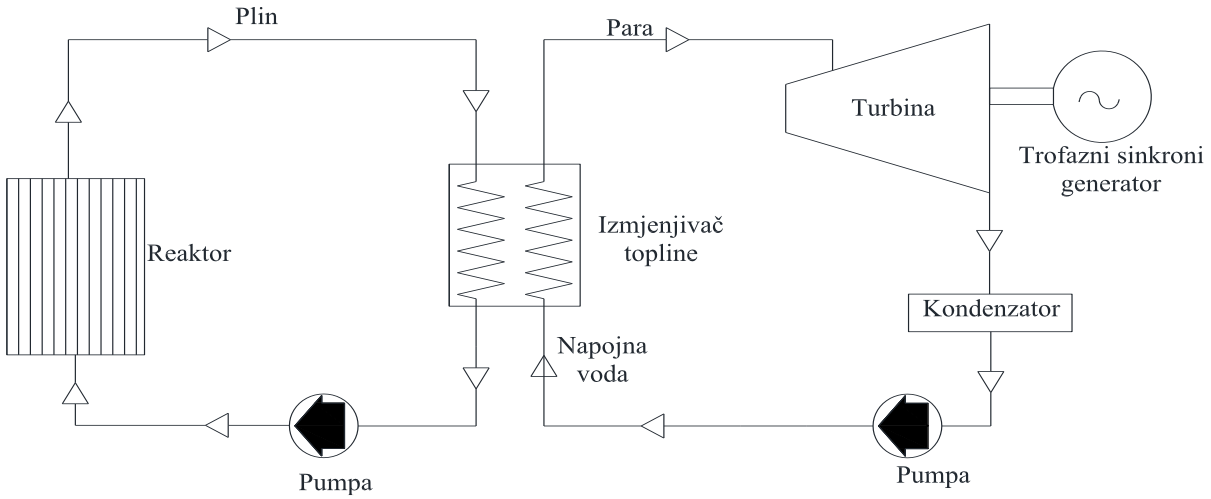
$$\Delta h_{poth} = h_f - h_i = x_e \cdot (h_f - h_d) \tag{5-4}$$

Ukupna proizvedena topline može se odrediti izrazom (5-5):

$$Q_t = m \cdot (h_f + x_e \cdot h_{fg} - h_i) = m_g \cdot (h_g - h_d) \tag{5-5}$$

5.5. Plinom hlađen reaktor

Plinom hlađen reaktor razvio se najvjerojatnije prvenstveno za proizvodnju plutonija, a tek sekundarno kao energetski reaktor. Na ovo upućuje činjenica da je razvijen u Velikoj Britaniji i Francuskoj tj. zemljama koje nisu imale postrojenja za obogaćivanje urana, pa je plutonij poslužio za nuklearno naoružanje. Jezgra reaktora sastoji se od grafitnih blokova u koje su uloženi gorivi elementi. U grafitnom moderatoru ugrađeni su vertikalni rashladni kanali. Kroz razmak između gorivih elemenata i stjenki struji ugljikov-dioksid za hlađenje jezgre. Gorivi elementi su šipke od metalnog urana promjera oko 35 mm. Šipke se uložene u oblog od legure magnezija (Magnox). Obložni element ima rebra za poboljšanje prijelaza topline i odostojnike koji podržavaju gorive elemente u predviđenom položaju.



Slika 5.9. *Shematski prikaz plinom hlađenog reaktora, [3]*

Snaga se reaktora regulira apsorpcijskim šipkama od čelika s visokim udjelom bora. Plin ugrijan u jezgri struji kroz parogenerator gdje predaje toplinu vodi, odnosno pari. Cirkulacija ugljikova-dioksida osigurana je plinskim puhalima (pumpa). Kružni proces voda-para u nuklearnoj elektrani identičan je kružnom procesu u konvencionalnoj termoelektrani. Reaktor iz kojeg se toplina odvodi ugljikovim-dioksidom smatra se sigurnim i minimalno je opasan za okolinu. Ovakav reaktor posjeduje mali višak reaktivnosti, svaki pojedini gorivi element i kontrolna šipka malo mijenjaju reaktivnost. Tako će nakon izvlačenja jedne kontrolne šipke rasti faktor multiplikacije za oko $3 \cdot 10^{-6}$ s. Ovo znači da je potrebno oko 6-7 sati da reaktor iz potpuno hladnog stanja postane kritičan, a 11 sati da dostigne maksimalnu snagu. Reaktor ima veliki negativni temperaturni koeficijent, što znači da se s povišenjem temperature smanjuje faktor multiplikacije stoga se može reći da gorivi elementi posjeduju temperaturnu samoregulaciju. Prestanak hlađenja ne izaziva znatne teškoće jer je specifična snaga relativno niska. Postavljaju se pomoćni ventilatori, unatoč tome što je prirodna cirkulacija rashladnog sredstva dovoljna ako nije nastao gubitak tlaka u rashladnom krugu. Ukoliko dođe do gubitka tlaka, razvijanje topline je dovoljno sporo da su mogući i drugi zahvati prije nego što gorivo dostigne temperaturu taljenja [4]. U današnje vrijeme koriste se i druge izvedbe plinom hlađenih reaktora kao što su usavršeni reaktor hlađen ugljikovim-dioksidom (engl. *Advanced gas-cooled reactor* – AGR), helijem hlađeni reaktori, visokotemperaturni plinom hlađeni reaktori (HTGR).

5.5.1 Usavršeni plinom hlađeni reaktor (AGR)

Usavršeni plinom hlađeni reaktor moderiran grafitom razvijen je s ciljem da se izgradi reaktor koji će biti ekonomičniji od plinom hlađenog reaktora s prirodnim uranom. U usavršenom plinom hlađenom reaktoru umjesto prirodnog metalnog urana kao gorivo se koristi uran-oksid od obogaćenog urana (obogaćenje 1,5 – 2,5%). Zamjenom goriva smanjuju se dimenzije reaktorske jezgre zbog manje kritične mase goriva, povećava tlak plina CO_2 zbog manjeg promjera reaktorske posude te omogućava upotreba nehrđajućeg čelika za oblogu gorivih elemenata umjesto magnezijskih slitina. Korištenje nehrđajućeg čelika za obloge gorivih elemenata omogućuje veliko povišenje temperature površine gorivih elemenata [4].

5.5.2 Visokotemperaturni plinom hlađen reaktor (HTGR)

Osnovne karakteristike visokotemperaturnih plinom hlađenih reaktor (HTGR) su:

- a) povećanje temperature u jezgri iznad vrijednosti koje su postignute u AGR reaktoru,
- b) upotreba helija kao rashladnog sredstva,
- c) upotreba grafita za obloge gorivih elemenata i
- d) mogućnost primjene gorivog ciklusa s torijem.

Zbog visoke temperature u jezgri reaktora ugljikov-dioksid nije primjenjiv kao rashladno sredstvo jer pri temperaturi pri višoj od 1000 °C postaje kemijski nestabilan. Kao rashladno sredstvo koristi se helij zbog svojih dobrih termičkih svojstava, te odlične kemijske i nuklearne stabilnosti. U parogeneratorima se hlađenjem helija proizvodi para s parametrima kao u konvencionalnim termoelektranama. Sekundarni krug elektrane izveden je kao u termoelektranama s međupregrijavanjem pare. Visoke temperature plina u reaktoru omogućavaju iskorištavanje toplinske energije i za proizvodnju električne energije kao i za druge industrijske procese (oplemenjivanje konvencionalnih goriva (proizvodnja vodika termičkom disocijacijom vode, rasplinjavanje ugljena)) [4].

5.6. Brzi oplodni reaktor hlađen tekućim metalom

Brzi oplodni reaktori su napravljeni sa svrhom oplođivanja fisibilnog oplodnog materijala uz istovremenu proizvodnju električne energije. Oplodni reaktori kao oplodni materijali koriste uranij-238 te se djelovanjem (interakcijom) brzih neutrona pretvara kroz dva β raspada u Pu-239. Reakcija brzih neutrona sa uranijem-238 te nastanak Pu-239 prikazana je sljedećim izrazom:

$$
\begin{aligned}
&{}_{92}\mathrm{U}^{238} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{92}\mathrm{U}^{239} + \gamma \\
&{}_{92}\mathrm{U}^{239} \xrightarrow[\beta]{24\ min} {}_{93}\mathrm{Np}^{239} + {}_{-1}e^{0} \\
&{}_{93}\mathrm{Np}^{239} \xrightarrow[\beta]{24\ min} {}_{94}\mathrm{Pu}^{239} + {}_{-1}e^{0}
\end{aligned}
\qquad (5\text{-}6)
$$

Kada je neutron apsorbiran u gorivu, nastaje η novih neutrona, broj novonastalih neutrona ovisi o vrsti goriva. Jedan od ovih novonastalih neutrona mora biti apsorbiran kako bi se održavala reakcija (ustaljeno stanje). Ukoliko se simbolom *L* označi broj neutrona izgubljenih parazitskim apsorpcijama u rashladnom sredstvu reaktora i broj neutrona izgubljenih bijegom neutrona iz sustava. Preostali neutroni nastali apsorpcijom jednog neutrona su dostupni za oplodne reakcije (izraz (5-6)). Oplodni ili konverzijski odnos označava se s simbolom C :

$$C = \eta - 1 - L \qquad (5\text{-}7)$$

Ukoliko je $L = 0$, C je maksimalnog iznosa stoga se za C_{max} može pisati:

$$C_{max} = \eta - 1 \qquad (5\text{-}8)$$

Ovisno o η i *L*, *C* može iznositi mnogo manje od 1, kada je $C < 1$ reaktor se zove sagorjevač. Reaktor sa niskim iznosom *C* ($C < 1$) reaktor se naziva konverter, ukoliko je *C* visokog iznosa ali i dalje manje od jedan naziva se napredni konverter. Ukoliko je $C = 1$ reaktor proizvodi onoliko fisibilnih jezgri koliko ih i konzumira. Kada je $C > 1$ reaktor oplođuje više jezgri nego što ih konzumira. Za reaktor sa $C > 1$ kaže se da je oplodni reaktor (na ovaj se način postiže da se više goriva stvara nego što se potroši na izravnu proizvodnju topline). Oplodno povećanje *G*, predstavlja povećanje broja fisibilnih jezgri po konzumiranoj fisibilnoj jezgri:

$$G = C - 1 = h - 2 - L \qquad (5\text{-}9)$$

na temelju izraza (5-8) i (5-9) može se odrediti maksimalno povećanje G_{max}:

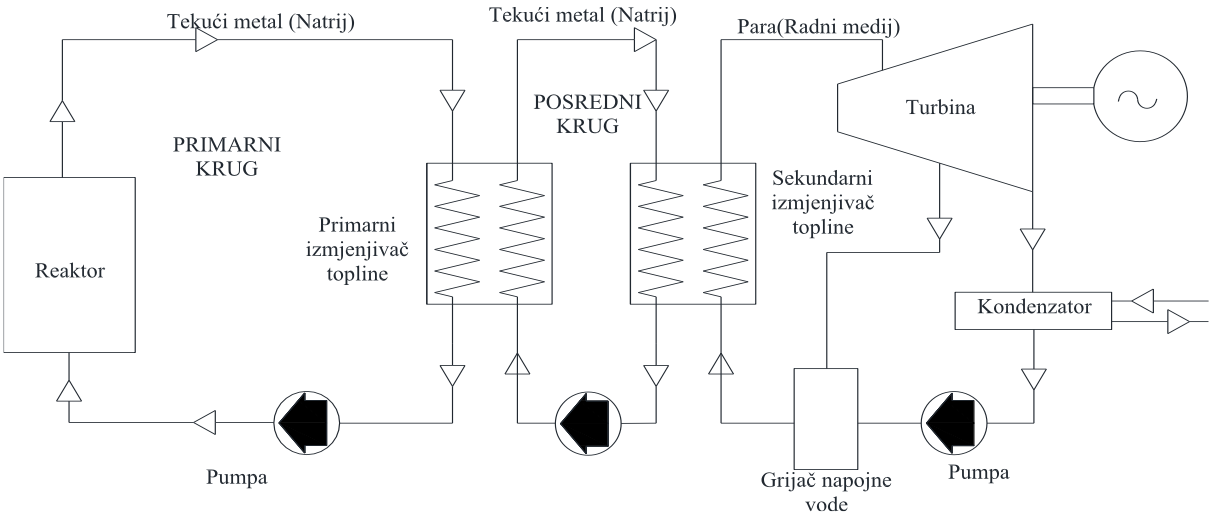
$$G_{max} = C_{max} - 1 = \eta - 2 \qquad (5\text{-}10)$$

Vrijeme udvostručenja predstavlja vrijeme potrebno da se proizvede dvostruko više fisibilnih jezgri u odnosu na broj konzumiranih jezgri. Velika koncentracija fisibilnog goriva te činjenica da nema potrebe za upotrebom moderatora (oplodni reaktor koristi brze neutrone) čini jezgru brzog reaktora manjih dimenzija u odnosu na jednaku snagu termičkog reaktora (termički reaktor za svoj rad koriste termičke neutrone). Koriste se tanke gorive šipke kako bi se maksimalno smanjio utjecaj razlike temperature goriva. Rashladno sredstvo mora posjedovati odlična svojstva što se tiče sposobnosti odvođenja topline, a istovremeno se ne smije ponašati kao moderator. Zbog navedenog razloga kao rashladno sredstvo oplodnih reaktora ne može se koristiti voda nego tekući metali kao što je natrij. Tekući metali također posjeduju dodatnu prednost jer im je točka ključanja pri atmosferskom tlaku na visokim temperaturama, stoga se u ovakvim postrojenjima ne koriste veliki tlakovi. Natrij je najkorištenije rashladno sredstvo kod ovakve vrste reaktora, međutim on postaje radioaktivan nefisibilnim reakcijama:

$$_{11}\mathrm{Na}^{23} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{11}\mathrm{Na}^{24}$$

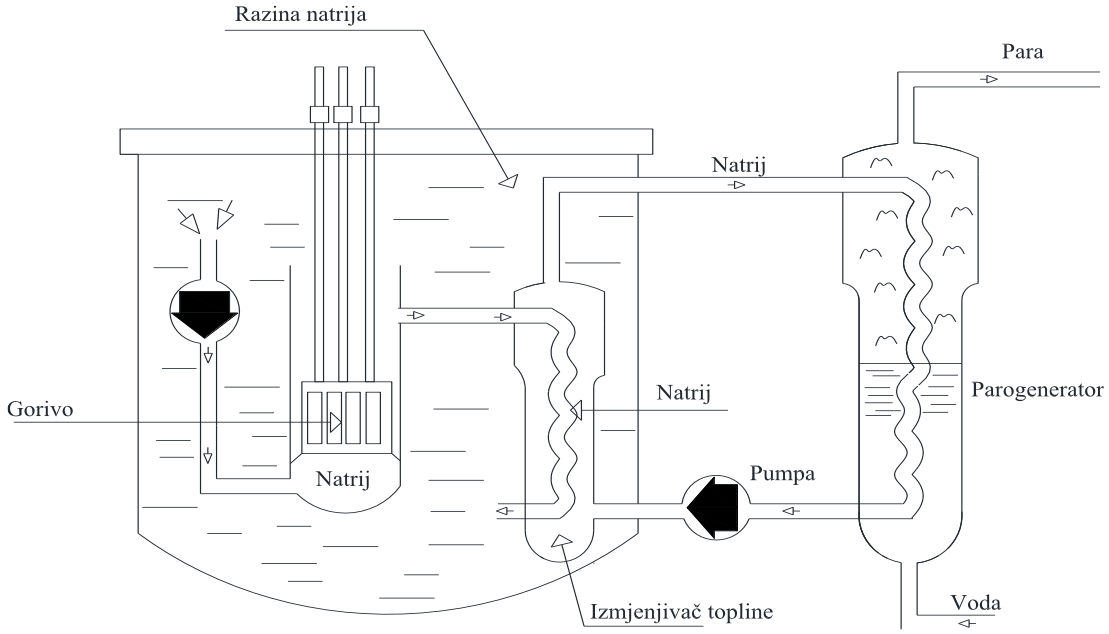
$$_{11}\mathrm{Na}^{24} \xrightarrow[\beta]{14{,}8\ h} {}_{12}\mathrm{Mg}^{24} + {}_{-1}\mathrm{e}^{0}$$

Na^{24} je izrazito radioaktivan izotop koji zrači γ-zrakama u iznosu od 2,76 MeV i 1,3 MeV β-raspadom sa vremenom poluraspada od 14,8h nakon čega nastaje Mg^{24}. Zbog ove "inducirane" radioaktivnosti rashladnog sredstva koristi se dodatni posredni rashladni krug između primarnog rashladno kruga i pogonskog radnog medija (parnog kruga). Shematski prikaz brzo oplodnog reaktora se može vidjeti na slici 5.10.

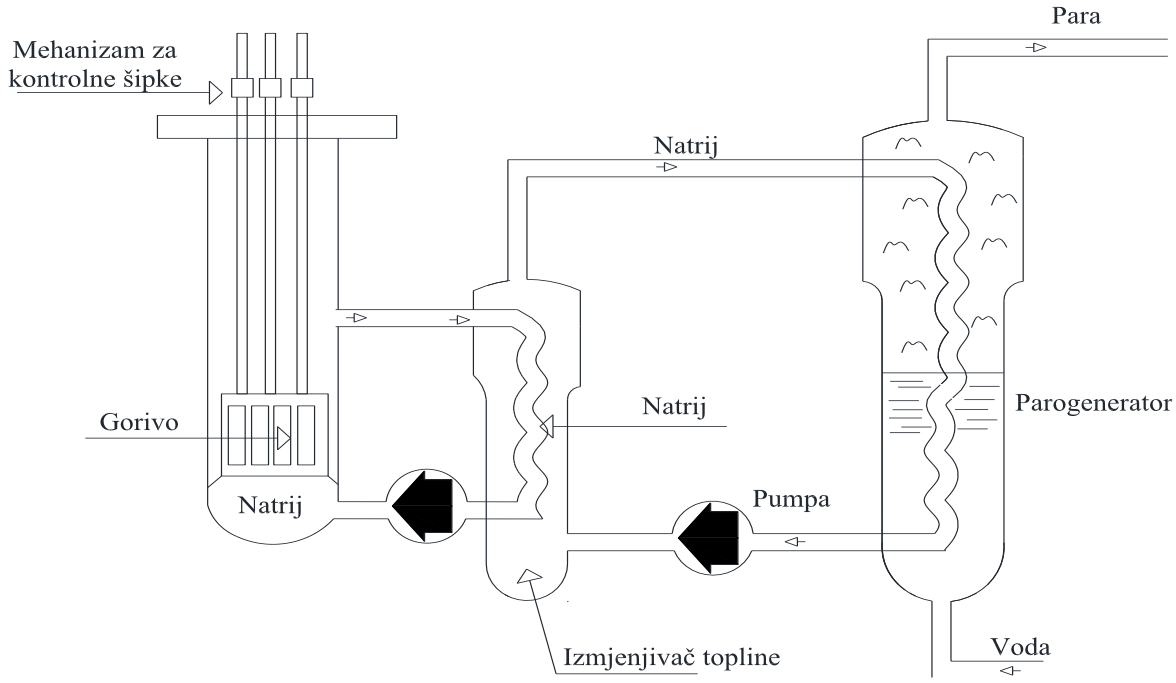


Slika 5.10. *Shematski prikaz brzo oplodnog reaktora hlađenog tekućim metalom*

Postoje dvije izvedbe: a) sustav izvedba s bazenom, i b) sustav izvedbe petlje (slika 5.12). U izvedbi s bazenom (slika 5.11) reaktorska jezgra, primarne pumpe i posredni izmjenjivači topline uronjeni su u veliki bazen tekućeg natrija u reaktorskoj posudi [3].



Slika 5.11 *Brzi oplodni reaktor sustav izvedbe s bazenom, [3]*



Slika 5.12 *Brzi oplodni reaktor sustav izvedbe s petljom, [3]*

5.7. Teškovodni reaktori

Teškovodni reaktori su oni u kojima se kao moderator koristi teška voda. Mali udarni presjek i niska apsorpcija teške vode omogućuje bolje iskorištavanje neutrona ali su njezina visoka cijena i pomanjkanje spriječili brzi razvoj ovakvog tipa reaktora. Unatoč tome izgrađen ih je veći broj, u prvom redu eksperimentalnih. Prednost teškovodnih reaktora je u tome što se može postići visok odgor (oko 10 000 MWd/t) prirodnog urana, što je skoro dvostruko više nego u reaktoru s grafitom i prirodnim uranom. Mali udarni presjek apsorpcije i kratke staze migracije neutrona omogućavaju male dimenzije teškovodnih reaktora s prirodnim uranom. Dodatno se može poboljšati iskorištavanje neutrona snižavanjem temperature moderatora jer se tada smanjuje rezonantna apsorpcija neutrona U-238. Zbog ovoga je razloga u većini slučajeva moderator odvojen od rashladnog sredstva, iako su i moderator i rashladno sredstvo teška voda. Nuklearne elektrane s teškovodnim reaktorima su u osnovi slične nuklearnim elektranama koje su hlađene i moderirane običnom vodom pod tlakom. Razlika je što je u primarnom krugu obična voda zamijenjena teškom vodom. Upotreba teške vode za hlađenje i moderiranje omogućava upotrebu prirodnog urana kao nuklearnog goriva [4]. Postoje dvije vrste nuklearnih postrojenja s reaktorima hlađenim i moderiranim s teškom vodom: a) reaktori s cijevima pod tlakom i b) rektori s posudom pod tlakom. Razvijen je i nuklearni reaktor moderiran teškom vodom i hlađen običnom kipućom vodom.

5.7.1. Teškovodni reaktori s cijevima pod tlakom (HWR, CANDU)

Teškovodni reaktor s cijevima pod tlakom sastoji se od posude pod tlakom i cijevi koje prolaze kroz tu posudu. U cijevima se nalazi nuklearno gorivo i kroz njih cirkulira teška voda kao rashladno sredstvo. U posudi moderatora, oko cijevi nalazi se također teška voda kao moderator pod približno atmosferskim tlakom i na niskoj temperaturi (oko 320 K). Rashladno sredstvo reaktora pod mnogo je većim tlakom (oko 11 MPa) i na višoj temperaturi (560 K). U reaktorskom postrojenju teška voda cirkulira u dva odvojena kruga: u jednom je reaktorsko rashladno sredstvo, a u drugome moderator [4].

5.7.2. Teškovodni reaktori s posudom pod tlakom (PHWR)

Reaktorsko postrojenje u ovakvoj nuklearnoj elektrani slično je postrojenju s reaktorom s običnom vodom pod tlakom. Postrojenje se sastoji od reaktora, parogeneratora, cirkulacijskih

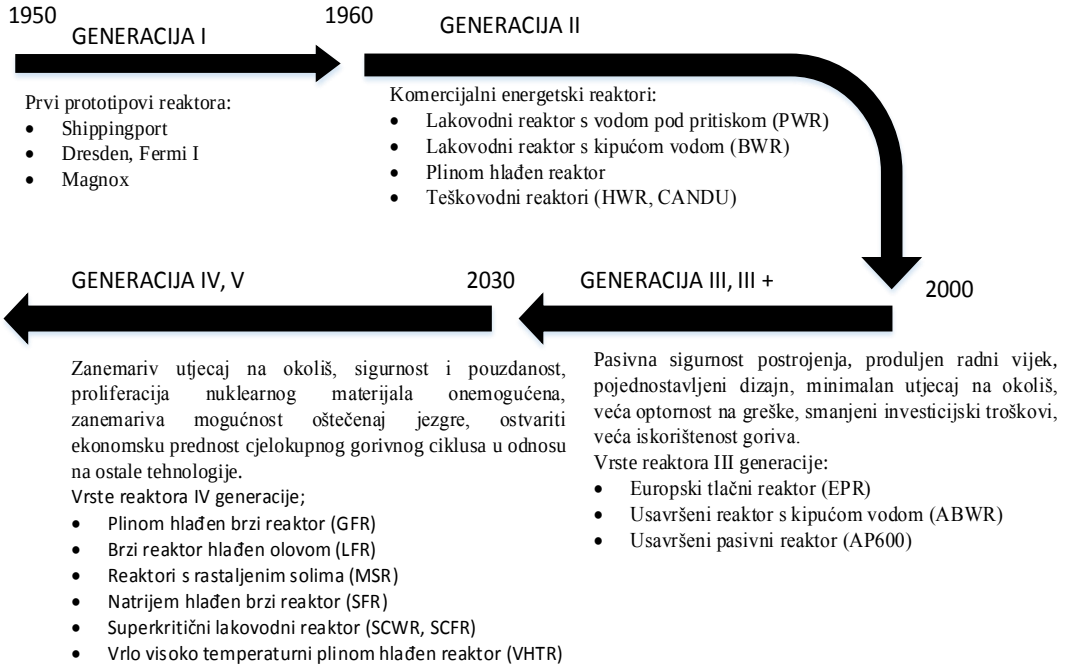
pumpi, tlačnog spremnika, cjevovoda i pomoćnih sustava. Postrojenje je smješteno u kuglastom sigurnosnom štitu. Teška voda služi kao moderator te se nalazi u posudi moderatora koja je smještena u tlačnoj posudi reaktora. Moderator cirkulira u vanjskom rashladnom krugu, pa se održava temperatura od oko 440 K. Rashladno sredstvo koje je također teška voda, ulazi u reaktor s približno 550 K. Rashladno sredstvo pod tlakom od oko 115 MPa, struji prema dolje između posude moderatora i tlačne posude reaktora, a zatim prema gore kroz cijevi koje prolaze kroz posudu moderatora u kojima se nalazi gorivi element. Tlak u posudi moderatora održava se na istoj razini kao u rashladnom sustavu reaktora, što se osigurava spojem za izjednačavanje tlakova. Temperatura moderatora u pogonu je za od 120 do 170 K niža od temperature rashladnog sredstva. Toplina moderatora, koja iznosi oko 10% od topline koja se predaje parogeneratorima, iskorištava se za zagrijavanje pojne vode u krajnjem regenerativnom grijaču kondenzata. Mogućnost miješanja moderatora i rashladnog sredstva zbog činjenice da se nalaze pod istim tlakom pojednostavljuje izvedu pomoćnih reaktorskih sustava, jer oni mogu biti zajednički za rashladno sredstvo i moderator. Teška voda koja služi kao moderator može se zbog visokog tlaka i niže temperature upotrijebiti i za zaštitno hlađenje reaktorske jezgre [4].

5.7.3. Reaktor moderiran teškom vodom i hlađen običnom kipućom vodom

Reaktor se nalazi u posudi moderatora s teškom vodom. Teška se voda cirkuliranjem u vanjskom rashladnom krugu održava na potrebnoj čistoći i na temperaturi od oko 350 K. Kroz posudu moderatora prolaze tlačne cijevi. U tlačnim se cijevima nalaze gorivi elementi. Svaki sadrži oko 36 gorivih šipki. Gorive šipke su od slitine cirkonija ispunjene tabletama obogaćenog uran-dioksida. Unutar tlačnih cijevi cirkulira smjesa vode i pare pod tlakom. Sadržaj pare u mješavini vode i pare na izlazu iz jezgre iznosi oko 11%. Ova se mješavina odvodi iz reaktora u separator pare, iz kojih suhozasićena para odlazi u turbinu, a voda se pumpama preko ulaznog kolektora vraća u reaktor. Separatori su smješteni u posebnim prostorijama na višoj razini od reaktorske jezgre. Reaktorsko postrojenje ima dva recirkulacijska kruga koji imaju po dvije cirkulacijske pumpe i po jedan separator pare. Između visokotlačnog i niskotlačnog dijela parne turbine nalazi se separator i pregrijač pare [4].

5.8. Napredne tehnologije energetskih nuklearnih reaktora

Tehnički dizajn nuklearnih elektrana može se podijeliti prema generacijama nuklearnih elektrana. Prva generacija razvijena je 50-ih i 60-ih godina prošlog stoljeća i ovakve elektrane se uglavnom više ne koriste. Druga generacija dizajnirana je 70-ih godina prošlog stoljeća i veliki broj današnjih nuklearnih energetskih elektrana još uvijek radi na ovim principima. Japan je prva država koja je pustila u pogon nuklearnu elektranu treće generacije 1996. godine. Trenutno su fazi izgradnje 3 + generacije reaktora, a razvijaju se postrojenja četvrte i pete generacije.



Slika 5.13. *Razvoj nuklearnih energetskih reaktora*

5.8.1. Reaktori treće generacije

Reaktori treće generacije nastali su razvojem reaktora druge generacije. Dizajn za svaki od tipa reaktora treće generacije je standardiziran što znači manje kapitalne troškove i brže vrijeme izgradnje. Također se pri projektiranju dodatna pažnja davala pojednostavljivanju dizajna što je dovelo do lakšeg upravljanja i manjih osjetljivosti na kvarove. Radni vijek reaktora treće generacije iznosi u prosjeku 60 godina, uvelike je smanjena vjerojatnost taljenja jezgre te je povećana otpornost na ozbiljna oštećenja. Visoki odgor[1] goriva smanjuje potrebu za gorivom,

[1] Energija koja može biti oslobođena po jedinici mase nuklearnog goriva. Najčešće se izražava u gigavata danima (GWd) po toni urana (tU), GWd/tU ili MWd/t uranija.

a samim time i količinu otpadnog materijala koja je jedna od najvećih prepreka većoj upotrebi nuklearnih elektrana. Najveći odmak od prethodne generacije je upotreba pasivnih sustava. Pod pojmom pasivni sustav smatra se sustav neovisan o električki pokretanim komponentama nego ovisan o djelovanju uvijek prisutnih sila (gravitacija), uskladištenoj energiji (komprimirani plin, akumulatorske baterije) i pasivnih mehaničkih komponenata (nepovratni ventili) [8]. Pasivni sustavi hlađenja također reduciraju broj aktivnih komponenti što dodatno doprinosi povećanju sigurnosti. U svrhu potreba signalnih krugova i rada magnetskih ventila električna energija dobiva se iz akumulatora. Reaktori koji su u fazi licenciranja ili su već licencirani, a pripadaju trećoj generaciji su (za više informacija može se posjetiti portal Svjetske nuklearne asocijacije (engl. Word Nuclear Association))[2] :

- (EPR) - Europski tlačni reaktor (engl. *European Pressurized Reactor*) - Areva
- (APWR) - Usavršeni tlačni reaktor (engl. *Advanced Pressurized Water Reactor*) – Mitsubishi i Westinghouse
- (AP1000) - Usavršeni pasivni reaktor (engl. *Advanced Passive*) – Westinghouse
- (IRIS) (engl. *International Reactor Inovative and Secure*) – Westinghouse
- (VVER-1200/V-491) – Rosatom (Rusija)
- (APR-1400) – Usavršeni reaktor s vodom pod pritiskom – (engl. *Advanced Pressurized Water Reactor*) – Dosam (Južna Koreja)
- (ESBWR) - Ekonomični pojednostavljeni reaktor s kipućom vodom – (engl. *Economic Simplified Boiling Water Reactor*) – GE i Hitachi
- (ABWR) – Usavršeni reaktor s kipućom vodom – GE, Toshiba i Hitachi
- (ACR-1000) - Usavršeni teškovodni reaktor s cijevima pod tlakom – AECL

5.8.2. Reaktori četvrte generacije

Razvoj reaktora četvrte generacije započeo je inicijativom Američke vlade. Osnovan je forum za četvrtu generacije reaktora koji je jasno definirao tehnološke ciljeve pri razvoju novih reaktora:

- Elektrane moraju udovoljiti zahtjevima održivog razvoja uz zanemariv utjecaj na okoliš
- Sigurnost i pouzdanost
- Proliferacija[2] nuklearnog materijala morat će biti onemogućena na tehnološkoj razini

[2] Širenje nuklearnog oružja

- Zanemariva mogućnost oštećenja jezgre
- Ukloniti potrebu za planiranjem zaštitnih akcija izvan kruga postrojenja
- Izjednačavanje financijskog rizika s ostalim tehnologijama

Prvi reaktor četvrte generacije koji istovremeno predstavlja i budućnost nuklearne energetike trebao bi biti izgrađen do 2030. godine [8]. Odabir reaktora četvrte generacija napravljen je na temelju osnovi ekoloških, sigurnosnih i ekonomskih parametara. Od šest predloženih sustava tri će pripadati skupni brzih[3] reaktora, dva su termička i jedan epitermčki reaktor. Osim za proizvodnju električne energije reaktori četvrte generacije moći će se koristiti i za termokemijsku proizvodnju vodika [2]. Reaktori četvrte generacije s najvećim potencijalom upotrebe u fazi licenciranja su:

- (GFR) - Plinom hlađen brzi reaktor (engl. *Gas-cooled fast reactor*)
- (LFR) - Brzi reaktor hlađen olovom (engl. *Lead-cooled fast reactor*)
- (MSR) - Reaktori s rastaljenim solima (engl. *Molten salt reactor*)
- (SFR) - Natrijem hlađeni brzi reaktor (engl. *Sodium-cooled fast reactor*)
- (SCWR i SCFR) - Superkritični lakovodni reaktori (engl. *Supercritical water reactor*)
- (VHTR) - Vrlo visokotemperaturni plinom hlađeni reaktori (engl. *Very-high temperature reactor*)

[3] Reaktor u kojemu se nuklearna reakcije fisije izaziva pretežito brzim neutronima

6. TERMODINAMIČKA ANALIZA TERMONUKLEARNE ELEKTRANE

Fisijska reakcija u prosjeku daje oko 200 MeV energije. Novonastala oslobođena energija prouzrokovana je defektom mase (poglavlje 2.6.). Većinski dio energije oslobođene fisijom nalazi se u obliku kinetičke energije fisijskih produkata (poglavlje 3.1.1). Ostatka energije potiče od raspada nestabilnih fisijskih produkata i raspadom teških izotopa (6-7% ukupne energije). Kinetička energija fisijskih produkata se "gubi" predaje materijalima koji okružuj reaktoru u obliku topline. Rashladno sredstvo oduzima toplinu jezgri reaktora i obložnom materijalu te je dalje odvodi u proces. Rashladno sredstvo također se može koristiti za prethodno spomenuto oduzimanje energije brzim neutronima koji posjeduju prosječnu energije od 2 MeV do termičke ravnoteže nakon čega im prosječna energija iznosi 0.025 eV (ovim postupkom se drastično povećava fisijski udarni presjek). Toplinska energija rashladnog sredstva predaju se u izmjenjivaču toplinu čime se ostvaruje ili pretvorba mehaničke energije turbine u električnu energiju ili direktno koristi toplinska energija u svrhu proizvodnje vodika, grijanja i drugih toplinskih potreba.

U-235 je gorivo velike gustoće snage. Prosječno kućanstvo troši otprilike 0,3 MWd/godini energije što odgovora potrošnji od 0,3 g U-235 godišnje ili 10 g obogaćeno urania koji sadrži 3% urana U-235. Termička energija dobivena fisijom 1,05 grama U-235 iznosi 1 MWd [11].

6.1. Prikaz snage nuklearne elektrane

U-235 posjeduje 2,5 milijuna puta više energije po masi u odnosu na ugljen. Potrebno je oko 37 tona 3% obogaćenog uranija za proizvodnju 1000 MWe[4] po godini. Usporedbom energije dobivene iz U-235 i energije dobivene iz ugljena i prirodnog plina može se dobiti omjer dobivene energije (nuklearna energije je reda veličine 10^8 veća u odnosu na spomenute izvore):

- Ugljen: $C + O_2 \rightarrow CO_2 + 4$ eV
- Prirodni plin (CH_4): $CH_4 + O_2 \rightarrow C_2 + 2H_2 + 8$ eV
- Izotop uran (^{235}U): $^{235}U + n \rightarrow {}^{93}Rb + {}^{141}Cs + 2\,n + 200$ MeV

[4] MWe – mjerna jedinica za električnu snagu

Ovo rezultira različitoj potrebnoj količini konzumacije gorivi za napajanje potrošača određene snage. Ukoliko se pretpostavi da je potrebna snaga elektrane (potrošača) 1000 MWe što odgovarao otprilike snazi 740 000 kućanstava uz određene iskoristivosti pojedinih procesa za određeno gorivo vrijediti će:

- Ugljen: η = 40%,

$$\frac{10^9}{0{,}40 \cdot 4 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}} = 3{,}9 \cdot 10^{27}\,\frac{C}{s} = 6750\ \text{tona/dan}$$

  ukoliko se uzme da je atomska masa ugljika A=12,0107 AJM. Preračunavanjem atomske mase u kilograme $12{,}0107 \cdot 1{,}6605 \cdot 10^{-27} = 1{,}9943 \cdot 10^{-26}$ kg poglavlje (2.2.2), množenjem s brojem potrebnih kemijskih reakcija ugljika po sekundi $3{,}9 \cdot 10^{27} \cdot 1{,}9943 \cdot 10^{-26}$ = 77,780 kg/s za period jednog dana $77{,}780 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60 = 6720192$ t/dan = $6720{,}192 \cdot 10^3$ t/dan. Dakle, za napajanje 740 000 kućanstva potrebno je dnevno izgaranje $6720{,}192 \cdot 10^3$ t ugljena.

- Prirodni plin: η = 50 %,

$$\frac{10^9}{0{,}5 \cdot 8 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}} = 1{,}6 \cdot 10^{27}\,\frac{CH_4}{s} = 64 m^3\ /\text{s} \cdot\ 86400\ \text{s}\ =\ 5529{,}6\ \text{m}^3/\text{dan}$$

  sličnom pretvorbom kao u prethodnom primjeru dobiva se da je potrebno $64 \text{m}^3/\text{s}$ prirodnog plina za napajanje 740 000 kućanstava električnom energijom tražene snage.

- Izotopa uran (^{235}U): η = 33 %,

$$\frac{10^9}{0{,}33 \cdot 200 \cdot 10^6 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}} = 1 \cdot 10^{20}\,\frac{U}{s} = 3\ \text{kg/dan}$$

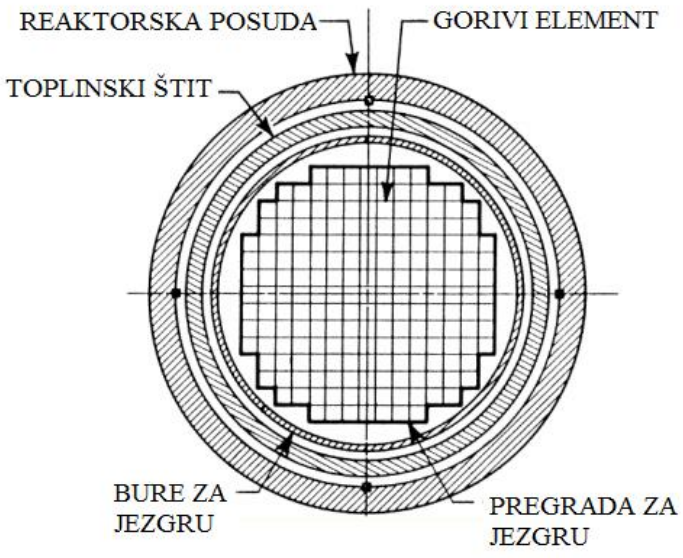
  sličnom pretvorbom kao u prethodnom primjeru dobiva se podataka da je potrebno oko 3 kg/dana urana za napajanje 740 000 kućanstava iste snage kao u prethodnim primjerima.

6.2. Termodinamički proračun PWR termonuklearne elektrane

6.2.1. Tehničke karakteristike i ograničenja lakovodnog reaktora s vodom pod pritiskom (PWR)

Voda u primarnom krugu mora biti pod visokim tlakom kako bi se spriječilo ključanje vode i nastanak pare. Kritična temperatura vode iznosi 374 °C. Prema tome, rashladno sredstvo (voda) u primarnom krugu ne smije prijeći kritičnu temperaturu. Koriste se dva rashladna kruga. Primarni krug kojim teče voda pod tlakom te predaju toplinsku energiju u izmjenjivaču topline

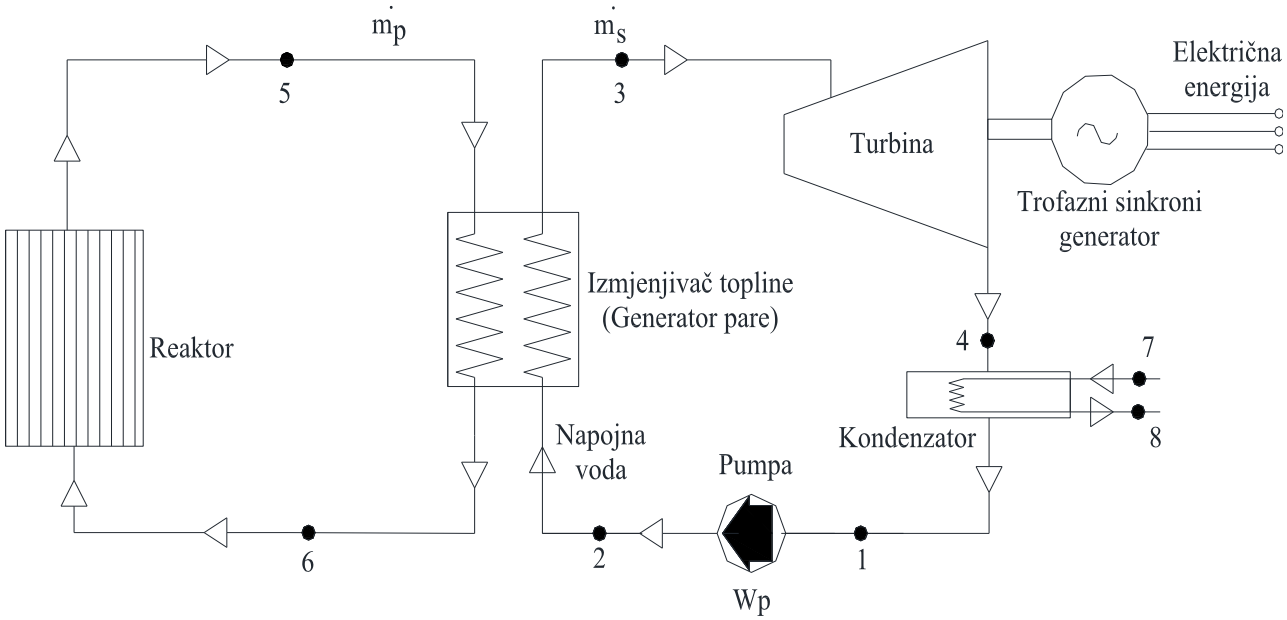
sekundarnom krugu (radnom mediju) čime nastaje para. Potrebno je koristiti tlačni spremnik poglavlje (5.3.1) kako bi se održavao potreban tlak i kako bi se kompenzirala promjena volumena reaktorskog rashladnog sredstva uzrokovano promjenom temperature. Temperatura u kondenzatoru treba biti što je niža moguća kako bi se povećao stupanj korisnog djelovanja (pretvorbe energije). Tipični moderni PWR reaktor snage 1100 MWe [11] sastoji se od 193 gorivih elemenata, svaki element sastoji se od 17x17=289 pozicija za gorive šipki. Otprilike 10% pozicija za gorive šipke koriste se za kontrolne šipke. PWR reaktor sadrži ukupno oko 40 000 pozicija za gorive šipke. U gorive šipke se umeću tablete urania. Svaka pozicija gorive šipke mora posjedovati mogućnost aksijalnog rastezanja. Težina pojedinog gorivog elementa je između 670 i 760 kg od čega je 500 kg uranija. Ukupna težina uranija u svim gorivim elementima iznosi oko 100 tona. Recirkulacijski omjer iznosi oko 5 (količina vode koja ostaje tekućina/količina vode koja se pretvara u paru) [11]. Rashladno sredstvo primarnog kruga mora ostati u tekućem agregatnom stanju stoga je čitav termodinamički kružni proces primarnog kruga lijevo od linije zasićenja u *T-s* dijagramu. Sekundarni krug koristi kao termodinamički kružni proces Rankineov ciklus no za teorijsko proučavanje mogu se koristiti i Carnotov ili Braytonov ciklus. Numerička analiza u sljedećem poglavlju provesti će se za Rankineov ciklus.



Slika 6.1. *Poprečni presjek jezgre PWR reaktora sa ukupno 193 goriva elementa, [11]*

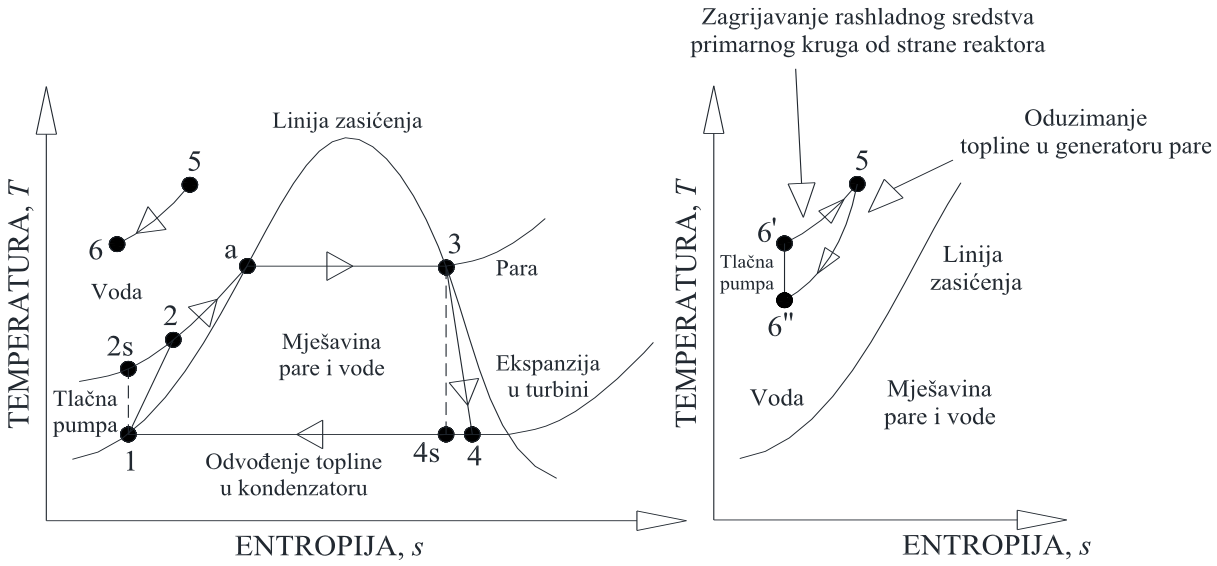
6.2.2 Termodinamička analiza (Rankineov ciklus)

Na temelju slike 6.1. vršit će se termodinamička analiza procesa. Pumpa u primarnom krugu je izbačena zbog pojednostavljivanja analiza, a neće unijeti znanu grešku u termodinamički proračun jer koristi otprilike 1% ukupne energije.



Slika 6.2. *Pojednostavljena shema PWR elektrane*

T-s dijagram primarnog kruga je zatvoreni ciklus i predstavljen je lijevo od krivulje zasićenja na slici 6.3., promjena u entropije primarnog kruga nije velika.



Slika 6.3. *Rankineov ciklus pojednostavljene PWR elektrane prikazan u T-s dijagramu, desna slika predstavlja uvećan T-s dijagram primarnog (reaktorskog) kruga*

Prvi zakon termodinamike ja zakon o očuvanju pretvorbe energije. Prema njemu i toplina je jedan oblik energije. Energiju se može definirati kao sposobnost vršenja rada, a rad kao djelovanje sile na putu dok je sila jednaka umnošku mase i ubrzanja. Energiju je teško definirate ali se može donekle shvatiti kao jedan od oblika kretanja materije. Energija može prelaziti iz jednog oblika u drugi, ali zbroj svih oblika energija u izoliranom sustavu mora ostati konstantan. Pohranjena energija u nekom sustavu naziva se unutarnja energija. S porastom unutarnje energije sustava raste i temperatura [9]. Zakon o održanju energije glasi:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dQ}{dt} - \frac{dW}{dt} \tag{6-1}$$

gdje je: Q – toplina, U – unutarnja energija, W – rad. Iz izraza (6-1) slijedi da se toplina jednim dijelom troši za povećanje unutarnje energije (U) , a jednim dijelom za obavljanje mehaničkog rada (W). Izraz (6-1) može se zapisati i kao:

$$\dot{Q} - \dot{W} = \sum \dot{m}_{izlazno} \cdot \dot{h}_{izlazno} - \dot{m}_{ulazno} \cdot \dot{h}_{ulazno} \tag{6-2}$$

U izrazu (6-2) simbol h – predstavlja entalpiju, $\dot{m}$ – predstavlja protočnu masu. Reaktor ne obavlja rad ali je izvor toplinske energije stoga se na temelju izraza (6-2) i protočne mase koja oduzima toplinu od reaktora ($\dot{m}_p$) može pisati:

$$\dot{Q}_R - 0 = \dot{m}_p \cdot (h_5 - h_6) \tag{6-3}$$

gdje $h_5 - h_6 = \triangle h$ predstavljaju promjenu entalpije rashladnog sredstva primarnog kruga na ulazu i izlazu iz reaktora. U idealnom slučaju sva oduzeta toplina reaktora bila bi predana od strane primarnog kruga sekundarnom krugu ($\eta_{Pg} = 1$).

Odnosno, moglo bi se zapisati:

$$\eta_{Pg}\dot{} \cdot m_p \cdot (h_5 - h_6) = \dot{m}_s \cdot (h_3 - h_2) \tag{6-4}$$

U stvarnosti stupanj korisnog djelovanja generator pare (η_{Pg}) neće biti 100%. Jedan dio topline izgubiti ćemo bespovratno u okolini. Stupanj korisnog djelovanja parogeneratora može se izračunati na temelju sljedećeg izraza:

$$\eta_{Pg} = \frac{\dot{m}_s \cdot (h_3 - h_2)}{\dot{m}_p \cdot (h_5 - h_6)} \tag{6-5}$$

Turbina obavlja koristan rad odnosno pretvorbu toplinske energije u mehaničku energiju.
Može se zapisati:

$$0 - W_t = \dot{m}_s \cdot (h_4 - h_3) \rightarrow W_t = \dot{m}_s \cdot (h_3 - h_4) \tag{6-6}$$

Učinkovitost turbine u ne idealnom slučaju može se izračunati kao:

$$\eta_T = \frac{W_t}{\dot{m}_p \cdot (h_5 - h_6)} \tag{6-7}$$

Na T-s dijagramu stanje 4s bilo bi vertikalno ispod stanja 3 (nema promjene entropije), no u realnom slučaju ipak postoji promjena entropije te će proces iz stanja 3 doći u točku 4. Na temelju T-s dijagrama uz poznate vrijednosti h_3, s_3 može se zapisati $s_{4s} = s_3$ te napisati izraz za h_{4s}:

$$h_{4s} = h_f + x \cdot h_{fg} = h_f + \frac{s_{4s} - s_f}{s_{fg}} \cdot h_{fg} \tag{6-8}$$

Ako je poznat stupanj korisnog djelovanja turbine može se pisati:

$$h_3 - h_4 = \eta_T \cdot (h_3 - h_{4s}) \rightarrow h_4 = h_3 - \eta_T \cdot (h_3 - h_{4s}) \tag{6-9}$$

Podatci za analiziranu PWR reaktor dani su u tablici 6.1.

Tablica 6.1. *Tehnički podatci analiziranog PWR reaktora, [11]*

Broj paralelnih radnih rashladnih krugova (broj reaktorskih pumpi i generatora pare)	4
Primarni krug (rashladno sredstvo - voda)	
Temperatura , T_{in}	287,7 °C
Tlak, P	15,2 MPa
Temperatura zasićenja, T_{zas}	343 °C
Sekundarni krug (para-voda)	
Temperatura na ulazu u turbinu, Tin	260-280 °C
Tlak, P	4,7 - 6,4 MPa
Temperatura kondenzatora, T_{kond}	37,8 °C
Tlak kondenzatora, P	6,6 kPa
Temperatura rashladnog sredstva na izlazu iz kondenzatora, T_7	20°C
Temperatura rashladnog sredstva na uzlazu u kondenzatora, T_8	35°C
Postotak topline dobiven od goriva	97,40%
Radni tlak reaktorske posude, P	15,51 MPa
Maksimalni previđeni tlak reaktorske posude, P	17,24 MPa
Maksimalna temperatura reaktorske posude	343,4 °C
Nominalni tlak sustava	15,6 MPa
Maseni protok rashladnog sredstva (primarnog kruga)	1,74 x 10^4 kg/s
Jezgra reaktora	
Maksimalna termička snaga – (jezgre/primarnog kruga), P_{prim}	2627,226 MWt
Temperatura rashladnog sredstva na ulazu u reaktorsku posudu, T_{in}	291,9 °C
Povećanje temperature rashladnog sredstva (kroz reaktorsku posudu),	33,9 °C
Temperatura rashladnog sredstva na izlazu iz reaktorske posude	325,8 °C
Masa goriva u reaktoru	100 t
Broj gorivih elemenata	193
Specifična snaga	38 kW/kg U
Odgor - energetska vrijednost	33 000 MWd/t U

Ukoliko PWR reaktor radi sa masenim protokom pare (suhozasićene) $\dot{m}_s$= 1000 kg/s pri tlaku P_3 = 6 MPa te ekspandira do tlaka kondenzatora P_4 = 6 kPa uz stupanj korisnog djelovanja turbine od η_T= 0,9 potrebno je odrediti snagu kojom radi turbina $\dot{W}_t$. Upotrebom *p-h* dijagrama za vodenu paru za tlak od P_3= 6 MPa i x = 1 (suhozasićena para) može se očitati entalpija h_3 = 2784 kJ/kg, T_3 = 275,6 °C. Entropija se za ovu točku može očitati iz Molierovog dijagrama na temelju x = 1 i entalpije točke h_3, s_3 = s_{4s} = 5,9 kJ/kg·K. Temperatura u kondenzatoru T_{kond} = T_4=37,8 °C uz tlak P_4 = P_{kond} = 6 kPa. Tablicom zasičene vodene pare korištenjem temperature

T_4 mogu se odrediti specifična entropija kapljevine $s' = s_f = 0{,}5185$ kJ/kg·K, specifična entalpija kapljevine $h' = h_f \approx h_1 = 150{,}78$ kJ/kg i specifična entropija zasićene pare $s'' = s_g = 8{,}33$ kJ/kg·K, specifična entalpija zasićene pare $h'' = h_g = 2567$ kJ/kg.

Tablica 6.2. *Tablica očitanih podataka pojedinih točaka, [12]*

TEMPERATURA (°C)	37,8	275,6
TLAK	≈ 6 kPa	≈ 6 MPa
Specifična entalpija kapljevine h_f (kJ/kg·K)	150,78 ($h' = h_f \approx h_1$)	1210,7
Specifična entalpija isparavanja h_{fg} (kJ/kg·K)	2423	1574,5
Specifična entalpija pare h_g (kJ/kg·K)	2567 (h'')	2784 (h_3)
Specifična entropija kapljevine s_f (kJ/kg·K)	0,5185 (s')	3,0221
Specifična entropija isparavanja s_{fg} (kJ/kg·K)	7,92	2,8723
Specifična entropija pare s_g (kJ/kg·K)	8,33 (s'')	5,8944

Na temelju izraza (6-10) može se napisati jednađba za stupanj suhoće (sadržaj pare) x_{4s} točke 4 [9]:

$$x_{4s} = \frac{s_{4s} - s_f}{s_g - s_f} \tag{6-10}$$

Gdje je $s_{4s} = s_3$ specifična entropija vlažne pare. Uvrštavanjem podataka u izraz (6-10) dobiva se :

$$x_{4s} = \frac{5{,}9 - 0{,}5185}{8{,}33 - 0{,}5185} = 0{,}689$$

Korištenjem izraza (6-8) može se izračunati h_{4s} ili očitati približna vrijednost iz *p-h* dijagrama:

$$h_{4s} = h_f + x \cdot h_{fg} = x_{4s} \cdot h_g + (1 - x_{4s}) \cdot h_f$$

$$h_{4s} = 0{,}69 \cdot 2567 + (1 - 0{,}69) \cdot 150{,}78 = 1818{,}54 \text{ kJ/kg}$$

Uz poznat stupanj djelovanja turbine koji iznosi 90% ($\eta_T = 0{,}9$) izrazom (6-9) može se izračunati entalpija h_4:

$$h_4 = 2784 - 0{,}9 \cdot (2784 - 1818{,}54) = 1915{,}086 \text{ kJ/kg}$$

Uz poznatu entalpiju h_4 može se izračunati snaga turbine $P_t = \dot{W}_t$:

$$P_t = 1000 \cdot (2784 - 1915{,}086) =$$

$$= 868914 \ \frac{\text{kg}}{\text{s}} \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} = 868{,}91 \text{ MW}$$

Svaki kružni proces je potrebno vratiti u početnu točku 1 iznos entalpije točke $h_1 \approx h' = h_f = 150{,}78$ KJ/kg uz poznate temperature rashladnog sredstva na izlazu i ulazu u kondenzator $T_7 = 20$ °C i $T_8 = 35$ °C potrebo je izračunati protočnu masu rashladnog sredstva u kondenzatoru

$\dot{m_{cw}}$. Specifični toplinski kapacitet vode pri konstantnom tlaku iznosi c_p = 4,1813 kJ/kg·K. Toplina (energija) po sekundi odvedena radnom mediju u kondenzatoru:

$$-\dot{Q_{odvedno}} - 0 = \dot{m}_s \cdot (h_1 - h_4) \tag{6-11}$$

Potreban maseni protok rashladnog sredstva u kondenzatoru iznosi:

$$\dot{m_{cw}} \cdot c_p \cdot (T_8 - T_7) = \dot{m}_s \cdot (h_4 - h_1) \rightarrow \dot{m_{cw}} = \frac{\dot{m}_s \cdot (h_4 - h_1)}{c_p \cdot (T_8 - T_7)}$$

$$\dot{m_{cw}} = \frac{1000 \cdot (1915{,}086 - 150{,}78)}{4{,}1813 \cdot (35 - 20)} = 28130{,}103 \text{ kg/s}$$

Potrebno je oko 28 t/s vode kako bi se radni medije doveo iz točke 4 u točku 1, pri čemu se poveća temperatura protočne mase rashladnog sredstva kondenzatora (28 tona vode po sekundi) sa 20 °C na 35 °C.

Ako vrijedi da je tlak radnog medija prije pumpe jednak tlaku u kondenzatoru $P_1 = P_4$ i da je $P_2 = P_3$ tlak nakon pumpe jedan tlaku na ulazu u turbinu, uz poznatu gustoću vode ρ = 1000 kg/m^3 može se zapisati :

$$h_{2s} - h_1 = \frac{P_2 - P_1}{\rho} \tag{6-12}$$

Uvrštavanjem poznatih podataka u izraz (6-12) dobiva se entalpija točke 2, h_2:

$$h_{2s} - h_1 = \frac{6 \cdot 10^6 - 6 \cdot 10^3}{1000} = 5994 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 5{,}994 \text{ kJ/kg}$$

$$h_{2s} = h_1 + 5{,}994 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} = 156{,}774 \text{ kJ/kg}$$

Snaga pumpa može se izračunati na temelju izraza:

$$0 - P_{pumpe} = \dot{m}_s \cdot (h_{2s} - h_1) \tag{6-13}$$

Može se uočiti da je snaga (energija) pumpe negativna jer je ovo energija koju je potrebno uložiti u sustav i pri izračunu stupnja djelovanja potrebno ju je oduzeti od dobivenog mehaničkog rada, stupanj djelovanja pumpe iznosi oko η_P= 0,85 .

$$P_{pumpe} = \frac{1000 \cdot (156{,}774 - 150{,}78)}{\eta_P} = -7{,}051 \text{ MW}$$

Uz pretpostavku da je sva oduzeta toplina reaktoru u generatoru pare predana radnom mediju (sekundarni krug), odnosno da vrijedi izraz (6-4) može se izračunati maksimalna (vršna, odnosno instalirana) termička snaga sekundarnog kruga reaktora:

$P_{reaktora}$ = 1000·(2784-156,774)= 2627226 kW = 2627,226 MW

Može se odrediti termički stupanj korisnog djelovanja pretvorbe radnog medija – vodene pare:

$$\eta_{TER} = \frac{P_t - P_{pumpe}}{P_{reaktora}} = \frac{868{,}91 - 7{,}047}{2627{,}226} = 0{,}328 = 32{,}8\%$$

(**NAPOMENA**: U daljnjem proračunu kod proračuna vrijednosti gdje potreban parametar ukupna termička energija koristi se maksimalna termička snaga jezgre rektora (primarni krug) označena sa P_{prim} u tablici 6.1., oznaka $P_{reaktora}$ predstavlja vršnu termičku snagu sekundarnog kruga reaktora i dobivena je prethodnim izračunom $P_{prim} \approx P_{reaktora}$, postoji mala greška u proračunu jer u stvarnoj elektrani postoji pumpa i u primarnom krugu za čiji iznos snage bi sekundarni krug $P_{reaktora}$ trebao biti umanjen).

Pretpostavljajući da reaktor radi s faktorom iskorištenja maksimalne (vršne) snage od a = 0,9 , očekivana godišnja toplinska energija oslobođena fisijom iznosi $W_{uk} = P_{prim} \cdot 0{,}9 \cdot 8760 = 0{,}9 \cdot 2620{,}226 \cdot 8760 = 20713{,}1$ GWh. Pretpostavljajući da je izlazna snaga turbine približno jednaka električnoj snazi zbog visoke učinkovitosti generatora ovo bi značilo da je proizvedena električna energija za period od godine dana iz ovakve nuklearne elektrane u iznosu od $W_{el} = P_{reaktora} \cdot \eta_{TER} \cdot 0{,}9 \cdot 8760 = 6628{,}17$ GWh. Za istu količinu proizvedene električne energije uz uvjet da je ogrjevna vrijednost ugljena H_g = 28 000 kJ/kg te da termo elektrana na ugljen radi uz isti stupanj korisnog djelovanja sekundarnog kruga reaktora bilo bi potrebno:

$$\frac{P_{reaktora} \cdot 0{,}9 \cdot 8760 \cdot 3600}{H_g} \qquad (6\text{-}14)$$

uvrštavanjem podatak u izraz (6-14) dobiva se:

$$\frac{2627{,}226 \cdot 10^6 \cdot 0{,}9 \cdot 8760 \cdot 3600}{H_g} = 2663106{,}4 \text{ tona/godini}$$

izgaranje 2663106,4 tona ugljena godišnje. U izraz (6-14) uvrštena je termička snaga sekundarnog kruga reaktora, jer je realnije zbog potreba usporedbe elektrane na ugljen i termonuklearne elektrane uvrstiti termičku energiju sekundarnog kruga. Ovu činjenicu opravdava razlog zato što termoelektrane na ugljen rade s jednim krugom, te ne postoje razlike termičke energije primarnog i sekundarnog kruga kao kod nuklearnih PWR elektrana.

Za rad sekundarnog kruga reaktora termičkom snagom od 2627,226 MW*t*, gdje je gorivo 3,3 % obogaćeni urani te je pretpostavljeno da je oslobođena energija po fisiji 200 MeV = $3{,}204 \cdot 10^{-11}$ J može se izračunati broj potrebnih fisija u sekundi, kao omjer maksimalne termičke snage primarnog kruga reaktora (P_{prim} = 2627,226 MW_t) i energije oslobođene fisijom :

$$n_{fisija} = \frac{2627{,}226 \cdot 10^6}{3{,}204 \cdot 10^{-11}} = 8{,}2 \cdot 10^{19} \text{ fisija/sekundi}$$

Prema izrazu (2-8) proizvedena energija odgovara defektu masu u iznosu od:

$$\Delta m = \frac{20713{,}1 \cdot 10^9 \cdot 60 \cdot 60}{(3 \cdot 10^8)^2} = 0{,}826 \text{ kg}$$

Ovo znači da je za potrebnu oslobođenu energiju u periodu od godinu dana skoro 0,83 kg mase "nestalo" (transformira se u energiju).

Ozračeno nuklearno gorivo je izvor toplinske energije jer se energija oslobađa i nakon zaustavljanja rada reaktora zbog daljnjeg raspada fisijskih proizvoda u govornim elementima reaktora. Uz sve navedene podatke i konstantnu termičku snagu reaktora potrebno je proračunati kolika se snaga generira u reaktoru deseti dan nakon zaustavljanja pogona?

Korištenjem izraza (4-4) te uvrštavanjem poznatih podataka u njega dobiva se sljedeći podatak:

$$P_0 = P_{prim} \cdot a = 2364{,}503 \text{ MW}$$

$$t_0 = 365 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60 = 3{,}1536 \cdot 10^7 \text{ s}$$

$$\tau = 10 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60 = 864 \cdot 10^3 \text{ s}$$

$$\frac{P}{P_0} = 0{,}1 \cdot [(864 \cdot 10^3 - 3{,}1536 \cdot 10^7 + 10)^{-0{,}2} - 0{,}87 \cdot (864 \cdot 10^3 - 3{,}1536 \cdot 10^7 + 2 \cdot 10^7)^{-0{,}2}] - 0{,}1 \cdot [(864 \cdot 10^3 + 10)^{-0{,}2} - 0{,}87 \cdot (864 \cdot 10^3 + 2 \cdot 10^7)^{-0{,}2}] =$$

$$= 6{,}4086 \cdot 10^{-3}$$

$$P = P_o \cdot 6{,}4086 \cdot 10^{-3} = 15{,}2 \text{ MW}$$

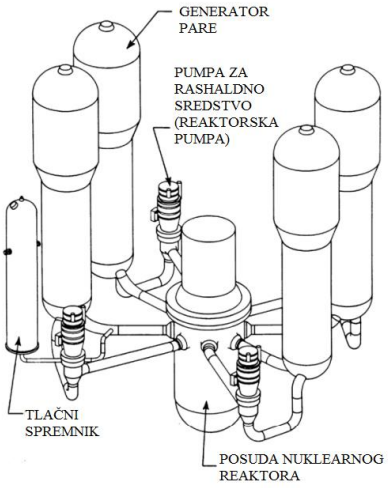
Termonuklearna elektrana s navedenim podatcima će i deseti dana nakon obustave pogona raditi sa snagom od 15,2 MW zbog daljnjeg raspada fisijskih proizvoda u gorivim elementima reaktora.

Prema podatcima iz tablice 6.1. odgor iznosi 33 000 MWd/t U, iz čega slijedi da će za proizvodnju 6628, 17 GWh_e električne energije iz ove elektrane biti potrebno:

$$m_{goriva} = \frac{W_{uk}}{33\,000 \cdot 10^6 \cdot 24} = \frac{20713{,}1 \cdot 10^9}{33\,000 \cdot 10^6 \cdot 24} = 26{,}152 \text{ tona}$$

Potrebno je oko 26 tona urana da bi se proizvelo 6628, 17 GWh električne energije. S tim da je po toni urani za navedeni odgor goriva samo 33 kg urana sudjeluje u fisijskom procesu i

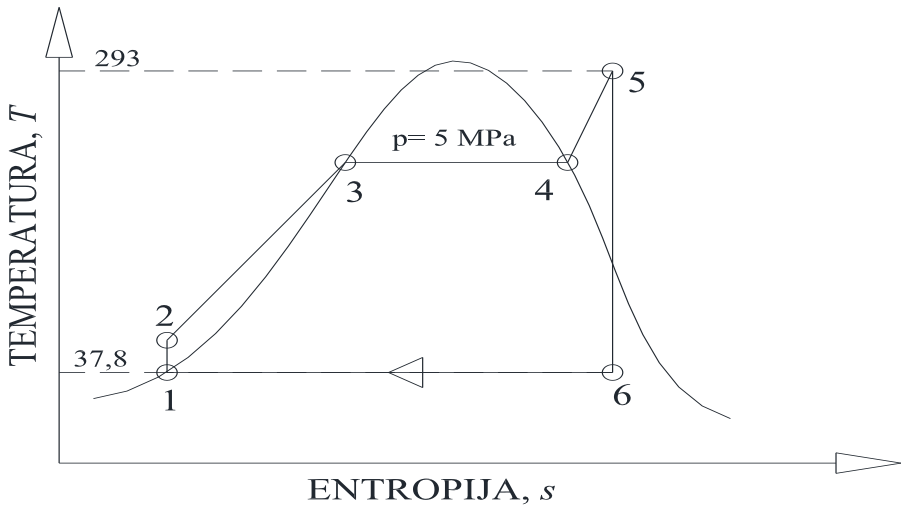
proizvodnji energije. Iz čega slijedi da je od 26,152 tona rude 3,3 % obogaćenog urana iskorišteno samo 863,016 kg za proizvedenu električnu energiju. Kako bi se smanjila količina istrošenog (otpadnog) goriva koje je potrebno skladištiti dugo godina, potrebno je ili povećati termički stupanj djelovanja procesa ili odgor goriva.



Slika 6.4. *Izgled PWR reaktora na kojem je napravljena termodinamička analiza, [Izvor: „Exergy analysis of a pressurized – water reactor nuclear-power plant, Istanbul Technical University][10]*

Na slici 6.3. je prikazan Siemensov AG PWR reaktor. Zbog sigurnosnih razloga kod PWR reaktora koriste se od dva do četiri paralelna kruga koji sadrže generatore pare i glavne reaktorske pumpe za rashladno sredstvo primarnog kruga.

6.2.3. Dodatna razmatranja vezana uz PWR kružni proces



Slika 6.5. *Rankineov ciklus pojednostavljene PWR elektrane s pregrijanom parom prikazan u T-s dijagramu*

Ukoliko se za stanje (točku) 4 pretpostavi da je temperatura radnog medija 293 ° C pri tlaku od P = 5 MPa mogu se na temelju Mollierovog dijagrama očitati entalpija i entropija točke 5 h_5 = 2896,65 kJ/kg, s_5 = 6,1517 kJ/kg·K. Temperatura je povećana sa 276 °C na 293 ° C jer pregrijana para pri pretpostavljenom tlaku od 5 MPa nastaje upravo tek na T = 293 ° C. Moglo bi se dodatno sniziti tlak pod kojim se nalazi radni medij (koji je već snižen u odnosu na prethodni primjer za 1 MPa) te bi pregrijana para nastala i pri nižim temperaturama od 293 ° C, no ovo nije preporučljivo iz više razloga. Entalpija i entropija točke 4 pri tlaku P = 5 MPa mogu se očitati iz tablice zasičene pare [12] pri danom tlaku h_4 = 2794 kJ/kg, s_4 = 5,97 kJ/kg·K. Za točku 3 koja je također pri tlaku od 5 MPa vrijedi h_3 = 1155 kJ/kg, s_3 = 2,92 kJ/kg·K. Uz poznatu temperaturu u kondenzatoru koja iznosi 37,8 °C može se očitati entalpija točke 1 h_1 = h_f = 150,78 kJ/kg. Entalpija i entropija točke 6 (s_6 = s_5) mogu se pronaći interpolacijom ili primjenom izraz (6-8) i (6-10) :

$$\begin{cases} s_6 = s_f + x \cdot s_{fg} \\ h_6 = h_f + x \cdot h_{fg} \end{cases}$$

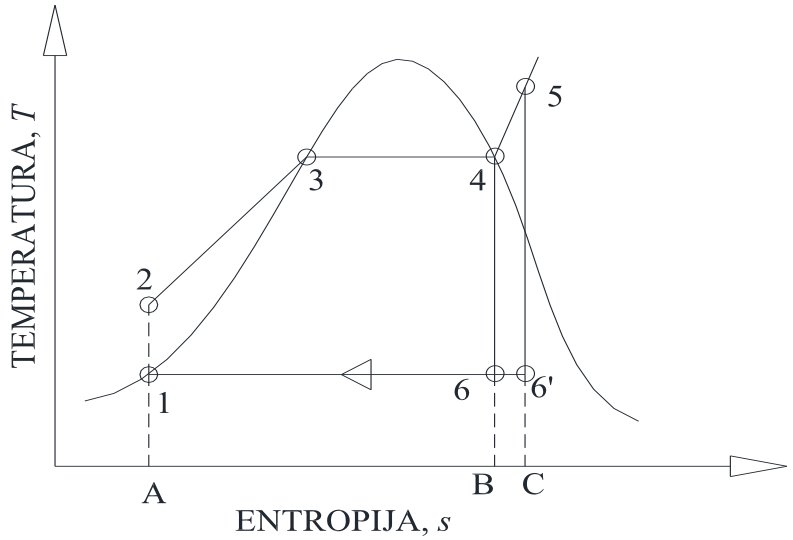
$$h_6 = \frac{h_{fg}}{s_{fg}} \cdot \left(s_6 - s_f\right) + h_f = \frac{2423}{7{,}91} \cdot (6{,}15 - 0{,}51785) + 150{,}78 = \ 1876{,}1 \text{ kJ/kg}$$

Uz istu snagu i učinkovitost pumpe kao u prošlom poglavlju mogu se izračunati stanja točke 2 (P_{pumpe} = 7,051 MW i η_P = 0,85).

$$h_2 = h_1 + \frac{P_{pumpe} \cdot \eta_P}{\dot{m}_s} = 164{,}773 \text{ kJ/kg}$$

Uz sve poznate točke može se izračunati termički stupanj djelovanja procesa :

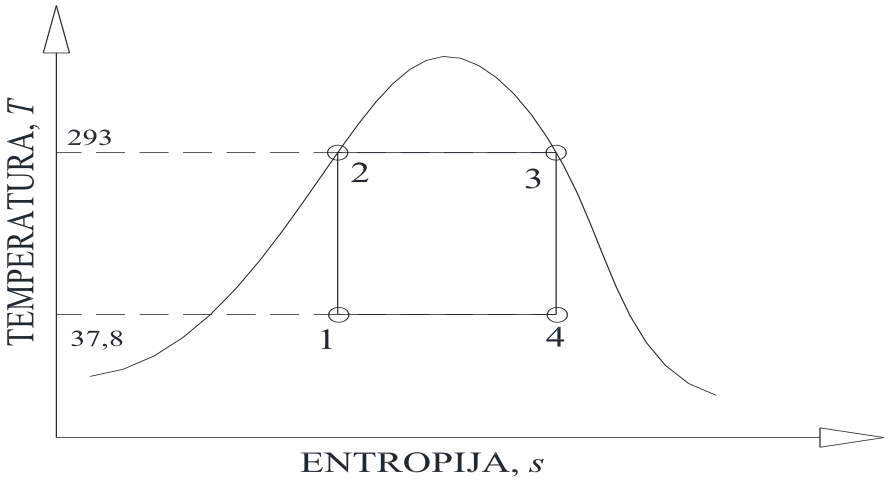
$$\eta_{TER} = \frac{\dot{m}_s \cdot (h_{5-6} \cdot \eta_T) - P_{pumpe}}{\dot{m}_s \cdot (h_{5-2})} = 0{,}371$$



Slika 6.6 *Učinak pregrijavanja pare*

Uspoređujući obični proces sa suhozasićenom i pregrijanom parom prikazanima na slici 6.6., proces 1-2-3-4-6 koristiti suhozasićenu, proces 1-2-3-4-5-6' koristiti pregrijanu paru. Proces s pregrijanom parom daje veći rad, ovaj dodatni rad predstavljen je površinom označenom točkama 4-5-6'-6, naravno ovaj dodatni rad zahtjeva više dodatne topline koja je predstavljena površinom 4-5-C-B. Ukupni učinak je povećanje termičkog stupnja djelovanja što se moglo i vidjeti iz proračuna.

Najvažnija prednost procesa s pregrijanom parom je što se u turbini nalazi manje vode (kapljica) koje dovode do erozije (oštećenja) lopatica. Oštećenje lopatica dovodi do smanjena izlazne snage turbine [11]. Druga prednost je blago povećanje stupnja djelovanja procesa. Međutim, potrebna je i dodatna oprema za pregrijavanje vodene pare što predstavlja nedostatak te dovodi do veće kompleksnosti i cijene ovakve termonuklearne elektrane.



Slika 6.7. *Carnotov ciklus pojednostavljene PWR elektrane prikazan u T-s dijagramu*

Kao i u prethodnim poglavljima na temelju tablice vodene pare mogu se odrediti stanja pojedinih točaka stoga će za točku 1 vrijediti (h_3 = 2760 kJ/kg, $s_3 = s_4$ = 5,759 kJ/kg·K), za točku 2 (h_2= 1306 kJ/kg, $s_2 = s_1$ = 3,88 kJ/kg·K) [12]. Entalpije točaka h_1 i h_4 mogu se pronaći na temelju izraza (6-8) i (6-10) :

$$\begin{cases} s_4 = s_f + x \cdot s_{fg} \\ h_4 = h_f + x \cdot h_{fg} \end{cases}$$

$$h_4 = \frac{h_{fg}}{s_{fg}} \cdot \left(s_4 - s_f\right) + h_f = \frac{2423}{7{,}91} \cdot (5{,}759 - 0{,}52) + 150{,}78 = \ 1756{,}26 \text{ kJ/kg}$$

$$\begin{cases} s_1 = s_f + x \cdot s_{fg} \\ h_1 = h_f + x \cdot h_{fg} \end{cases}$$

$$h_1 = \frac{h_{fg}}{s_{fg}} \cdot \left(s_1 - s_f\right) + h_f = \frac{2423}{7{,}91} \cdot (3{,}2 - 0{,}52) + 150{,}78 = \ 972{,}4 \text{ kJ/kg}$$

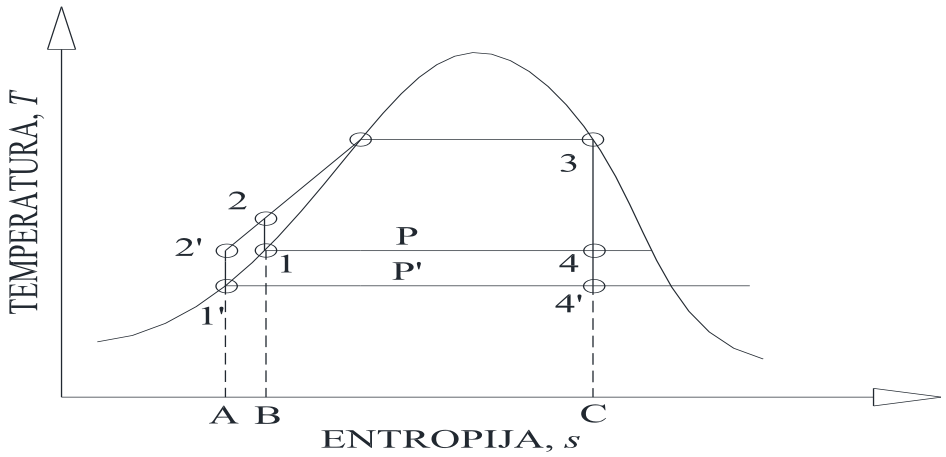
Na temelju prethodni izračunati entalpija može se odrediti stupanj korisnog djelovanja teoretski idealnog procesa:

$$\eta_{TER} = \frac{h_3 - h_4 - (h_2 - h_1)}{h_3 - h_2} = 0{,}407$$

Najveću korisnost ima Carnotov kružni proces koji se sastoji od dva izotermna i dva adijabatska procesa. Stupanj korisnog djelovanja kod Carnotovog procesa ovisi razlici temperatura toplijeg i hladnijeg spremnika te se može zapisati:

$$\eta_{TER} = 1 - \frac{T_C}{T_H} = 1 - \frac{273{,}15+37{,}8}{273{,}15+293} = 0{,}407 \qquad (6-15)$$

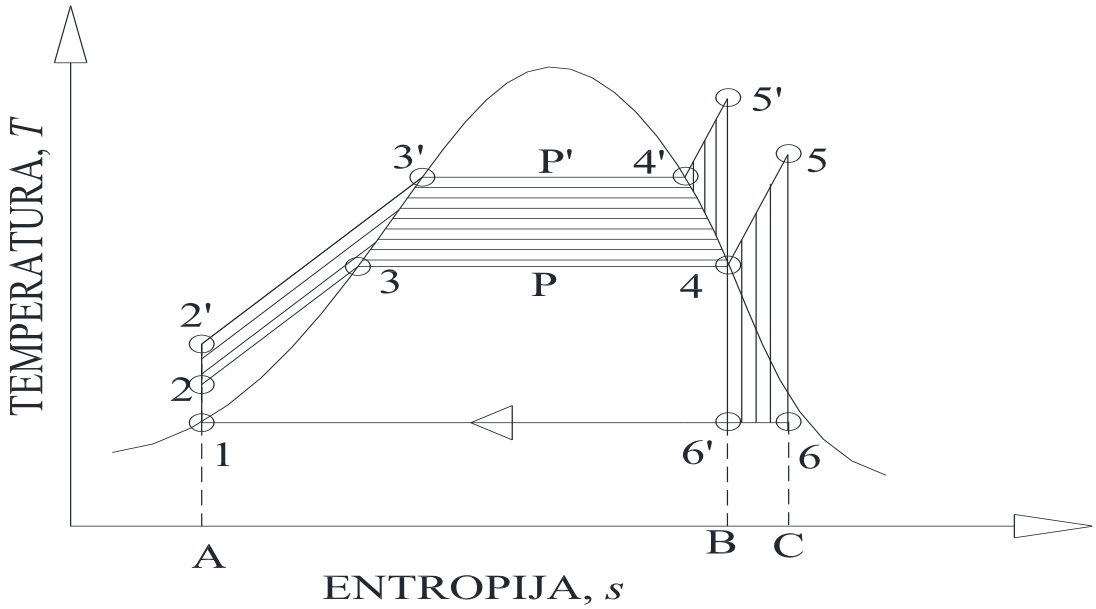
Iz izraza (6-15) može se vidjeti da je moguće povećati stupanj djelovanja procesa povećanjem temperature toplijeg spremnika (temperatura na ulazu u turbinu) (T_H) međutim ovo je ograničeno jer je u uranu kritična temperatura prekristalizacije 665 °C, a materijali odnosno cijevi koje nose uranske šipke ne smiju se zagrijavati na temperaturu veću od 500 °C [11]. Ova činjenica uzroke ograničenje u maksimalnoj temperaturi toplijeg spremnika, također važno je podsjetiti na činjenicu da temperatura vode pod visokim tlakom u primarnom krugu ne smije prijeći kritičnu temperaturu inače će doći do isparavanja te pregrijavanja jezgre. Povećanje stupnja djelovanja moguće je i snižavanjem temperature hladnijeg spremnika (kondenzatora) i snižavanjem tlaka u kondenzatoru (minimalnog tlaka) međutim ovo je ograničeno protokom kondenzatorskog rashladnog sredstva, toplinskim stanjem kondenzatorskog sredstva i/ili temperaturom okoline.



Slika 6.8. *Učinak snižavanja kondenzatorskog tlaka*

Učinak snižavanja kondenzatorskog tlaka može se vidjeti na slici 6.8. Tlak se smanjuje se vrijednosti P na P' pri čemu se koristan rad povećao se za površinu 1-4-4'-1'-2'-2-1. Povećanje dodatnog korisnog rada zahtjeva i povećanje površine dodatne toplina, dodatna toplina predstavljena je površinom 2'-2-B-A. Površine dobivenog dodatnog korisnog rada i dodatne topline približno su jednakog iznosa, međutim dolazi do povećanja termičkog stupnja djelovanja jer se snižava prosječna temperatura neiskorištene topline (odvedene u kondenzatoru). Temperatura neiskorištene topline smanjuje se snižavanjem kondenzatorskog tlaka.

Povećavanjem tlaka u generatoru pare također je moguće povećati stupanj djelovanja PWR elektrane, međutim ovo posjeduje ograničenje kritičnog tlaka koji za vodu koji iznosi 22,1 MPa. Na slici 6.8. može se uočiti učinak povećavanja tlaka radnog medija.



Slika 6.9. *Učinak povećavanja maksimalnog tlaka*

Dva procesa prikazana su na slici 6.8., 1-2-3-4-5-6 i 1-2'-3'-4'-5'-6'. Oba procesa imaju isti minimalni tlak ali različiti maksimalni tlak ($P_{max} = P'$ i $P_{max} = P$). Površine 1-2-3-4-5-6 i 1-2'-3'-4'-5'-6' su približno jednakog iznosa no smanjuje se površina odvedene topline u kondenzatoru (neiskorištene topline) i to za površinu 6'-6-C-B. Dolazi do povećavanja stupnja korisnog djelovanja. Međutim, visoki tlak uzrokuje dodatno povećanje opterećenja i stresa na materijala, a samim time i smanjivanjem životnog vijeka elemenata postrojenja. Stupanj djelovanja tipične PWR elektrane je oko 37 % pri 7 MPa, te oko 40 % pri 10 MPa.

Carnotov proces je idealni ciklus s najvećom termičkim stupnjem korisnog djelovanja što se može vidjeti iz provedenih analiza. No nije praktično ostvariv i služi isključivo u svrhu analize procesa te povećavanju stupnja djelovanja praktičnih procesa na temelju izvršene analize.

Potreban protok pare (kg/h) kako bi se dobila jedinična izlazna snaga (1 kW) (ista izlazna snaga analiziranih procesa) označava se slovima *SR* (engl. *Steam Rate*), a može se izračunati sljedećim izrazom [13]:

$$SR = \frac{3600}{\dot{w}_T - \dot{w}_P} \qquad (6\text{-}16)$$

Za Rankineov ciklus :

$$SR = \frac{3600}{h_3 - h_4 - (h_2 - h_1)} = \frac{3600}{(2784 - 1915{,}086) - (156{,}77 - 150{,}78)} = 4{,}171 \text{ kg/kWh}_\text{e}$$

Za Rankineov ciklus s pregrijanom parom :

$$SR = \frac{3600}{h_5 - h_6 - (h_2 - h_1)} = \frac{3600}{(2896 - 1879{,}1) - (164{,}773 - 150{,}78)} = 3{,}58 \text{ kg/kWh}_\text{e}$$

Za Carnotov ciklus :

$$SR = \frac{3600}{h_3 - h_4 - (h_2 - h_1)} = \frac{3600}{(2760 - 1756{,}25) - (1306 - 972{,}4)} = 5{,}372 \text{ kg/kWh}_\text{e}$$

Dobiveni rezultati mogu se interpretirati na način da je u idealnom Canrotovom ciklusu SR najveći (5,372 kg/kWh$_e$), dok je najmanji za Rankineov ciklus s pregrijanom parom (3,58 kg/kWh$_e$), odnosno zahtjeva najmanje pare za isti iznos snage u odnosu na preostala dva analizirana procesa. Svojstveno za nuklearna postrojenja su relativno niski parametri proizvedene pare. Ovo je uzrokovano svojstvima materijala upotrebljavanih u nuklearnim postrojenjima. Ukoliko se u ukupni proračun uzme i faktor sigurnosti zbog mogućih oscilacija opterećenja i temperaturni pad u generatoru pare, stupanj korisnog djelovanja PWR elektrane će vjerojatno biti nešto niži nego u standardnim termoelektranama (oko 30%). Nuklearno gorivo je jeftino, a oslobođena energija procesom fisije velika stoga su proizvedena električna i toplinska energija iz nuklearnih elektrana jeftinije u odnosu na standardne termoelektrane i toplane.

7. ZAKLJUČAK

Nuklearna energija predstavlja veliki potencijal u proizvodnji električne energije, topline i vodika. Najbitnija značajka nekog izvora energije je raspoloživost njegovih zaliha. Energetski potencijal fisibilnog nuklearnog goriva uz kombinirano korištenje termalnih, brzih i oplodnih reaktora u energetskom sustavu nekoliko je puta veći u odnosu na one koje mogu osigurati poznate iskoristive rezerve ugljena i prirodnog plina. U današnje vrijeme također sve se više pridaje pažnje smanjenju zagađivanja okoliša. Utjecaj nuklearnih postrojenja na biljni svijet zbog kiselih kiša (uzrok sumporov-dioksid), emisije ugljikovog-dioksida koji uzrokuje efekt staklenika i potrošnje kisika u atmosferi je gotovo beznačajan ili zanemariv. Nuklearna postrojenja nakon hidroelektrana najčišća su i ekološki najprihvatljivija postrojenja za proizvodnju energije. Zadatak uvodnog djela rada je bio dati teorijske osnove nuklearne fizike potrebne za razumijevanja procesa fisije i rada nuklearnog reaktora. Energije dobivena u nuklearnim termoelektranama potiče iz spomenutog procesa fisije. Oslobođena energija po fisiji u nuklearnom gorivu iznosi oko 200 MeV. Oslobođena energija fisijama atoma urana i plutonija pretvara se u toplinsku energiju koja se akumulira u reaktoru. Dolazi do rasta temperature reaktora. Ovu oslobođenu energiju potrebno je oduzeti od jezgre rashladnim sredstvom. Oduzeta energija je energija koja se koristi u energetici. Neutroni su najprikladniji za izazivanje fisije. Fisiju prati emisija neurona koji izazivaju nove fisije, ova pojava se naziva samoodrživa lančana reakcija i jedan je od temeljnih za rad nuklearnog postrojenja. Prilikom fisije dolazi do raspada na fisijske fragmente koji posjeduju kinetičku energiju, također može doći do zračenja α, β, γ zračenja koje uzrokuju radioaktivnost. U uvodnom djelu rada također je prikazano značenje poznate Einsteinove jednadžbe $\Delta E=\Delta m \cdot c^2$, koja je od fundamentalnoga značenja za nuklearnu energetiku. Iz navedene jednadžbe može se zaključiti da se malom transformacijom mase (defektom mase) oslobađa ogromna količina energije jer oslobođena energija ovisi o kvadratu brzine svijetlosti. Sljedeće poglavlje rada bavi se fizikalnom teorijom reaktora dan je uvid u energiju fisije i objašnjen pojam termičkih neutrona, prikazana je ovisnost udarnog presjeka o kinetičkoj energiji neutrona i vrsti goriva te napravljena analiza mogućnosti ostvarenja samoodržive lančane reakcije. Na temelju ovog poglavlja može se zaključiti da udarni presjek ovisi o vrsti korištenog nuklearnog goriva te energijama neutrona. Provedenom analizom vidljivo je da je kao gorivo u termičkim reaktorima (neutroni manjih iznosa energije) bolje koristiti kao nuklearno gorivo obogaćeno izotopima ^{235}U ili ^{239}Pu, dok je u brzim reaktorima bolje koristiti ^{238}U. Jedan od glavnih zadataka ovog rada je napraviti termodinamički

proračun termonuklearne elektrane, stoga se četvrto poglavlje bavi izvorom, vođenjem i prijelazom topline u nuklearnom reaktoru. Također je objašnjen pojam ostatne topline. Ostatna toplina predstavlja snagu reaktora kojom reaktor nastavlja raditi i nakon obustave pogona. Ova snaga rezultat je oslobađanja energije i nakon zaustavljanja rada reaktora zbog raspada fisijskih proizvoda u govornim elementima reaktora. Ostatna toplina nikako nije zanemarivog iznosa te je potrebno osigurati potrebno hlađenje reaktora nakon obustave rada kako ne bi došlo do taljenja jezgre. Peto poglavlje bavi se vrstama i tehnologijama rada termonuklearnih elektrana. Prikazane su vrste najčešće korištenih nuklearnih reaktora. Dan je uvid u rad pojedinih reaktora kao i prednosti i mane svakog od njih. Najčešće korišten reaktor je tlakovodni reaktor s vodom pod pritiskom (trenutno više od 230 u svijetu) jer posjeduje relativno visok faktor uz ne preveliku kompleksnost sustava. Termonuklearna elektrana Krško koristi ovakav tip reaktor. Često se vrši usporedba reaktora s kipućeg lakovodnog reaktora (BWR) i reaktora s vodom pod pritiskom (PWR). Prednost BWR reaktor je da se rashladno sredstvo nalazi na nižem tlaku, zbog čega je omogućeno ključanje vode unutar reaktorske posude. Para odlazi u separator vlage te direktno u turbinu zbog čega nema potrebe za sekundarnim krugom za razliku od PWR reaktora. Ukoliko u BWR reaktoru iz određenih razloga prestanu raditi cirkulacijske pumpe, cirkulacija će biti postignuta prirodnim putem zbog povećanja udjela pare unutar posude koja je dovoljna za odvođenje ostatne topline. Međutim BWR ima negativnu stranu što će se povećanjem snage reaktora povećati udio pare unutar posude što će dovesti do smanjivanja moderacije što uzrokuje smanjenje snage. Također, nejednolika aksijalna raspodjela gustoće moderatora uzrokuje aksijalnu ovisnost snage, odnosno, snaga je veća pri dnu jezgre ovo uzrokuje potrebu regulacije rada kontrolnim šipkama. Također kod BWR-a se javlja slabo radioaktivna para koja radioaktivno zagađuje turbinu. BWR i PWR reaktori su reaktori druge generacije. Nove generacije reaktora (treća i četvrta) dovele su do značajnog poboljšanja rada reaktora, iskorištavanja goriva te sigurnosti sustava. Najveći odmak novih generacije je upotreba pasivnih sustava. Pasivni sustav je sustav neovisan o električki pokretanim komponentama. Pasivni sustavi za svoj rad koriste uvijek sveprisutnu gravitacijsku sila, uskladištenu energiju (komprimirani plin, akumulatorske baterije) i pasivne mehaničke komponente. Sljedećim poglavljem rada napravljena je termodinamička analiza PWR nuklearne elektrane kao i prikazan potencijal nuklearne energije. Potrebno je oko 3 kg/dana urana U-235 (izotop urana) za napajanje 740 000 kućanstava dnevno ukupne električne snage 1000 MW_e , što bi zahtijevalo 5529,6 m^3/dan prirodnog plina ili 6750 t/dan ugljena. Iz čega je vidljiv pravi potencijal nuklearne energije. Tipična nuklearna PWR elektrana za svoj rad koristi Rankineov ciklus te joj je termodinamički stupanj djelovanja oko 32 %. Analizom je prikazano

da je potrebno oko 26631064 tona godišnje ugljena ogrijevan vrijednosti H_g= 28 000 kJ/kg za proizvodnju električne energije u iznosu od 6645,78 GWh ili samo 32 tone rude 3,2% obogaćenog urania (ukoliko je pretpostavka da elektrane rade istim stupnjem djelovanja $\eta \approx 33\%$). Za proizvodnju ovog iznosa energije na godišnjoj razini analizirani reaktor termonuklearne elektrane (primarni krug) mora raditi termičkom snagom od 3250 MW. Iznos snage koja se razvija u reaktoru i nakon desetog dana od obustave pogona iznosi 20,8 MW. Ukoliko se u ukupni proračun uzme i faktor sigurnosti zbog mogućih oscilacija opterećenja i temperaturni pad u generatoru pare, stupanj korisnog djelovanja PWR elektrane će vjerojatno biti nešto niži nego u standardnim termoelektranama (oko 30%). Nuklearno gorivo je jeftino, a oslobođena energija procesom fisije velika stoga su proizvedena električna i toplinska energija iz nuklearnih elektrana znatno jeftinije u odnosu na standardne termoelektrane i toplane. Trenutno je u fazi izvedbe fuzijsko postrojenje. Ukoliko se fuzijsko postrojenje realizira ono se može smatrati neograničenim izvorom energije barem što se tiče trenutnih spoznaja. Proces fuzije zasniva se na spajanju lakih jezgara (deuterij – deuterij) ili (deuterij – tricij). Trenutnim tehnički analizama pretpostavlja se da je količina energetskog potencijala sirovina za nuklearnu fuziju oko 4 puta veća u odnosu na koje se mogu osloboditi nuklearnom fisijom[1]. Realizacijom kontrolirane fuzije i izgradnjom komercijalnih fuzijskih elektrana svijet bi konačno mogao uči u eru energetske neopterećenosti ili barem prave energetske održivosti. Uz sve nebrojene prednosti koje pruža proizvodnja energije iz nuklearnih energetskih postrojenja ipak u konačnu tehno-ekonomsku analizu i pri odabiru budućeg smjera razvoja energetike potrebno je višestruko obratiti pažnju na izravan utjecaja rada nuklearnog postrojenja na okolinu. Utjecaj rada nuklearnog energetskog postrojenja je pri normalnom pogon u odnosu na preostale elektrane (osim hidroelektrana) zanemariv no prilikom katastrofalnih događaja, ispuštanja štetnih tvari iz postrojenja, pohranjivanju otpada i pojavi kvarova višestruko veći u odnosu na bilo koje drugo postrojenje. Također, posebno je važno pri analizi uzeti vjerojatnost pojave kritične nesreće "izleta snage", koja je lokalnog tipa, a dovodi do značajnih posljedica za ljude i okoliš na globalnoj razini. Brojčane podatke dobivene analizama ponekada ipak treba uzeti s rezervom jer nesreća koja može veliko geografsko područje učiniti nenastanjivim nije nesreća čija se šteta može procijeniti materijalnim dobrom.

8. LITERATURA

[1] Danilo Feretić: „Uvod u nuklearnu energetiku“, Izdavač: Školska knjiga, 1992.

[2] Portal svjetske nuklearne asocijacije, http://www.world-nuclear.org/, (14.02.2017.)

[3] P. K. Nag: „Power Plant Engineering“, Izdavač: The McGraw Hill Companies, 2008.

[4] Hrvoje Požar: „Osnove energetike 2“, Izdavač: Školska knjiga, 1992.

[5] Lajos Jozsa: „Nuklearne elektrane“

[6] Fakultet elektrotehnike i računarstva Zagreb, https://www.fer.unizg.hr/_download/repository/pred_fisija.pdf, (28.02.2017.)

[7] Fakultet elektrotehnike i računarstva Zagreb, https://www.fer.unizg.hr/_download/repository/ferpogl11a%5B2%5D.pdf, (5.03.2017.)

[8] Portal nuklearne energije, http://www.nemis.hr/index.php/energetske-svrhe/nuklearni-reaktori-elektrane.html, (12.03.2017.)

[9] Nedjeljka Petrić, Ivo Vojnović, Vanja Martinac: „Tehnička termodinamika“, Izdavač: Kemijsko-tehnološki fakultet u Splitu, 2007.

[10] Ahmet Durmayaz, Hasbi Yavuz: „Exergy analysis of a pressurized – water reactor nuclear-power plant “, Izdavač: Istanbul Technical University, 2001.,

[11] Massachusetts Institute of Technology, Nuclear Reactors http://www.mit.edu/~lululi/school/22.312_Thermal_Hydraulics/notes/__all__.pdf, (22.3.2017.)

[12] Đurđa Vasić – Rački: “Bilance tvari i energije II“, Izdavač: Fakultet kemijsko inženjerstva i tehnologije Sveučilišta u Zagrebu, Zagreb, 2003. https://www.fkit.unizg.hr/_download/repository/Termodinamicke_tablice%5B2%5D.pdf (1.4.2017.)

[13] Prof. T. Sundararajan, Prof. U.S.P. Shet : “Capacity of Steam Power Plant“, Izdavač: Indian Institute of Technology Madras

SAŽETAK

Nuklearna energija predstavlja veliki potencijal u proizvodnji energije. Trenutno se dobivena energija iz nuklearnih energetski postrojenja zasniva na procesu raspada atoma na fisijske fragmente. U uvodnim poglavljima diplomskog rad predstavljene su fizikalne osnove nuklearne energetike nužne za razumijevanje rad nuklearnog energetskog postrojenja i spomenutog procesa fisije. Glavni dio rada bavi se analizom goriva nuklearnog energetskog postrojenja, odvođenju topline kao i vrstama i tehnologijama rada nuklearnih energetskih postrojenja. Uz većinu teorijskih razmatranja dan je i numerički primjer. Završni dio rada sastoji se od termodinamičke analize Rankineova ciklus pojednostavljenog reaktora s vodom pod tlakom (PWR). Također je dan uvid u tehnička ograničena ovakvog postrojenja, te mogućnosti poboljšanja stupnja korisnog djelovanja.

Ključne riječi: elektrana, entropija, entalpija, energetika, fisija, nuklearna fizika, nuklearna energetika, termodinamika, temperatura, tlak, toplina, para, reaktor, uran

ABSTRACT

Nuclear energy represents a huge potential in energy production. Produced energy in nuclear power plant si based on fission of atom on fission fragments. In the introductry chapters of this work, basics of nuclear physics are presented witch are necessary for understanding operation of nuclear power plants and fission process. Main part of this work analyzes nuclear fuel, heat conductance, as well as technologies and types of nuclear power plants and reactors. Moste of the theoretical considerations have a numerical examples. Final section consists of thermodynamical analysis of simplified pressurized water reactor (PWR) as well as insight in technical limits of processes and advantages and disadvantages of each of analaysed cycles.

Keywords: entropy, enthalpy, fission, heat, nuclear energy, nuclear energetics, nuclear physics, thermodynamics, temperature, power plant, pressure, steam, reactor, uranium

ŽIVOTOPIS

Rođen sam 4.7.1992. godine u Osijeku. Odrastao sam i živim u Osijeku sa svojim roditeljima ocem Vjeranom, majkom Brankom i bratom Filipom. Školovanje sam započeo u osnovnoj školi "Ljudevita Gaja". Završetkom osnovne škole zainteresiranošću isprva samo za informatikom i elektronikom upisujem srednju Elektrotehničku i prometnu školu Osijek, smjer tehničar za mehatroniku. Završetkom srednje škole dobivam veći interes za energetikom te upisujem Elektrotehnički fakultet u Osijeku, smjer stručni studij elektroenergetika. Tijekom studiranja obavljao sam dvije prakse, jednu u servisu elektronike "ING-ELEKTRONIKA", a jednu u tvrtki za automatizaciju "Danieli Systec". Također, dok sam pohađao razlikovne obveze radio sam kao razvojni inženjer u firmi "Solarni projekti". Od upisa na diplomski studij primam stipendiju HEP-a gdje bih po završetku fakulteta trebao započeti radni odnos. U slobodno vrijeme se bavim športskim penjanjem.