

UNIVERZITET U NOVOM SADU

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

INSTITUT ZA FIZIKU

- diplomski rad -

P R O M E N A I Z O T O P S K O G S A S T A V A
N U K L E A R N O G G O R I V A
S A G O R E V A N J E M U R A N A
U E N E R G E T S K O M R E A K T O R U

juna 1984.

u Novom Sadu

Krmar Miodrag

Zahvaljujem se mentoru dr. Lazaru Marinkovu na pomoći koju mi je pružao od izbora teme ovog diplomskog rada pa sve do njegove krajnje realizacije.

Posebno bih želeo da se zahvalim i A. Kociću na svim korisnim savetima i pomoći koju mi je pružio tokom izrade ovog rada.

S A D R Ž A J

1. U V O D	1
2. N U K L E A R N O G O R I V O	3
3. N U K L E A R N I R E A K T O R	7
4. U M N O Ž A V A N J E I R A S P O D E L A N E U T R O N A U R E A K T O R S K O J S R E D I N I	11
4.1. Umnožavanje neutrona	11
4.2. Prostorna raspodela neutrona	13
5. I Z G A R A N J E I P R O M E N A I Z O T O P S K O G S A S T A V A G O R I V A . . .	17
5.1. Fisija i fisioni fragmenti	18
5.2. Promena izotopskog sastava teških izotopa	22
5.3. Rešavanje diferencijalnih jednačina o promeni izotopskog sastava goriva	26
5.4. Još neki rezultati računskog "Fuelburn" programa .	35
5.4.1. Faktor multiplikacije neutrona	35
5.4.2. Konverzionalni odnos	36
5.4.3. Generisanje energije i stepen sagorevanja goriva	36
5.5. Neki finansijski aspekti proučavanja sagorevanja goriva	38
5.6. Izračunavanje promena izotopskog sastava i izgaranja goriva na primeru lakovodnog reaktora .	40
5.6.1. Opšte o lakovodnim reaktorima	40
5.6.2. Primeri	44
6. Z A K L J U Č A K	71
7. S P I S A K K O R I S Ć E N E L I T E R A T U R E .	72

1. UVOD

Zadnjih godina u sredstvima javnog informisanja često se mogao sresti pojam energetske krize, nažalost sasvim opravdano s obzirom da se svet iz godine u godinu suočava sa sve većim problemima u vezi sa proizvodnjom i potrošnjom energije. Zajedno sa demografskom eksplozijom stanovništva kao i razvojem tehnologije i proizvodnje naglo je skočila potreba za potrošnjom energije, a svedoci smo njenog daljeg porasta koji je inače prilično brz - svakih 14 godina energetska potrošnja u svetu se udvostručava. Prema podatcima koji se mogu naći u referenci /3/, a koji potiču iz 1977. godine, rezerve fosilnog goriva se procenjuju na $100 \cdot 10^{10}$ MWh, a tadašnja potrošnja je bila $0,3 \cdot 10^{10}$ MWh godišnje. Kako se predviđa da će potrošnja 2000. godine dostići i 10^{10} MWh, lako je zaključiti da su postojeće rezerve ograničene. Što se hidropotencijala tiče, i njegovi su kapaciteti ograničeni pa se na njega ubuduće ne može računati kao na faktor koji će dati značajniji doprinos rešavanju ovog problema.

Današnja istraživanja u oblasti nuklearne energetike usmerena su, između ostalog, i na mogućnost dobijanja energije fuzijom, ali za sad to nema nekog praktičnog značaja, s obzirom da se do današnjeg dana kontrolisanim procesom fuzije nije ovladalo, a i ne očekuje se da će se to desiti za neko kraće vreme.

Sve ove navedene činjenice idu u prilog tvrdnji da se prevaziлаženje problema velikog porasta energetske potrošnje za sada može naći u povećanju upotrebe postrojenja koja će raditi na principu nuklearne fisije. Prva nuklearna elektrana priključena na elektroenergetski sistem puštena je u pogon 1956. a godinu dana ranije je zaplovila prva podmornica koju je pokretala energija dobijena iz fisionog reaktora. 1958. porinut je i prvi brod na nuklearni pogon. Do sada je sagrađeno i više nuklearnih toplana, mada je češći slučaj da se za potrebe generisanja toplote za zagrevanje koriste postojeća postrojenja za proizvodnju električne energije. Pomoću toplote dobijene iz nuklearnog reaktora može se vršiti i desalinacija morske vode. Vidimo da je prilično širok spektar mogućnosti upotrebe nuklearne energije i po svoj prilici će se te mogućnosti sve više koristiti. Predviđa se da do 2000. godine 40% električne energije potiče iz nuklearnih elektrana.

Često proces uvođenja nuklearnih postrojenja u šиру upotrebu nije mogao proći bez protivljenja jednog dela javnosti, što je i ra-

zumljivo, s obzirom na sve opasnosti koje se prilikom nuklearnih procesa sreću. Tu se pre svega misli na povećanu radijaciju, kao i mogućnost zagađenja okoline ovakvih postrojenja različitim radioaktivnim materijalima koji bi istekli u sredinu u slučaju nekih eventualnih akcidenata. Osim toga još ne postoji zadovoljavajuće rešenje za skladištenje utrošenog goriva, koje je inače veoma aktivno sa velikim vremenom poluraspada. Sve ove navedene teškoće stoje pred nuklearnom energetikom kao otvoreni problemi čije se rešenje očekuje, ali uzimajući čak i ovo u obzir, svi su izgledi da se bez šire upotrebe nuklearnih postrojenja neće naći izlaza iz sadašnje energetske krize.

Ovaj diplomski rad je iz oblasti nuklearne energetike i tema mu je praćenje sagorevanja goriva i promene koncentracija teških izotopa (U, Pu) i fisionih fragmenata unutar energetskog reaktora. Sagorevanje je fundamentalan proces koji se odvija u nuklearnom reaktoru i ima čitav niz reperkusija na rad kompletног energetskog postrojenja. Od njega zavise uslovi održavanja lančane reakcije, reaktivnost, prostorna raspodela generisanja snage, odvođenje toplote iz reaktora, preko kinetičkih i dinamičkih parametara utiče na upravljanje i stabilnost sistema itd. Osim toga dobro rešen problem sagorevanja direktno utiče na ekonomski aspekt proizvodnje nuklearne energije. Problem sagorevanja se postavlja i rešava još pre izgradnje, prilikom projektovanja nuklearno-energetskog postrojenja, ali je njegovo praćenje nužno i u toku eksploatacije postrojenja sve do prestanka njegovog rada.

gdje su T i τ konstanti, δ koeficijent povlačenja, ρ gustoća, C konstanta, μ eksponent, n eksponent, $\alpha = 1/\delta$ i $\beta = \rho C / \mu$ je problem i treba biti razrešeno.

Prvi član opisuje postrojenje nuklearna i brojne je jedinica nuklearne energije koju napravio svaki pojedinačni deo reaktora, drugi član daje korak po korak detaljnije razmatranje pojedinaca sa istim brojem protona i neutrona, treći član opisuje rezultatske efekte koji će ovde pojavljivati više ili manje težocodili posledici. Član četvrti sadrži o kvalitetu i rezultatu pravnenih mera.

Četvrti poslednji član ova "Plana" je jednostavno mala se predstava o stabilnosti izotopa u odnosu na fizičku i hemijsku površinu. Upravo odnosni osi su oznake postrojenja, okrug je najveći osnovni apotinjan jeftinjenem jekograđom zelenovom slike.

2. NUKLEARNO GORIVO

Za sada jedini način kontinuiranog i kontrolisanog dobijanja energije korišćenjem nekog od nuklearnih procesa, koji je našao širu primenu u energetici, je nuklearna fisija. To je jedan egzergičan proces u kome se teško jezgro cepa na dva dela uz gama zračenje i oslobođanja nekoliko neutrona. Energija koja se dobija pri svakoj fisiji potiče od razlike energije veze teškog jezgra koje se raspada i lakoj jezgara koja tom prilikom nastaju. Vezivna energija po jednom nukleonu iznosi oko 7,5 MeV za jezgro masenog broja $A=240$ a 8,5 MeV za jezgro sa $A=120$ i zato se podelom nekog teškog izotopa na dva fragmenta oslobođa energija reda veličine 200 MeV. Ova se energija najvećim svojim delom predaje fisionim fragmentima u obliku kinetičke energije što dovodi do povećanja energetskog sadržaja sredine u kojoj se fisija odigrala a očituje se porastom temperature.

Da bi se objasnile neke osobine jezgra, kao i fisija, koriste se različiti modeli iz razloga što današnjem nivou znanja u nuklearnoj fizici još uvek nije poznato šta se sa neutronima i protonima u jezgru dešava. Sama priroda nuklearnih sila koje nukleone drže na okupu još je uvek nepoznata, a osim toga javlja se i problem više tela s obzirom da se tu radi o A nukleona.

Pomoću modela kapi koji je Nils Bor razvio po analogiji između atomskog jezgra i kapi tečnosti, može se izračunati masa i vezivna energija jezgra. Vezivna energija bi bila :

$$W = -\alpha M + \beta \frac{(2Z-A)^2}{A} + 4\pi G \gamma_0 Z^2 A^{2/3} + \frac{3}{5} \frac{e^2}{\gamma_0} Z^2 A^{-1/3} \quad (2.1.)$$

gde su α i β koeficijenti, γ_0 je konstanta, G -koeficijent površinskog napona, e -elementarno nanelektrisanje a Z i A broj protona i maseni broj respektivno.

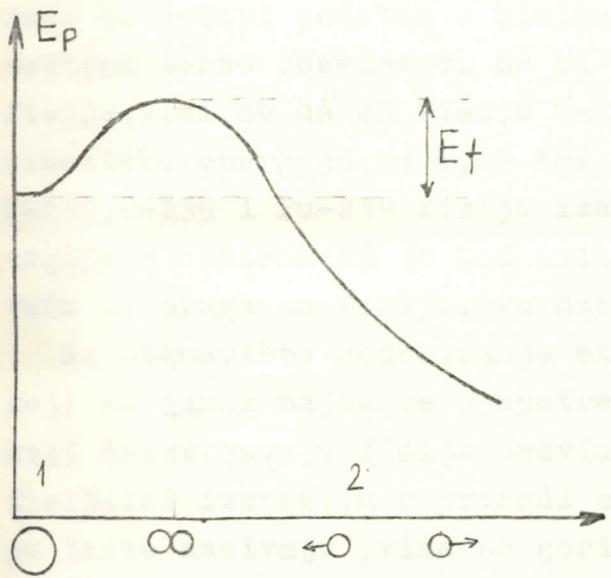
Prvi član opisuje privlačenje nukleona i brojno je jednak onoj energiji koja napusti sistem prilikom formiranja jezgra, drugi član daje korekciju zbog osobine da su najstabilnija ona jezgra sa istim brojem protona i neutrona, treći član opisuje površinske efekte koji se ovde pojavljuju slično kao kod tečnosti dok poslednji član vodi računa o kulonovskoj repulziji protona u jezgru.

Pomoću poslednja dva člana ove jednačine može se predvideti stabilnost nekog izotopa u odnosu na fisiju. Sila analogna površinskom naponu tečnosti teži da zadrži nukleone na okupu sa najmanjom mogućom spoljnjom površinom jezgra, dok kulonovske sile

teže da ga razore. Od odnosa ova dva faktora zavisi koliko je dati izotop stabilan.

$$\frac{\frac{2}{5} \frac{e^2}{Z_0} Z^2 A^{-\frac{1}{3}}}{4\pi Z^2 G A^{2/3}} = \frac{3 e^2}{20\pi Z^3} \frac{Z^2}{A} \quad (2.2.)$$

Ukoliko je ovaj odnos manji od 2, jezgro je stabilno i ne postoji mogućnost da doživi spontanu fisiju. Ako bi se sada uvrstile brojne vrednosti svih konstanti koje ovde figurišu dobio bi se uslov koji su izveli Bor i Veler, a koji govori da je jezgro kod koga je odnos $\frac{Z^2}{A} \geq 47,8$ nestabilno do te mere da bi doživljavalo spontanu fisiju neposredno nakon svoga formiranja. Za prirodne izotope kao i za određen broj transurana, ovaj je odnos manji od 47,8 tako da je potrebno dovesti izvesnu energiju sa strane da bi se ovakvo jezgro raspalo. Dovođenjem energije sa strane jezgro se deformiše, slobodna površina mu se povećava, i ukoliko je dovoljno pobuđeno, privlačenje koje potiče od površinskih efekata se smanji do te mere da više nije u mogućnosti da kompenzuje kulanovske sile i jezgro se deli.



sl. 2.1.

Na slici je prikazana zavisnost potencijalne energije jezgra E_p (koju sačinjavaju površinska i elektrostatička kulanova energija) u delu 1 od deformacije jezra a u delu 2 od rastojanja fisionih fragmenata koji se međusobno razdvajaju.

Da bi došlo do deobe jezgra potrebno je preći preko fisione barijere dovođenjem energije aktivacije ili kritične energije fisije E_f .

Ova se energija jezgru može najjednostavnije predati putem apsorpcije neutrona. Jezgro X_{A+1} nastalo od izotopa X_A apsorpcijom neutrona prima njegovu kinetičku energiju, kao i energiju veze koja se oslobađa prilikom zahvata neutrona.

Pogledajmo sada neke vrednosti za energiju aktivacije kao i za energiju veze neutrona kod pojedinih izotopa.

jezgro	U-235	U-238	Pu-239
E_f [MeV]	5,75	5,85	5,5

tabela 2.1. Aktivacione energije

Vezivna energija koja bi se oslobodila apsorpcijom neutrona u U-235 bi bila :

$$E_V = (M_{235} + M_n - M_{236}) \cdot c^2 = (M_{235} + M_n - M_{236}) \cdot 931,45 = \\ = (235,04393 + 1,00866 - 236,04573) \cdot 931,45 = 6,40 \text{ MeV}$$

faktor 931,48 potiče od konstante koja prevodi izotopske mase iz grama u atm i kvadrata brzine svetlosti c. Slično se izračunava i za druge izotope a dobijene vrednosti su prikazane u tabeli 2.2.

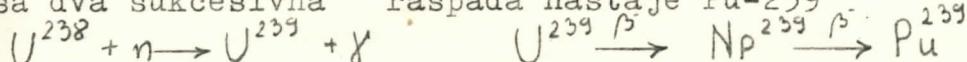
jezgro	U236 (U235+n)	U239 (U238+n)	Pu240 (Pu239+n)
E_V [MeV]	6,40	4,76	6,38

tabela 2.2. Vezivna energija neutrona

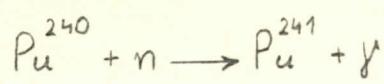
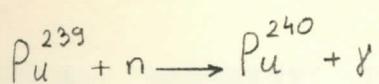
Iz razlike aktivacione energije i vezivne energije neutrona može se dobiti podatak o minimalnoj kinetičkoj energiji koju bi neutron morao posedovati da bi kroz proces apsorpcije izazvao fisiju. Vidi se da za fisiju U-238 i Th-232 neutron mora da ima kinetičku energiju od 1,09 MeV i 0,83 MeV respektivno, dok kod U-233, U-235 i Pu-239 fisiju izaziva i neutron bez kinetičke energije s obzirom da je kod ovih izotopa energija veze neutrona veća od praga za fisiju. Ovu osobinu takođe ima i Pu-241.

Sa stanovišta generisanja energije u nuklearnim reaktorima koji su danas najčešće u upotrebi, posebno su značajni izotopi koji doživljavaju fisiju sasvim sporim neutronima. To su tzv. fisibilni izotopi, a u prirodi se od njih nalazi samo U-235 koja često nazivaju primarno gorivo dok se U-233, Pu-239 i Pu-241 dobijaju nuklearnim reakcijama i nazivaju se sekundarna goriva. U prirodi se još nalaze i U-238 i Th-232 a njihovo prisustvo u reaktoru je izuzetno korisno jer zahvatom neutrona i naknadnim β -raspadom prelaze u veštačke fisibilne izotope. Zbog toga se U-238 i Th-232 nazivaju oplodnim materijalima a ovaj proces je konverzija nuklearnog goriva.

U-238 zahvata neutron i prelazi u nestabilni U-239 a iz ovoga sa dva sukcesivna raspada nastaje Pu-239



Pu-239 može da doživi fisiju, ali isto tako kao i U-238 da radijativnim zahvatom pređe u Pu-240, a ovaj na identičan način u Pu-241.



Pu-241 može da nastavi ovaj niz, i zahvatom neutrona uz naknadnu emisiju β -čestice pređe u Am-242, što sa energetskog stanovišta nije zanimljivo. Daleko je značajnije što je Pu-241 takođe fisiabilan, ali ne daje veći učinak u generisanju energije zbog malog perioda poluraspada od 13,2 godine.

Konačno U-233 nastaje iz Th-232 sledećom reakcijom:



Energije koje se prilikom fisije oslobođaju date su za pojedine izotope u sledećoj tabeli:

izotop	Th-232	U-233	U-235	U-238	Pu-239	Pu-241
E MeV	196,5	201,2	204,0	207,6	213,3	217,8

Th-232 se nalazi u prirodi kao i tri uranova izotopa U-234, U-235 i U-238, koji su u prirodnom uzorku zastupljeni u sledećim procentualnim odnosima: 0,006%, 0,714% i 99,28% respektivno.

U samom gorivu se fisibilni U-235 koristi u različitim procentima. Ako ga ima 0,714% dok ostatak sačinjava U-238 radi se o reaktoru koji koristi prirodno uranijumsко gorivo. Kod slabo obogaćenog goriva je separacijom izotopa postignuto da koncentracija U-235 iznosi od 0,9% do 5%, dok jako obogaćeno gorivo sadrži i do 20% U-235.

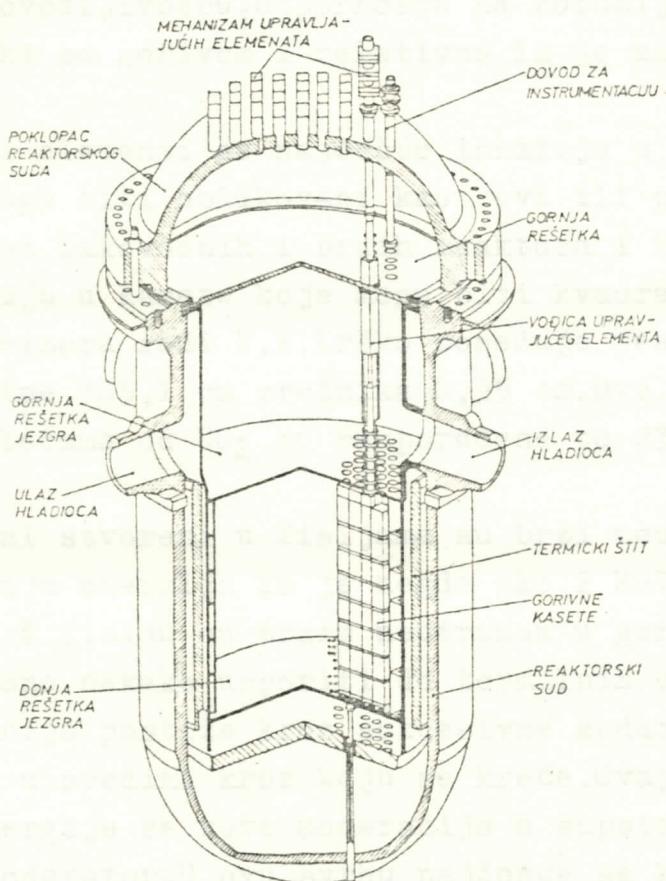
Kao gorivo U-235 se može koristiti u više oblika. Jedan od načina upotrebe je uranijum metal, bilo da je čist, bilo legiran, obično sa malim procentom molibdена за postizanje boljih mehaničkih osobina. Keramički materijali se dobijaju sinterovanjem prahova oksida, nitrida, karbida, sulfida ili silicida urana. Za sad se najviše koristi UO_2 i to u obliku tableta koje se slažu u gorivne elemente. Osim ovog u upotrebi su i monokarbid UC, nitrid UN ili rastvor UC-PuC.

Nuklearni reaktor

Uvećajmo opisano u predhodnom poglavljiju mesto niti unutar jednog reaktora raspoređeno po moderatoru koji je u praktičnim reaktorima (npr. akvator) u obliku vode. U reaktori uobičajeno je da moderatori raspoređuju se po reaktoru tko vidi se u gorivne elemente, tri se spajaju u sklopove, tko se čini da raspored reaktorne koncentracije generisanja i određenja snage, tko je fizički mogući su male velike aktivnosti mase, u ustanovama u kojima

3. NUKLEARNI REAKTOR

Uredaj u kome se odvija lančana reakcija fisije je nuklearni reaktor. Funkcionalne komponente su mu gorivo, moderator, hladilac, kontrolni sistem, reaktorski sud itd. Treba da bude tako konstuišan da omogućuje bezbedno odvijanje lančane reakcije i odvođenje toplotne energije koja se tom prilikom oslobađa. Deo reaktora u kome je smešteno gorivo naziva se reaktorsko jezgro. Prvi reaktor je pušten u rad 1942. godine u SAD. Izgled jednog vodom hlađenog reaktora je dat na slici 3.1.



sl. 3.1. Nuklearni reaktor

Gorivo opisano u predhodnom poglavlju može biti unutar jezgra homogeno raspoređeno po moderatoru koji je u ovakvim slučajevima obično čvrst (grafit). Ovo su reaktori male snage. Najčešće se gorivo heterogeno raspoređuje po reaktoru tj. slaže se u gorivne elemente, a ovi se spajaju u složenije sklopove. Ovo se čini iz razloga veće koncentracije generisanja i odvođenja snage, zatim fisioni proizvodi koji su inače velike aktivnosti nastaju u ograničenom delu

prostora, a manja je i opasnost od radijacionog oštećenja hladioca, moderatora i ostalih konstrukcionih delova. Samo gorivo ima osobinu da intezivno hemijski reaguje sa većinom materijala koji služe za moderaciju i hlađenje. Metalni U i Pu su posebno poznati kao hemijski aktivni, pa se iz tog razloga gorivni elementi, onakvi kakvi se koriste dobijaju na taj način što se fisioni materijal oblaže zaštitnom košuljicom. Uloga ove zaštite je da spreči zagađenje reaktora prodiranjem fisionih fragmenata u moderator i hladilac. Obično se košuljica izrađuje od Zr, cirkaloja ili Al s obzirom da oni u najvećoj meri zadovoljavaju zahteve za mehaničkom čvrstoćom, toplotnom provodljivošću, otpornošću na koroziju, a osim toga ne reaguju hemijski sa gorivom i relativno im je mali presek za apsorpciju neutrona.

Gorivni elementi se najčešće izrađuju u obliku cilindričnih šipki, mada mogu biti oblikovani kao cevi ili ploče. Šipke se upotrebljavaju kod lakovodnih i brzih reaktora i radi lakšeg manipulisanja povezuju u kasete koje mogu biti kvadratnog ili šestougaonog preseka. Primera radi N.E.Krško poseduje reaktor u kome ima 28435 šipki dužine 385,1 cm prečnika 0,95 cm. Ove šipke od cirkaloja punjene tabletama od UO_2 su raspoređene po 235 u kasetu kojih inače ima 121.

Neutroni stvorenici u fisijama su brzi neutroni u većini slučajeva - srednja energija im je negde oko 2 MeV. Kako je verovatnoća za zahvat i fisiju sa brzim neutronom u gorivu mala, to je nužno ove neutrone nekako usporiti do termalnih energija reda eV. To se najefikasnije postiže kroz sukcesivne sudare neutrona sa pojedinim česticama u sredini kroz koju se kreće. Ovaj proces disipacije neutronске energije se zove moderacija a supstanca u kojoj se ovo dešava je moderator. U ovu svrhu najčešće se koriste H_2O , D_2O i grafit.

Tokom celog rada reaktora kroz jezgro cirkuliše hladilac sa zadatkom da odvodi onu energiju koja se pri fisiji oslobađa i da je preda sekundarnom krugu gde će se transformisati u oblik koji nam odgovara, a da pri tom održava jezgro na stalnoj temperaturi. Hladilac može biti gas (CO_2 , He) ili tečnost (H_2O , D_2O , neke organske tečnosti kao i tečni metali, Na naprimjer).

Da bi se moglo upravljati lančanom reakcijom i intervenisati u slučaju nekih odstupanja od uobičajenog stanja u reaktoru, imamo i kontrolni sistem koji se sastoji od dobrih neutronskih apsorbera u obliku šipki koje se po potrebi spuštaju ili vade iz jezgra. Obično se to radi sa kadmijumskim šipkama. Postoji još i mogućnost

da homogeno u moderator pomešamo neki neutronski apsorber, kao borenu kiselinu H_3BO_3 ili kadmijum-sulfat $CdSO_4$.

Reaktori se na osnovu svoje tehničke izvedbe kao i načina funkcionalisanja mogu podeliti na više grupa. Jedna od mogućih podela bi bila po tome u kojoj se meri vrši konverzija goriva. Faktor konverzije se definiše kao :

$$C = \frac{\text{broj novostvorenih fisibilnih jezgara}}{\text{broj utrošenih fisibilnih jezgara}}$$

Ako se konverzija vrši u maloj meri tj. nemamo znatnijeg stvaranja novih fisibilnih jezgara tada je $C < 1$. Ako je C približno jednako jedinici radi se o konvertoru, a ako se više fisibilnih jezgara stvara nego što se troši reaktor se naziva oplodnim reaktorom ili briiderom. Na ovaj način moguće je potpuno iskorišćenje i nefisibilnih izotopa U^{238} i Th^{232} .

Ukoliko u jezgru reaktora postoji moderator i neutroni se usporavaju do termalnih energija da bi kao takvi izvršili fisiju, tada kažemo da se radi o sporom ili termičkom nuklearnom reaktoru. Kod brzih nuklearnih reaktora se ne vrši moderacija i nove fisije se izazivaju brzim neutronima. Ovakvi reaktori se grade ali još nisu ušli u širu upotrebu za razliku od intermedijarnih reaktora koji rade sa delimično usporenim neutronima, i koji su izašli iz upotrebe.

Kod heterogenih reaktora najčešći je slučaj da se hlađenje i moderacija istovremeno izvode običnom ili teškom vodom. Između ove dve vrste reaktora postoje i konstrukcione razlike.

Lakovodni reaktor je moderiran običnom vodom čiji je presek za interakcije sa neutronima znatan zbog velike koncentracije vodonika. Ova činjenica kao posledicu za sobom povlači i to da se ne može koristiti prirodno uranijumsко gorivo, već slabo obogaćeno od 2 do 4%, najčešće u obliku tableta od UO_2 . Zapremski odnos goriva i hlađioca je 1:1. Migraciona dužina neutrona u vodi kao dobrom moderatoru je relativno mala što nam omogućava kompaktno pakovanje gorivnih elemenata. Rezultat ovakve konfiguracije je da ovi reaktori imaju najveću gustinu snage i najmanju zapreminu. Najčešće se prave kao ključajući (BWR) ili kao reaktori hlađeni vodom pod pritiskom (PWR). Teška voda D_2O i pored svoje skupoće je dosta korišćena kao moderator jer joj je presek za interakcije sa termalnim neutronima daleko manji nego kod lake vode, što nam omogućava da u reaktoru koristimo prirodno uranijumsko gorivo. Rešetka ovakvih reaktora je

dosta razređena tako da imamo jezgra velike zapremine i malu gus-
tinu snage. Prave se samo u PWR izvedbi, ključajući reaktori se ov-
de izbegavaju zbog isparavanja teške vode. S obzirom da se ovde ra-
di o reaktorima velike zapremine visoki pritisak se ne održava u
celom sistemu, već samo u cevima kroz koje struji hladilac.

4. UMNOŽAVANJE I RASPODELA NEUTRONA U REAKTORSKOJ SREDINI

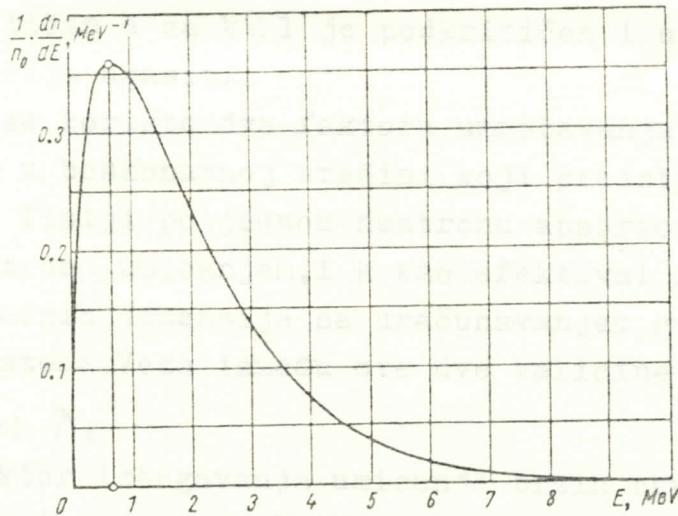
4.1. Umnožavanje neutrona

Da bi se unutar reaktora generisala energija potrebno je da se u njegovom jezgru kontinuirano odvija proces lančane reakcije fizijske. Poznato je da do fizijske dolazi interakcijom teškog jezgra i slobodnog neutrona, a nakon toga se kao produkt dobijaju dva lakša jezgra kao i 2 do 3 neutrona. Ova neutronska multiplikacija predstavlja prvi preduslov za nastavak i trajanje lančane reakcije. U sledećoj tablici je navedeno koliko se prosečno neutrona dobije pri deobi pojedinih fisibilnih jezgara.

izotop	U-233	U-235	Pu-239	Pu-241
✓	2,49	2,42	2,87	2,93

tabela 4.1.

Neutroni nastali na ovaj način imaju širok spektar energija od nulte pa sve do 10 MeV, a energetska distribucija im je prikazana na slici 4.1.



sl. 4.1. Energetska raspodela fisionih neutrona

Analitički se ova kriva raspodele energija može izraziti pomoću empirijske formule :

$$\frac{1}{n_0} \cdot \frac{dN}{dE} = \frac{\alpha}{\nu} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{T}} \quad (4.1.)$$

Ovde je η ukupan broj posmatranih neutrona, a T i α su konstante specifične za svaki teški izotop. Za U^{235} ove konstante imaju sledeće vrednosti: $\alpha = 1,872 \text{ MeV}^{-\frac{3}{2}}$ i $T = 1,290 \text{ MeV}$. Srednja energija je na oko 2 MeV dok je maksimum distribucije na oko 0,7 MeV.

Ovi neutroni se sada gube bilo umicanjem bilo apsorpcijom u različitim materijalima, ali ukoliko bar jedan neutron po svakoj fizijskoj bude apsorbovan u nekom od fisibilnih nuklida i u njemu izaževoje fisijsku lančanu reakciju će se nastaviti. Faktor umnožavanja neutrona se definiše kao:

$$k = \frac{\text{brzina stvaranja neutrona}}{\text{brzina nestajanja neutrona}} \quad (4.2.)$$

Procesi kroz koje neutroni prolaze od nastanka do nestajanja zovu se jednim imenom ciklus, a umnožavanje ide od jedne generacije do druge. Neutroni jednog ciklusa su nastali pošto su svi neutroni iz predhodnog ciklusa izgubljeni. Shodno ovome k se može definisati kao

$$k = \frac{\text{broj neutrona u } (n+1) \text{ ciklusu}}{\text{broj neutrona u } n\text{-tom ciklusu}} \quad (4.2.a.)$$

U stacionarnom stanju po svakom izgubljenom neutronu treba da nastane jedan novi tj. $k = 1$. Reaktor je tada kritičan. Za $k > 1$ kaže se da je nadkritičan a za $k < 1$ je podkritičan i u ovom slučaju će se lančana reakcija ugasiti.

U praksi se koriste dva faktora umnožavanja: k_∞ kao multiplikacioni faktor u beskonačnoj sredini koji predstavlja broj neutrona nastalih pri fisijskoj po jednom neutronu apsorbovanom u reaktoru bez gubitaka neutrona umicanjem, i k kao efektivni faktor umnožavanja u reaktoru konačnih dimenzija sa uračunavanjem gubitaka umicanjem neutrona iz sistema. Veza između ove dve veličine je:

$$k = k_\infty \cdot \lambda_b \cdot \lambda_t \quad (4.3.)$$

gde je λ_b faktor izbegavanja umicanja brzih neutrona, a λ_t faktor izbegavanja umicanja termalnih neutrona, i oba su manja od 1. k_∞ se može izračunati preko tzv. formule četiri faktora

$$k_\infty = \mathcal{E} \cdot \eta \cdot p \cdot f \quad (4.3.a.)$$

\mathcal{E} je faktor brze fisijske i kako je malo veći od 1 on ukupnom broju neutrona nastalih u jednom ciklusu dodaje i izvestan broj neutrona koji su proizvodi fisijske izazvane brzim neutronima. η je faktor umnožavanja u gorivu i vodi računa o gubitcima radijativnom apsorpcijom, jer se pri tome ne odigrava fisijska uz oslobađanje novih neut-

rona. P je faktor izbegavanja rezonancija i pomoću njega se dobija koliko je neutrona izbeglo apsorpciju u rezonancijama U^{238} i termalizovalo se. Konačno $\frac{f}{k}$ je odnos neutrona apsorbovanih u gorivu i apsorbovanih u drugim reaktorskim materijalima a zove se faktor iskorisćenja termičkih neutrona.

Izgaranjem goriva u reaktoru stvaraju se fisioni produkti koji vrše znatnu apsorpciju neutrona što sve dovodi do smanjivanja multiplikacionog faktora k . Zbog toga se reaktori grade sa već nekom unapred ugrađenom reaktivnošću (1,3 na primer), s tim da se na početku gorivnog ciklusa kritičnost održava kontrolnim apsorberima, a u momentu kada su fisioni produkti dostigli toliku koncentraciju da je i bez upotrebe kontrolnih apsorbera $k=1$ može se pristupiti zameni goriva.

Vremenska zavisnost broja neutrona u reaktoru se veoma lako izvodi i iznosi:

$$N = N_0 e^{\frac{-\delta k}{t_n} \cdot t}$$

gde je $\delta k = k-1$ višak faktora umnožavanja, a t_n srednje vreme

trajanja neutrona u sistemu. Ovde nisu uzeti u obzir zakasneli neutroni iz fisionih produkata. Uračunaju li se i oni menja se t_n jer se sada ukupno vreme trajanja generacije produžava. Ovi zakasneli neutroni inače imaju veliku ulogu pri stabilisanju rada reaktora i olakšavaju njegovo upravljanje.

4.2. Prostorna raspodela neutrona

Uslovi za održavanje lančane reakcije određeni su vrstom, količinom i raspodelom fisionog, moderatorskog i ostalog materijala. Time je određen i faktor k_∞ . Osim toga za odvijanje fisionog procesa je bitna i geometrija sistema jer od nje zavisi umicanje neutrona iz sistema pa prema tome i efektivni faktor umnožavanja neutrona u reaktoru. Za određivanje umicanja neutrona nužno je poznavati na koji se način oni prostiru kroz sredinu, kao i koje vrste interakcija se odvijaju između neutrona i te sredine. To se opisuje pomoću tzv. transportne jednačine. Osim toga da bi se moglo pratiti izgaranje goriva i generisanje energije u svakoj tačci reaktora potrebno je znati kolikom neutronskom fluksu je to gorivo u toj tačci bilo izloženo tokom vremena. Iz ovog se vidi da bez poznavanja prostorne raspodele fluksa kao rešenja transportne jednačine ne bi bilo moguće izgraditi bilo kakav analitički model za rukovanje reaktorom i

gorivom. Sama jednačina je u stvari jednačina konzervacije gustine neutrona kao funkcije koordinata, pravca kretanja i energije. Dobijena je na taj način što se u nekoj tačci prostora određenoj vektorom \vec{r} u jediničnoj zapremini posmatraju gubitci i produkcija neutrona. Promena gustine neutrona bi bila:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \left(\text{produkacija neutrona} \right)_{\text{u jedinici vremena}} - \left(\text{apsorpcija neutrona} \right)_{\text{u jedinici vremena}} - \left(\text{isticanje neutrona} \right)_{\text{u jedinici vremena}}$$

Ukoliko još smatramo da je $k=l$ tj. posmatramo stacionarno stanje tada je $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$. Ovim smo jednačinu uprostili jer smo eliminisali vremensku zavisnost veličina koje u njoj figurišu. U razvijenom obliku jednačina izgleda:

$$-\nabla [D(\vec{r}, E) \nabla \Phi(\vec{r}, E)] + \sum_t(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, E) = \int_0^\infty \sum_s(\vec{r}, E' \rightarrow E) \Phi(\vec{r}, E') dE' + \\ + \frac{\mathcal{H}(E)}{\lambda} \int_0^\infty \sum_f(\vec{r}, E') \Phi(\vec{r}, E') dE' \quad (4.4.)$$

$\Phi(\vec{r}, E)$ je skalarni neutronski fluks, $D(\vec{r}, E)$ difuziona konstanta, $\sum_t(\vec{r}, E)$ je makroskopski presek koji uključuje zahvat, fisiju i rasejanje neutrona, $\sum_s(\vec{r}, E' \rightarrow E)$ je makroskopski presek za prelaz neutrona iz E' energije u energiju E , $\sum_f(\vec{r}, E)$ je makroskopski presek za fisiju, $\mathcal{H}(E)$ - broj neutrona oslobođenih pri fisiji, λ je multiplikaciona konstanta za reaktor. Dva člana na levoj strani ove jednačine opisuju gubitke neutrona isticanjem iz sistema i interakcijama sa okolnim jezgrima, dok dva člana na desnoj strani ove jednačine daju produkciju neutrona u energetskoj grupi koja se posmatra, usporavanjem neutrona iz viših energetskih grupa i fisijom.

Ova je jednačina integro-diferencijalnog tipa i u opštem slučaju se analitički ne može rešiti, pa se primenjuju neki numerički metodi ili se uvode izvesne aproksimacije zahvaljujući kojima se u nekim uprošćenim slučajevima mogu naći i neka analitička rešenja.

Kako su veličine i parametri u ovoj jednačini u isto vreme funkcije i koordinata i energije prva aproksimacija bi bila da se prati kretanje neutrona u homogenoj sredini tj. takvoj sredini gde bi sve tačke prostora bile sa jednakim osobinama i na taj bi se način eliminisala zavisnost svih efikasnih preseka kao i difuzione konstante od koordinata. Ovo radimo i za proračune heterogenih reaktora s tim da se učinjena homogenizacija smatra u ovom slučaju aproksimacijom. S obzirom da fisioni neutroni imaju širok spektar energi-

ja, da bi se pojednostavnilo izračunavanje najpogodnije je ovaj interval podeliti u nekoliko grupa, gde bi se neutronima svake grupe pripisala neka srednja energija. Takođe se vrši i usrednjavanje svih energetski zavisnih parametara za svaku energetsku grupu. Najjednostavniji slučaj bi bio kada bismo predpostavili da se svi neutroni kreću istom brzinom. To bi bio tzv. jednogrupni postupak i zbog dos- ta grube aproksimacije koju smo upotrebili pri usrednjavanju ener- gije kao i ostalih promenljivih parametara, rezultat bi smo dobili sa velikom greškom. Višegrupni postupci su svakako tačniji utoliko pre ukoliko se celokupan spektar neutronskih energija podeli na veći broj grupa. Svaka se grupa može opisati jednačinom (4.4.) a kako neutroni usporavanjem prelaze iz grupe u grupu, dobio bi se praktično sistem spregnutih diferencijalnih jednačina čiji je postupak rešavanja utoliko teži ukoliko je broj jednačina veći.

Jedan od mogućih jednostavnijih načina rešavanja pri kome se ne zahteva preterana tačnost bi bio dvogrupni postupak. Svi neutroni se dele u dve grupe: termalnu - energija do 0,5 eV i epitermalnu sa energijama preko 0,5 eV. Ovakvu podelu je moguće izvesti na osnovu činjenice da se u raznim energetskim oblastima neutroni različito ponašaju. Najveći deo fisija se odigrava u termalnom delu spektra dok brži epitermalni neutroni nemaju većeg učinka u generisanju ener- gije jer najčešće doživljavaju rezonancije kao i razna elastična i neelastična rasejanja. Ponašanje neutrona u ove dve grupe opišemo jednačinom (4.4.), i uz sve aproksimacije koje su navedene dobijaju se sledeća dva izraza:

$$D_1 \nabla^2 \Phi_1(\vec{r}) - \sum_1 \Phi_1(\vec{r}) + Q_1(\vec{r}) = 0 \quad (4.5.)$$

$$D_2 \nabla^2 \Phi_2(\vec{r}) - \sum_2 \Phi_2(\vec{r}) + P \sum_1 \Phi_1 = 0 \quad (4.6.)$$

Q_1 predstavlja izvor brzih neutrona i može se naći kao :

$$Q_1(\vec{r}) = \sum_1 \Phi_1 P f \lambda_t \eta \epsilon = \sum_1 \Phi_1 K_\infty \lambda_t \quad (4.7.)$$

Φ_1 i Φ_2 su fluksevi brzih i termalnih neutrona, \sum_1 i \sum_2 su makroskopski preseci za apsorpciju brzih i termalnih neutrona respektivno. Član $P \sum_1 \Phi_1$ daje koliko neutrona usporavanjem pređe iz epitermalne u termalnu grupu.

Da bi se rešio ovaj sistem od dve jednačine uvodi se i poslednja aproksimacija. Predpostavlja se da se odnos Φ_2/Φ_1 ne menja u prostoru tokom vremena, što nikada nije slučaj, ali se uvođenjem ovoga i ne

pravi neka velika greška.

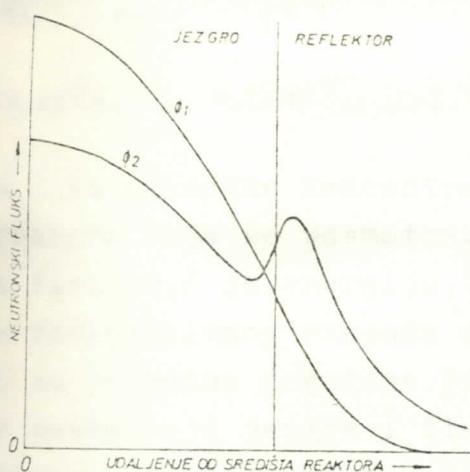
Ako se još radi o sistemu sa reflektorom neutrona koji se nalazi oko jezgra potrebno je postaviti još par jednačina koje će se odnositi na reflektorsku sredinu i koje su veoma slične onima za gorivo samo što im nedostaje član za izvor brzih neutrona.

$$D_{17} \nabla^2 \phi_{17} - \sum_{17} \Phi_{17} = 0 \quad (4.8.)$$

$$D_{27} \nabla^2 \phi_{27} - \sum_{27} \Phi_{27} + \sum_{17} \Phi_{17} = 0 \quad (4.9.)$$

Indeksom 7 je označeno da se radi o veličinama koje se odnose na reflektor.

Uz odgovarajuće granične uslove u ovom slučaju potrebno je bilo naći distribuciju neutrona za ceo reaktor. Grafički prikaz rešenja koji daje raspodelu termičkog i brzog fluksa u reaktoru je dat na slici 4.1.



Sa grafika se vidi da je fluks najveći u samom središtu jezgra a da mu vrednost opada prema periferiji što je i razumljivo jer dolazi do umicanja neutrona. Vrednost za fluks takođe naglo opada i u blizini nekog jakog neutronskog apsorbera što se sa ove slike ne može videti jer heterogeno raspoređeni apsorberi po reaktoru nisu uzeti u obzir u ovom proračunu.

sl. 4.1. Prostorna raspodela brzog i termičkog fluksa

Rešenje ovih difuzionih jednačina koje opisuju prostornu raspodelu neutronskog fluksa, kao i neke njegove brojne vrednosti, kasnije će se koristiti pri rešavanju diferencijalnih jednačina koje opisuju promenu izotopskog sastava goriva.

5. IZGARANJE I PRONENA IZOTOPSKOG SASTAVA GORIVA

Pod izgaranjem nuklearnog goriva ne podrazumeva se samo utrošak fisibilnih nuklida u procesu fisije, već se tu uračunavaju sve promene izotopskog sastava goriva i ostalih materijala u reaktoru, nastale kao posledica izloženosti velikom neutronskom fluktu. Osim smanjenja koncentracije fisibilnih izotopa fisijom dolazi do njihovih gubitaka kroz proces radijativne apsorpcije, ali takođe istim procesom dolazi do stvaranja novih fisibilnih nuklida od oplodnih materijala. Nefisibilni izotopi nastaju tokom rada reaktora radijativnom apsorpcijom u drugim jezgrima kao i radioaktivnim raspadom. Kao produkti fisije nastaju i fisioni fragmenti. Sve ove navedene promene znatno utiču na uslove u kojima se odvija lančana reakcija što za sobom povlači čitav niz posledica od kojih direktno zavisi nastavljanje celog procesa.

Najopštija jednačina koja bi uzela u obzir sve navedene promene koje jedno jezgro mogu da zadeše bi izgledala:

$$\frac{dN_i(\vec{r},t)}{dt} = \sum_j N_j(\vec{r},t) \int \gamma(j \rightarrow i) \bar{\Sigma}_{f,j}(E) \phi(\vec{r},E,t) dE + N_{i,-1}(\vec{r},t) \int \bar{\Sigma}_{f,-1}(E) \phi(\vec{r},E,t) dE + \\ + N_{i,p}(\vec{r},t) \lambda_p - N_i(\vec{r},t) \int \bar{\Sigma}_{g,i}(E) \phi(\vec{r},E,t) dE - N_i(\vec{r},t) \lambda_i \quad (5.1.)$$

sa \bar{N}_i su označene koncentracije pojedinih izotopa, \vec{r} određuje tačku prostora koja se posmatra, t je vreme, sa γ je označen prinos izotopa fisijom, E je energija, ϕ označava neutronski fluks, λ je konstanta radioaktivnog raspada dok su sa $\bar{\Sigma}$ obeleženi mikroskopski preseci za pojedine događaje. Prvi član sa desne strane jednačine opisuje nestajanje jezgra i fisijom j -tog jezgra, drugi član predstavlja prinos i -tog jezgra apsorpcijom neutrona u jezgru $i-1$, treći član daje prinos radioaktivnim raspadom. i -ti nuklid može da se ukloni apsorpcijom neutrona kao i radioaktivnim raspadom, što pokazuju poslednja dva člana.

Pomnožimo li i podelimo celu jednačinu sa

$$\phi(\vec{r},t) = \int \phi(\vec{r},E,t) dE \quad (5.2.)$$

i uvedemo zatim veličinu:

$$\bar{\Sigma}(t) = \frac{\int \bar{\Sigma}(E) \phi(\vec{r},E,t) dE}{\int \phi(\vec{r},E,t) dE} \quad (5.3.)$$

koja je u stvari mikropski presek za neku interakciju usrednjena po energiji neutrona, jednačina (5.1) se može uprošćenije prikazati kao:

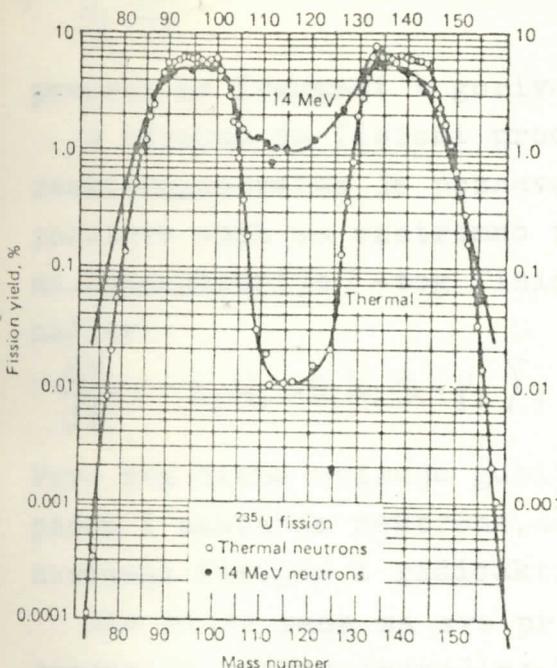
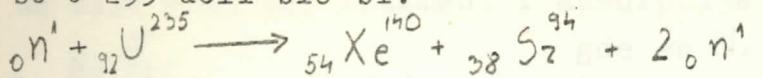
$$\frac{dN_i(\vec{z},t)}{dt} = \phi(\vec{z},t) \sum_j \overline{G_{j,i}(t)} N_j(\vec{z},t) \gamma(j \rightarrow i) + \phi(\vec{z},t) \overline{G_{r,i-1}(t)} N_{i-1}(\vec{z},t) + \lambda_{i,p} N_{i,p}(\vec{z},t) \\ - \phi(\vec{z},t) \overline{G_{a,i}(t)} N_i(\vec{z},t) - \lambda_i N_i(\vec{z},t) \quad (5.4.)$$

Dalji tok praćenja izotopskog sastava goriva bio bi da se oda-beru nuklidi koji su iz nekog razloga bitni za ponašanje čitavog sistema, da se na njih primeni gornja jednačina, i da se rešavanjem tako dobijenog sistema jednačina dobiju koncentracije izotopa zanimljivih za konkretan slučaj. Obično se čitav ovaj postupak pode- li na dva dela. Posebno se prate vremenske promene koncentracije izvesnog broja fisionih produkata, a posebno promene izotopskog sastava teških jezgara s obzirom da ove dve grupe na sasvim različite načine utiču na odvijanje procesa generisanja energije u reaktoru. Samo rešavanje ovih jednačina nije ni malo jednostavno s obzirom da su veličine koje u njima figurišu višestruko spregnute. Promena koncentracije fisibilnih i ostalih izotopa kao posledica izgaranja utiče na faktor umnožavanja neutrona, menja sve makroskopske preseke a samim tim i energetsku raspodelu fluksa $\phi(z)$, koja opet neposredno utiče na izgaranje. No, bez obzira na sve teškoće ovaj problem je nužno rešavati u svakom energetskom postrojenju jer posedovanje dobrog modela izgaranja goriva omogućava pouzdan i ekonomičan rad reaktora.

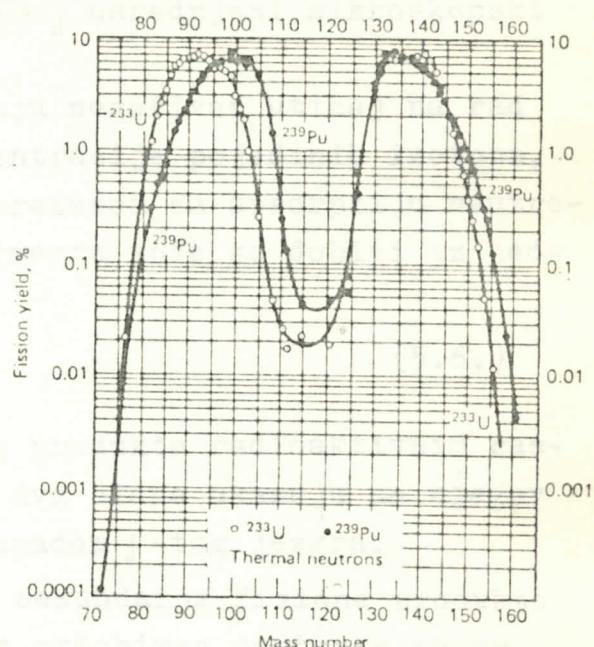
5.1. Fisija i fisioni fragmenti

Posmatrajmo proces fisije na primeru U-235. Jezgro urana zahvata jedan spori neutron i stvara se U-236 koji se nakon 10^{-7} s raspada na dva fisiona fragmenta i prosečno između 2 do 3 neutrona. Sve ovo je propraćeno i jakim γ -zračenjem uz emisiju antineutrina. Pri jednom ovakovom procesu oslobađa se oko 200 MeV od čega 83% odpada na kinetičku energiju fisionih produkata, a ostatak se raspodeli na neutrone, γ -fotone i antineutrina. Kinetička energija nastalih laking jezgara se procesom sudara prenosi na okolne atome pri čemu se povećava temperatura sredine. Koja dva fisiona fragmenata i koliko neutrona će se pri pojedinoj fisiji dobiti ne može se unapred utvrditi jer se radi o statističkom procesu za koji je moguće posmatrati samo verovatnoće i srednje vrednosti. Ove srednje vrednosti zavise od vrste fisibilnog izotopa kao i od energije neutrona koji je inicirao fisiju. Na slici 5.1. data je masena raspodela fisionih fragmenata pri fisiji U-235 za dve energije neutrona, kao i raspodela masa za U-233 i Pu-239. Nuklidi koji na ovaj način nastaju imaju maseni broj između 72 i 160 i nazivaju se primarnim fisionim produktima. Jedan od mogućih načina na koji

se U-235 deli bio bi:



(a)



(b)

sl. 5.1. Masena raspodela fisionih produkata

Ovako nastali nuklidi radioaktivnim raspadom ili zahvatom neutrona prelaze u drugu grupu koji se naziva sekundarni fisioni produkti. Koliko dugo će se neki od fisionih produkata zadržati u reaktoru i kako će mu se koncentracija menjati sa vremenom isključivo zavisi od njegovih osobina. Kratkoživeći izotopi su oni koji se sami veoma brzo odstranjuju iz reaktora zahvaljujući svom malom periodu poluras pada ili ekstremno velikom preseku za zahvat neutrona. Druga grupa produkata bi bila ona kojoj koncentracija sa vremenom dostiže saturaciju tj. postiže se ravnoteža između stvaranja i nestajanja datog elementa. U poslednju grupu bi spadali stabilni ili dugoživeći izotopi, oni koji imaju veoma mali presek za apsorpciju neutrona tako da im se gubitak može zanemariti u odnosu na njihovo nastajanje. Koncentracija ovih nikad ne dostiže saturaciju, već im se broj atoma stalno povećava za vreme trajanja ciklusa goriva.

Svi fisioni produkti su neutronski apsorberi sa manjim ili većim presekom, i svojim prisustvom negativno utiču na reaktivnost tj. vrše njegovo zatrovanje. Obično su svi fisioni fragmenti koji vrše veći uticaj na rad reaktora stabilni ili dugoživeći izotopi (izuzev Xe), i nazivaju se permanentnim otrovima. Pod zatrovanjem nekim fisionim fragmentom podrazumeva se odnos apsorpcije neutro-

na koju vrši taj fragment i apsorpcije neutrona u gorivu.

$$P = \frac{N_i \bar{G}_{ai}}{N_g \bar{G}_{ag}} \quad (5.5.)$$

gde su N_i i N_g koncentracije atoma i -tog fisionog fragmenta i goriva, \bar{G}_{ai} i \bar{G}_{ag} usrednjeni mikroskopski preseci za fragment i gorivo.

S obzirom da fisioni produkti imaju negativan uticaj na rad reaktora, potrebno je poznavati koncentracije pojedinih izotopa, pogotovo onih sa ekstremno velikim presekom za apsorpciju neutrona. Koncentracija i -tog fisionog fragmenta može se dobiti iz jednačine:

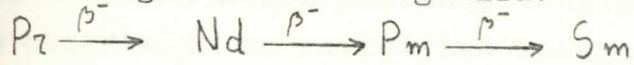
$$\frac{dN_i}{dt} = -\lambda_i N_i - G_i N_i \phi + \gamma_i \sum_j \phi + N_j \lambda_j \quad (5.6.)$$

Prva dva člana opisuju gubitak i -tog produkta radioaktivnim raspadom i zahvatom neutrona, dok druga dva člana ukazuju na njegov nastanak fisijom i radioaktivnim raspadom j -tog jezgra.

Ako bi se sada za sve primarne i sekundarne fisione produkte postavila ovakva jednačina, bio bi to preobiman postupak pa se prilazi nekim uprošćavanjima. Obično se odaberu fragmenti izražito visokog apsorpcionog preseka za neutrone i oni se eksplicitno tretiraju dok se ostali podele u nekoliko grupa, i za njih se dalje izvode izračunavanja na taj način što se za svaku od njih postavi jednačina sa usrednjениm parametrima, pa se ta jednačina dalje rešava kao za jedan pseudofisioni produkt.

Najveći doprinos zatrovanju svakako daju Xe-135 i Sm-149 kako zbog velikog apsorpcionog preseka za termalne neutrone, tako i zbog relativno visokog prinosa nastajanja.

Sm-149 je permanentni otrov, stabilan je i poslednji je član sledećeg radioaktivnog niza:

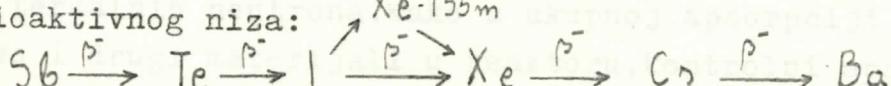


Uprošćeno se može smatrati da Sm-149 nastaje samo iz Pm koji je direktni fisioni produkt. Ovaj proces se može opisati jednačinom:

$$\frac{dN_S}{dt} = -G_S N_S \phi + N_p \lambda_p \quad (5.7.)$$

N_p je koncentracija atoma Pm koji konstantom raspada λ_p prelaze u Sm. Koncentracija Pm se lako može naći primenom slične jednačine.

Xe-135 nastaje direktno kao fisioni produkt ali i kao član radioaktivnog niza:



Xe-135 je i sam β^- emiter, tako da se iz reaktora odstranjuje radioaktivnim raspadom i apsorpcijom neutrona. Zbog toga se njegova

koncentracija opisuje nešto složenijom jednačinom.

$$\frac{dN_x}{dt} = -\lambda_x N_x - G_x N_x \phi + \gamma_x \sum_f \phi + N_I \lambda_I \quad (5.9.)$$

Ostali fisioni produkti se grupišu na osnovu njihovih apsorpcionih preseka, tako da na taj način dobijemo još nekoliko jednačina koje opisuju pseudofisione produkte. Jedan od uobičajenih načina je svrstavanje u prvu grupu svih stabilnih i dugoživećih izotopa. čiji je presek za apsorpciju neutrona veći nego što je to slučaj kod fisibilnih izotopa. Takve osobine imaju: Cd-113, Sm-149, Sm-151, Eu-155, Gd-157 itd. Svi oni nuklidi čiji je apsorpcioni presek istog reda veličine kao i kod fisibilnih izotopa svrstavaju se u drugu grupu kao npr. Kr-83, Tc-99, Rh-103, Xe-131 itd. U poslednjoj grupi po ovoj podeli našli bi se svi oni izotopi sa malim neutronskim presecima kao Kr-89, Mo-95, I-127, Cs-132, Pr-141 itd.

Vremenski period koji će gorivo provesti u reaktoru isključivo zavisi od količine fisionih otrova koji se stvore tokom izgaranja. Kao što je poznato, reaktori se prave sa već nekom ugrađenom reaktivnošću da bi se mogla kompenzovati apsorpcija neutrona od strane produkata fisije čija se koncentracija sa vremenom povećava. Radni faktor umnožavanja neutrona u svakom trenutku mora da bude jednak jedinici, što se s početka postiže upotrebom kontrolnih apsorbera. Multiplikacioni faktor se može izračunati po obrascu:

$$K_{\alpha} = \frac{\gamma_g \sum_{ag}(t)}{\sum_{ag}(t) + \sum_{am}(t) + \sum_p(t) + \sum_c(t)}$$

(5.10.)

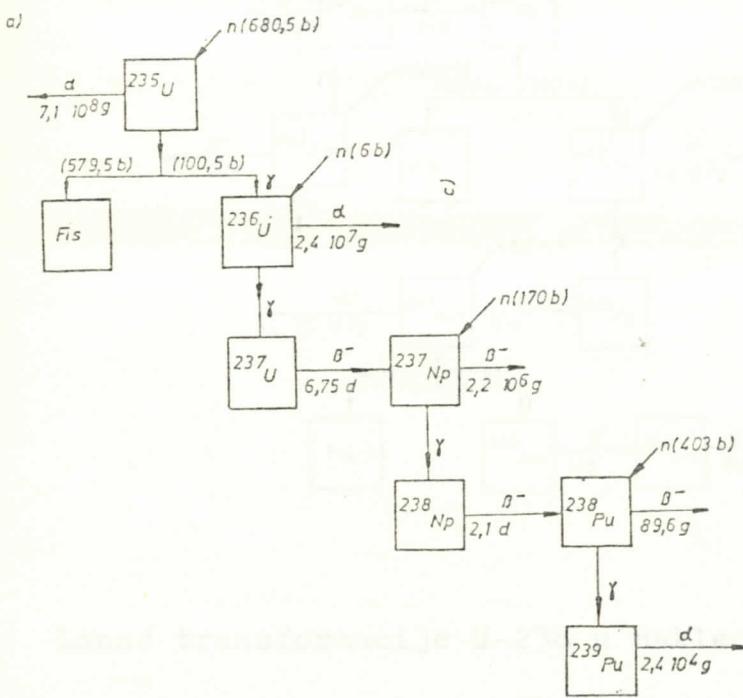
γ je faktor umnožavanja neutrona u gorivu, a \sum_{ag} , \sum_{am} , \sum_p , i \sum_c su makroskopski preseci u gorivu, ostalim reaktorskim

materijalima, fisionim produktima i kontrolnim apsorberima respektivno. Odmah nakon puštanja reaktora u rad, reaktivnost naglo opada s obzirom da se ravnotežna koncentracija Xe i Sm koji daju najveći udeo u apsorpciji neutrona gotovo trenutno dostiže. Taj pad se naglo ublažava da bi čak kod reaktora što koriste prirodni uranijum došlo do malog porasta reaktivnosti zbog doprinosa što ga fisiji i umnožavanju neutrona daju veštacki fisibilni nuklidi koji su se za to vreme prokuvali radijativnom apsorpcijom u oplodnim materijalima. Nakon ovog nastavlja se blago linearno opadanje reaktivnosti zbog akumulacije fisionih otrova koji vrše sve znatniju apsorpciju termalnih neutrona. Kako u ukupnoj apsorpciji svoj udeo daju gorivo i drugi materijali u reaktoru, kontrolni apsorberi i fisioni produkti u momentu kada u cilju održavanja faktora multiplikacije na kritičnoj vrednosti više nema potrebe za upotrebom kontrolnih

apsorbera može se smatrati da je ciklus te šarže goriva u reaktoru okončan.Utrošen je sav višak reaktivnosti,a dalj rad bi doveo do podkritičnosti reaktora i njegovog gašenja.

5.2. Promena izotopskog sastava teških izotopa

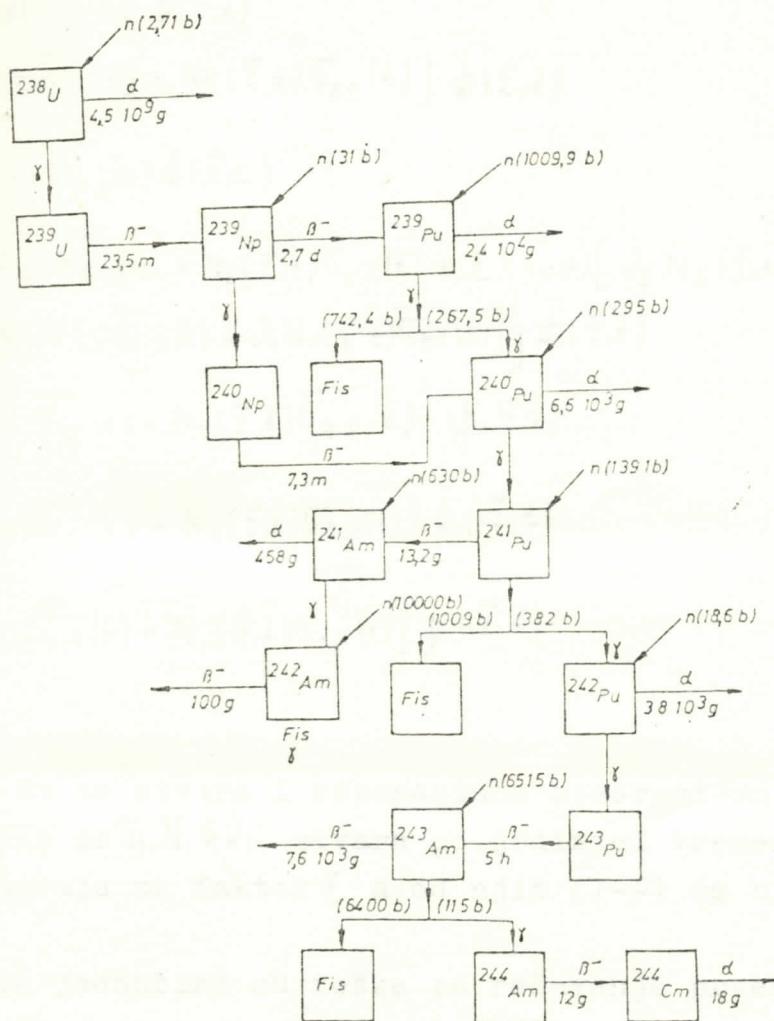
Rod teškim izotopima se podrazumevaju u ovom slučaju nuklidi fisibilnih i oplodnih materijala,kao i sva ona jezgra koja od ovih nastaju radioaktivnim raspadom ili radijativnom apsorpcijom.Najčešći je slučaj da reaktori koriste prirodni ili delimično obogaćeni uranijum tako da se svi teški izotopi koji se u reaktoru pojavljuju mogu naći u lancima transformacije U-235 i U-238,s tim da se prisustvo U-234 može i zanemariti zbog malih koncentracija kojima je zastupljen u gorivu.Ako se u reaktoru nalazi još i Th-232 kao oplodni materijal potrebno je znati na koji će se način dalje on transformisati pri izlaganju velikom neutronskom fluksu.



sl. 5.2. Lanac transformacije U-235 u nuklearnom reaktoru

Putevi transformisanja uranovih jezgara su delimično uprošćeno prikazani na slikama 5.2. i 5.3.pošto su lanci prekidani na mestima gde se kao produkt transformacije dobija nuklid sa velikim vremenom poluraspada ili sa malim presekom za apsorpciju neutrona.No i iz ovako pojednostavljenih šeme se vidi da se tu radi o većem broju izotopa od kojih se neki mogu i izostaviti radi pojednostavlje-

nja proračuna. Odabiraju se samo oni koji su zanimljivi za rešavanje, koji utiču na rešavanje lančane reakcije bilo svojom fisibilnošću bilo nefisibilnom apsorpcijom neutrona. Osim toga neki izotopi koji nastaju sukcesivnim radijativnim zahvatom se možda neće pojaviti u znatnijoj meri ako gorivo tokom vremena nije izloženo velikom fluksu.



sl.5.3. Lanac transformacije ^{238}U u nuklearnom reaktoru

U nekim jednostavnijim modelima sagorevanja mešavine ^{235}U i ^{238}U posmatraju se samo sledeći izotopi:

^{235}U nestaje fisijom i radijativnom apsorpcijom neutrona

^{236}U stvara se i nestaje radijativnom apsorpcijom

^{238}U nestaje radijativnom apsorpcijom, a kako ga u gorivu ima znatno više od ostalih izotopa, može se zanemariti njegova vremenska promena

^{239}Pu nastaje radijativnom apsorpcijom od ^{238}U a gubi se takođe zahvatom neutrona ali i fisijom

Pu-240 stvara se iz Pu-239 a gubi se apsorpcijom neutrona

Pu-241 stvara se i uklanje radijativnom apsorpcijom, ali se troši takođe fisijom i radioaktivnim raspadom

Pu-242 nastaje i gubi se iz reaktora apsorpcijom neutrona

Primeni li se jednačina (5.4.) na svaki od ovih izotopa dobiće se sledeći sistem diferencijalnih jednačina:

$$\frac{dN_5}{dt} = -N_5(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{a,5}}(t) \phi(\vec{z}, t) \quad (5.11.)$$

$$\frac{dN_6}{dt} = [-N_6(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{\gamma,6}}(t) + N_5(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{\gamma,5}}(t)] \phi(\vec{z}, t) \quad (5.12.)$$

$$\frac{dN_8}{dt} = -N_8(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{a,8}}(t) \phi(\vec{z}, t) \quad (5.13.)$$

$$\frac{dN_9}{dt} = \left\{ -N_9(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{a,9}}(t) + N_8(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{\gamma,8}}(t) + \varepsilon (1-p) [\nu_5 N_5(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{f,5}}(t) + \nu_8 N_8(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{f,8}}(t) + \nu_1 N_1(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{f,1}}(t)] \right\} \phi(\vec{z}, t) \quad (5.14.)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = [-N_0(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{a,0}}(t) + N_9(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{\gamma,9}}(t)] \phi(\vec{z}, t) \quad (5.15.)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = [-N_1(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{1,0}}(t) + N_0(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{0,0}}(t)] \phi(\vec{z}, t) \quad (5.16.)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = [-N_2(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{2,0}}(t) + N_1(\vec{z}, t) \overline{\Gamma_{1,0}}(t)] \phi(\vec{z}, t) \quad (5.17.)$$

Pu-239 može da se stvara i rezonantnom apsorpcijom brzih neutrona u U-238, a njih se $\overline{\Gamma_i}, N_i, \phi_i$, stvara po jedinici vremena ($i=5,9,1$), zatim se umnožavaju za faktor ε a od njih ($1-p$) će biti apsorbovano u U-238.

Ovako date jednačine su teške za rešavanje prvenstveno zbog tog što u njima figuriše vremenski, energetski i prostorno zavisan neutrinski fluks koji se osim toga menja i sa promenom izotopskog sastava jer se pri tom menjaju svi makroskopski preseci od kojih fluks zavisi. Problem se rešava na taj način što se ceo vek trajanja šarže goriva podeli na vremenske intervale dužine Δt tokom kojih se parametri reaktora kao i fluks smatraju konstantnim. U trenutku puštanja reaktora u rad ($t=0$) poznat je izotopski sastav goriva, kao i mikroskopski preseci za sve materijale koji se tu nalaze. Sledеći korak bi bio da se iz transportne jednačine izračuna fluks ϕ za date vrednosti makroskopskih preseka. Do ove vrednosti za fluks se može doći na još jedan način. Dodatni uslov bi ovde bio da je snaga koju reaktor emituje tokom vremena konstantna i unapred zadata tj. :

$$P = E_f + G_f \int_V N_g(\vec{r}, t) \phi_2(\vec{r}, t) dV = \text{const} \quad (5.18.)$$

pa se iz ovog uslova može dobiti vrednost za neutronski fluks.

Promene koncentracija pojedinih izotopa se sada mogu naći i vrednosti koje se dobijaju će opisivati stanje u reaktoru u trenutku $t + \Delta t$. Sa poznatim gustoma izotopa se nalaze nove vrednosti za makroskopske preseke kao i neutronski fluks koji sada smatramo konstantnim tokom perioda Δt i sa ovim vrednostima se dobijaju koncentracije teških izotopa za vremenski trenutak $t + 2\Delta t$. Ovakav postupak se nastavlja sve do kraja gorivog ciklusa date šarže goriva.

Za izgaranje je bitna još jedna veličina tkz. stepen sagorevanja goriva koji se definiše na više načina. Po jednoj definiciji to je frakcija na fisiju utrošenih atomskih jezgara goriva.

$$\alpha = \frac{\Delta N_f}{N} \quad (5.19.) \quad \text{gde je } N - \text{broj atomskih jezgara dela goriva koji se posmatra.}$$

Druga definicija stepena sagorevanja, koja će se i kasnije koristiti daje u stvari odnos energije oslobođene pri fisiji i mase

$$\alpha = \frac{E_{ft}}{M} \quad (5.20.) \quad \text{goriva. } E_{ft} \text{ je ukupna energija dobijena fisijom iz goriva mase } M. \text{ Najčešće se za jedinicu za sagorevanje uzima megavat dan od toplotne generisane po metričkoj toni svih U i Pu izotopa uključenih u šaržu goriva. Označava se kao MWD/MTF.}$$

5.3. Rešavanje diferencijalnih jednačina o promeni izotopskog sastava goriva

Rešavanjem diferencijalnih jednačina koje opisuju koncentracije kako teških izotopa tako i fisionih fragmenata, dobija se vremenska promena izotopskog sastava što i predstavlja temu ovog diplomskog rada. Bitno je ovde napomenuti da se do rešenja ovog problema kod različitih autora dolazi na različite načine, sve u zavisnosti od primjenjenog matematičkog formalizma, kao i od nivoa tačnosti koji ovim želi da se postigne, tj. od stepena i broja apriksimacija koje su tokom proračuna vršene. Kako je za numerička izračunavanja brojnih vrednosti koncentracija pojedinih izotopa neophodno korišćenje računara, to sam i ja u ovu svrhu koristio kompjuterski program "Fuelburn" preuzet iz reference /1/, s tim da sam i kompletan formalizam analitičkog dela rešavanja pomenutih diferencijalnih jednačina preneo od istog autora.

U odnosu na jednačine (5.11.- 5.17.) izvršene su neke modifikacije i uprošćavanja od kojih bi prva bila ta da će se u daljem toku rada izračunavati promene masenih gustina izotopa u kg/l (i-ti izotop se obeležava sa M_i), a ne koncentracija broja atoma tog izotopa N_i . Veza između ove dve veličine je jednostavna i samo je potrebno znati Avogardrov broj N_A i atomsku masu izotopa o kome se ra-

$$M_i = \frac{N_i A_i}{n_A} \quad (5.21.)$$

di A_i . Kompletan energetski spektar neutrona će biti podeljen u tri grupe: sporu Φ_s u koju spadaju svi neutroni čija je energija u intervalu od 0 do $0,64 \text{ eV}$, rezonantnu čiji neutroni imaju energije od $0,64$ do $5,531 \cdot 10^3 \text{ eV}$ i u brzu neutronsku grupu određenu energetskim intervalom od $5,531 \cdot 10^3 \text{ eV}$ pa sve do $1 \cdot 10^7 \text{ eV}$. Ovakva podela je moguća iz razloga što se neutroni u ove tri grupe sasvim različito poнашају. Spori neutroni najvećim delom izazivaju fisiju, najveći broj rezonancija se dešava u rezonantnoj grupi, dok se interakcije brzih neutrona sa jezgrima prisutnih materijala svodi isključivo na energetsku razmenu sudarima i njihovo usporavanje.

Svi mikroskopski preseci koji figurišu u jednačinama su usrednjeni za odgovarajuće neutronске grupe. Inače, pojavljivaće se preseci za apsorpciju $G_i^{(j)}$, fisiju $G_f^{(j)}$ i radijativni zahvat neutrona $G_r^{(j)}$, gde indeks i označava izotop za koji je presek naveden, a indeks j koji ima vrednosti 1, 2 i 3 označava neutronsku grupu za koju je presek usrednjjen. Sada jednačine za izotope koji se prate imaju sledeći izgled:

$$\frac{dM_5}{dt} = -[G_5^{(1)} \phi_1 + G_5^{(2)} \phi_2 + G_5^{(3)} \phi_3] M_5 \quad (5.22.)$$

$$\frac{dM_5}{dt} = [G_{\gamma 5}^{(1)} \phi_1 + G_{\gamma 5}^{(2)} \phi_2 + G_{\gamma 5}^{(3)} \phi_3] M_5 - [G_6^{(1)} \phi_1 + G_6^{(2)} \phi_2 + G_6^{(3)} \phi_3] M_6 \quad (5.23.)$$

$$\frac{dM_8}{dt} = -[G_8^{(1)} \phi_1 + G_8^{(2)} \phi_2 + G_8^{(3)} \phi_3] M_8 \quad (5.24.)$$

$$\frac{dM_9}{dt} = [G_{\gamma 8}^{(1)} \phi_1 + G_{\gamma 8}^{(2)} \phi_2 + G_{\gamma 8}^{(3)} \phi_3] M_8 - [G_9^{(1)} \phi_1 + G_9^{(2)} \phi_2 + G_9^{(3)} \phi_3] M_9 \quad (5.25.)$$

$$\frac{dM_0}{dt} = [G_{\gamma 9}^{(1)} \phi_1 + G_{\gamma 9}^{(2)} \phi_2 + G_{\gamma 9}^{(3)} \phi_3] M_9 - [G_0^{(1)} \phi_1 + G_0^{(2)} \phi_2 + G_0^{(3)} \phi_3] M_0 \quad (5.26.)$$

$$\frac{dM_1}{dt} = [G_{\gamma 0}^{(1)} \phi_1 + G_{\gamma 0}^{(2)} \phi_2 + G_{\gamma 0}^{(3)} \phi_3] M_0 - [G_1^{(1)} \phi_1 + G_1^{(2)} \phi_2 + G_1^{(3)} \phi_3 + \lambda_1] M_1 \quad (5.27.)$$

$$\frac{dM_2}{dt} = [G_{\gamma 1}^{(1)} \phi_1 + G_{\gamma 1}^{(2)} \phi_2 + G_{\gamma 1}^{(3)} \phi_3] M_1 - [G_2^{(1)} \phi_1 + G_2^{(2)} \phi_2 + G_2^{(3)} \phi_3] M_2 \quad (5.28.)$$

Lako se da primetiti da se se kod svih izotopa uzima u obzir samo njegovo stvaranje radijativnim zahvatom kao i njegov gubitak apsorpcijom neutrona, dok se uklanjanje nuklida radioaktivnim raspadom uzima u obzir samo kod Pu-241 s obzirom da se ovaj sa konstantom λ , veoma brzo raspada, što znatno utiče na broj njegovih atoma u gorivu. Kod izotopa U-235 i U-238 posmatra se samo njihovo nestajanje kroz proces apsorpcije neutrona jer je njihovo stvaranje sukcesivnim radijativnim zahvatom iz nekog od mogućih nizova zane-marljivo u odnosu na postojeću količinu ovih nuklida u reaktoru.

Odnosi ϕ_1/ϕ_3 , ϕ_2/ϕ_3 i ϕ_1/ϕ_2 se menjaju tokom vremena, ali ta promena nije znatna - reda je veličine jednog procenta pri energetskoj produkciji od 1000 kW dana po kg uranijuma. To nam svakako daje za pravo da ove odnose smatramo konstantnim tokom vremena što znatno pojednostavljuje gornji sistem jednačina. Tako se npr. jednačina za U-235 može pisati i u sledećem obliku:

$$\frac{dM_5}{dt} = -\left[G_5^{(1)} \frac{\phi_1}{\phi_3} + G_5^{(2)} \frac{\phi_2}{\phi_3} + G_5^{(3)}\right] \phi_3 M_5 \quad (5.29.)$$

član u zagradi uz $\phi_3 M_5$ je u ovom slučaju konstanta koja se može obeležiti sa M_5 . Izvede li se identičan postupak i kod ostalih jednačina postiže se to da njihovo rešenje, koncentracije izotopa koje tražimo zavisi isključivo od termalnog fluksa ϕ_3 . Kako će se u rešenjima ovih jednačina često pojavljivati veličina:

$$\int_0^t \phi_3(t') dt' \quad (5.30.)$$

koja se radi jednostavnije notacije

obeležava sa θ i naziva se vremenski integriran termalni fluks ili ozračenje goriva. Kako je :

$$\frac{d\theta}{dt} = \phi_3(t) \quad (5.31.)$$

jednačine (5.22 - 5.28) se mogu pisa-
ti u prostijem obliku:

$$\frac{dM_5}{d\theta} = -M_5 M_5 \quad (5.31.)$$

$$\frac{dM_6}{d\theta} = \gamma_5 M_5 - M_6 M_6 \quad (5.32.)$$

$$\frac{dM_8}{d\theta} = -M_8 M_8 \quad (5.33.)$$

$$\frac{dM_9}{d\theta} = \gamma_8 M_8 - M_9 M_9 \quad (5.34.)$$

$$\frac{dM_0}{d\theta} = \gamma_9 M_9 - M_0 M_0 \quad (5.35.)$$

$$\frac{dM_1}{d\theta} = \gamma_0 M_0 - M_1 M_1 \quad (5.36.)$$

$$\frac{dM_2}{d\theta} = \gamma_1 M_1 - M_2 M_2 \quad (5.37.)$$

ovde su upotrebljene oznake:

$$\gamma_i = G_{\gamma_i}^{(1)} \frac{\phi_1}{\phi_3} + G_{\gamma_i}^{(2)} \frac{\phi_2}{\phi_3} + G_{\gamma_i}^{(3)} \quad (5.38.)$$

$$M_i = G_i^{(1)} \frac{\phi_1}{\phi_3} + G_i^{(2)} \frac{\phi_2}{\phi_3} + G_i^{(3)} \quad (5.39.)$$

Jedino kod Pu-241 zbog člana koji opisuje radioaktivni raspad imamo malu razliku pa faktor M_1 izgleda:

$$M_1 = G_1^{(1)} \frac{\phi_1}{\phi_3} + G_1^{(2)} \frac{\phi_2}{\phi_3} + G_1^{(3)} + \frac{\gamma_1}{\phi_3} \quad (5.40.)$$

Masena gustina U-235 je opisana jednostavnom diferencijalnom jednačinom koja se lako rešava razdvajanjem promenljivih i reše-
nje joj je:

$$M_5(t) = M_5(0) e^{-M_5 \theta} \quad (5.41.)$$

Ostale jednačine su nehomogene i rešavaju se upotrebom integra-
cionog faktora $e^{M_5 \theta}$. Pokazaću na primeru U-236 kako bi išao postu-
pak rešavanja.

$$d \left\{ e^{M_6 \theta} M_6 \right\} = \gamma_5 M_5(0) e^{(M_6 - M_5) \theta} d\theta \quad (5.42.)$$

Integraljenjem ove jednačine u granicama $\theta=0$ do $\theta'=0$ dobija se:

$$e^{M_6 \theta} M_6(\theta) - M_6(0) = \gamma_5 M_5(0) \frac{e^{(M_6 - M_5) \theta} - 1}{M_6 - M_5} \quad (5.43.)$$

a odavde je konačno rešenje:

$$M_6(\theta) = M_6(0) e^{-\mu_6 \theta} + \gamma_5 M_5(0) \frac{e^{-\mu_5 \theta} - e^{-\mu_6 \theta}}{\mu_6 - \mu_5} \quad (5.44.)$$

Prvi sabirak ove jednačine daje gubitak U-236 apsorpcijom neutrona dok drugi član u isto vreme opisuje produkciju U-236 i njegovo naknadno nestajanje apsorpcijom neutrona. Ostale jednačine se rešavaju istom tehnikom i konačna rešenja su :

$$M_5(\theta) = M_5(0) e^{-\mu_5 \theta}$$

$$M_6(\theta) = \left\{ M_6(0) + \frac{\gamma_5 M_5(0)}{\mu_5 - \mu_6} \right\} e^{-\mu_6 \theta} + \frac{\gamma_5 M_5(0)}{\mu_6 - \mu_5} e^{-\mu_5 \theta}$$

$$M_8(\theta) = M_8(0) e^{-\mu_8 \theta}$$

$$M_9(\theta) = \left\{ M_9(0) + \frac{\gamma_8 M_8(0)}{\mu_8 - \mu_9} \right\} e^{-\mu_9 \theta} + \frac{\gamma_8 M_8(0)}{\mu_9 - \mu_8} e^{-\mu_8 \theta}$$

$$M_0(\theta) = A e^{-\mu_0 \theta} + B e^{-\mu_9 \theta} + C e^{-\mu_8 \theta}$$

$$M_1(\theta) = D e^{-\mu_1 \theta} + E e^{-\mu_0 \theta} + F e^{-\mu_9 \theta} + G e^{-\mu_8 \theta}$$

$$M_2(\theta) = H e^{-\mu_2 \theta} + Q e^{-\mu_0 \theta} + R e^{-\mu_1 \theta} + S e^{-\mu_9 \theta} + T e^{-\mu_8 \theta}$$

Radi jednostavnije notacije uvedene su sledeće konstante:

$$A = M_0(0) + \frac{\gamma_9 \gamma_8 M_8(0)}{(\mu_0 - \mu_9)(\mu_9 - \mu_8)} + \frac{\gamma_9 M_9(0)}{\mu_9 - \mu_0} + \frac{\gamma_9 \gamma_8 M_8(0)}{(\mu_8 - \mu_0)(\mu_9 - \mu_8)}$$

$$B = \frac{\gamma_9}{\mu_0 - \mu_9} \left[M_9(0) + \frac{\gamma_8 M_8(0)}{\mu_8 - \mu_9} \right]$$

$$C = \frac{\gamma_9 \gamma_8 M_8(0)}{(\mu_0 - \mu_8)(\mu_9 - \mu_8)}$$

$$D = M_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_0 - \mu_1} A + \frac{\mu_0}{\mu_0 - \mu_1} B + \frac{\mu_0}{\mu_0 - \mu_1} C$$

Iz navedenih rezultata vidi da je neophodno odrediti vrednostne
 $E = \frac{\mu_0}{\mu_1 - \mu_0}$ A i $F = \frac{\mu_0}{\mu_1 - \mu_0}$ B

$$G = \frac{\mu_0}{\mu_1 - \mu_2} C$$

$$G = \frac{\mu_0}{\mu_1 - \mu_\infty} C$$

$$H = M_2(O) + \frac{\gamma_1}{\mu_1 - \mu_2} D + \frac{\gamma_1}{\mu_0 - \mu_2} E + \frac{\gamma_1}{\mu_9 - \mu_2} F + \frac{\gamma_1}{\mu_8 - \mu_2} G$$

$$Q = \frac{\gamma_1}{\mu_2 - \mu_0} E$$

$$R = \frac{\gamma_1}{\mu_2 - \mu_1} \quad \square$$

$$S = \frac{\gamma_1}{\mu_2 - \mu_3}$$

$$T = \frac{\gamma_1}{\mu_2 - \mu_a}$$

Osnovno što se iz ovih obrazaca može videti je činjenica da koncentracije izotopa zavise isključivo od ozračenja θ što znači da je masena zastupljenost nekog izotopa određena osim početnim sastavom goriva, termalnim fluksom kao i vremenskim periodom tokom kojeg je dati izotop bio izložen neutronskom zračenju.

Iz svega ovog jasno se vidi da je neophodno poznavanje brojne vrednosti fluksa ukoliko se žele vršiti bilo kakvi proračuni u vezi sa promenom izotopskog sastava goriva. U ovom slučaju do vrednosti termalnog fluksa se dolazi iz obrasca za gustinu snage koja je inače unapred zadata.

Snaga u oblasti reaktorskog jezgra u kg/l se dobija na taj način što se broj fisija koji se odigra u jedinici vremena pomnoži sa energijom koja se po jednoj fisiji oslobodi i koja se izražava u Ws i obeležava sa W_i . Na primer za U-235 broj sporih fisija je $N_5 \bar{G}_{f5}^{(3)} \Phi_3$, a ukoliko koncentraciju atoma N_5 zamenimo sa masenom gustinom M_5 biće $M_5 \frac{n_0}{A_5} \bar{G}_{f5}^{(3)} \Phi_3$, tako da je doprinos ovog uranovog izotopa ukupnom generisanju snage dat izrazom :

$$\frac{W_5 n_0}{A_5} \bar{G}_{f5}^{(3)} \Phi_3 M_5$$

Ako se još sada skup konstanti $\frac{W_5 n_0}{A_5}$ obeleži sa C_5 , izraz se može prikazati u još jednostavnijoj formi. Isto se može učiniti i za sve ostale izotope koji se nalaze u reaktoru i uzimaju učešća u ukupnoj produkciji energije, a njihove vrednosti za C_i i W_i su date u sledećoj tablici :

	$W_i \cdot 10^{-11} [\text{Ws}]$	$c_i \cdot 10^{10} [\text{kWs/kg}]$
U-235	3,12	8,00
U-238	3,09	7,82
Pu-239	3,24	8,16
Pu-240	3,27	8,17

tabela 5.1.

Ukupna gustina snage je :

$$P = C_5 \left[\bar{G}_{f5}^{(1)} \Phi_1 + \bar{G}_{f5}^{(2)} \Phi_2 + \bar{G}_{f5}^{(3)} \Phi_3 \right] M_5 + C_8 \bar{G}_{f8}^{(1)} \Phi_1 M_8 + \\ C_9 \left[\bar{G}_{f9}^{(1)} \Phi_1 + \bar{G}_{f9}^{(2)} \Phi_2 + \bar{G}_{f9}^{(3)} \Phi_3 \right] M_9 + \left[\bar{G}_{f1}^{(1)} \Phi_1 + \bar{G}_{f1}^{(2)} \Phi_2 + \bar{G}_{f1}^{(3)} \Phi_3 \right] M_1 \quad (5.45.)$$

Osim fisija u U-235, Pu-239 i Pu-241 koje izazivaju spori neutroni mora se uzeti u obzir i doprinos koji daje U-238 fisijama sa brzim neutronima. Da bi se forma ove jednačine uprostila uvode se sledeći faktori :

$$\beta_i = C_i \left[\bar{G}_{fi}^{(1)} \frac{\phi_1}{\phi_3} + \bar{G}_{fi}^{(2)} \frac{\phi_2}{\phi_3} + \bar{G}_{fi}^{(3)} \right] \quad i=1,5,9 \quad (5.46.)$$

$$\beta_8 = C_8 \bar{G}_{f8}^{(1)} \frac{\phi_1}{\phi_3} \quad (5.47.)$$

Sada je :

$$P = \beta_5 \phi_3 M_5 + \beta_8 \phi_3 M_8 + \beta_9 \phi_3 M_9 + \beta_1 \phi_3 M_1 \quad (5.48.)$$

a odavde se nalazi ϕ_3 kao :

$$\phi_3 = P / (\beta_5 M_5 + \beta_8 M_8 + \beta_9 M_9 + \beta_1 M_1) \quad (5.49.)$$

Za prvi ciklus izračunavanja koristi se vrednost termalnog fluka ϕ_3 , koja se dobija uvrštavanjem u poslednji obrazac poznate vrednosti za P kao i vrednosti za početne koncentracije M_i . Sa ovako dobijenim fluksom nalaze se nove računske vrednosti M_i na kraju prvog posmatranog vremenskog perioda, i sa tako dobijenim vrednostima se traži ponovo ϕ_3 uz upotrebu unapred odabrane vrednosti za P . Ovakav postupak se nastavlja do kraja gorivog ciklusa te šarže goriva.

Ukoliko je vremenski interval t_0 za koji vršimo izračunavanja dovoljno mali tako da su zanemarljive i varijacije fluksa sporih neutrona $\dot{\phi}_3$, koji kao što se da videti iz obrasca (5.49.) zavisi od masenih gustina tj. makroskopskih preseka, sve jednačine u kojima figuriše ozračenje θ pojednostavljaju se za računanje jer se sada ova veličina može naći kao:

$$\theta = \phi_3 \cdot t_0 \quad (5.50.)$$

Što se fisionih fragmenata tiče, "Fuelburn" program ne izračunava koncentracije pojedinih izotopa, niti vrši izračunavanje za bilo koji pseudofisioni produkt, već samo prati globalni učinak koji otrovi daju kroz apsorpciju neutrona tj. izračunava u svakom koraku trenutni makroskopski apsorpcioni presek koji potiče od stvorenih otrova u gorivu. Pri tom se posebno tretira doprinos koji zatrovanju reaktora daju Xe i Sm, dok se svi ostali izotopi dele u dve grupe: saturirajući i nesaturirajući s tim da se usrednjeni preseci kao i prinosi ova dva pseudofisiona fragmenta smatraju poznatim i dati su u tabeli 5.2.

O Xe-135 je sve najvažnije izneto u poglavljju 5.1. Bitno je za njega napomenuti da mu broj atoma brzo dostiže ravnotežno stanje kada je produkcija jednak gubitcima zbog izrazito velikog preseka. Za potrebe programa ovo je stacionarno stanje važno jer se postavljanjem jednačine za taj slučaj može lako naći makroskopski presek.

$$N_{Xe} \left[G_{xe}^{(3)} + \lambda_{xe} \right] = \gamma F \quad (5.51.)$$

a odavde se nalazi da je :

$$\sum_{xe}^{(3)} = \frac{G_{xe}^{(3)}}{G_{xe}^{(3)} \phi_3 + \lambda_{xe}} \gamma F \quad (5.52.)$$

sa γ je obeležen prinos ksenona, a F je broj fisija u jedinici zapremine i vremena.

U rezonantnoj i brzoj grupi Xe-135 ima zanemarljive interakcije sa neutronima. Totalni prinos mu je 0,065 i 0,072 atoma po fisiji za U-235 i Pu-239 respektivno, a kako Pu u ukupnom broju fisija učestvuje negde sa 20% prosečan prinos mu iznosi 0,066. Presek za spore neutrone mu je $G_{xe}^{(3)} = 1,5 \cdot 10^6$ barna, a konstanta radioaktivnog raspada $\lambda_{xe} = 2,11 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Kod Sm-149 takođe preovlađuje apsorpcioni zahvat u sporoj neutronskoj grupi. S obzirom da je stabilan ravnotežna gustina njegovih atoma je data jednačinom :

$$N_{Sm} G_{Sm}^{(3)} = \gamma F \quad (5.53.)$$

a odatle je :

$$\sum_{Sm}^{(3)} = \frac{\gamma F}{\phi_3} \quad (5.54.)$$

Ravnotežna apsorpcija Sm zavisi jedino od njegovog prinosa koji je inače 0,011 i 0,013 atoma po fisiji za U-235 i Pu-239 respektivno.

Od ostalih fisionih produkata u sporo saturirajuću grupu idu svi izotopi čija gustina broja atoma vremenom dostiže neku ravnotežnu vrednost, dok se u nesaturirajuću grupu svrstavaju dugoživeći ili stabilni nuklidi, sa malim presekom za zahvat neutrona tako da se slabo uklanjaju iz goriva pa im koncentracija stalno raste. Prinos i preseci za rezonantne i spore neutrone su dati u tablici s obzirom da se apsorpcija brzih neutrona i ovde može zanemariti.

	U-235			Pu-239		
	prinos	$G_a^{(2)}$ [barn]	$G_a^{(3)}$ [barn]	prinos	$G_a^{(2)}$ [barn]	$G_a^{(3)}$ [barn]
sporosaturirajući	0,38	51	104	0,40	60	115
nesaturirajući	1,54	1,4	3,4	1,50	3,7	4,4

tabela 5.2.

Koncentracija atoma u sporosaturirajućoj grupi zadovoljava vremenski zavisnu jednačinu: presek za apsorpciju rezonantnih neutro-

$$\frac{dN_{ss}}{dt} = \gamma F - M \phi_3 N_{ss} \quad (5.55.)$$

$$N_{ss}(t) = N_{ss}(0) + \frac{\gamma F}{M \phi_3} \left(1 - e^{-M \phi_3 t} \right) \quad M = G_{\alpha}^{(2)} \frac{\phi_2}{\phi_3} + G_{\alpha}^{(3)} \quad (5.56.)$$

čije je rešenje :

Koncentracija nesaturirajućih izotopa se može predstaviti :

$$N_{Ns}(t) = N_{Ns}(0) + \gamma F t \quad (5.57.)$$

Za izračunavanje ukupnog preseka za apsorpciju koja potiče od fisionih produkata potrebni su makroskopski preseci za ove dve grupe, što se sada lako može dobiti s obzirom da su poznate gustine atoma kao i mikroskopski preseci. Prvo se izračunava gustina broja atoma obe grupe koje potiču od raspada U-235 - N_{ssu} i N_{nsu} , a zatim gustine izotopa u obe grupe što potiču od Pu-239 - N_{ssp} i N_{nsp} . Sa ovim vrednostima se računaju dva makroskopska preseka za apsorpciju fisionih produkata i to u rezonantnoj i sporoj neutronskoj grupi. Obeleženi su sa $\sum_{FP}^{(2)}$ i $\sum_{FP}^{(3)}$.

$$\sum_{FP}^{(2)} = N_{ssu} G_{su}^{(2)} + N_{nsu} G_{nu}^{(2)} + N_{ssp} G_{sp}^{(2)} + N_{nsp} G_{np}^{(2)} \quad (5.58.)$$

$$\sum_{FP}^{(3)} = N_{ssu} G_{su}^{(3)} + N_{nsu} G_{nu}^{(3)} + N_{ssp} G_{sp}^{(3)} + N_{nsp} G_{np}^{(3)} \quad (5.59.)$$

indeksi s i n označavaju da se radi o mikroskopskom preseku za saturirajuće i nesaturirajuće izotope, a indeksi u i p označavaju poreklo nuklida. Konačan obrazac za izračunavanje makroskopskog preseka za apsorpciju neutrona u fisionim produktima je :

$$\sum_{P} = \frac{(\bar{\nu} \sum_{+})_3 \sum_{z_1} \sum_{z_2}}{K(D_1 B_j^2 + \sum_{o_1} + \sum_{z_1})(D_2 B_j^2 + \sum_{o_2} + \sum_{z_2}) - (\bar{\nu} \sum_{+})(D_2 B_j^2 + \sum_{o_2} + \sum_{z_2}) - (\bar{\nu} \sum_{+})_2 \sum_{z_1}} \\ - D_3 B_j^2 - \sum_{o_3} \quad (5.60.)$$

U ovoj formuli su upotrebljene sledeće veličine: $\bar{\nu}$ - prosečan broj neutrona po fisiji, \sum_{+} - makroskopski presek za fisiju, D_1, D_2, D_3 - difuzione konstante neutrona u sve tri energetske grupe, B_j - geometrijski faktor reaktora (bakling), K - faktor multiplikacije neutrona koji se za potrebe ovog izračunavanja uzima da je 1,0040, \sum_{z_1} i \sum_{z_2} - makroskopski preseci za prelaz iz prve i druge energetske grupe kroz proces disipacije energije sudarima.

\sum_{o_i} je presek za apsorpciju neutrona u i -toj energetskoj grupi. Za brze neutrone apsorpcioni presek \sum_{o_1} čini samo apsorpcija u teškim izotopima kao i u ostalim materijalima u reaktoru (obeležimo ga sa $\sum_{T}^{(1)}$). U \sum_{o_2} se uračunava i presek za apsorpciju rezonantnih neutro-

na u saturacionoj i nesaturacionoj grupi tj. $\sum_{\alpha_2} = \sum_T^{(2)} + \sum_{FP}^{(2)}$
 dok u \sum_{α_3} za apsorpciju u sporoj grupi ulazi i presek za Xe i Sm
 s obzirom da oni za spore neutrone jedino i daju svoj doprinos.
 $\sum_{\alpha_3} = \sum_T^{(3)} + \sum_{FP}^{(3)} + \sum_{xe}^{(3)} + \sum_{sm}^{(3)}$ (5.61.)

5.4. Još neki rezultati računskog "Fuelburn" programa

Osim promena izotopskog sastava kompjuterski program "Fuelburn" nam daje mogućnost izračunavanja i nekih drugih vrednosti bitnih za praćenje rada reaktora kao što su faktor multiplikacije neutrona, konverzionalni odnos i izgaranje goriva.

5.4.1. Faktor multiplikacije neutrona

Za praćenje rada reaktora nužno je poznavanje faktora umnožavanja neutrona K čija trenutna vrednost tokom celog izgaranja treba da bude jedinica. Ugrađeni višak multiplikacije neutrona svojim vremenskim smanjivanjem određuje vek trajanja goriva u reaktoru. Danas se reaktori tehnički izvode na taj način da umnožavanje neutrona u celom reaktoru nema istu vrednost. Neutronski fluks je najveći u njegovom središtu a najmanji na periferiji, pa da bi se dobila što ravnomernija raspodela neutrona a samim tim i ravnomerno izgaranje i distribucija snage, jezgro se deli obično u tri koncentrične zone spoljašnju, središnju i unutrašnju, i u njih se stavlja gorivo različitog stepena obogaćenja. Na mesta malog opterećenja tj. u spoljašnju zonu se stavlja uvek sveže gorivo, sa najvećim procentom U-235, a ono koje se pre izmene tu nalazilo i koje je delimično sagorelo premešta se u središnji prsten. U unutrašnju zonu se postavlja gorivo koje je već prešlo put kroz spoljnju i središnju zonu i pri sledećoj zameni se vadi iz reaktora i šalje na preradu. Zbog svega toga faktor umnožavanja ima najveću vrednost na periferiji a najmanju u unutrašnjoj zoni. Za ceo reaktor se može naći jedan srednji multiplikacioni faktor po obrascu:

$$K = \frac{(\sum_{\alpha_1})_1 \cdot (\sum_T^{(2)} + \sum_{FP}^{(2)} + \sum_{Z_2}) (\sum_T^{(3)} + \sum_{FP}^{(3)} + \sum_{xe}^{(3)} + \sum_{sm}^{(3)}) + (\sum_{\alpha_1})_2 (\sum_T^{(2)} + \sum_{FP}^{(2)} + \sum_{xe}^{(2)} + \sum_{sm}^{(2)}) + (\sum_{\alpha_1})_3 (\sum_{Z_1} \sum_{Z_2})}{(\sum_T^{(2)} + \sum_{Z_1}) (\sum_T^{(2)} + \sum_{FP}^{(2)} + \sum_{Z_2}) (\sum_T^{(3)} + \sum_{FP}^{(3)} + \sum_{xe}^{(3)} + \sum_{sm}^{(3)})} \quad (5.62.)$$

svi makroskopski preseci koji figurišu u formuli su se već ranije pojavljivali, \sum_{α} je broj neutrona koji se prosečno oslobodi po fisi, a \sum_{α} presek za fisiju. Članovi $(\sum_{\alpha})_i$ se izračunavaju na sledeći način :

$$(\sum_j)_1 = 2,58 \cdot \sum_{+5}^{(1)} + 2,60 \cdot \sum_{+8}^{(1)} + 3,05 \cdot \sum_{+9}^{(1)} + 3,16 \sum_{+1}^{(1)} \quad (5.63.)$$

$$(\sum_j)_2 = 2,44 \cdot \sum_{+5}^{(2)} + 2,89 \cdot \sum_{+9}^{(2)} + 3,02 \cdot \sum_{+1}^{(2)} \quad (5.64.)$$

$$(\sum_j)_3 = 2,44 \cdot \sum_{+5}^{(3)} + 2,89 \cdot \sum_{+9}^{(3)} + 3,02 \cdot \sum_{+1}^{(3)} \quad (5.65.)$$

$\sum_{+j}^{(j)}$ je presek za fisiju j -tog izotopa u j -toj neutronskoj grupi.

5.4.2. Konverzionalni odnos

Poznato je da je konverzionalni odnos u stvari količnik između brzine produkcije fisibilnih izotopa procesom radijativnog zahvata u nefisibilnim materijalima u brzine utroška fisibilnih nuklida. U slučaju U-Pu gorivnog ciklusa veštačka fisibilna jezgra stvorena radijativnim zahvatom su Pu-239 i Pu-241 što znači da oplodne materijale predstavljaju U-238 i Pu-240. Zbog toga će konverzionalni odnos biti:

$$C(\theta) = \frac{y_8 M_8(\theta) + M_0 M_0(\theta)}{M_5 M_5(\theta) + M_9 M_9(\theta) + M_1 M_1(\theta)} \quad (5.66.)$$

5.4.3. Generisanje energije i stepen sagorevanja goriva

Kao što je to navedeno u predhodnom poglavljiju gustina snage u reaktoru se može izračunati pomoću obrasca (5.44.)

$$P = \beta_5 \phi_3 M_5 + \beta_8 \phi_3 M_8 + \beta_9 \phi_3 M_9 + \beta_1 \phi_3 M_1 \quad (5.67.)$$

Integraljenjem ove jednačine po vremenu od $t=0$ do $t=t_0$ dobija se kolika je energija generisana po jedinici zapremeine za jedan korak izračunavanja.

$$E(t) = \frac{1}{3600} \int_0^t P dt = \frac{1}{3600} \int_0^{t_0} \sum_{i=1,5}^{8,3} \beta_i M_i(\theta) d\theta \quad (5.68.)$$

Faktor $1/3600$ pretvara sekunde u časove, a energetska gustina koja se na ovaj način dobije, biće data u KWh/l. Nakon izvršene integracije u formulu koja se dobije mogu se uvrstiti vrednosti za mase- ne gustine izotopa koje tu figurišu tako da se dobija konačna zavisnost gustine energije od ozračenja goriva.

$$E(\theta) = \frac{1}{3600} \left\{ \frac{\beta_5 M_5(0)}{M_5} (1 - e^{-M_5 \theta}) + \frac{\beta_8 M_8(0)}{M_8} (1 - e^{-M_8 \theta}) + (M_9(0) + \frac{y_8 M_8(0)}{M_8 - M_9}) \frac{\beta_9}{M_9} (1 - e^{-M_9 \theta}) - \frac{y_8 M_8(0)}{M_8 - M_9} \frac{\beta_9}{M_8} (1 - e^{-M_8 \theta}) + \frac{\beta_1}{M_1} D(1 - e^{-M_1 \theta}) + \frac{\beta_1}{M_0} E(1 - e^{-M_0 \theta}) + \frac{\beta_1}{M_9} F(1 - e^{-M_9 \theta}) + \frac{\beta_1}{M_8} G(1 - e^{-M_8 \theta}) \right\} \quad (5.69.)$$

Kao što se vidi, svoj doprinos generisanju energije daju izotopi U-235, U-238, Pu-239 i Pu-241. Možda bi bilo zanimljivo na kraju nавести doprinose koje svaki od ovih izotopa ima u konačnom energetskom bilansu kao i kako se ti doprinosi sa vremenom i izgaranjem goriva menjaju.

8 do 10% apsorpcija u U-238 izazivaju fisije, tako da ovaj izotop daje svoj udeo od 6 do 9% od ukupne energetske proizvodnje. Kako U-238 ima znatno više u gorivu od ostalih izotopa to se njegov doprinos s vremenom i izgaranjem praktično i ne menja. Koncentracija U-235 se vremenom smanjuje kao i količina energije koja se dobija fisijom ovog izotopa. Za reaktore moderisane i hlađene lakom vodom pri izgaranju od 30 MWD/kg, 30 do 35% ukupne energije se proizvede fisijama u Pu-239. Koncentracija ovog izotopa se celim tokom rada reaktora povećava, tako da s vremenom raste i udeo koji Pu daje ukupnom energetskom bilansu. Stvaranje Pu-239 se može opisati linearном vremenskom zavisnošću dok je doprinos ovog izotopa u produkciji energije nešto blaža funkcija, što je i razumljivo, jer postoje i gubitci na stvaranje nefisibilnog Pu-240. Sličan je slučaj i sa Pu-241, samo što je njegovo stvaranje i učešće u ukupnom bilansu znatno manje.

"Fuelburn" program vrši još izračunavanje izgaranja goriva za svaki pojedini korak kao i za ceo dotadašnji rad reaktora. Za mali vremenski korak i konstantnu vrednost termalnog fluksa Φ_3 izgaranje goriva dato u megavatdanima po metričkoj toni goriva je:

$$B = \frac{E(\theta)}{24 M_T} \quad (5.70.) \quad \text{gde je } M_T \text{ suma U i Pu masenih gustoća u kg/l za sveže gorivo tj.}$$

$$M_T = M_5(0) + M_6(0) + M_8(0) + M_9(0) + M_{10}(0) + M_{11}(0) \quad (5.71.)$$

Ukupno izgaranje se izračunava jednostavnim sumiranjem izgaranja po svim do tada pređenim koracima izračunavanja.

Primera radi, prosečno izgaranje danas u PWR reaktorima iznosi 2750 GJ/kg, a predviđa se da se raznim metodama u svrhu boljeg iskorišćenja goriva ovo izgaranje u sledećih desetak godina dovede na nivo od 4200 GJ/kg.

5.5. Neki finansijski aspekti proučavanja sagorevanja goriva

Prilikom izgradnje jedne nuklearne elektrane osim toga što je nužno poznavati sve fizičke procese koji se u atomskom jezgru odvijaju prilikom fisije ili apsorpcije neutrona, kao i kompletan proces generisanja, prenosa i transformisanja energije koja se ovdje oslobađa, potrebno je svakako sagledati i sve aspekte ekonomskog dela celog projekta. Da bi se uopšte opravdala gradnja jedne nuklearne elektrane ona mora samu sebe da isplati. U trenutku puštanja elektrane u rad postoji već određena društveno važeća cena energije i mora se voditi računa da se svi troškovi vezani za rad i izgradnju nuklearnog postrojenja moraju konpenzovati kroz cenu proizvedene energije. Da bi se elektrana isplatila cena jedinice energije proizvedene u njoj mora biti manja od postojeće cene jedinice energije. Na cenu energije proizvedene u nuklearnoj elektrani utiču sledeći troškovi:

- troškovi istraživanja i razvoja
- troškovi povezani sa institucionim i geografskim faktorima
- investicioni troškovi
- troškovi gorivnog ciklusa
- troškovi rada na održavanju nuklearne elektrane
- troškovi u vezi sa elektranom posle završetka njenog radnog veka

Svi troškovi vezani za izgradnju postrojenja sve do njegovog puštanja u rad tkz. investicioni troškovi, su najveći i stoga imaju najveći udio u ceni jedinice energije. Gorivni ciklus daje drugi redu doprinos ukupnom koštanju energije i u njega ulaze svi troškovi od proizvodnje goriva, preko njegovog korišćenja i zamene zaključno sa preradom. Kako se teži da cena proizvedene energije bude što manja da bi se obezbedila ekomska likvidnost elektrane, jedan od mogućih načina za postizanje znatnih ušteda je minimiziranje cene gorivnog ciklusa. To se između ostalog može postići poboljšanim iskorišćenjem goriva u reaktoru. Ovim se vrši i izvesna ušteda goriva, što je svakako važno, pogotovo za zemlju sa slabim nalazištima urana kao što je to kod nas slučaj. Neke od mogućnosti za poboljšanje iskorišćenja goriva bi bile upotreba sagorljivih otrova, smanjivanje efikasnog preseka za apsorpciju kod konstrukcionih delova reaktora, zatim da bi se povećala reaktivnost potrebno je povećati odnos moderator-gorivo a to se čini smanjivanjem prečnika gorivnih tableteta kao i pravljenjem prstenastih tableteta što ujedno smanjuje količinu upotrebljenog uranijskog goriva.

U drugu grupu metoda poboljšanja iskorišćenja goriva bi spadalo prođenje vremena koje gorivo provede u reaktoru, što se izvodi direktnim prođenjem gorivog ciklusa ili podelom jezgra na veći broj zona (5 najčešće), racionalnim razmeštajem goriva ili ponovnim korišćenjem goriva koje je odležalo jedan period nakon vađenja iz reaktora.

Da bi sve ovo do sada navedeno bilo ostvarljivo potrebno je znati stepen iskorišćenja goriva kao i njegov izotopski sastav u svakom trenutku rada reaktora kao i u trenutku vađenja goriva da bi se znalo na koji način vršiti njegovu preradu. Do tačnog određivanja sagorevanja može se doći putem proračuna kao što je to u ovom radu opisano, ili eksperimentalnim putem najčešće metodom masene spektrometrije uzorkagoriva u cilju dobijanja odnosa pojedinih izotopa. Isto to se može postići praćenjem koncentracije nekog od fisionih produkata kao i merenjem karakterističnih γ -linija ozračenog goriva. Neki od ovih eksperimentalnih metoda se koriste u kombinaciji sa računskim proračunima radi poboljšavanja kvaliteta dobijenih rezultata.

Vrednost svoju unutrašnju energiju, koju je preuzeo od jona, koristi jona klijanje od prosečnih temperaturi u reaktoru, u kojem je dobro oko 300 °C, da bi se sprečila prevelika potrošnja vode u sistem kuda hlađilne cirkuite uvek imaju visoku temperaturu voda. PWS ili reaktori hlađeni vodom pod pritiskom, u kojima je hlađenje temperature hlađica se uvek povećava u smislu da je uvećan stepon termičkog iskazivanja, a to je uvećano u najvećoj mjeri do 170 at i 300 °C.

Ime osobina neutrona da pri vađenju iz reaktora u atmosferu izgubi čiju je masa blizu njegova termodinamičkog položaja, to je po moderaciju najpogodniji proces za dobijanje termodinamičke energije. Zbog toga je ohlaha voda uvek najbolji materijal za presek za interakciju vode sa neutronima u reaktoru i za moderatorske materijale. Prema podatcima za vodu, u kojoj se mogu rasporediti neutrona do termodinamske energije, u kojoj se može dobiti maksimalna duljina ovog termičkog neutrona je 1,5 cm, a u kojoj se može dobiti maksimalna duljina vode D_2O , potrebna je 11,2 cm, a u kojoj se može dobiti maksimalna duljina D_2O je 197 cm. Kada li se želi u obliku vjenčića da i u smislu vrlo spomenuti termodinamički neutroni (termodinamska specifična mjerljivost $= 0,337$ barevnost) jačine na se dešavaju u vodi kroz vodni i vodobranjivi na prirodnom uranijevim serivom pri konstrukciji reaktora. Kada se koristi obogateno uranijev na 2% da je dozivljivo u

5.6. Izračunavanje promena izotopskog sastava i izgaranja goriva na primeru lakovodnog reaktora

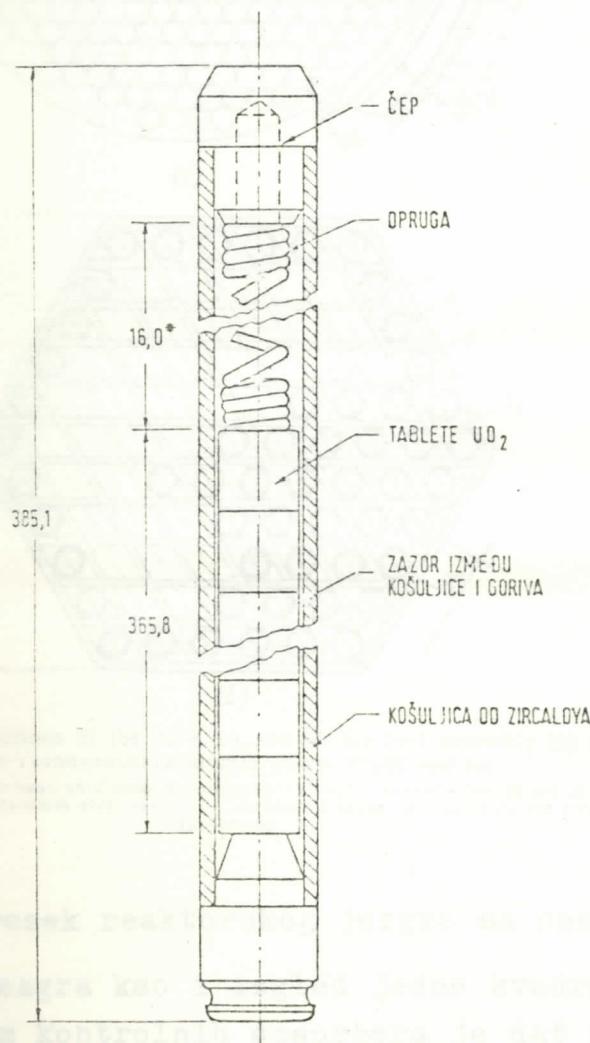
5.6.1. Opšte o lakovodnim reaktorima

Lakovodni reaktor je jedan od nekoliko tipova reaktora koji su se do danas našli u široj upotrebi u nuklearno energetskim postrojenjima. Kod njega ulogu moderatora i hladioca ima laka voda koja je zbog svojih osobina prilično pogodna za korišćenje u obe ove svrhe. Kao hladiocu prednost joj je da je jeftina, gustina joj je relativno velika a specifična toplota joj je veća nego kod većine moderatorskih materijala ($c = 4,186 \text{ J}$) tako da ima znatan zapreminski toplotni kapacitet. Pri odvođenju toplote voda u reaktoru može da povećava svoju unutrašnju energiju ili da pri tom još promeni i fazu. U ovom drugom slučaju voda nosi i latentnu toplotu isparavanja a reaktori koji se hlađe na ovaj način nazivaju se BWR ili ključujući reaktori. Veoma često su u upotrebi u energetskim postrojenjima reaktori kod kojih voda kao hladilac ne ključa već samo povećava svoju unutrašnju energiju. No kako voda ima znatno nižu tačku ključanja od prosečnih temperatura u reaktoru, koje se obično kreću oko 300°C , da bi se sprečila promena faze potrebno je da kompletan sistem kuda hladilac cirkuliše bude na povišenom pritisku. Ovo su tzv. PWR ili reaktori hlađeni vodom pod pritiskom. Pritisci i izlazne temperaturu hladioca se biraju na taj način da se postigne maksimalan stepen termičkog iskorišćenja, a ove dve vrednosti se najčešće kreću do 170 at i 300°C .

Iz osobine neutrona da pri sudaru više energije preda onome jezgru čija je masa bliža njegovoj masi, proističe činjenica da je za moderaciju najpogodniji proces sudara neutrona sa vodonikovim atomom. Zbog toga je obična voda veoma dobar moderator. Takođe je i presek za interakcije vode sa neutronima veći nego za druge moderatorske materijale. Prema podatcima iz reference /8/, dužina usporavanja neutrona do termalne energije za laku vodu je 5,2 cm, a difuziona dužina ovog termalnog neutrona je 2,75 cm. Ilustracije radi kod teške vode D_2O potrebno je 11,2 cm za termalizaciju neutrona, a difuziona dužina je 159 cm. Uzme li se još u obzir činjenica da i sam vodonik vrši apsorpciju termalnih neutrona (presek za apsorpciju mu je $\Sigma_a = 0,332 \text{ barna}$) postaje jasno da se laka voda ne može koristiti u kombinaciji sa prirodnim uranijumskim gorivom pri konstrukciji reaktora. Kada se koristi obogaćeno gorivo sa 2 do 4% fisibilnog U^{235}

velika moderatorska moć lake vode u ovom slučaju uslovljava mala rastojanja između gorivnih elemenata tako da lakovodni reaktori imaju najgušću rešetku. Iz ovog proizlazi da reaktori moderirani običnom vodom imaju najmanju zapreminu jezgra kao i najveću gustinu snage od svih termalnih reaktora. Prema podatcima iz reference /9/ BWR reaktori obično imaju gustinu snage od 50 W/cm^3 a zapreminu od 60 m^3 dok su ove vrednosti za PWR reaktore 75 W/cm^3 i 40 m^3 .

U ovom slučaju optimalni uslovi za održavanje lančane reakcije zahtevaju da prečnici gorivnih elemenata budu oko 1 cm. Na slici 5.4. je prikazan gorivni elemenat koji se koristi u N.E.Krško.



sl. 5.4. Izgled šipke goriva

Obično se preko 200 ovakvih gorivnih elemenata povezuje u snopove tzv. kasete čime se postiže ravnomerna raspoređenost gorivnih elemenata kako u okviru snopa tako i u okviru čitavog reaktora i pojednostavljuje manipulisanje gorivom. U ovom slučaju zid kasete služi kao kanal za strujanje hladionica. Unutar ove kasete između šipki sa gorivom nalaze se i šipke kontrolnih apsorbera.

Kasete mogu biti šestougaonog i kvadratnog preseka. Jedna od takvih šestougaonih kaseta je prikazana na slici 5.5. Na njoj se vidi kako izgleda horizontalni presek jezgra i jedne kasete lakovodne nuklearne elektrane Novo-Voronezhskaya u Sovjetskom Savezu. Na slici su označene dimenzije u milimetrima.

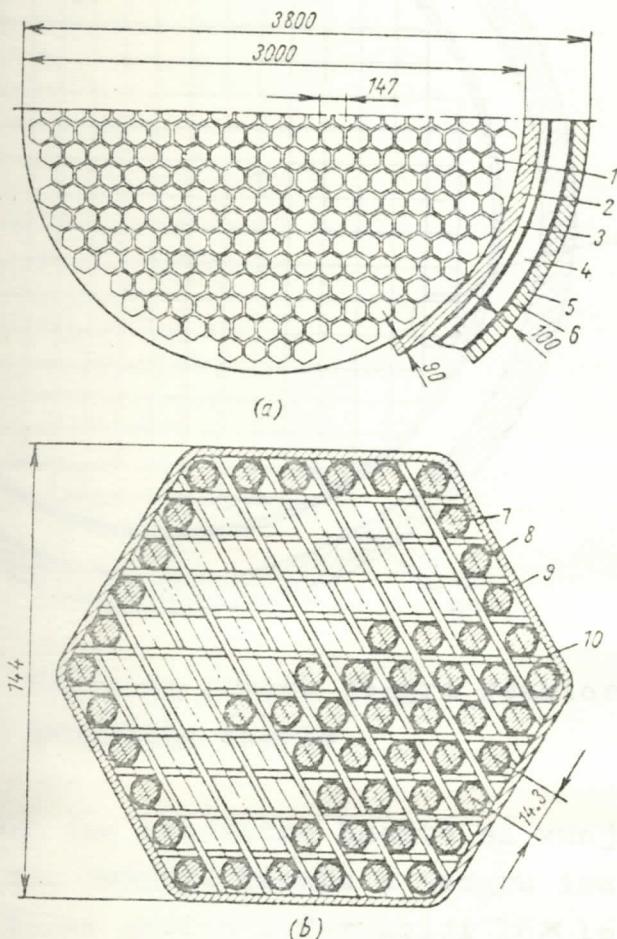
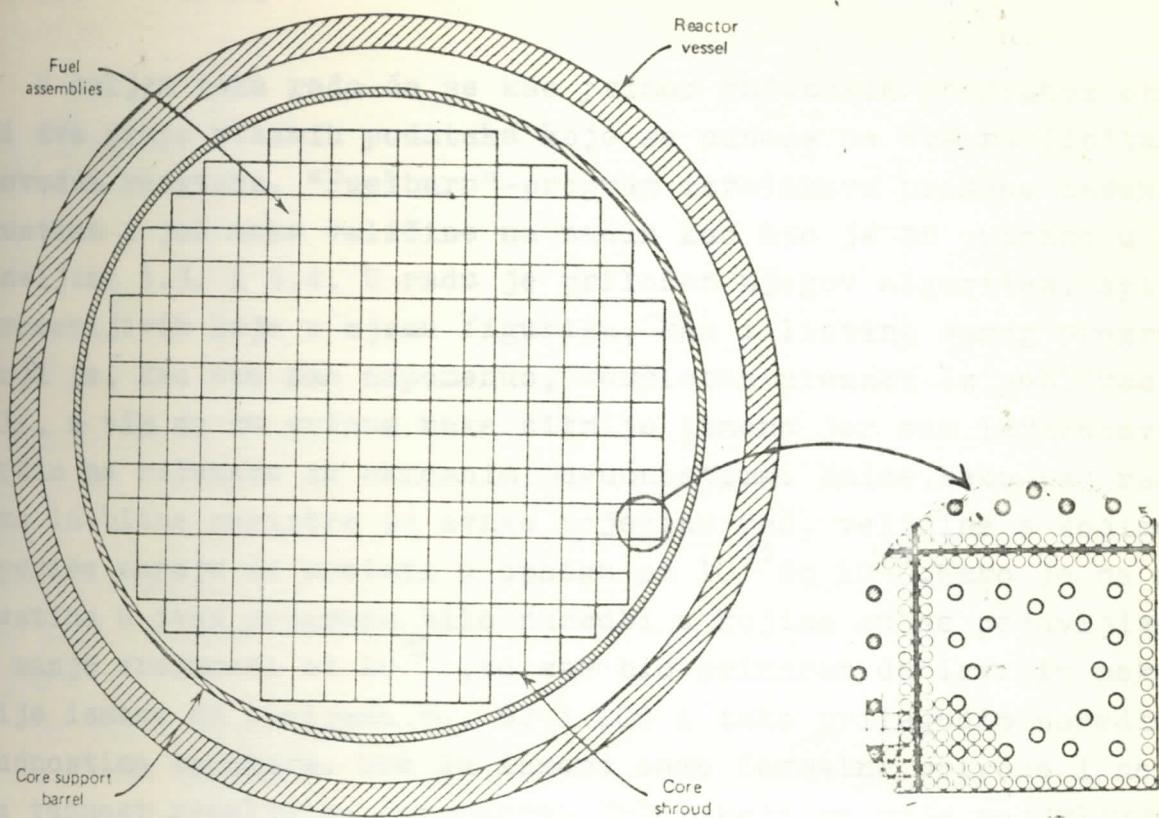


Fig. 9.10. Cross-sections of the core (a) and of the fuel assembly (b) of the Novo-Voronezhskaya atomic power plant reactor

1—grid assembly; 2—heat shielding; 3—support cylinder; 4—reflector 20 cm of water;
5—vessel wall; 6—stainless steel layer; 7—uranium dioxide; 8—fuel-element zirconium
spacer-rod

sl. 5.5. Presek reaktorskog jezgra sa šestougaonim kasetama
Poprečan presek jezgra kao i izgled jedne kvadratne kasete sa naznačenim rasporedom kontrolnih apsorbera je dat na slici 5.6.



sl. 5.6. Poprečni presek jezgra reaktora i jedne kvadratne kasete

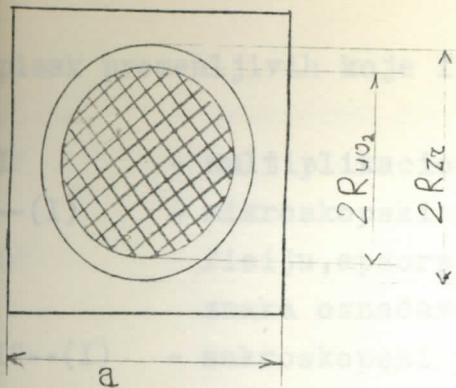
I N.E. Krško ima kvadratne kasete sa vanjskim dimenzijama od $19,72 \times 19,72$ cm. Ovakvih kasete u jezgru ima 121 i u svaku od njih su poslagane šipke goriva u formaciji 16×16 sa korakom od 1,232 cm.

5.6.2. Primeri

U daljem toku rada će se kao primer računskim programom obraditi dve grupe ulaznih podataka koje se odnose na dva različita lakovodna reaktora. "Fuelburn"-program izračunava promene masenih gustina i još neke veličine na način kao što je to opisano u poglavljima 5.3. i 5.4. U radu je priložen njegov algoritam, spisak promenljivih koje u njemu figurišu, kao i listing samog programa, koji je, kao što sam napomenuo, kompletan preuzet iz publikacije /1/, s tim da su vršene neke sitnije izmene jer sam izračunavanja vršio na računaru sa skromnim mogućnostima. Naime, kako taj računar ima 16-bitne registre za svaku pojedinu reč, veličine s kojima on operiše moraju se kretati u opsegu od 10^{-39} do 10^{+39} . Kako je na nekim mestima u ovom programu bilo naredbi u kojima su se pojavljivale i manje vrednosti od 10^{-39} , to sam bio primoran da izvršim neke sitnije izmene na linijama 80, 82 i 100 i tako prilagodim naredbu mogućnostima računara. Ove su izmene samo formalne prirode i ne utiču na tačnost rezultata. Potprogram TPLOT koji se ovde pojavljuje ima zadatku da izračunava relativne masene gustine izotopa za svaki korak izgaranja u odnosu na pošetnu vrednost za U-235 i da iscrta grafik vremenske promene ovih relativnih masenih gustina.

Svi podaci koji se pojavljuju u prvom primeru su preuzeti iz publikacije /1/. Tu se radi o lakovodnom reaktoru sa malo većom gustinom snage od uobičajene $P = 200 \text{ kW/l}$. Reaktor u početnom trenutku poseduje potpuno svežu šaržu goriva što znači da su pre početka izgaranja prisutni samo U-235 i U-238. Radi se o delimično obogaćenom gorivu s obzirom da je U-235 zastupljen sa 2,6%. Računaju se izotopske promene za 15 koraka izgaranja, od kojih svaki korak traje 720 časova (30 dana). Ostali ulazni podaci, kao i rezultati izračunavanja mogu se videti na priloženom listingu.

Drugi primer koji se ovde obrađuje sličan je predhodnom. I ovde se radi o lakovodnom reaktoru, a neki parametri kao npr. mikroskopski preseci za interakcije sa neutronima za gorivo i ostale materijale su isti u oba primera. U ovom slučaju se gorivo nalazi u obliku cilindričnih šipki sa košuljicama od cirkonijuma. Poprečni presek jednog takvog gorivnog elementa i njegove dimenzije su date na slici (5.7.).



$$R_{\text{JO}_2} = 0,410 \text{ cm}$$

$$R_{77} = 0,475 \text{ cm}$$

$$a = 1,32934 \text{ cm}$$

sl. 5.7. Poprečni presek šipke goriva

Gustina snage u ovom reaktoru je $P = 85 \text{ kW/l}$, a u početnom trenutku imamo potpuno sveže gorivo tj. prisutni su samo U-235 i U-238. Gorivo je obogaćeno sa 3,247% fisibilnog U-235. I ovde se takođe posmatra 15 koraka izgaranja od po 720 časova. Ostali ulazni podaci se mogu naći na priloženom listingu zajedno sa rezultatima izračunavanja.

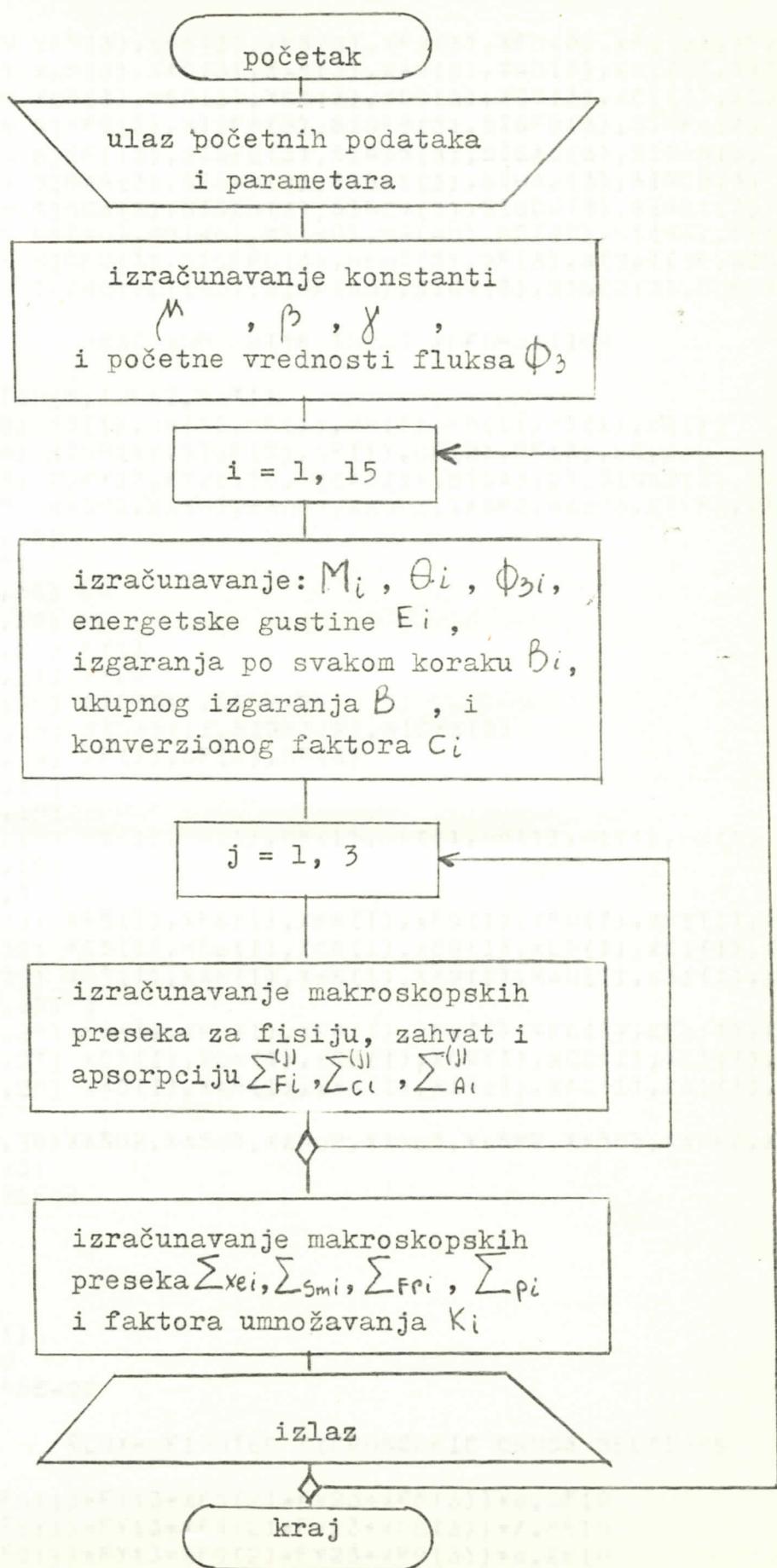
Na kraju, ovim primerima su priložena i dva grafika (slike 5.7. i 5.8.) na kojima su prikazani rezultati dobijeni za promene mase- nih gustina. Za drugi primer date su samo krive za vremensku pro- menu masenih gustina uranovih izotopa 235 i 236 kao i Pu-239 s ob- zirom da se ostali nuklidi pojavljuju u znatno manjim količinama.

Spisak promenljivih koje figurišu u programu

KI	- multiplikacioni faktor
X--(I)	- mikroskopski presek u cm . Drugi znak F,A i C označava fisiju,apsorpciju i zahvat respektivno.Broj iza ovog znaka označava izotop,a indeks I neutronsku grupu.
SIG--(I)	- makroskopski presek u cm^{-4} . Četvrti znak,broj iza njega i indeks I označavaju isto kao i kod X--(I).
M-(J)	- masena gustina U i Pu izotopa.Broj iza M označava izotop.J označava korak izgaranja.
SIGFU(I)	- makroskopski fisioni presek za U u I-toj neutronskoj grupi u cm^{-4} .
SIGFPu(I)	- makroskopski fisioni presek za Pu u I-toj neutronskoj grupi u cm^{-4} .
NEUT(I)	- suma proizvoda neutrona po fisiji i makroskopskog fisionog preseka za sve izotope u I-toj neutronskoj grupi u cm^{-1} .
DF(I)	- difuzioni koeficijent u I-toj neutronskoj grupi u cm .
SIGAT(I)	- totalni makroskopski apsorpcioni presek isključujući fisione produkte u cm^{-4} .
SIGA ₃ (I)	- makroskopski apsorpcioni presek za moderator i hladilac u cm^{-4} .
TE(J)	- vreme u časovima za završetak J-tog koraka izgaranja.
ET(J)	- produkovana energija za vreme J-tog koraka izgaranja u kilovat-časovima po litru.
SIGP(J)	- makroskopski presek otrova za spore neutrone u cm^{-1} na početku J-tog koraka izgaranja pri k= 1,004 .
SIGR(I)	- makroskopski presek za prelazak iz I-te neutronske grupe rasipanjem energije kroz sudare u cm^{-1} .
BURN(J)	- izgaranje goriva za vreme J-tog koraka u megavat-danima po metričkoj toni svežeg goriva.
BG	- bakling za reaktor u cm^{-2} .
JJ	- broj koraka izgaranja.
P	- gustina snage u kilovatima po litru.
FY13	- odnos brzog i sporog fluksa.
FY23	- odnos rezonantnog i sporog fluksa.
XAX	- mikroskopski presek za spore neutrone za Xe-135 .
XA---	- mikroskopski presek za grupu fisionih produkata u cm . Treće slovo S i N,označava sporo- i nesaturirajuću grupu respektivno. Četvrti znak,U i P,označava U i Pu

	a poslednji broj, 2 i 3, označava neutronsku grupu.
AVO	- Avogadrovo broj
NNU	- broj atoma iz nesaturirajuće grupe fisionih produkata nastalih iz urana u nukleonima po cm^{-3} .
NSU	- broj atoma iz saturirajuće grupe fisionih produkata nastalih iz urana u nukleonima po cm^{-3} .
NNPU	- broj atoma iz nesaturirajuće grupe fisionih produkata nastalih iz Pu u nukleonima po cm^{-3} .
NSPU	- broj atoma iz saturirajuće grupe fisionih produkata nastalih iz Pu u nukleonima po cm^{-3} .
PHI5	- početna masena gustina U-235 u g/cm^3 .
BURNT	- izgaranje na kraju svakog vremenskog koraka u megavat-danima po metričkoj toni svežeg goriva.
XICR	- konverzionalni odnos.
LAMDI	- konstanta radioaktivnog raspada za Pu-241.
THETA	- ozračenje u neutronima po cm^{-2} .
FU	- broj fisija u uranu po cm^{-3} .
FPU	- broj fisija u plutonijumu po cm^{-3} .
SIGXE	- makroskopski apsorpcioni presek za Xe-135 u cm^{-1} za termalnu neutronsku grupu.
SIGSM	- makroskopski apsorpcioni presek za Sm-149 u cm^{-1} za spore neutrone.
SIGFP	- makroskopski apsorpcioni presek za grupu fisionih produkata. Broj iza P označava neutronsku grupu.
LOSS	- suma neutronskih gubitaka za neutronsku grupu označenu brojem iza poslednjeg slova.
BETA, MU, GAM	- veličine definisane jednačinama 5.38., 5.39. i 5.46.

Algoritam "Fuelburn" programa



MODULE FUEL BURN

```
0001      IMPLICIT REAL*4(A=H,L=Z)
0002      REAL KI
0003      DIMENSION XF5(3),XF6(3),XF8(3),XF9(3),XF0(3),XF1(3),XF2(3)
0004      DIMENSION XA5(3),XA6(3),XA8(3),XA9(3),XA0(3),XA1(3),XA2(3)
0005      DIMENSION XC5(3),XC6(3),XC8(3),XC9(3),XC0(3),XC1(3),XC2(3)
0006      DIMENSION SIGF5(3),SIGF6(3),SIGF8(3),SIGF9(3),SIGF0(3)
0007      DIMENSION SIGF1(3),SIGF2(3),SIGA5(3),SIGA6(3),SIGA8(3)
0008      DIMENSION SIGA9(3),SIGA0(3),SIGA1(3),SIGA2(3),SIGC5(3)
0009      DIMENSION SIGC6(3),SIGC8(3),SIGC9(3),SIGC0(3),SIGC1(3)
0010      DIMENSION M5(40),M6(40),M8(40),M9(40),M0(40),M1(40),M2(40)
0011      DIMENSION SIGFU(3),SIGFP(3),NEUT(3),DF(3),SIGAT(3),SIGA3(3)
0012      DIMENSION TE(40),ET(40),SIGP(40),SIGR(3),SIGC2(3),BURN(40)
```

READ AND WRITE INPUT INFORMATION

```
0013      CALL ASSIGN(5,'ULAZ.DAT')
0014      READ(5,32) M5(1),M6(1),M8(1),M9(1),M0(1),M1(1),M2(1)
0015      READ(5,34) SIGR(1),SIGR(2),DF(1),DF(2),DF(3),BG,JJ
0016      READ(5,33) P,FY13,FY23,TO,SIGA3(1),SIGA3(2),SIGA3(3),XAX
0017      READ(5,37) XASU2,XASU3,XANU2,XANU3,XASP2,XASP3,XANP2,XANP3
0018      WRITE(5,35)
0019      WRITE(6,5)
0020      WRITE(6,31) BG
0021      WRITE(6,22) P
0022      WRITE(6,20) FY13
0023      WRITE(6,21) FY23
0024      WRITE(6,30) SIGR(1),SIGR(2)
0025      WRITE(6,38) SIGA3(1),SIGA3(2),SIGA3(3)
0026      WRITE(6,29) DF(1),DF(2),DF(3)
0027      WRITE(6,17)
0028      WRITE(6,18)
0029      WRITE(6,19) M5(1),M6(1),M8(1),M9(1),M0(1),M1(1),M2(1)
0030      WRITE(6,16)
0031      DO 1 I=1,3
0032      READ(5,32) XF5(I),XF6(I),XF8(I),XF9(I),XF0(I),XF1(I),XF2(I)
0033      READ(5,32) XC5(I),XC6(I),XC8(I),XC9(I),XC0(I),XC1(I),XC2(I)
0034      READ(5,32) XA5(I),XA6(I),XA8(I),XA9(I),XA0(I),XA1(I),XA2(I)
0035      WRITE(6,25) I
0036      WRITE(6,26) XF5(I),XF6(I),XF8(I),XF9(I),XF0(I),XF1(I),XF2(I)
0037      WRITE(6,27) XC5(I),XC6(I),XC8(I),XC9(I),XC0(I),XC1(I),XC2(I)
0038      WRITE(6,28) XA5(I),XA6(I),XA8(I),XA9(I),XA0(I),XA1(I),XA2(I)
0039      1 CUNTINUE
0040      WRITE(6,36) XASU2,XASU3,XANU2,XANU3,XASP2,XASP3,XANP2,XANP3,XAX
0041      WRITE(6,23)
0042      AYD=0.6925E24
0043      NSU=0.0
0044      NNU=0.0
0045      NSPU=0.0
0046      NNPU=0.0
0047      PHI5=M5(1)
0048      BURNT=0.0
0049      LAMD1=1.66E-09
```

FLUX-WEIGHTED MICROSCOPIC CROSS SECTIONS

```
0050      BETAS=(XF5(1)*FY13+XF5(2)*FY23+XF5(3))*8.0E10
0051      BETAB=(XF8(1)*FY13+XF8(2)*FY23+XF8(3))*7.8E10
0052      BETAS=(XF9(1)*FY13+XF9(2)*FY23+XF9(3))*8.2E10
0053      BETAI=(XF1(1)*FY13+XF1(2)*FY23+XF1(3))*8.2E10
```

```

0054 FY3=P/(BETA5*M5(1)+BETA8*M8(1)+BETA9*M9(1)+BETA1*M1(1))
0055 MU5=XA5(1)*FY13+XA5(2)*FY23+XA5(3)
0056 MU6=XA6(1)*FY13+XA6(2)*FY23+XA6(3)
0057 MU8=XAB(1)*FY13+XAB(2)*FY23+XAB(3)
0058 MU9=XA9(1)*FY13+XA9(2)*FY23+XA9(3)
0059 MU0=XAO(1)*FY13+XAO(2)*FY23+XAO(3)
0060 MU1=XA1(1)*FY13+XA1(2)*FY23+XA1(3)+LAMD1/FY3
0061 MU2=XA2(1)*FY13+XA2(2)*FY23+XA2(3)
0062 GAM5=XC5(1)*FY13+XC5(2)*FY23+XC5(3)
0063 GAM8=XC8(1)*FY13+XC8(2)*FY23+XC8(3)
0064 GAM9=XC9(1)*FY13+XC9(2)*FY23+XC9(3)
0065 GAM1=XC1(1)*FY13+XC1(2)*FY23+XC1(3)
0066 JT=JJ+1

```

C
C
C

FUEL BURNUP CALCULATIONS

```

0067 DJ 5 J=2, JT
0068 K=J=1
0069 FY3=P/(BETA5*M5(K)+BETA8*M8(K)+BETA9*M9(K)+BETA1*M1(K))
0070 THETA=FY3*T0*3600
0071 EX5=EXP(-MUS*THETA)
0072 EX6=EXP(-MU6*THETA)
0073 EX8=EXP(-MU8*THETA)
0074 EX9=EXP(-MU9*THETA)
0075 EX0=EXP(-MU0*THETA)
0076 EX1=EXP(-MU1*THETA)
0077 EX2=EXP(-MU2*THETA)
0078 A1=(GAM5*M5(K))/(MU5-MUS)
0079 A2=(GAM8*M8(K))/(MU8-MU9)
0080 A3=M0(K)+(GAH7*1.E20*GAM8*M8(K))/((MU0-MU9)*1.E20*(MU9-MU8))
0081 1+(GAH9*M9(K))/((MU0-MU9)+(GAH8*1.E20*GAH9*M8(K))/((MU8-MU0)*
0082 21.E20*(MU9-MU8)))
0083 A4=(GAM9/(MU0-MU9))*((M9(K)+(GAM8*M8(K))/((MU8-MU9)))
0084 A5=GAH9*1.E20*GAM8*M8(K)/((MU0-MU8)*1.E20*(MU9-MU8))
0085 A6=M1(K)+(MU0/(MU0-MU1))*A3+(MU0/(MU9-MU1))*A4+(MU0/(MU8-MU1))
0086 2*A5
0087 A7=(MU0/(MU1-MU0))*A3
0088 A8=(MU0/(MU1-MU9))*A4
0089 A9=(MU0/(MU1-MU8))*A5
0090 A10=M2(K)+((GAM1*A6)/(MU1-MU2))+((GAM1*A7)/(MU0-MU2))+((GAM1*A8)
0091 3/(MU9-MU2))+((GAM1*A9)/(MU8-MU2))
0092 A11=(GAM1*A5)/(MU2-MU1)
0093 A12=(GAM1*A7)/(MU2-MU0)
0094 A13=(GAM1*A8)/(MU2-MU9)
0095 A14=(GAM1*A9)/(MU2-MU8)
0096 M5(J)=M5(K)*EX5
0097 M6(J)=(M6(K)-A1)*EX6+A1*EX5
0098 M8(J)=M8(K)*EX8
0099 M9(J)=(M9(K)-A2)*EX9+A2*EX8
0100 M0(J)=A3*EX0+A4*EX9+A5*EX8
0101 M1(J)=A6*EX1+A7*EX0+A8*EX9+A9*EX8
0102 M2(J)=A10*EX2+A11*EX1+A12*EX0+A13*EX9+A14*EX8
0103 Y5=(BETA5*M5(K))/MUS
0104 Y8=BETA8*M8(K)/MU8-GAM8*M8(K)*1.E20*BETA9/((MU8-MU9)*1.E20*MU8)+1.BETA1*A9/MUS
0105 Y9=(M9(K)+(GAM8*M8(K))/((MU8-MU9)))*(BETA9/MU9)+A8*BETA1/MU9
0106 Y0=A7*BETA1/MU0
0107 Y1=A6*BETA1/MU1
0108 ET(J)=(Y5*(1.-EX5)+Y8*(1.-EX8)+Y9*(1.-EX9)+Y0*(1.-EX0)+Y1*
0109 3*(1.-EX1))/3600
0110 BURN(J)=ET(J)/(24.*((M5(1)+M6(1)+M8(1)+M9(1)+M0(1)+M1(1)+M2(1))))
0111 TE(J)=T0*(J-1)

```

0107 BURNT=BURN+BURN(J)
0108 XICR=(GAM8*M8(J)+MU0*M0(J))/(MU5*M5(J)+MU9*M9(J)+MU1*M1(J))

C
C
C

MACROSCOPIC CROSS SECTIONS

0109 D0 4 I=1,3
0110 SIGF5(I)=XF5(I)*M5(J)*AV0/235.
0111 SIGA5(I)=XA5(I)*M5(J)*AV0/235.
0112 SIGC5(I)=XC5(I)*M5(J)*AV0/235.
0113 SIGF6(I)=XF6(I)*M6(J)*AV0/236.
0114 SIGA6(I)=XA6(I)*M6(J)*AV0/236.
0115 SIGC6(I)=XC6(I)*M6(J)*AV0/236.
0116 SIGF8(I)=XF8(I)*MB(J)*AV0/238.
0117 SIGA8(I)=XA8(I)*MB(J)*AV0/238.
0118 SIGC8(I)=XC8(I)*MB(J)*AV0/238.
0119 SIGF9(I)=XF9(I)*M9(J)*AV0/239.
0120 SIGA9(I)=XA9(I)*M9(J)*AV0/239.
0121 SIGC9(I)=XC9(I)*M9(J)*AV0/239.
0122 SIGF0(I)=XF0(I)*M0(J)*AV0/240.
0123 SIGA0(I)=XA0(I)*M0(J)*AV0/240.
0124 SIGC0(I)=XC0(I)*M0(J)*AV0/240.
0125 SIGF1(I)=XF1(I)*M1(J)*AV0/241.
0126 SIGA1(I)=XA1(I)*M1(J)*AV0/241.
0127 SIGC1(I)=XC1(I)*M1(J)*AV0/241.
0128 SIGF2(I)=XF2(I)*M2(J)*AV0/242.
0129 SIGA2(I)=XA2(I)*M2(J)*AV0/242.
0130 SIGC2(I)=XC2(I)*M2(J)*AV0/242.
0131 IF (J.GT.2) GO TO 3
0132 IF (I.GT.1) GO TO 2
0133 WRITE (6,24)
0134 CONTINUE
0135 2
0136 WRITE (6,25) I
0137 WRITE (6,25) SIGF5(I),SIGF6(I),SIGF8(I),SIGF9(I),SIGF0(I),
4SIGF1(I),SIGF2(I)
0138 WRITE (6,27) SIGC5(I),SIGC6(I),SIGC8(I),SIGC9(I),SIGC0(I),
5SIGC1(I),SIGC2(I)
0139 WRITE (6,28) SIGA5(I),SIGA6(I),SIGA8(I),SIGA9(I),SIGA0(I),
6SIGA1(I),SIGA2(I)
0140 CONTINUE
0141 3
0142 SIGFU(I)=SIGF5(I)+SIGF8(I)
0143 SIGFPU(I)=SIGF9(I)+SIGF1(I)
0144 SIGAT(I)=SIGA5(I)+SIGA0(I)+SIGA8(I)+SIGA9(I)+SIGA0(I)+SIGA1(I)
7+SIGA2(I)+SIGA3(I)
0145 4
0146 CONTINUE
C
C
C

FISSION PRODUCTS

0146 FU=(SIGFU(1)*FY13+SIGFU(2)*FY23+SIGFU(3))*FY3
0147 FPU=(SIGFPU(1)*FY13+SIGFPU(2)*FY23+SIGFPU(3))*FY3
0148 SIGXE=XAXX*(0.065*FU+0.072*FPU)/(2.11E-05+XAXX*FY3)
0149 SIGSM=(0.011*FU+0.013*FPU)/FY3
0150 MUSU=XASU2*FY23+XASU3
0151 MUNU=XANU2*FY23+XANU3
0152 HUSP=XASP2*FY23+XASP3
0153 MUNP=XANP2*FY23+XANP3
0154 NSU=(0.376*FU/(MUSU*FY3))*(1.-EXP(-MUSU*FY3*T0*3600.))+NSU
0155 NSU=(0.376*FU/(MUSU*FY3))*(1.-EXP(-MUSU*FY3*T0*3600.))+NSU
0156 NNU=1.543*FU*T0*3600.+NNU
0157 NSPU=(0.401*FPU/(HUSP*FY3))*(1.-EXP(-HUSP*FY3*T0*3600.))+NSPU
0158 NNPU=1.501*FPU*T0*3600.+NNPU
0159 SIGFP2=ISU*XASU2+NNU*XANU2+NSPU*XASP2+NNPU*XANP2
0160 SIGFP3=NSU*XASU3+NNU*XANU3+NSPU*XASP3+NNPU*XANP3

C
C
C
CONTROL POISON

0161 LOSS1=DF(1)*BG+SIGAT(1)+SIGR(1)
0162 LOSS2=DF(2)*BG+SIGAT(2)+SIGR(2)+SIGFP2
0163 LOSS3=DF(3)*BG+SIGAT(3)+SIGXE+SIGSM+SIGFP3
0164 NEUT(1)=2.58*SIGF5(1)+2.60*SIGF8(1)+3.05*SIGF9(1)+3.18*SIGF1(1)
0165 NEUT(2)=2.44*SIGF5(2)+2.89*SIGF9(2)+3.02*SIGF1(2)
0166 NEUT(3)=2.44*SIGF5(3)+2.89*SIGF9(3)+3.02*SIGF1(3)
0167 SIGP(J)=(NEUT(3)*SIGR(1)*SIGR(2)/(1.0040*LOSS1*LOSS2-NEUT(1)*
1LOSS2-NEUT(2)*SIGR(1)))-LOSS3

C
C
C
CALCULATION OF K-INFINITE (KI)

0168 KI=(NEUT(1)*(SIGAT(2)+SIGFP2+SIGR(2))*(SIGAT(3)+SIGFP3+SIGXE+
2SIGSM)+NEUT(2)*SIGR(1)*(SIGAT(3)+SIGFP3+SIGXE+SIGSM)+NEUT(3)*
3SIGR(1)*SIGR(2))/((SIGAT(1)+SIGR(1))*(SIGAT(2)+SIGFP2+SIGR(2))*
4(SIGAT(3)+SIGFP3+SIGXE+SIGSM))

C
C
C
OUTPUT INFORMATION

0169 WRITE (6,7) K, KI, SIGP(J)
0170 WRITE (6,8) FY3
0171 WRITE (6,9) M5(J), THETA
0172 WRITE (6,10) M6(J), XICR
0173 WRITE (6,11) M8(J), BURN(J)
0174 WRITE (6,12) M9(J), BURNT
0175 WRITE (6,13) M0(J), ET(J)
0176 WRITE (6,14) M1(J), TE(J)
0177 WRITE (6,15) M2(J), T0
0178 5 CONTINUE
0179 CALL TPLOT (M5,M6,M8,M9,M0,M1,M2,JT,PHI5,T0)
0180 6 FORMAT (44H ***** INPUT INFORMATION *****)
0181 7 FORMAT (/2BH DATA AT END OF TIME STEP ,T3,8X,4HK = ,F5.3,
211X,6HSIGP =,F8.5)
0182 8 FORMAT (10H ISOTOPES,7X,13HDENSITY(KG/L),6X,14HTHERMAL FLUX =,
3E11.3,3X,11H1/SEC*CM**2)
0183 9 FORMAT (3X,5HU=235,10X,E10.3,8X,17HTHERMAL FLUENCE =,E12.3,
43X,7H1/CM**2)
0184 10 FORMAT (3X,5HU=236,10X,E10.3,8X,32HINSTANTANEOUS CONVERSION RATIO
10 =,F6.3)
0185 11 FORMAT (3X,5HU=238,10X,E10.3,8X,18HBURNUP THIS STEP =,F7.0,3X
1,6HMWD/MT)
0186 12 FORMAT (3X,6HPU=239,9X,E10.3,8X,14HTOTAL BURNUP =,F8.0,3X,6HMWD/
1MT)
0187 13 FORMAT (3X,6HPU=240,9X,E10.3,8X,17HENERGY DENSITY IS,F8.0,3X,7HK
1H-HR/L)
0188 14 FORMAT (3X,6HPU=241,9X,E10.3,8X,17HTIME STEP ENDS AT,F9.0,3X,5HH
20URS)
0189 15 FORMAT (3X,6HPU=242,9X,E10.3,8X,16HTIME STEP LENGTH,F7.0,3X,5HH
2URS)
0190 16 FORMAT (/22X,34HMICROSCOPIC CROSS SECTIONS (CM**2))
0191 17 FORMAT (34HO INITIAL ISOTOPE DENSITIES (KG/L))
0192 18 FORMAT (3X,6H U=235,7X,5HU=236,7X,5HU=238,7X,6HPU=239,6X,6HPU
2=240,6X,6HPU=241,6X,6HPU=242)
0193 19 FORMAT (3X,7(F8.5,5X))
0194 20 FORMAT (41H RATIO OF GROUP 1 FLUX TO THERMAL FLUX =,F5.2)
0195 21 FORMAT (41H RATIO OF GROUP 2 FLUX TO THERMAL FLUX =,F5.2)
0196 22 FORMAT (24H POWER DENSITY (KW/L) =,F7.2)
0197 23 FORMAT (/40H ***** END OF INPUT INFORMATION *****)
0198 24 FORMAT (/22X,33HMACROSCOPIC CROSS SECTIONS (1/CM),/)
0199 25 FORMAT (2X,5HGROUP,I2,7X,5HU=235,5X,5HU=236,5X,5HU=238,5X,6HPU

2-239,4X,6HPU=240,4X,6HPU=241,4X,6HPU=242)
0200 26 FORMAT (2X,7HFISION,5X,7(E8.2,2X))
0201 27 FORMAT (2X,7HCAPTURE,5X,7(E8.2,2X))
0202 28 FORMAT (2X,10HABSORPTION,2X,7(E8.2,2X),/)
0203 29 FORMAT (29H DIFFUSION COEFFICIENTS (CM),4X,7HDF(1) =,F6.3,5X,
27HDF(2) =,F8.3,5X,7HDF(3) =,F6.3)
0204 30 FORMAT (31H REMOVAL CROSS SECTIONS (1/CM),6X,10HSIGR(1) = ,F5.3
1,8X,10HSIGR(2) = ,F6.3)
0205 31 FORMAT (13H0 BUCKLING = ,E10.4,2X,7H1/CM**2)
0206 32 FORMAT (7E10.3)
0207 33 FORMAT (7F7.0,E12.5)
0208 34 FORMAT (6F10.3,12)
0209 35 FORMAT (1H1)
0210 36 FORMAT (52H0 FISSION PRODUCT MICROSCOPIC CROSS SECTIONS (CM**2),
3/,12X,7HXASJ2 =,E10.3,8X,7HXASU3 =,E10.3,/,2X,7HXANU2 =,E10.3
4,8X,7HXANU3 =,E10.3,/,2X,7HXASP2 =,E10.3,8X,7HXASP3 =,E10.3,/
5,2X,7HXANP2 =,E10.3,8X,7HXANP3 =,E10.3,/,2X,5HXAX =,E10.3)
0211 37 FORMAT (5E10.3)
0212 38 FORMAT (34H CLAD & CULANT ABSURPTION (1/CM),1X,9HSIGA3(1)=,F6
1.4,1X,9HSIGA3(2)=,F8.4,1X,9HSIGA3(3)=,F8.4)
0213 STOP
0214 END

```
0001      SUBROUTINE TPLQT (M5,M6,M8,M9,M0,M1,M2,JJ,PHI5,T0)
0002      IMPLICIT REAL*4(A-H,M-Z)
0003      DIMENSION M5(40),M6(40),M8(40),M9(40),M0(40),M1(40),M2(40)
0004      DIMENSION LINE(61), INUM(9)
0005      INTEGER PL,MI,ST,BL,SL,S9,S0,S6,S1,S2
0006      READ (5,B) PL,MI,ST,BL,SL,S9,S0,S1,S2,S6
0007      JJ0=JJ*10+1
0008      WRITE (6,9)
0009      WRITE (6,10)
0010      DO 1 I=2,JJ
0011      M5(I)=M5(I)/PHI5
0012      M6(I)=M6(I)/PHI5
0013      M9(I)=M9(I)/PHI5
0014      M0(I)=M0(I)/PHI5
0015      M1(I)=M1(I)/PHI5
0016      1 M2(I)=M2(I)/PHI5
0017      DO 2 I=1,9
0018      2 INUM(I)=I
0019      WRITE (6,11) (INUM(I),I=1,9)
0020      DO 7 I=1,JJ,1
0021      IF (I.EQ.1) GO TO 4
0022      IP5=M5(I)*60+0.1
0023      IP6=M6(I)*60+0.1
0024      IP9=M9(I)*60+0.1
0025      IPO=M0(I)*60+0.1
0026      JP1=M1(I)*60+0.1
0027      JP2=M2(I)*60+0.1
0028      DO 3 I1=1,55,6
0029      3 LINE(I1)=BL
0030      DO 3 I2=1,5
0031      3 I3=I1+12
0032      LINE(I3)=BL
0033      IF (I1.EQ.1) LINE(I1)=PL
0034      IF (I1.EQ.JJ) LINE(I1)=PL
0035      IF (I1.EQ.JJ) LINE(I3)=MI
0036      IF (I3.EQ.IP6) LINE(I3)=S6
0037      IF (I1.EQ.IP6) LINE(I1)=S6
0038      IF (I3.EQ.IP9) LINE(I3)=S9
0039      IF (I1.EQ.IP9) LINE(I1)=S9
0040      IF (I3.EQ.IPO) LINE(I3)=S0
0041      IF (I1.EQ.IPO) LINE(I1)=S0
0042      IF (I3.EQ.JP1) LINE(I3)=S1
0043      IF (I1.EQ.JP1) LINE(I1)=S1
0044      IF (I3.EQ.JP2) LINE(I3)=S2
0045      IF (I1.EQ.JP2) LINE(I1)=S2
0046      IF (I3.EQ.IP5) LINE(I3)=ST
0047      IF (I1.EQ.IP5) LINE(I1)=ST
0048      3 CONTINUE
0049      IIL=(I-1)*T0
0050      LINE(61)=PL
0051      WRITE (6,12) IIL,LINE
0052      IF (I.EQ.JJ) GO TO 7
0053      4 DO 5 J=1,2
0054      5 LINE(1)=SL
0055      LINE(61)=SL
0056      DO 5 I1=2,60
0057      5 LINE(I1)=BL
0058      5 CONTINUE
0059      LINE(61)=SL
0060      6 WRITE (6,13) LINE
0061      7 CONTINUE
0062      WRITE (6,14)
```

```
0080      WRITE (6,15)
0081      8       FORMAT (11A1)
0082      9       FORMAT (1H1)
0083      10      FORMAT (37X,18HRELATIVE DENSITIES)
0084      11      FORMAT (14X,3H0.0,9(3X,2H0.,I1),3X,3H1.0/,15X,10(6H+-----),1H5)
0085      12      FORMAT (3X,2HT=,I5,4H HRS,1X,61A1)
0086      13      FORMAT (15X,61A1)
0087      14      FORMAT (//2X,10H 5' (U=235),3X,9H6' (U=236),3X,10H9 (PU=239),3X,
0088      15      110H9 (PU=240),3X,10H1 (PU=241),3X,10H2 (PU=242))
0089      STOP
0090      END
```

PRIMER 1

- 26 -

***** INPUT INFORMATION *****

BUCKLING = 0.9999E-06	1/CH**2
POWER DENSITY (KHW/L) = 200.00	
RATIO OF GROUP 1 FLUX TO THERMAL	FLUX = 4.60
RATIO OF GROUP 2 FLUX TO THERMAL	FLUX = 2.15
REMOVAL CROSS SECTIONS (1/CM)	SIGR(1) = 0.061
CLAD & COOLANT ABSORPTION (1/CM)	SIGA3(1)=0.0003 SIGA3(2)= 0.0004 SIGA3(3)= 0.0053
DIFFUSION COEFFICIENTS (CM)	DF(1) = 1.707 DF(2) = 0.853 DF(3) = 0.346
INITIAL ISOTUPE DENSITIES (KG/L)	
U-235	U-238 PU=239 PU=240 PU=241 PU=242
0.07740	0.00000 0.00000 0.00000 0.00000 0.00000

MICROSCOPIC CROSS SECTIONS (CM**2)

GROUP 1	U-235 U-236 U-238 PU=239 PU=240 PU=241 PU=242
FISION	0.14E-23 0.00E+00 0.19E-24 0.19E-23 0.00E+00 0.22E-23 0.00E+00
CAPTURE	0.29E-24 0.56E-24 0.17E-24 0.23E-24 0.21E-23 0.50E-24 0.12E-23
ABSORPTION	0.17E-23 0.56E-24 0.35E-24 0.21E-23 0.21E-23 0.27E-23 0.12E-23
GROUP 2	U-235 U-236 U-238 PU=239 PU=240 PU=241 PU=242
FISION	0.24E-22 0.00E+00 0.00E+00 0.28E-22 0.00E+00 0.51E-22 0.00E+00
CAPTURE	0.13E-22 0.23E-22 0.21E-23 0.19E-22 0.76E-21 0.13E-22 0.10E-21
ABSORPTION	0.37E-22 0.23E-22 0.21E-23 0.47E-22 0.76E-21 0.64E-22 0.10E-21

FISSION PRODUCT MICROSCOPIC CROSS SECTIONS (CM**2)

XASU2 = 0.510E-22	XASU3 = 0.572E-22
XANU2 = 0.140E-23	XANU3 = 0.187E-23
XASP2 = 0.600E-22	XASP3 = 0.632E-22
XANP2 = 0.370E-23	XANP3 = 0.242E-23
XAX = 0.153E-17	

***** END OF INPUT INFORMATION *****

DATA AT END OF TIME STEP 1

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.703E-01
U-236	0.130E-02
U-238	0.289E+01
Pu-239	0.377E-02
Pu-240	0.176E-03
Pu-241	0.235E-04
Pu-242	0.452E-05

K = 1.203 SIGP = 0.02434
THERMAL FLUX = 0.850E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.220E+21 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.560
BURNUP THIS STEP = 2049. MHD/MT
TOTAL BURNUP = 2049. MHD/MT
ENERGY DENSITY IS 146355. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 720. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 2

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.594E-01
U-236	0.213E-02
U-238	0.278E+01
Pu-239	0.201E-12
Pu-240	0.505E-03
Pu-241	0.142E-03
Pu-242	0.388E-05

K = 1.175 SIGP = 0.02160
THERMAL FLUX = 0.826E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.214E+21 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.562
BURNUP THIS STEP = 2029. MHD/MT
TOTAL BURNUP = 4078. MHD/MT
ENERGY DENSITY IS 144941. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 1449. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 3

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.513E-01
U-236	0.343E-02
U-238	0.238E+01
Pu-239	0.163E-12
Pu-240	0.438E-03
Pu-241	0.127E-03
Pu-242	0.305E-04

K = 1.145 SIGP = 0.01815
THERMAL FLUX = 0.817E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.212E+21 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.570
BURNUP THIS STEP = 2018. MHD/MT
TOTAL BURNUP = 6096. MHD/MT
ENERGY DENSITY IS 144159. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 2160. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 4

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.502E-01
U-236	0.337E-02
U-238	0.268E+01
Pu-239	0.161E-01
Pu-240	0.414E-02
Pu-241	0.110E-03
Pu-242	0.294E-04

K = 1.116 SIGP = 0.01454
THERMAL FLUX = 0.816E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.211E+21 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.594
BURNUP THIS STEP = 2012. MHD/MT
TOTAL BURNUP = 8108. MHD/MT
ENERGY DENSITY IS 143713. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 2580. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 5

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.485E-01
U-236	0.514E-02
U-238	0.288E+01
Pu-239	0.113E-01
Pu-240	0.385E-02
Pu-241	0.110E-02
Pu-242	0.120E-03

K = 1.089 SIGP = 0.01103
THERMAL FLUX = 0.820E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.212E+21 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.613
BURNUP THIS STEP = 2008. MHD/MT
TOTAL BURNUP = 10116. MHD/MT
ENERGY DENSITY IS 143418. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 3500. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 6

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.441E-01
U-236	0.588E-02
U-238	0.287E+01
Pu-239	0.122E-01
Pu-240	0.221E-02
Pu-241	0.154E-02
Pu-242	0.208E-03

K = 1.063 SIGP = 0.00774
THERMAL FLUX = 0.827E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.214E+21 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.633
BURNUP THIS STEP = 2005. MHD/MT
TOTAL BURNUP = 12121. MHD/MT
ENERGY DENSITY IS 143210. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 4320. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 7
 ISOTOPES DENSITY(KG/L)

U-235	0.401E-01
U-236	0.653E-02
U-238	0.287E+01
PU-239	0.128E-01
PU-240	0.252E-02
PU-241	0.200E-02
PU-242	0.326E-03

K = 1.040 SIGP = 0.00470
 THERMAL FLUX = 0.836E+14 1/SEC*CM**2
 THERMAL FLUENCE = 0.217E+21 1/CM**2
 INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.653
 BURNUP THIS STEP = 2003. MWD/MT
 TOTAL BURNUP = 14123. MWD/MT
 ENERGY DENSITY IS 143055. KW-HR/L
 TIME STEP ENDS AT 5040. HOURS
 TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 8
 ISOTOPES DENSITY(KG/L)

U-235	0.365E-01
U-236	0.713E-02
U-238	0.286E+01
PU-239	0.133E-01
PU-240	0.278E-02
PU-241	0.245E-02
PU-242	0.472E-03

K = 1.019 SIGP = 0.00190
 THERMAL FLUX = 0.848E+14 1/SEC*CM**2
 THERMAL FLUENCE = 0.220E+21 1/CM**2
 INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, -0.672
 BURNUP THIS STEP = 2001. MWD/MT
 TOTAL BURNUP = 15124. MWD/MT
 ENERGY DENSITY IS 142933. KW-HR/L
 TIME STEP ENDS AT 5760. HOURS
 TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 9
 ISOTOPES DENSITY(KG/L)

U-235	0.331E-01
U-236	0.766E-02
U-238	0.285E+01
PU-239	0.137E-01
PU-240	0.299E-02
PU-241	0.288E-02
PU-242	0.545E-03

K = 0.999 SIGP = 0.00069
 THERMAL FLUX = 0.860E+14 1/SEC*CM**2
 THERMAL FLUENCE = 0.223E+21 1/CM**2
 INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.690
 BURNUP THIS STEP = 2000. MWD/MT
 TOTAL BURNUP = 18124. MWD/MT
 ENERGY DENSITY IS 142841. KW-HR/L
 TIME STEP ENDS AT 6480. HOURS
 TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 10
 ISOTOPES DENSITY(KG/L)

U-235	0.300E-01
U-236	0.813E-02
U-238	0.285E+01
PU-239	0.140E-01
PU-240	0.316E-02
PU-241	0.327E-02
PU-242	0.844E-03

K = 0.980 SIGP = 0.00308
 THERMAL FLUX = 0.875E+14 1/SEC*CM**2
 THERMAL FLUENCE = 0.227E+21 1/CM**2
 INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.707
 BURNUP THIS STEP = 1998. MWD/MT
 TOTAL BURNUP = 20122. MWD/MT
 ENERGY DENSITY IS 142755. KW-HR/L
 TIME STEP ENDS AT 7200. HOURS
 TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 11
 ISOTOPES DENSITY(KG/L)

U-235	0.271E-01
U-236	0.855E-02
U-238	0.285E+01
PU-239	0.142E-01
PU-240	0.330E-02
PU-241	0.363E-02
PU-242	0.106E-02

K = 0.962 SIGP = 0.00529
 THERMAL FLUX = 0.890E+14 1/SEC*CM**2
 THERMAL FLUENCE = 0.231E+21 1/CM**2
 INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.724
 BURNUP THIS STEP = 1998. MWD/MT
 TOTAL BURNUP = 22120. MWD/MT
 ENERGY DENSITY IS 142698. KW-HR/L
 TIME STEP ENDS AT 7920. HOURS
 TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 12
 ISOTOPES DENSITY(KG/L)

U-235	0.244E-01
U-236	0.892E-02
U-238	0.284E+01
PU-239	0.143E-01
PU-240	0.340E-02
PU-241	0.394E-02
PU-242	0.130E-02

K = 0.945 SIGP = 0.00736
 THERMAL FLUX = 0.906E+14 1/SEC*CM**2
 THERMAL FLUENCE = 0.235E+21 1/CM**2
 INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.741
 BURNUP THIS STEP = 1997. MWD/MT
 TOTAL BURNUP = 24117. MWD/MT
 ENERGY DENSITY IS 142649. KW-HR/L
 TIME STEP ENDS AT 8640. HOURS
 TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 13
ISOTOPES DENSITY(KG/L)
U-235 0.220E-01
U-236 0.925E-02
U-238 0.284E+01
PU-239 0.144E-01
PU-240 0.348E-02
PU-241 0.421E-02
PU-242 0.156E-02

K = 0.929 SIGP = 0.00929
THERMAL FLUX = 0.924E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.239E+21 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.757
BURNUP THIS STEP = 1996. MWD/MT
TOTAL BURNUP = 26113. MWD/MT
ENERGY DENSITY IS 142611. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 9360. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 14
ISOTOPES DENSITY(KG/L)
U-235 0.198E-01
U-236 0.953E-02
U-238 0.283E+01
PU-239 0.145E-01
PU-240 0.354E-02
PU-241 0.444E-02
PU-242 0.182E-02

K = 0.914 SIGP = 0.01111
THERMAL FLUX = 0.942E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.244E+21 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.773
BURNUP THIS STEP = 1996. MWD/MT
TOTAL BURNUP = 28109. MWD/MT
ENERGY DENSITY IS 142592. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 10080. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 15
ISOTOPES DENSITY(KG/L)
U-235 0.177E-01
U-236 0.977E-02
U-238 0.283E+01
PU-239 0.146E-01
PU-240 0.359E-02
PU-241 0.464E-02
PU-242 0.209E-02

K = 0.899 SIGP = 0.01282
THERMAL FLUX = 0.960E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.249E+21 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.788
BURNUP THIS STEP = 1996. MWD/MT
TOTAL BURNUP = 30105. MWD/MT
ENERGY DENSITY IS 142565. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 10800. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

RELATIVE DENSITIES

	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
T = 720 HRS	5	9									I
	I										I
T = 1440 HRS	5	9									I
	I										I
T = 2160 HRS	5	9									I
	I										I
T = 2880 HRS	0	5	9								I
	I										I
T = 3600 HRS	0	5	9								I
	I										I
T = 4320 HRS	1	5	9								I
	I										I
T = 5040 HRS	10	5	9								I
	I										I
T = 5760 HRS	10	5	9								I
	I										I
T = 6480 HRS	1	5	9								I
	I										I
T = 7200 HRS	1	5	9								I
	I										I
T = 7920 HRS	1	5	9								I
	I										I
T = 8640 HRS	201	5	9								I
	I										I
T = 9360 HRS	201	5	9								I
	I										I
T = 10080 HRS	201	5	9	5							I
	I										I
T = 10800 HRS	201	5	9	5	5	5	5	5	5	5	I

5 (U=235)

6 (U=235)

9 (PU=239)

0 (PU=240)

1 (PU=241)

2 (Pu=242)

PRIMER 2

***** INPUT INFORMATION *****

BUCKLING = 0.2750E-03 1/C**2
 POWER DENSITY (KW/L) = 85.00
 RATIO OF GROUP 1 FLUX TO THERMAL FLUX = 4.30
 RATIO OF GROUP 2 FLUX TO THERMAL FLUX = 1.98
 REMOVAL CROSS SECTIONS (1 / CM)
 CLAD & COOLANT ABSORPTION (CM) SIGR(1) = 0.061 SIGR(2) = 0.050
 DIFFUSION COEFFICIENTS (CM) SIGA3(1) = 0.0003 SIGA3(2) = 0.0004 SIGA3(3) = 0.0050
 INITIAL ISOTOPE DENSITIES (KG/L)
 U=236 PU=239 PU=240 PU=241 PU=242
 0.00000 2.59700 0.00000 0.00000 0.00000
 U=235 PU=236 PU=239 PU=240 PU=241 PU=242
 0.14E-23 0.00E+00 0.19E-24 0.00E+00 0.22E-23 0.00E+00
 0.29E-24 0.56E-24 0.17E-24 0.23E-24 0.50E-24 0.12E-23
 0.17E-23 0.56E-24 0.35E-24 0.21E-23 0.21E-23 0.12E-23

MICROSCOPIC CROSS SECTIONS (CM**2)

GROUP 1	U=235	U=236	U=239	PU=240	PU=241	PU=242
FISION	0.24E-22	0.00E+00	0.19E-24	0.00E+00	0.22E-23	0.00E+00
CAPTURE	0.13E-22	0.23E-22	0.21E-23	0.21E-23	0.50E-24	0.12E-23
ABSORPTION	0.37E-22	0.23E-22	0.21E-23	0.21E-23	0.27E-23	0.12E-23
GROUP 2	U=235	U=236	U=239	PU=240	PU=241	PU=242
FISION	0.24E-22	0.00E+00	0.28E-22	0.00E+00	0.51E-22	0.00E+00
CAPTURE	0.13E-22	0.23E-22	0.21E-23	0.19E-22	0.13E-22	0.10E-21
ABSORPTION	0.37E-22	0.23E-22	0.21E-23	0.47E-22	0.76E-21	0.64E-22
GROUP 3	U=235	U=236	U=239	PU=240	PU=241	PU=242
FISION	0.29E-21	0.00E+00	0.00E+00	0.79E-21	0.00E+00	0.75E-21
CAPTURE	0.51E-22	0.33E-23	0.15E-23	0.42E-21	0.19E-21	0.31E-21
ABSORPTION	0.35E-21	0.33E-23	0.15E-23	0.12E-20	0.19E-21	0.11E-20
FISSION PRODUCT MICROSCOPIC CROSS SECTIONS (CM**2)	XASU2 = 0.510E-22	XASU3 = 0.572E-22	XASU3 = 0.572E-22			
XANU2 = 0.140E-23	XANU3 = 0.187E-23	XANU3 = 0.187E-23				
XASP2 = 0.600E-22	XASP3 = 0.632E-22	XASP3 = 0.632E-22				
XANP2 = 0.370E-23	XANP3 = 0.242E-23	XANP3 = 0.242E-23				
XAX = 0.153E-17						

***** END OF INPUT INFORMATION *****

DATA AT END OF TIME STEP 1

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.840E-01
U-236	0.573E-03
U-238	0.260E+01
PU-239	0.135E-02
PU-240	0.258E-04
PU-241	0.118E-05
PU-242	0.135E-07

K = 1.290 SIGP = 0.03489
THERMAL FLUX = 0.332E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.860E+20 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.438
BURNUP THIS STEP = 952. MWD/MT
TOTAL BURNUP = 952. MWD/MT
ENERGY DENSITY IS 61297. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 720. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 2

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.809E-01
U-236	0.112E-02
U-238	0.259E+01
PU-239	0.255E-02
PU-240	0.947E-04
PU-241	0.908E-05
PU-242	0.103E-06

K = 1.278 SIGP = 0.03369
THERMAL FLUX = 0.331E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.858E+20 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.438
BURNUP THIS STEP = 950. MWD/MT
TOTAL BURNUP = 1902. MWD/MT
ENERGY DENSITY IS 61215. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 1440. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 3

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.780E-01
U-236	0.165E-02
U-238	0.259E+01
PU-239	0.353E-02
PU-240	0.196E-03
PU-241	0.281E-04
PU-242	0.564E-05

K = 1.265 SIGP = 0.03221
THERMAL FLUX = 0.331E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.858E+20 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.441
BURNUP THIS STEP = 949. MWD/MT
TOTAL BURNUP = 2851. MWD/MT
ENERGY DENSITY IS 61151. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 2160. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 4

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.752E-01
U-236	0.215E-02
U-238	0.259E+01
PU-239	0.459E-02
PU-240	0.320E-03
PU-241	0.509E-04
PU-242	0.176E-05

K = 1.251 SIGP = 0.03055
THERMAL FLUX = 0.331E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.859E+20 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.445
BURNUP THIS STEP = 949. MWD/MT
TOTAL BURNUP = 3800. MWD/MT
ENERGY DENSITY IS 61103. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 2880. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 5

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.724E-01
U-236	0.254E-02
U-238	0.259E+01
PU-239	0.545E-02
PU-240	0.462E-03
PU-241	0.109E-03
PU-242	0.417E-05

K = 1.237 SIGP = 0.02876
THERMAL FLUX = 0.332E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.862E+20 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.451
BURNUP THIS STEP = 948. MWD/MT
TOTAL BURNUP = 4747. MWD/MT
ENERGY DENSITY IS 61055. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 3600. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 6

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.698E-01
U-236	0.310E-02
U-238	0.259E+01
PU-239	0.622E-02
PU-240	0.615E-03
PU-241	0.173E-03
PU-242	0.813E-05

K = 1.223 SIGP = 0.02689
THERMAL FLUX = 0.334E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.866E+20 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.458
BURNUP THIS STEP = 947. MWD/MT
TOTAL BURNUP = 5695. MWD/MT
ENERGY DENSITY IS 61025. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 4320. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 7
 ISOTOPES DENSITY(KG/L)
 U-235 0.572E-01
 U-236 0.355E-02
 U-238 0.259E+01
 PU-239 0.592E-02
 PU-240 0.774E-03
 PU-241 0.252E-03
 PU-242 0.141E-04

K = 1.208 SIGP = 0.02499
 THERMAL FLUX = 0.336E+14 1/SEC*CM**2
 THERMAL FLUENCE = 0.871E+20 1/CM**2
 INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.466
 BURNUP THIS STEP = 947. MWD/MT
 TOTAL BURNUP = 5642. MWD/MT
 ENERGY DENSITY IS 61000. KW-HR/L
 TIME STEP ENDS AT 5040. HOURS
 TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 8
 ISOTOPES DENSITY(KG/L)
 U-235 0.547E-01
 U-236 0.399E-02
 U-238 0.258E+01
 PU-239 0.754E-02
 PU-240 0.937E-03
 PU-241 0.346E-03
 PU-242 0.226E-04

K = 1.194 SIGP = 0.02308
 THERMAL FLUX = 0.338E+14 1/SEC*CM**2
 THERMAL FLUENCE = 0.875E+20 1/CM**2
 INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.475
 BURNUP THIS STEP = 946. MWD/MT
 TOTAL BURNUP = 7588. MWD/MT
 ENERGY DENSITY IS 60973. KW-HR/L
 TIME STEP ENDS AT 5760. HOURS
 TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 9
 ISOTOPES DENSITY(KG/L)
 U-235 0.523E-01
 U-236 0.441E-02
 U-238 0.258E+01
 PU-239 0.810E-02
 PU-240 0.110E-02
 PU-241 0.454E-03
 PU-242 0.339E-04

K = 1.180 SIGP = 0.02118
 THERMAL FLUX = 0.341E+14 1/SEC*CM**2
 THERMAL FLUENCE = 0.883E+20 1/CM**2
 INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.484
 BURNUP THIS STEP = 946. MWD/MT
 TOTAL BURNUP = 8534. MWD/MT
 ENERGY DENSITY IS 60936. KW-HR/L
 TIME STEP ENDS AT 6480. HOURS
 TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 10
 ISOTOPES DENSITY(KG/L)
 U-235 0.509E-01
 U-236 0.481E-02
 U-238 0.258E+01
 PU-239 0.860E-02
 PU-240 0.126E-02
 PU-241 0.574E-03
 PU-242 0.486E-04

K = 1.166 SIGP = 0.01931
 THERMAL FLUX = 0.343E+14 1/SEC*CM**2
 THERMAL FLUENCE = 0.890E+20 1/CM**2
 INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.494
 BURNUP THIS STEP = 946. MWD/MT
 TOTAL BURNUP = 9480. MWD/MT
 ENERGY DENSITY IS 60936. KW-HR/L
 TIME STEP ENDS AT 7200. HOURS
 TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 11
 ISOTOPES DENSITY(KG/L)
 U-235 0.577E-01
 U-236 0.520E-02
 U-238 0.258E+01
 PU-239 0.904E-02
 PU-240 0.142E-02
 PU-241 0.706E-03
 PU-242 0.659E-04

K = 1.152 SIGP = 0.01749
 THERMAL FLUX = 0.346E+14 1/SEC*CM**2
 THERMAL FLUENCE = 0.897E+20 1/CM**2
 INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.504
 BURNUP THIS STEP = 946. MWD/MT
 TOTAL BURNUP = 10426. MWD/MT
 ENERGY DENSITY IS 60923. KW-HR/L
 TIME STEP ENDS AT 7920. HOURS
 TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 12
 ISOTOPES DENSITY(KG/L)
 U-235 0.555E-01
 U-236 0.557E-02
 U-238 0.258E+01
 PU-239 0.945E-02
 PU-240 0.157E-02
 PU-241 0.846E-03
 PU-242 0.891E-04

K = 1.138 SIGP = 0.01571
 THERMAL FLUX = 0.349E+14 1/SEC*CM**2
 THERMAL FLUENCE = 0.906E+20 1/CM**2
 INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.514
 BURNUP THIS STEP = 946. MWD/MT
 TOTAL BURNUP = 11372. MWD/MT
 ENERGY DENSITY IS 60913. KW-HR/L
 TIME STEP ENDS AT 8540. HOURS
 TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 13

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.534E-01
U-236	0.593E-02
U-238	0.258E+01
PU-239	0.980E-02
PU-240	0.172E-02
PU-241	0.994E-03
PU-242	0.115E-03

K = 1.125 SIGP = 0.01398
THERMAL FLUX = 0.353E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.914E+20 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.524
BURNUP THIS STEP = 945. MWD/MT
TOTAL BURNUP = 12317. MWD/MT
ENERGY DENSITY IS 60900. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 9360. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 14

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.513E-01
U-236	0.528E-02
U-238	0.257E+01
PU-239	0.101E-01
PU-240	0.186E-02
PU-241	0.115E-02
PU-242	0.146E-03

K = 1.113 SIGP = 0.01232
THERMAL FLUX = 0.356E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.923E+20 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.534
BURNUP THIS STEP = 945. MWD/MT
TOTAL BURNUP = 13262. MWD/MT
ENERGY DENSITY IS 60891. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 10080. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

DATA AT END OF TIME STEP 15

ISOTOPES	DENSITY(KG/L)
U-235	0.493E-01
U-236	0.562E-02
U-238	0.257E+01
PU-239	0.104E-01
PU-240	0.199E-02
PU-241	0.131E-02
PU-242	0.182E-03

K = 1.100 SIGP = 0.01071
THERMAL FLUX = 0.360E+14 1/SEC*CM**2
THERMAL FLUENCE = 0.932E+20 1/CM**2
INSTANTANEOUS CONVERSION RATIO=, 0.544
BURNUP THIS STEP = 945. MWD/MT
TOTAL BURNUP = 14207. MWD/MT
ENERGY DENSITY IS 60852. KW-HR/L
TIME STEP ENDS AT 10800. HOURS
TIME STEP LENGTH 720. HOURS

RELATIVE DENSITIES

	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
T = 720 HRS	9										5
	I										I
T = 1440 HRS	9										5
	I										I
T = 2160 HRS	6	9									5
	I										I
T = 2880 HRS	5	9									5
	I										I
T = 3600 HRS	5	9									5
	I										I
T = 4320 HRS	4	9									5
	I										I
T = 5040 HRS	4	9									5
	I										I
T = 5760 HRS	4	9									5
	I										I
T = 6480 HRS	4	9									5
	I										I
T = 7200 HRS	4	9									5
	I										I
T = 7920 HRS	0	5	9								5
	I										I
T = 8640 HRS	0	6	9								5
	I										I
T = 9360 HRS	0	6	9								5
	I										I
T = 10080 HRS	0	6	9								5
	I										I
T = 10800 HRS	1	6	9	+	+	+	+	+	+	+	+

5 (U=235) 6 (U=236) 9 (PU=239) 0 (PU=240) 1 (PU=241) 2 (PU=242)

$m \text{ [kg/l]}$

sl. 5.7.

0,08

0,07

0,06

0,05

0,04

0,03

0,02

0,01

1

2

3

4

5

6

7

8

9

10

11

12

13

14

15

U^{235}

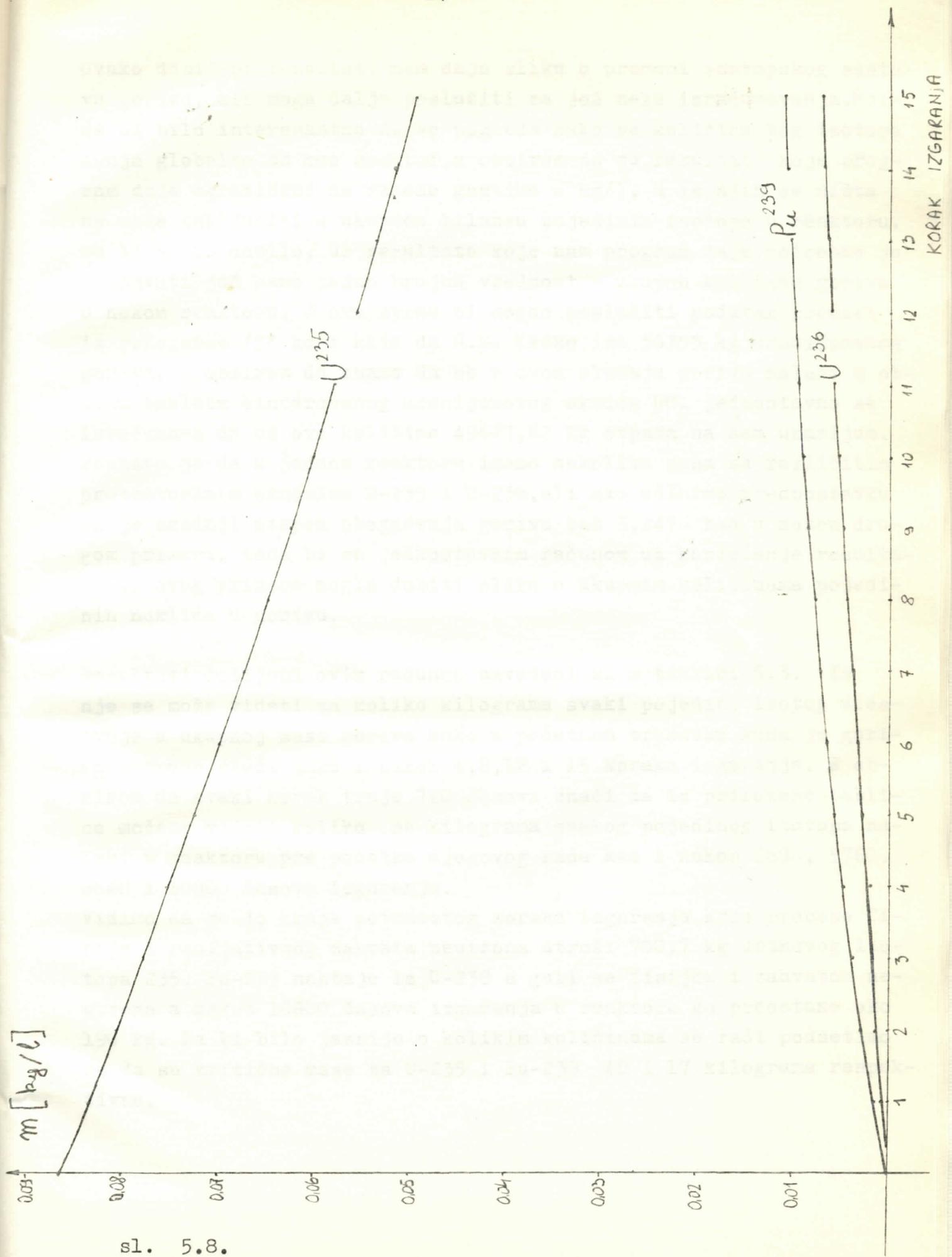
P_u^{239}

U^{236}

P_u^{241}

P_u^{240}

KORAK /ZGARAN/A



sl. 5.8.

Ovako dobijeni rezultati nam daju sliku o promeni izotopskog sastava goriva, ali mogu dalje poslužiti za još neka izračunavanja. Možda bi bilo interesantno da se pogleda kako se količina kog izotopa menja globalno za ceo reaktor, s obzirom da su rezultati koje program daje ograničeni na mašene gustine u kg/l, a iz njih se ništa ne može zaključiti o ukupnom bilansu pojedinih izotopa u reaktoru. Da bi se to dobilo, uz rezultate koje nam program daje, potrebno je poznavati još samo jednu brojnu vrednost - ukupnu količinu goriva u nekom reaktoru. U ovu svrhu bi mogao poslužiti podatak preuzet iz reference /5/ koji kaže da N.E. Krško ima 56355 kg uranijumskog goriva. S obzirom da znamo da se u ovom slučaju gorivo nalazi u obliku tableta sinterovanog uranijumovog oksida UO_2 jednostavno se izračunava da od ove količine 49677,62 kg otpada na sam uranijum. Poznato je da u jednom reaktoru imamo nekoliko zona sa različitim procentualnim odnosima U-235 i U-238, ali ako učinimo predpostavku da je srednji stepen obogaćenja goriva baš 3,247% kao u našem drugom primeru, tada bi se jednostavnim računom uz korišćenje rezultata iz ovog primera mogla dobiti slika o ukupnim količinama pojedinih nuklida u gorivu.

Rezultati dobijeni ovim računom navedeni su u tablici 5.3. Iz nje se može videti sa koliko kilograma svaki pojedini izotop učestvuje u ukupnoj masi goriva kako u početnom trenutku kada je gorivo potpuno sveže tako i nakon 4,8,12 i 15 koraka izgaranja. S obzirom da svaki korak traje 720 časova znači da iz priložene tablice možemo videti koliko se kilograma svakog pojedinog izotopa nalazi u reaktoru pre početka njegovog rada kao i nakon 2880, 5760, 8640 i 10800 časova izgaranja.

Vidimo da se do kraja petnaestog koraka izgaranja kroz procese fisisije i radijativnog zahvata neutrona utroši 700,7 kg uranovog izotopa 235. Pu-239 nastaje iz U-238 a gubi se fisijom i zahvatom neutrona a nakon 10800 časova izgaranja u reaktoru ga preostane oko 190 kg. Da bi bilo jasnije o kolikim količinama se radi podsetimo se da su kritične mase za U-235 i Pu-239 48 i 17 kilograma respektivno.

vreme izotop	MASE IZOTOPA U KILOGRAMIMA		
	T = 0 h	T = 2880 h	T = 5760 h
U-235	1613,13	1391,78	1179,45
U-236	0,00	39,79	73,85
U-238	48064,47	47934,91	47749,83
Pu-239	0,00	84,59	139,54
Pu-240	0,00	5,92	17,34
Pu-241	0,00	1,13	6,40
Pu-242	0,00	0,03	0,42

vreme izotop	T = 8640 h	T = 10800 h
	T = 8640 h	T = 10800 h
U-235	1027,18	912,43
U-236	103,09	122,43
U-238	47749,83	47564,76
Pu-239	175,00	192,48
Pu-240	29,06	36,83
Pu-241	15,66	24,25
Pu-242	1,65	3,37

tablica 5.3.

Proračun sličan ovome može se izvesti i za jedan gorivni element tj. za jednu šipku goriva. Na taj način bi smo dobili koliko se goriva nalazi u jednoj šipki kao i koliko od te količine odpada na pojedini izotop. Da bi ovo izveli moramo se poslužiti još jednim podatkom - brojem šipki goriva u jednom reaktoru. U tu svrhu poslužiću se opet podatkom koji se odnosi na N.E. Krško, a koji se može naći u referenci /5/. Naime ova nuklearna elektrana svojih 56355 kg uranijumskog goriva sadrži u 28435 šipki.

Iz ovog proizlazi da jedna šipka ima 1,982 kg uranijumskog goriva u obliku oksida UO_2 , što znači da je od toga 1,747 kg čisti uranijum. Koliko od ove količine odpada na pojedini izotop može se videti u tablici 5.4. gde sam naveo računske rezultate dobijene za trenutak neposredno pred puštanje reaktora u rad, kao i nakon 15 koraka izgaranja tj. 10800 časova posle početka rada reaktora. Izgled jedne ovakve šipke je dat na slici 5.4.

vreme izotop	MASE IZOTOPA U GRAMIMA	
	T = 0 h	T = 10800 h
U-235	56,73	32,08
U-236	0,00	4,31
U-238	1690,33	1672,75
Pu-239	0,00	6,77
Pu-240	0,00	1,29
Pu-241	0,00	0,83
Pu-242	0,00	0,12

tablica 5.4.

6. ZAKLJUČAK

Izotopski sastav goriva mora iz više razloga da bude poznat u svakom trenutku rada nekog nuklearnog postrojenja. Sve nuklearne karakteristike jezgra, a preko toga i rad kompletног sistema u tesnoj su vezi sa izotopskim sastavom goriva. Tokom izgaranja formiraju se novi fisibilni nuklidi kao i radioaktivni materijali od kojih se neki kasnije koriste dok drugi svojom velikom aktivnošću predstavljaju opasnost za okolinu tako da im se uvek mora poznavati koncentracija u reaktoru. Da bi se obezbedio ekonomičan rad celog postrojenja potrebno je dobro poznavati u kojoj meri je koji izotop prisutan u gorivu. U reaktoru se stvara i Pu-239 koji se koristi za nuklearno oružije tako da bi i to bio jedan od razloga zbog koga se pristupa proračunima izotopskog sastava.

U ovom radu obrađen je jedan od metoda za praćenje promena u izotopskom sastavu nuklearnog goriva. Za ovo je potrebno poznavati osnovne procese koji se odvijaju prilikom generisanja energije u reaktoru kao i diferencijalne jednačine koje opisuju ove fizičke procese. Do konačnog rezultata koji će nam davati koncentracije pojedinih izotopa u reaktoru može se doći na više načina, sve u zavisnosti od toga kako se pristupa rešavanju ovih diferencijalnih jednačina, zatim od toga na koji način se došlo do vrednosti za prostornu raspodelu neutronskog fluksa kao i od broja i vrste apsroximacija koje je pri ovom proračunu neophodno primenjivati.

Ovde je opisan jedan od jednostavnijih metoda za izračunavanje promena izotopskog sastava nuklearnog goriva. Ta pojednostavljenost se ogleda u tome da su sve vrednosti koje se dobijaju kao rezultat izračunavanja usrednjene za ceo reaktor. Znamo da neutronski fluks, izotopske gustine, generisanje energije, multiplikacioni faktor, itd. nemaju istu vrednost u svim delovima reaktora što se iz ovog primera ne može videti. No uprkos tome i na osnovu ovako dobijenih rezultata može se steći objektivna slika o stanju u reaktoru.

Kao poslednje u ovom radu izveo sam jedan jednostavan račun uz korišćenje vrednosti koje nam program daje, a na osnovu koga se može steći uvid o globalnom stanju goriva u reaktoru za nekoliko koraka izgaranja.

7. SPISAK KORIŠĆENE LITERATURE

1. Milton C. Edlund, Fuel Burnup in Slov Neutron Fission Reactors, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia
2. Harvey W. Graves, Nuclear Fuel Management, New York, 1979
3. Dragoslav Popović, Nuklearna energetika, Naučna knjiga, Beograd, 1978
4. A. Klimov, Nuclear Physics and Nuclear Reactors, Mir Publishers, Moscow, 1981
5. Zbornik radova sa konferencije o korišćenju nuklearnih reaktora u Jugoslaviji, Institut za nuklearne nauke "Boris Kidrič" - Vinča, 1978
6. Dr. Lazar Marinkov, Osnovi nuklearne fizike, Novi Sad, 1976
7. A. Kocić, Z. Dimitrijević, Uporedna analiza cene gorivnog ciklusa lakovodne nuklearne elektrane, 22. Jugoslovenska konferencija za ETAN, Zadar, 1978
8. V. E. Levin, Nuclear Physics and Nuclear Reactors, Mir Publishers, Moscow, 1981
9. E. E. Lewis, Nuclear Power Reactor Safety, New York, 1977
10. W. E. Burcham, Nuklearna fizika, Naučna knjiga, Beograd, 1974