

Sl. 21. Kutna raspodjela za transfer reakciju $^{76}\text{Se}(\text{d},\text{p})^{77}\text{Se}(\text{O})$, uz energiju deuterona $E_{\text{d}} = 7,8 \text{ MeV}$

raspršenje, (p,n) itd., u kojima sudjeluje samo manji dio jezgrinih nukleona.

Osnovni pravci daljeg razvoja nuklearne fizike

Očekuje se da će budući razvoj eksperimentalne nuklearne fizike biti usmjeren na reakcije izazivane sve raznolikijim projektima sve većih energija te na uvođenje sve preciznijih mjernih uređaja. Osobito zanimljivim čine se *nuklearna fizika teških iona* (projektili su ioni ubrzani u akceleratorima do velikih brzina), *nuklearna fizika srednjih energija* (projektili su čestice znatno većih energija nego u konvencionalnoj nuklearnoj fizici, na stotine megaelektronvolti, ili su to egzotične čestice, npr. pioni, v. *Subatomske čestice*) *fizika termonuklearne plazme* (nuklearni procesi kaotičnim sudarima uz ogromne temperature, tlakove, gustoće) itd.

Glavni pak pravci razvoja teorijske nuklearne fizike očekuje se da će biti usmjereni, s jedne strane, na *subnukleonsku fiziku* (istraživanje jezgre kao sustava međudjelujućih elementarnih čestica određene kvarkovskim građe), a s druge strane na nove prodore u *kvantomehanički nuklearni problem mnogo tijela* (kvantomehaničko tretiranje sustava nukleona), što bi moglo omogućiti znatan napredak u fizici nuklearne strukture i reakcija.

LIT.: P. M. Endt, M. Demeur, Nuclear Reactions. Interscience, New York 1959. — G. Alaga, Nuklearna fizika, u djelu: I. Supek, Teorijska fizika i struktura materije II. Školska knjiga, Zagreb 1964. — K. Siegbahn (ed.), Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy. North-Holland, Amsterdam 1965. — J. E. Lynn, The Theory of Neutron Resonance Reactions. Clarendon Press, Oxford 1968. — B. L. Cohen, Concepts of Nuclear Physics. McGraw-Hill, New York 1971. — B. G. Соловьев, Теория сложных ядер. Изд. Наука, Москва 1971. — W. E. Burcham, Nuklearna fizika (prijevod). Naučna knjiga, Beograd 1974. — T. Mayer-Kuckuk, Physik der Atomkerne. B. G. Teubner, Stuttgart 1974. — Heavy-Ion, High-Spin States and Nuclear Structure. International Atomic Energy Agency, Vienna 1975. — A. Bohr, B. R. Mottelson, Nuclear Structure. Benjamin, New York 1969 (Vol. I), 1975 (Vol. II). — P. J. Brussaard, P. W. M. Glaudemans, Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy. North-Holland, Amsterdam 1977. — G. D. James (ed.), Neutron Physics and Nuclear Data. OECD Nuclear Energy Agency, Paris 1978. — C. M. Lederer, V. S. Shirley (eds.), Table of Isotopes. John Wiley and Sons, New York 1978. — Physics and Chemistry of Fission. International Atomic Energy Agency, Vienna 1979. — M. Rho, D. H. Wilkinson (eds.), Mesons in Nuclei. North-Holland, Amsterdam 1979. — G. R. Choppin, J. Rydberg, Nuclear Chemistry. Pergamon Press, Oxford 1980. — V. Paar, Što se zbiva u atomskoj jezgri. Školska knjiga, Zagreb 1980. — P. Ring, P. Schuck, The Nuclear Many-Body Problem. Springer-Verlag, Heidelberg 1980. — T. von Egidy, F. Gönnenwein, B. Maier, Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics. The Institute of Physics, Bristol 1982.

V. Paar

NUKLEARNI REAKTORI, uređaji u kojima se odvijaju nuklearne reakcije, a u užem smislu uređaji u kojima se odvijaju egzoergične nuklearne reakcije, i to tako da se osloboda nuklearna energija željenom brzinom, odnosno da se odvijanjem nuklearnih reakcija može upravljati. Nije uobičajeno

da se i nuklearne eksplozivne naprave nazivaju nuklearnim reaktorima, bez obzira na istovetnost procesa.

Prema osnovnoj nuklearnoj reakciji nuklearni reaktor može biti *fisioni*, kada je nuklearna fisija (cepanje atomskog jezgra) osnovna nuklearna reakcija koja se u njemu odvija i pri kojoj se osloboda nuklearna energija, i *fuzioni*, kada je to jedna od reakcija nuklearne fuzije (spajanja atomskih jezgara). Svi su današnji nuklearni reaktori fisioni, dok fuzioni reaktor, iako u principu moguć, još nije ostvaren. Pod nuklearnim reaktorom treba podrazumevati fisioni nuklearni reaktor, tj. uređaj u kome su ostvareni uslovi za kontrolisanu lančanu fisiju (v. *Fisija atomskog jezgra*, TE 5, str. 445).

Princip rada nuklearnog reaktora sagledan je odmah posle otkrića procesa fisije (1939) i najvažnijih osobina tog procesa: da se pri svakoj fisiji oslobada znatna energija ($\sim 200 \text{ MeV}$), da se ona može pobuditi neutronom i da pri fisiji nastaju novi neutroni koji mogu nastaviti proces na drugim atomskim jezgrima, tj. da moguće ostvariti lančanu reakciju.

Prvi nuklearni reaktor pušten je u pogon 2 XII 1942. u Chicagu (SAD). Odmah potom sagrađeno je nekoliko reaktora termičke snage od nekoliko MW, pa i do 100 MW, sa ciljem da se proizvodi plutonijum, jedan od nuklearnih eksploziva (u periodu drugoga svjetskog rata), a ne da se dobije energija. Prve demonstracione nuklearne elektrane, električne snage po 0,5 MW, sagrađene su 1951. u SAD. Prva eksperimentalna nuklearna elektrana električne snage 5 MW sagradena je 1954. u SSSR, a prvi nuklearni reaktor za pogon podmornice 1955. u SAD, a prva nuklearna elektrana za komercijalno iskorišćavanje električne energije 1956. u Velikoj Britaniji. Uporedno sa nuklearnim reaktorima za elektrane (koje se danas grade do 1200 MW električne snage, odnosno 3500 MW termičke snage) i za pogon transportnih vozila (uglavnom ratnih plovnih jedinica), gradeći su i mnogi nuklearni reaktori koji nisu namenjeni proizvodnji korisne energije, već istraživanju, proizvodnji plutonijuma, proizvodnji radioaktivnih nuklida itd. Danas se u svetu nalazi u pogonu na stotine nuklearnih reaktora raznih namena i snage. U Jugoslaviji su sagrađena tri nuklearna reaktora namenjena istraživanju i reaktor za prvu nuklearnu elektranu Krško.

Elementi nuklearnog reaktora. U nuklearnom reaktoru moraju biti ostvareni takvi uslovi za odvijanje lančane reakcije fisije da se njome može i upravljati: *održavanje konstantne brzine* odvijanja fisije kada se želi rad na konstantnoj snazi, *povećanje brzine* odvijanja fisije kada se želi povećanje snage i *smanjenje brzine* odvijanja fisije kada se želi smanjenje snage reaktora ili njegovo zaustavljanje. Pored toga, u nuklearnom reaktoru moraju da budu ostvareni i uslovi za odvođenje energije koja se u njemu osloboda.

Osnovni deo nuklearnog reaktora je *reaktorsko jezgro* ili neutronška multiplikativna sredina (sl. 1), prostor u kome se odvija lančana reakcija fisije: neutroni nastali pri fisiji prostiru se kroz reaktorsko jezgro u obliku *neutronskog gasa* i uzrokuju nove fisije. Zbog toga jezgro reaktora sadrži *fisički materijal*, odnosno materijal koji sadrži fisična atomskog jezgra — fisične nuklide. Jedini prirodni fisički nuklid je uran 235 (^{235}U) koga u prirodnom uranu ima svega 0,714% (ostatak čini uglavnom ^{238}U), a među veštačkim se najviše iskorišćuju plutonijum (^{239}Pu , ^{241}Pu) ili uran 233 (^{233}U). Prema vrsti fisičnog materijala nuklearni reaktori se razvrstavaju na one koji upotrebljuju



Sl. 1. Shematski prikaz fisionog nuklearnog reaktora

ljavaju *prirodni uran*, koji sadrži ^{235}U u prirodnom izotopskom sastavu, *slabo obogaćeni uran*, u kojem je posebnim postupkom (separacijom izotopa — obogaćivanjem urana) izotopski sadržaj ^{235}U povećan na $0,9 \dots 5\%$, *jako obogaćeni uran* sa više od 20% ^{235}U , ili reaktore koji iskoriščavaju neke veštacke fisične nuklide. Fisični materijal u reaktoru, zajedno sa pratećim materijalom u kome je eventualno sadržan, naziva se *nuklearnim gorivom*. Gorivo se u reaktor stavlja obično u obliku šipki, ploča, cevi ili drugih elemenata, tzv. *gorivnih elemenata* i od njih načinjenih *gorivnih sklopova* (v. *Nuklearna energetska postrojenja*).

Pored fisičnog materijala u reaktoru se skoro redovno nalazi i *oplodni materijal*. To su materijali u kojima pri neutronskim reakcijama nastaje neki fisični nuklid. Proces u kome od nefisičnog nastaje fisični materijal naziva se *konverzija* nuklearnih goriva. Osnovna su dva takva procesa. U jednom od njih apsorpcijom neutrona uranom 238 i njegovim dvostrukim β -raspadom nastaje ^{239}Pu , a u drugom apsorpcijom neutrona u toriju 232 (jedinom izotopu prirodnog torijuma) na sličan način nastaje fisični ^{233}U . Prisustvo urana 238 ili torijuma 232 u reaktorskom jezgru u kome se u toku rada reaktora nalaze neutroni obezbeđuje bar delimičnu nadoknadu za fisični materijal utrošen u lančanoj reakciji. Konverzija omogućuje da, indirektno, kao fisični materijal služi ne samo prirodni fisični nuklid uran 235 , već, bar delimično, i drugi izotop prirodnog urana — uran 238 , pa čak i torijum. Izotopa urana 238 ima u velikom procentu ne samo u prirodnom već i u slabo obogaćenom uranu. Stoga se konverzija urana 238 odvija u reaktorima koji iskoriščavaju takvo gorivo. Konverzija torijuma se odvija samo ako se u tu svrhu torijum stavi u jezgro reaktora.

Nuklearni reaktori se razlikuju i prema stepenu konverzije goriva. Kao faktor konverzije definiše se odnos

$$C = \frac{N_k}{N_u}, \quad (1)$$

gde je N_k broj konverzijom novostvorenih fisionih jezgara, a N_u broj utrošenih fisičnih jezgara. Ako je $C < 1$, novo gorivo delimično nadoknađuje utrošeno. Ako C nije mnogo manji od 1, konverzija je zatna i reaktor se naziva *konvertorom*. Ako je $C > 1$, u reaktoru se stvara više fisičnog materijala no što se troši. Takav se reaktor naziva *oplodnim reaktorom* ili *brederom* (engl. *breeder*, *oplodivač*). Pomoću njega se posrednim putem ostvaruje veliko iskorišćenje urana 238 i torijuma kao nuklearnog goriva. Iz takvih reaktora višak se fisičnog materijala može s vremena na vreme uklanjati i iskorišćivati kao osnovni fisični materijal za druge reaktore.

Neutroni koji nastaju pri fisiji spadaju u kategoriju brzih neutrona, sa srednjom energijom oko 2 MeV (v. *Fisija atomskog jezgra*, TE 5, str. 448). Ako se namerno ne usporavaju neutroni iz fisije, nove fisije biće pobudene u reaktoru brzim neutronima. Takvi se reaktori nazivaju *brzim nuklearnim reaktorima*, ili, tačnije, *reaktorima na brze neutrone* (takvi reaktori se grade, ali još nisu ušli u komercijalnu upotrebu u nuklearnim energetskim postrojenjima). Ako jezgro reaktora sadrži i neki moderator u kome se neutroni u procesu elastičnog rasejanja, usporavaju do termičkih energija (v. *Neutronika*) i tek tada nastaje najveći deo fisija, reaktor se naziva *termičkim nuklearnim reaktorom*, ili, tačnije, reaktorom na termičke neutrone (u današnjim komercijalnim nuklearnim energetskim postrojenjima upotrebljavaju se samo takvi reaktori). Ako se u reaktorskem jezgru atomi samo delimično usporavaju, reaktor se naziva *intermedijskim nuklearnim reaktorom* (takvi reaktori se više ne grade). Uobičajeni moderatori za termičke reaktore su *obična voda*, *grafit*, *teška voda*, a rede *berilijum* ili *organske tečnosti*. Stoga se termički reaktori razlikuju i prema moderatoru. Prema načinu mešanja nuklearnih goriva i moderatora reaktor može biti *homogen*, u kome je gorivo fino izmešano sa moderatorom (npr. prah goriva i prah čvrstog moderatorskog materijala, rastvor neke soli gorivnog materijala u vodi i dr.), ili *heterogen*, u kome je gorivo diskretno razmešteno u moderatoru (npr. gorivni elementi raspoređeni u pravilnu rešetku, okruženi moderatorom). Svi reaktori za komercijalna nuklearna energetska postrojenja

su heterogeni. Oko reaktorskog jezgra nalazi se *reflektor neutriona*: plastični materijal koji treba da neutrone što napuste jezgro delom vrati u reaktor. Za termičke nuklearne reaktore reflektor se gradi od moderatorskog materijala, a za brze reaktore obično od oplodnog materijala.

Nuklearni reaktor treba da bude sagrađen tako da omogući odvođenje energije oslobođene pri fisiji. Budući da se pri cepanju fisičnog materijala pojavljuje kinetička energija fisionih fragmenata, β -čestica i neutrона nastalih pri fisiji, te energija emitovanog elektromagnetskog zračenja, tj. γ -zračenja (v. *Fisija atomskog jezgra*, TE 5, str. 150), energija fisije se nizom procesa praktično trenutno pretvara u toplotu. Kinetička energija fisionih fragmenata, a zatim i β -zračenja, i veći deo energije γ -zračenja biće apsorbovani u gorivnim elementima i pretvoriti će se u toplotu. Samo manji deo energije fisije, i to onaj koji potiče od γ -zračenja i kinetičke energije neutriona apsorbovaće se u drugim delovima postrojenja. Toplota iz gorivnih elemenata odvodi se pomoću rashladnog sredstva koje cirkuliše kroz reaktor, uglavnom obstrujavanjem gorivnih elemenata. Rashladno sredstvo može biti gas (CO_2 , He), tečnost (voda, teška voda ili neka organska tečnost) i tečni metal (obično Na). Reaktori se stoga razlikuju i prema vrsti rashladnog sredstva koje struji kroz reaktor. Toplota koju odvodi rashladno sredstvo obično se razmenjuje sa sekundarnim rashladnim sredstvom u *izmenjivaču topline*. Toplota se sekundarnog rashladnog sredstva zatim iskorišćava ili odvodi u okolinu na način koji zavisi od vrste i namene postrojenja.

Pored navedenog, nuklearni reaktor mora da ima i oklop koji apsorbuje zračenje koje napušta nuklearni reaktor, i koji se naziva *biološki štit* (v. *Biološki štit*, TE 2, str. 39). Reaktor, dalje, mora da ima i uređaj za upravljanje lančanom reakcijom. To su obično *upravljački elementi* koji veoma apsorbuju neutrone i prema dubini uronjavanja u reaktorskoj jezgri manje ili više ometaju odvijanje lančane reakcije fisije. Pored toga, u reaktoru se moraju predviđeti *sigurnosni sistemi* koji intervensišu u raznim *akcidentalnim situacijama*. Među njima su na prvom mestu *sigurnosni elementi*, sagrađeni takođe od materijala koji veoma apsorbuje neutroni, koji se pri opasnosti naglo urovnjavaju u reaktor i zaustavljaju lančanu reakciju. U reaktoru postoji i čitav niz *pomoćnih sistema* koji obezbeđuju neometani rad i eksploraciju reaktora. To je sistem za zamenu i transport goriva, instrumentacija kojom se prati odvijanje lančane reakcije i drugi parametri reaktora, sistemi kontrole zračenja i zaštite, sistemi za precišćavanje rashladnog sredstva i moderatora, i drugo.

Umnožavanje neutrona u reaktoru. Lančana reakcija fisije odvija se zahvaljujući umnožavanju neutrona pri fisiji. Uslov je za održavanje lančane reakcije da umnožavanje neutrona pod ma kakvim uslovima bude veće od 1, odnosno da se po jednom neutronu izgubljenom pri pobuđivanju fisije stvari bar još jedan novi neutron koji će nastaviti lančanu reakciju. Neposredno umnožavanje neutrona pri fisiji za sva fisična jezgra mnogo je veće od 1 i iznosi 2,5...3. Međutim, neutroni se ne gube u reaktoru samo pri fisijama već i raznim nefisionim apsorpcijama u gorivu i u drugim materijalima, te umicanjem iz sistema. Najpre, ni svi neutroni apsorbovani u gorivu neće pobuditi fisiju, ne samo zato što u gorivu obično ima i nefisičnih nuklida već i zato što se uz fisiju odvija i radijativna apsorpcija neutrona (v. *Fisija atomskog jezgra*, TE 5, str. 449). Stoga se definije faktor umnožavanja neutrona u nuklearnom gorivu kao broj neutrona nastalih pri fisiji po jednom neutronu izgubljenom u gorivu, bilo fisijom bilo radijativnom apsorpcijom,

$$\eta = \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_r} v, \quad (2)$$

gde je σ_f srednji efikasni presek za fisiju, a σ_r za radijativnu apsorpciju neutrona u gorivu. Taj je faktor manji od v , tj. od broja neutrona emitovanih pri fisiji, a njegova vrednost zavisi od energije neutrona (sl. 2). Međutim, neće svi neutroni nastali pri fisiji biti apsorbovani samo u gorivu. Znatan deo tih neutrona biće apsorbovan u drugim materijalima u reaktoru, od čega jedan deo u oplodnom materijalu uranu 238 , što je neophodno za bolje iskorišćenje goriva. Osim toga, jedan deo

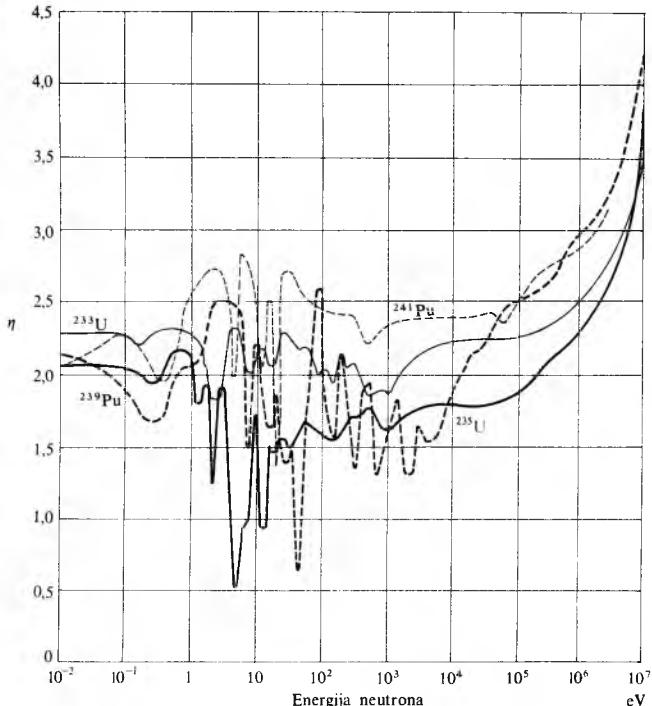
neutrona će umaci iz sistema i biti izgubljen za lančanu reakciju. Stoga će stvarno umnožavanje neutrona u reaktoru biti manje, pa i osetno manje, od faktora umnožavanja u gorivu η . Da bi se definisala mogućnost održavanja lančane reakcije fizijske, definiše se faktor umnožavanja neutrona u reaktoru k koji uzima u obzir pored nastajanja neutrona pri fizijskoj i sve moguće gubitke neutrona u reaktoru. On se definiše kao broj neutrona nastalih pri fizijskoj po jednom neutronu nestalom u reaktoru, odnosno, posmatrano u jedinici vremena, odnosom

$$k = \frac{v_s}{v_n}, \quad (3a)$$

gde je v_s brzina stvaranja, a v_n brzina nestajanja neutrona. Procesi kroz koje prolaze neutroni od svog nastanka pri fizijskoj pa dok ne nestanu naziva se *neutronskim ciklusom*. Pri lančanoj reakciji neutronski ciklusi slede jedni druge, odnosno umnožavanje neutrona ide od jedne generacije neutrona do druge. Neutroni koji pripadaju jednom ciklusu nastali su pošto su svi neutroni prethodnog ciklusa izgubljeni apsorpcijom ili umicanjem. Faktor umnožavanja neutrona u reaktoru se zato može definisati i odnosom

$$k = \frac{N_n}{N_{n-1}}, \quad (3b)$$

gde je N_n broj neutrona u jednom ciklusu, a N_{n-1} broj neutrona u prethodnom ciklusu. Mada te dve definicije vode ka nešto različitim vrednostima faktora umnožavanja neutrona u datom sistemu, one su za blizu kritični reaktor skoro identične.



Sl. 2. Zavisnost faktora η (umnožavanja neutrona u gorivu) od energije neutrona za neke fizične nuklide

U stacionarnom stanju, kada je broj fisijskih u jedinici vremena (odnosno snaga reaktora) konstantan, po svakom izgubljenom neutronu treba da nastane jedan novi neutron, odnosno treba da je $k = 1$. Reaktor sa faktorom umnožavanja neutrona jednakim jedinici naziva se *kritičnim reaktorom*. Kada je $k > 1$, broj neutrona, a time i broj fisijskih, povećava se iz generacije u generaciju, pa snaga reaktora raste i reaktor se naziva *natkritičnim*.

Sa $k < 1$ lančana reakcija ne može se održavati, odnosno, ako je bila uspostavljena, lančana će reakcija prestati. Reaktor se tada naziva *potkritičnim*.

Budući da se u reaktoru neutroni gube na dva različita načina, apsorpcijom i umicanjem iz sistema, definišu se i dva

različita faktora umnožavanja neutrona. Prvi se odnosi na umnožavanje neutrona u sistemu beskonačnih dimenzija, gde nema gubitaka neutrona umicanjem. Faktor umnožavanja neutrona u beskonačnoj sredini k_∞ jest broj neutrona nastalih pri fizijskoj po jednom neutronu apsorbovanom u reaktoru. Efektivni faktor umnožavanja k jest umnožavanje neutrona u reaktoru konačnih dimenzija, pri čemu se uzima u obzir i gubitak neutrona umicanjem iz sistema. Ako je v_s brzina stvaranja neutrona, v_a brzina apsorbovanja, a v_u brzina umicanja neutrona, dobija se

$$\frac{k}{k_\infty} = \frac{\frac{v_s}{v_a + v_u}}{\frac{v_s}{v_a}} = \frac{v_a}{v_a + v_u}, \quad (4)$$

što predstavlja verovatnoću da neutron bude apsorbovan u sistemu. Kad je umicanje neutrona jedina alternativa, taj je odnos jednak verovatnoći λ da neutron izbegne umicanje, pa je

$$k = k_\infty \lambda_b \lambda_t. \quad (5a)$$

Ako se radi o termičkom reaktoru, umicanje neutrona može da nastane u toku usporavanja ili za vreme difuzije terminalizovanih neutrona kroz reaktor, stoga vredi relacija

$$k = k_\infty \lambda_b \lambda_t \quad (5b)$$

gde je λ_b faktor izbegavanja umicanju brzih, a λ_t termičkih neutrona. Da bi reaktor bio kritičan, mora biti zadovoljen uslov da je k_∞ osetno veće od 1, s obzirom da imaju vrednosti λ_b i λ_t manje od 1. Sistem koji ima $k_\infty > 1$ povećavanjem ili smanjivanjem reaktorskog jezgra se može učiniti kritičnim, natkritičnim ili potkritičnim. Budući da je umicanje neutrona grubo srazmerno površini reaktorskog jezgra S , a stvaranje neutrona zapremini jezgra V , to je

$$\frac{v_u}{v_s} \approx \frac{S}{V} \approx \frac{l^2}{l^3} = l^{-1}, \quad (6)$$

gde je l linearna dimenzija reaktorskog jezgra. Menjanjem veličine reaktorskog jezgra menja se i umicanje neutrona iz reaktora, tako da se efektivni faktor umnožavanja neutrona može menjati od 0 do k_∞ .

Faktor umnožavanja neutrona η daje podatke o gubicima neutrona u nefisijskim apsorpcijama u gorivu. Da bi se uzeli u obzir i ostali gubici neutrona i dobio faktor umnožavanja neutrona u reaktoru, uobičajeno je da se svakom procesu umnožavanja ili gubitka neutrona pripiše karakteristični faktor.

Ako je u *termičkom reaktoru* nastalo fisijskom N neutrona, počinje se usporavati $N\varepsilon$ neutrona (gde je ε faktor brze fisijske), jer u termičkom reaktoru i brzi neutroni mogu pobuditi fisijsku. To se pojavljuje ne samo zato što neutroni bilo koje energije, dakle i brzi neutroni i neutroni tokom usporavanja, mogu uzrokovati fisijsku fizijskih nuklidova (^{235}U , ^{239}Pu , ^{233}U), već i zato što brzi neutroni mogu pobuditi fisijsku urana 238 i torija 232 ako imaju energiju veću od praga za fisijsku (v. *Fisijska atomskog jezgra*, TE 5, str. 449). Faktor je brze fisijske $\varepsilon > 1$, ali obično nije veći od 1,03.

Tokom usporavanja dio neutrona pobegne van reaktorskog jezgra, pa broj neutrona koji je izbegao umicanju tokom usporavanja iznosi $N\varepsilon\lambda_b$, gde je $\lambda_b < 1$ već definisani faktor izbegavanja umicanju brzih neutrona.

Osim toga, tokom usporavanja mogu neutroni biti apsorbovani, pogotovo u područjima energija kad su veliki preseci apsorpcije (područja rezonancije, v. *Neutronika*). Broj neutrona koji su izbegli apsorpciji iznosi $N\varepsilon\lambda_b p$, gde je p faktor izbegavanja rezonancije. Taj faktor jednak je odnosu broja neutrona koji su usporeni do termičkih energija i broja neutrona koji su započeli usporavanje.

Dio će termičkih neutrona pobeći iz reaktorskog jezgra, pa broj takvih neutrona koji je izbegao umicanju iznosi $N\varepsilon\lambda_b p \lambda_t$, gde je $\lambda_t < 1$ već definisani faktor izbegavanja umicanju termičkih neutrona.

Ako se sa $f < 1$ označi faktor iskorišćenja termičkih neutrona, koji je odnos broja termičkih neutrona apsorbovanih u gorivu i ukupnog broja takvih neutrona apsorbovanih u reaktoru, broj

neutrona apsorbovanih u nuklearnom gorivu koji su pobudili cepanje jezgre iznosi $N \epsilon \lambda_b p \lambda_f$.

Kad se uzme u obzir faktor umnožavanja neutrona u nuklearnom gorivu η (2), na završetku neutronskog ciklusa nastaje $N' = N \epsilon \lambda_b p \lambda_f \eta$ novih neutrona. Budući da je faktor umnožavanja neutrona u reaktoru $k = N'/N$ i da vredi da je $k = k_\infty \lambda_b \lambda_f$ (5b), to je

$$k_\infty = \epsilon p \lambda_f. \quad (7)$$

Dobije se tzv. formula četiriju faktora koji određuju faktor umnožavanja neutrona u beskonačno velikom termičkom reaktoru.

U brzom nuklearnom reaktoru lančana se reakcija obično definiše pomoću parametra reaktivnosti koji je jednak razlici dvaju makroskopskim preseka β i α datih relacijama

$$\begin{aligned} \beta &= \nu \Sigma_f + \Sigma_{el} + \Sigma_s, \\ \alpha &= \Sigma_f + \Sigma_g + \Sigma_{el} + \Sigma_s. \end{aligned} \quad (8)$$

Tu je α makroskopski presek za sve neutronske interakcije bez obzira da li se radi o apsorpciji neutrona ili njihovu rasejanju, a β ekvivalentni makroskopski presek za pojavu neutrona posle interakcije (fisije ili rasejanja). Tada je faktor umnožavanja neutrona u nuklearnom gorivu

$$\eta = 1 + \frac{\alpha - \beta}{\Sigma_g + \Sigma_s}. \quad (9)$$

Za opisivanje stanja reaktora, pored efektivnog faktora umnožavanja neutrona k , iskorišćava se i višak faktora umnožavanja

$$\delta k = k - 1, \quad (10a)$$

ili reaktivnost reaktora

$$\varrho = \frac{\delta k}{k} \approx \delta k, \quad (10b)$$

jer je k obično blisko jedinici. Prema tome, stanje reaktora karakterišu sledeće relacije

$$\begin{array}{ll} \text{potkritični reaktor} & k < 1, \quad \delta k < 0, \quad \varrho < 0 \\ \text{kritični reaktor} & k = 1, \quad \delta k = 0, \quad \varrho = 0 \\ \text{natzkritični reaktor} & k > 1, \quad \delta k > 0, \quad \varrho > 0. \end{array} \quad (11)$$

Reaktor se mora graditi tako da poseduje neku pozitivnu reaktivnost. To je neophodno da bi se reaktor mogao puštati u rad i da bi se kompenzovale razne promene reaktivnosti koje potiču usled utroška goriva i drugih uzroka. Stoga reaktor mora da poseduje izvesnu ugrađenu reaktivnost. Isto tako treba da postoji mogućnost da se snaga reaktora može podesiti po želji: $\varrho > 0$ za puštanje u rad i povećavanje snage, $\varrho = 0$ za stacionarno stanje i $\varrho < 0$ za zaustavljanje reaktora ili smanjenje njegove snage. To znači da se moraju obezbediti sredstva za kompenzovanje dela ugrađene reaktivnosti i postizanje željene radne reaktivnosti. To se najčešće postiže ubacivanjem apsorbera neutrona u reaktor, čime se povećavaju gubici neutrona apsorpcijom sve dok se radna reaktivnost ne dovede do željene vrednosti. To podešavanje može se postići i promenom veličine reaktorskog jezgra, čime se menjaju gubici neutrona umicanjem iz sistema.

Uobičajeno je da se ugrađeni višak faktora umnožavanja neutrona, ili ugrađena reaktivnost reaktora, definije s obzirom na *hladan*, *nulti* i *svež* multiplikativni sistem.

Pod pojmom *hladan* sistem podrazumeva se reaktor koji se nalazi na temperaturi okoline (obično 20°C). Kada reaktor radi, oslobođena energija u obliku toplove povećava temperaturu sistema i pojedinih njegovih delova, a temperatura se stabilizuje kad je postignuta ravnoteža proizvodnje i odvođenja topote. Mnogi parametri reaktora, koji utiču na faktor umnožavanja neutrona, zavisni su od temperature, te ugrađena reaktivnost ima drugačiju vrednost na radnoj temperaturi reaktora.

Pod pojmom *nulti* sistem podrazumeva se kritični reaktor koji radi na vrlo maloj, praktično nultoj snazi. Na većim snagama, dolaze do izražaja, pored uticaja temperature, i druge pojave koje menjaju reaktivnost sistema, kao što je utrošak nuklearnog goriva, zatrovanje reaktora i drugo.

Pod pojmom *sveži* sistem podrazumeva se reaktor sa svežim nuklearnim gorivom. U toku rada reaktora troši se fisilni materijal i stvara se novi konverzijom, što menja u toku vremena ugrađenu reaktivnost reaktora.

RASPODELA NEUTRONA U REAKTORSKOJ SREDINI

Uslovi za održavanje lančane reakcije fisije određeni su u prvom redu karakteristikama multiplikativne sredine, odnosno vrstom, količinom i raspodelom fisilnog moderatora i ostalog materijala. Time je, bar kada je reč o svežem homogenom reaktoru, određen faktor umnožavanja neutrona u beskonačnoj sredini k_∞ . Za takvu sredinu, s obzirom na to da su sve tačke ravноправne, energetska i prostorna raspodela neutrona nisu funkcije položaja. Uslovi za održavanje lančane reakcije određeni su, dalje, geometrijskim oblikom i dimenzijama sistema. Od tih činilaca zavisi umicanje neutrona iz sistema, pa prema tome i efektivni faktor k umnožavanja neutrona u reaktoru. Za određivanje umicanja neutrona iz sistema potrebno je poznati prostiranje neutrona kroz sistem, odnosno prostornu raspodelu neutrona u sistemu. Problem se matematički svodi na postavljanje i rešavanje jednačine prostiranja neutrona za dati sistem i date granične uslove.

Prostiranje neutrona u nekoj sredini tačno opisuje jednačina transporta neutrona (Boltzmannova jednačina) koja određuje gustinu neutronskog fluenta $\Phi(\vec{r}, t, \vec{Q}, v)$ u funkciji položaja, vremena, smera kretanja i brzine neutrona (*v*. Neutronika). Ona nema rešenje u opštem slučaju, već se pribegava pojednostavljivanju prema osobinama slučaja koji se razmatra, tačnosti koja se želi postići i mogućnosti računara koji se upotrebljava. Osnove za primenu tih postupaka na reaktorsku sredinu su slijedeće:

a) Većina postupaka posmatra homogenizovanu multiplikativnu sredinu bez obzira da li se radi o homogenom ili heterogenom reaktoru. Za heterogene reaktore taj postupak predstavlja samo određenu aproksimaciju. Parametri prostiranja i usporavanja neutrona usrednjaju se na pogodan način, pa se posmatra ukupno prostiranje neutrona kroz sredinu i direktno ili indirektno određuje umicanje neutrona iz sistema. Kada su parametri sistema funkcija položaja, često se pribegava podeli reaktora u zone s homogenizacijom parametara u svakoj zoni.

b) Dosledno sprovođenje homogenizacije heterogene sredine unelo bi znatne greške u račun. Zbog toga se pri određivanju nekih parametara sistema računa da heterogeni raspored goriva i moderatora pobuđuje i lokalne promene gustine neutronskog fluenta, i to fluenta termičkih, epitermičkih i brzih neutrona. Takvo je dehomogenizovanje potrebno kad se određuju oni parametri koji mnogo zavise od lokalne promene gustine neutronskog fluenta, a to su u prvom redu faktor izbegavanja rezonancije p , faktor iskorišćenja termičkih neutrona f i faktor brze fisije ϵ .

c) Dok homogenizacija heterogenog reaktora može biti opravdana kada je heterogenost uniformna, odnosno kada gorivni element i pripadni moderator imaju isti sastav (npr. kada se radi o svežem nuklearnom reaktoru), dotele prostorna promena sastava goriva usled njegova izgaranja, zatim diskretno prisustvo elemenata za upravljanje i dr. zahteva posmatranje reaktora u kome se parametri prostiranja neutrona menjaju od jedne do druge oblasti reaktora. Tada se homogenizovanje može sprovesti samo za pojedine sektore reaktora.

d) Gustina neutronskog fluenta i izvori neutrona u reaktoru neposredno su povezani, jer neutroni pobuduju fisije pri kojima nastaju novi neutroni. Zbog toga se za rešavanje uslova kritičnosti sistema ne mora direktno odrediti faktor umicanja neutrona. Dovoljno je pronaći uslove pod kojima će gustina neutronskog fluenta u reaktoru imati neku konačnu vrednost bez prisustva posebnog izvora neutrona. To je samo onda kad postoje uslovi za održavanje lančane reakcije fisije, tj. kada se neutroni sami reprodukuju.

Jednobrzinska difuziona aproksimacija. Najjednostavniji oblik na koji se može svesti jednačina transporta neutrona jest tzv. elementarna difuziona jednačina (*v. Neutronika*) koja, između ostalog, prepostavlja da svi neutroni imaju jednaku

brzinu v , odnosno jednaku energiju E i da se one ne menjaju u toku prostiranja kroz sistem. Takva jednačina opisuje prostornu raspodelu gustine neutronskog fluksa $\Phi(\vec{r})$ i za stacionarno stanje glasi

$$\nabla D(\vec{r}) \nabla \Phi(\vec{r}) - \Sigma_a(\vec{r})\Phi(\vec{r}) + Q(\vec{r}) = 0, \quad (12)$$

a povezana je sa strujom neutroma $\vec{J}(\vec{r})$ Fickovim zakonom

$$\vec{J}(\vec{r}) = -D(\vec{r}) \text{grad} \Phi(\vec{r}). \quad (13)$$

U difuzionoj jednačini prvi član predstavlja isticanje neutrona iz jedinice zapremine, drugi apsorpciju neutrona u jedinici zapremine, a treći jačinu izvora neutrona u jedinici zapremine, sve posmatrano u jedinici vremena. $D(\vec{r})$ je koeficijent difuzije, a $\Sigma_a(\vec{r})$ makroskopski presek za apsorpciju neutrona. Kada je sredina potpuno uniformna, Σ_a i D nisu funkcija položaja, difuziona jednačina glasi

$$D \nabla^2 \Phi(\vec{r}) - \Sigma_a \Phi(\vec{r}) + Q(\vec{r}) = 0. \quad (14)$$

Ta se jednačina može primeniti i na nuklearni reaktor, s tim što tada, neutronski izvor predstavlja neutrone iz fisije pa je

$$Q(\vec{r}) = v \Sigma_f \Phi(\vec{r}), \quad (15a)$$

ili

$$Q(\vec{r}) = k_\infty \Sigma_a \Phi(\vec{r}), \quad (15b)$$

jer na svaki apsorbovani neutron po definiciji nastaje k_∞ novih neutrona. Tada jednobrzinska difuziona jednačina za uniformno reaktorsko jezgro glasi

$$\nabla^2 \Phi(\vec{r}) + B^2 \Phi(\vec{r}) = 0 \quad (16)$$

i predstavlja jednačinu kritičnog reaktora, jer se gustina neutronskog fluksa ne menja sa vremenom i pored odsustva posebnog izvora neutrona. U jednačini je

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2}, \quad (17a)$$

gde je $L^2 = D/\Sigma_a$ difuziona dužina neutrona. Kad je reč o termičkom nuklearnom reaktoru, u kome nastaju brzi neutroni, bolje je upotrebiti tzv. modifikovani jednogrupni difuzioni postupak, pri kome se difuziona dužina zamenjuje migracionom dužinom, pa je

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2} = \frac{k_\infty - 1}{L^2 + L_s^2}, \quad (17b)$$

gde je L_s dužina usporavanja, a M migraciona dužina za neutrone. Tada L predstavlja difuzionu dužinu samo za termičke neutrone. Veličina B^2 se naziva *reaktorskim parametrom* ili *laplasijanom reaktora*, a jer zavisi samo od sastava sredine, još i materijalnim reaktorskim parametrom B_m^2 .

Ako je reaktorsko jezgro okruženo vakuumom (u praksi i vazduhom), tzv. golo reaktorsko jezgro, tako da neutroni koji napuštaju sredinu nemaju mogućnosti da se u nju vrati, dovoljno je postaviti jednu difuzionu jednačinu i rešiti je uz date

granične uslove. Pri tome će se dobiti dimenzije pri kojima će reaktor biti kritičan, odnosno sa kojima će gustina neutronskog fluksa imati končane i stacionarne vrednosti bez posebnog izvora neutrona. Opšte je rešenje jednačine kritičnog vektora zbir sopstvenih funkcija Φ_n koje predstavljaju rešenje jednačina

$$\nabla^2 \Phi_n(\vec{r}) + B_n^2 \Phi_n(\vec{r}) = 0 \quad (18)$$

i zadovoljavaju granične uslove ($\Phi_n = 0$ na ekstrapolisanoj granici reaktora). Svaka od tih funkcija zadovoljava jednačinu samo za diskretnе (sopstvene) vrednosti B_n^2 , koje takođe zavise od geometrijskog oblika sistema i graničnih uslova. Tako je npr. za reaktor u obliku beskonačne ploče debljine a

$$\Phi = \Sigma A_n \cos(B_n x), \quad (19)$$

gde je $B_n = n\pi/a$, a n neparan celi broj. Kad je reaktor kritičan, bez spoljnih izvora neutrona, od svih B_n^2 ostaje samo najniža sopstvena vrednost ($n = 1$) koja se naziva *geometrijskim reaktorskim parametrom* ili *geometrijskim laplasijanom reaktora* B_g^2 . U tabl. 1 dati su izrazi za B_g^2 za razne oblike reaktora i funkcije raspodele gustine neutronskog fluksa. Uslov je kritičnosti tada $B_g^2 = B_m^2$, pa je za reaktor sfernog oblika kritični uslov $\left(\frac{\pi}{R}\right)^2 = \frac{k_\infty - 1}{M^2}$, što za date parametre sredine određuje kritične dimenzije reaktora. U tabl. 1 date su i kritične zapremine reaktora koje proističu iz geometrijskog parametra.

Uticaj reflektora neutrona. Reaktorsko jezgro u praksi nije golo. Ne samo da biološki štit koji se mora postaviti oko reaktora ne predstavlja vakuum za neutrone koji napuštaju jezgro već se obično oko reaktorskog jezgra postavlja i reflektor neutrona. Kad oko reaktora postoji reflektor, u jednobrzinskem postupku postavljaju se dve jednačine: prva, reaktorska, za jezgro (indeks c), i druga, bez izvora neutrona, za reflektor (indeks r), koje za difuzionu aproksimaciju glase

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Phi_c + B^2 \Phi_c &= 0, \\ \nabla^2 \Phi_r - \frac{\Phi_r}{L^2} &= 0. \end{aligned} \quad (20)$$

U stvari, u termičkim sistemima neutroni se usporavaju i u reflektoru, te se u njemu nalaze izvori termičkih neutrona. To međutim, ne može uzeti u obzir jednobrzinski postupak. Granični uslovi za rešenje sistema jednačina jesu: jednakost gustine fluksa i struje neutrona na granici jezgro-reflektor i isčešavanje gustine fluksa na spoljnoj granici reflektora.

Kad je reaktorsko jezgro oblika beskonačne ploče debljine a , opkoljene sa obe strane pločastim reflektorem debljine b , granični uslovi daju

$$D_c B \tan \frac{Ba}{2} = \frac{D_r}{L_r} \cot \frac{b}{L_r}, \quad (21)$$

što predstavlja kritični uslov reaktora sa reflektrom, vezu između geometrijskih veličina i karakteristika obej sredina.

Tablica 1
OSNOVNI PARAMETRI GOLOG REAKTORA RAZNIH OBLIKA

Geometrijski oblik	Ekstrapolisane dimenzije	Prostorna raspodela gustine neutronskog fluksa $\Phi(\vec{r})$	Reaktorski parametar B_g^2	Minimalna kritična zapremina V_{krit}
Beskonačna ploča	Debljina a	$\cos \frac{\pi x}{a}$	$\left(\frac{\pi}{a}\right)^2$	—
Paralelopiped	Strane a, b i c	$\cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{c}\right)$	$\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2$	$\frac{161}{B^3}$
Sfera	Poluprečnik R	$\frac{\sin\left(\frac{\pi r}{R}\right)}{r}$	$\left(\frac{\pi}{R}\right)^2$	$\frac{130}{B^3}$
Cilindar	Visina H i poluprečnik R	$J_0\left(2,405 \frac{r}{R}\right) \cos\left(\frac{\pi z}{a}\right)$	$\left(\frac{2,405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2$	$\frac{148}{B^3}$

J_0 je obična Besselova funkcija prve vrste, a 2,405 prva vrednost argumenta za koji je $J_0 = 0$.

Budući da prisustvo reflektora smanjuje kritičnu dimenziju jer umanjuje gubitke neutrona umicanjem iz reaktorskog jezgra, definiše se *reflektorska ušteda* kao razlika δ između kritične poludebljine golog reaktora i reaktora sa reflektorom. Analizom kritičnog uslova proizlazi da, ako je debljina reflektora mnogo manja od difuzione dužine, reflektorska ušteda postaje približno jednak debljini reflektora ($\delta \approx b$), tj. tanki reflektor praktično zamenjuje sloj multiplikativne sredine iste debljine. Ako je debljina reflektora mnogo veća od difuzione dužine, reflektorska ušteda jednak je otplikile difuzionoj dužini ($\delta \approx L_r$). Stoga povećanje debljine reflektora iznad jedne ili dve difuzione dužine veoma malo doprinosi uštedi materijala reaktorskog jezgra. Detaljnija razmatranja pokazuju da reflektor neutrona debljine $\sim 1,5M_r$ odgovara praktično beskonačno velikom reflektoru.

Numeričko rešavanje difuzione jednačine. Analitički se difuziona jednačina može rešiti samo za jednostavne geometrijske oblike i jednoliki sastav reaktora. U stvarnosti, i kada se heterogena struktura reaktora homogenizuje radi pojednostavljenja proračuna, sastav materijala je različit u raznim delovima reaktora usled različitog izgaranja goriva, različitog zatrovanja, prisustva elemenata za upravljanje i dr. Tada parametri D , Σ_a i dr. postaju funkcije položaja, te difuziona jednačina kritičnog reaktora poprima oblik

$$\nabla D(\vec{r}) \nabla \Phi(\vec{r}) - \Sigma_a(\vec{r})\Phi(\vec{r}) + v\Sigma_f(\vec{r})\Phi(\vec{r}) = 0, \quad (22)$$

pri čemu je uzet jednostavniji oblik za izvor neutrona. Ta se jednačina može samo numerički rešiti. Ako su poznati geometrijski oblik i sastav kritičnog reaktora, kritična jednačina daje raspodelu gustine neutronskog fluksa. Ako se traže sastav i geometrijski oblik reaktora da bi kritičnost bila postignuta, gornja jednačina se mora rešavati iterativnim postupkom. Pri tome je pogodno uvesti jedan nepoznati faktor k , npr. u članu

izvora $\frac{v\Sigma_f(\vec{r})\Phi(\vec{r})}{k}$, tako da za neke vrednosti k jednačina ima rešenje, ali samo rešenje za $k=1$ vredi za kritični reaktor (može se pokazati da je k u stvari efektivni faktor umnožavanja neutrona u reaktoru). U prvoj iteraciji pretpostavlja se neka početna vrednost za izvor $Q^{(0)}$, te se tada rešava difuziona jednačina za nemultiplikativnu sredinu. Za pretpostavljeni sastav i geometrijski oblik dobija se prva aproksimacija za gustinu neutronskog fluksa $\Phi^{(1)}$, odakle, uz unapred pretpostavljenu vrednost za k , i prva aproksimacija za izvor $Q^{(1)}$. Vrednost k pri svakoj iteraciji koriguje se pomoću relacije

$$k^{(n+1)} = k^{(n)} \frac{\int Q^{(n+1)} dV}{\int Q^{(n)} dV}. \quad (23)$$

Iteracija se nastavlja sve do konvergencije $k^{(n)}$ i $Q^{(n)}$ i, ako je $k \neq 1$, menja se sastav ili geometrijski oblik jezgra te se ponavlja proračun.

Za numeričko rešavanje difuzione jednačine na raspolažanju su razne metode uobičajene u numeričkoj matematici. Najčešće se difuziona jednačina pretvara u sistem algebarskih jednačina uz pomoć metode konačnih razlika ili konačnih elemenata za pogodno odabране tačke u prostoru. Alternativni je *nodalni postupak* u kome se reaktorsko jezgro podeli na n delova (nodalnih celija), a u svakoj se pretpostavi pogodna uniformna raspodela materijala i gustine neutronskog fluksa. Uz pomoć koeficijenata sprege među celijama, koji predstavljaju verovatnoću da neutron nastao u jednoj celiji difunduje do posmatrane, dobija se iteracijom diskretizovana raspodela gustine neutronskog fluksa u reaktoru.

Višegrupni postupci. Jednobrzinska jednačina, difuziona ili neka druga izvedena iz jednačine transporta neutrona uz manje aproksimacije, ne može dovoljno dobro da predstavi prostiranje neutrona u reaktoru. Neutroni u reaktoru nastaju pri fisijsi sa širokim energetskim spektrom, a zatim se ili malo (brzi reaktorski sistemi) ili veoma mnogo usporavaju (termički sistemi). Stoga energetsko usrednjene neutronski karakteristika sredine i usrednjene brzine neutrona ne daju dovoljno tačne rezultate. Uostalom i samo usrednjene zahteva poznavanje energetske i prostorne raspodele gustine neutronskog fluksa, koje se dobijaju

tek nakon određivanja transporta neutrona u posmatranoj sredini

Ipak se jednobrzinske jednačine, difuziona ili druge, mogu uspešno primeniti i na realne slučajeve, ali u tzv. višegrupnom postupku (v. *Neutronika*). Suština postupka je u tome da se čitava energetska oblast neutrona podeli u G intervala i da se za svaki postavi jednobrzinska jednačina sa parametrima usrednjjenim za taj interval. Ako su intervali dovoljno uski, takav sistem jednačina će adekvatno opisati prostiranje neutrona. Uz pomoć parametara sprege među jednačinama koji određuju prelazak neutrona iz jedne u drugu energetsku grupu sistem se jednačina može rešiti i može se dobiti energetska i prostorna zavisnost neutronskog fluksa, te geometrijski i materijalni parametri koji obezbeđuju kritičnost reaktorskog sistema. Tako se u difuzionom postupku, polazeći od energetske zavisne jednačine, dobija za svaku grupu neutrona g jednačina

$$\begin{aligned} \nabla D_g \nabla \Phi_g(\vec{r}) - \Sigma_{tg} \Phi_g(\vec{r}) + \sum_{g'=1}^G \Sigma_s(g' \rightarrow g) \Phi_{g'} + \\ + X_g \sum_{g'=1}^G v_g \Sigma_{tg'} \Phi_{g'}(\vec{r}) = 0, \end{aligned} \quad (24)$$

u kojoj treći član predstavlja prelazak neutrona iz svih ostalih grupa u posmatrano, $\Sigma_s(g' \rightarrow g)$ je ekvivalentni presek za prelazak neutrona iz grupe g' u g , četvrti član je izvor neutrona iz fisijske, a X_g je deo neutrona iz fisijske koji imaju energiju u posmatranom intervalu g .

Da bi se mogli odrediti srednji neutronski parametri i mogle dobiti tzv. grupne konstante, potrebno je poznavati energetsku, pa i prostornu raspodelu gustine neutronskog fluksa. Kako su one poznate tek kao rezultat proračuna, to se mora primeniti postupak iteracije, pošto se raspodele gustine fluksa i grupne konstante procene na početku.

U termičkim nuklearnim reaktorima neutroni posle usporavanja formiraju kvazi-Maxwellov spektar (v. *Neutronika*) u procesu nazvanom termalizacija neutrona. U tolikoj energiji neutrona (~ 1 eV) nastaju pojave koje nisu samo nuklearnog karaktera, te efikasni preseci imaju složene energetske i ugaone zavisnosti, što vredi i za gubitak energije neutrona pri sudaru. Termalizacija neutrona obično se razmatra zasebno (uz pomoć jednog od modela koji na zadovoljavajući način opisuje proces termalizacije), jer je slaba sprege između neutrona u usporavanju i termalizovanih neutrona. Neutroni s energijama manjim od 1 eV posmatraju se takođe u više grupe, pa i pored uskog energetskog intervala, u više desetaka i stotina grupa.

Dvogrupni postupak. Kada se na termički reaktor primeni dvogrupni postupak, obično se svi termički neutroni stave u drugu grupu, a svi ostali neutroni u prvu. Iako je energetska širina prve grupe veoma velika, taj je postupak opravдан jer se najviše procesa apsorpcije odvija sa termičkim neutronima i jer u toj energetskoj oblasti neutroni provode najveći deo svog trajanja u reaktoru. Kad je ravnomerna raspodela materijala u reaktoru, mogu se u nešto pojednostavljenom obliku postaviti sledeće jednačine za dve grupe neutrona:

$$\begin{aligned} D_1 \nabla^2 \Phi_1(\vec{r}) - \Sigma_1 \Phi_1(\vec{r}) + Q_1(\vec{r}) = 0, \\ D_2 \nabla^2 \Phi_2(\vec{r}) - \Sigma_2 \Phi_2(\vec{r}) + p \Sigma_1 \Phi_1(\vec{r}) = 0. \end{aligned} \quad (25)$$

Drugi član u prvoj jednačini opisuje prelazak neutrona iz prve u drugu grupu. Dok je apsorpcija neutrona prve grupe zanemarena u prvoj jednačini, apsorpcija u toku usporavanja pripisana je mestu prelaza neutrona iz prve u drugu grupu, i to preko faktora izbegavanja rezonancije, što umanjuje broj neutrona koji stižu u drugu grupu (treći član u drugoj jednačini). Termički neutroni ne menjaju grupu, te Σ_2 predstavlja presek za apsorpciju termičkih neutrona. Kako po svakom termičkom neutronu apsorbovanom u reaktoru nastaje $\epsilon\eta$ fisionih neutrona, to je izvor neutrona za prvu grupu

$$Q_1(\vec{r}) = \frac{k_\infty}{p} \Sigma_2 \Phi_2(\vec{r}). \quad (26)$$

Kada se posmatra reaktor sa reflektorom, jednačine za dve grupe neutrona u jezgru reaktora glase

$$D_1 \nabla^2 \Phi_{1c}(\vec{r}) - \Sigma_{1c} \Phi_{1c}(\vec{r}) + \frac{k_\infty}{p} \Sigma_{2c} \Phi_{2c}(\vec{r}) = 0, \quad (27)$$

$$D_2 \nabla^2 \Phi_{2c}(\vec{r}) - \Sigma_{2c} \Phi_{2c}(\vec{r}) + p \Sigma_{1c} \Phi_{1c}(\vec{r}) = 0,$$

a u reflektoru

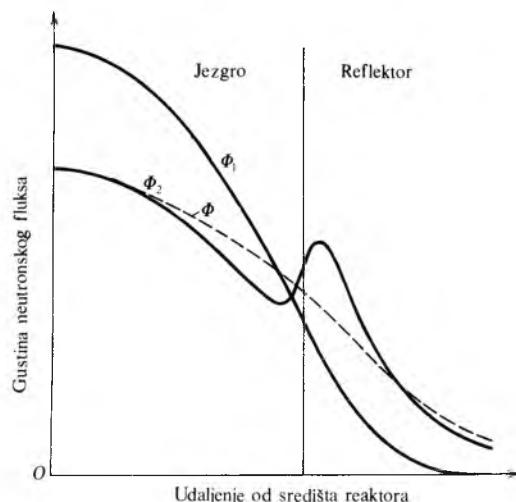
$$D_{1r} \nabla^2 \Phi_{1r}(\vec{r}) - \Sigma_{1r} \Phi_{1r}(\vec{r}) = 0, \quad (28)$$

$$D_{2r} \nabla^2 \Phi_{2r}(\vec{r}) - \Sigma_{2r} \Phi_{2r}(\vec{r}) + \Sigma_{1r} \Phi_{1r}(\vec{r}) = 0.$$

U jednačini za prvu grupu neutrona u reflektoru ne figuriše član za izvor neutrona, jer u reflektoru nema izvora brzih neutrona. Taj se sistem jednačina može rešiti po $\Phi_{1c}, \Phi_{1r}, \Phi_{2c}, \Phi_{2r}$ uz granične uslove da je na granici između jezgra i reflektora $\Phi_{1c} = \Phi_{1r}$ i $\Phi_{2c} = \Phi_{2r}$, što vredi i za struje brzih i termičkih neutrona, dok gustine i brzog i termičkog neutronskog fluksa iščezavaju na spoljnoj granici reflektora.

Ako se za dati kritični sistem traži raspodela gustine neutronskog fluksa, sistem jednačina se može rešiti i analitički ako se radi o reaktoru sa ravnomernim raspoređenim parametrima. Ako parametri nisu ravnomerno raspoređeni, ili ako se traži sistem koji će biti kritičan, mora se pribetiči numeričkom rešavanju jednačina na sličan način kao i u jednobrzinskem postupku.

Na sl. 3. prikazane su, za jedan dati slučaj, raspodele gustine neutronskog fluksa prve i druge grupe u jezgru reaktora i u reflektoru. Prikazana je i raspodela gustine termičkog neutronskog fluksa dobijena jednobrzinskim postupkom. Razlika potiče najviše otuda što se u dvogrupnom postupku računa da i u reflektoru ima izvora termičkih neutrona (brzi neutroni koji se usporavaju u reflektoru). Zbog umanjene apsorpcije neutrona u reflektoru usled nedostatka goriva poraste i gustina neutronskog fluksa na granici neutronskog jezgra i reflektora.



Sl. 3. Raspodela gustine brzog (Φ_1) i termičkog (Φ_2) neutronskog fluksa u reaktoru sa reflektorom, dobijena dvogrupnim postupkom. Tačkastom linijom je raspodela dobijena jednobrzinskim postupkom

Ostale metode proračuna. Jednobrzinski, pa i dvogrupni postupak može samo približno da pruži podatke o prostornoj i energetskoj raspodeli gustine neutronskog fluksa i da odredi uslove kritičnosti reaktorskog sistema. Za tačnije proračune služi više grupa neutrona, pa i više stotina. Pored toga, umesto difuzionih jednačina mogu se upotrebljavati i manje grube aproksimacije koje proističu iz transportne jednačine neutrona, kao što su P_3 ili više aproksimacija, metoda prvog sudara i dr. (v. *Neutronika*). Složenije metode, međutim, zahtevaju mnogo više računanja te se najčešće primenjuju na jednostavnije slučajeve, npr. kada je raspored reaktorskog materijala uniforman, a najviše se iskorišćavaju za izračunavanje lokalnih efekata, posebno oko jednog gorivog elementa u heterogenim reaktorima.

Za heterogene sisteme razvijeni su i tzv. heterogeni proračuni u kojima se ne provodi globalna homogenizacija reaktora,

već se posmatraju pojedine čelije reaktora (gorivni element sa pripadnim moderatorom, rashladnim sredstvom i dr.) i njihova međusobna interakcija. Pri takvu proračunu gustina neutronskog fluksa u svakoj tački je određena relacijom

$$\Phi(\vec{r}) = \sum_k \Phi_k(\vec{r}), \quad (29)$$

gde su Φ_k parcijalne gustine fluksa koje potiču ili od izvora neutrona ili njihovih ponora (apsorpcije) iz svake čelije, odnosno singularnog dela reaktora.

PARAMETRI NUKLEARNIH REAKTORA

Parametri homogenog termičkog reaktora. Kad je reaktor homogen, mogu se jednogrupnim ili višegrupnim postupkom odrediti kritične dimenzije reaktora ako su poznati neutronski parametri ϵ, p, f, η, L i L_s , od kojih dva poslednja određuju umicanje neutrona iz sistema.

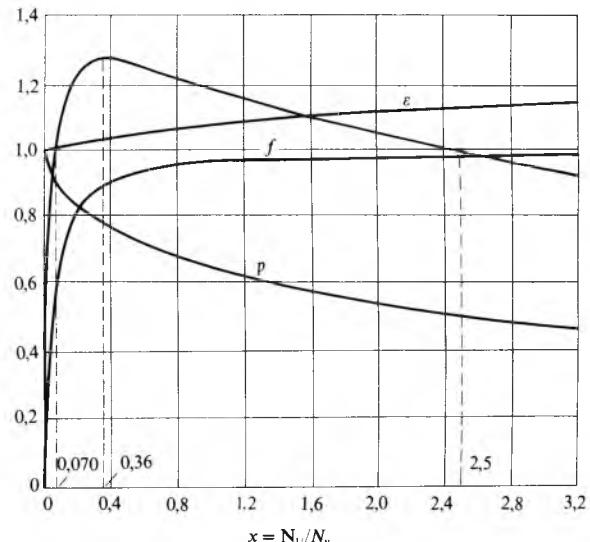
Faktor iskorišćenja termičkih neutrona f relativno je lako odrediti za homogeni reaktorski sistem. Budući da je jednaka gustina termičkog neutronskog fluksa u gorivu i moderatoru, to je

$$f = \frac{\Sigma_{ag}}{\Sigma_{ag} + \Sigma_{am} + \sum \Sigma_{ai}}, \quad (30a)$$

pri čemu imenilac predstavlja meru za apsorpciju neutrona u reaktoru (u gorivu Σ_{ag} , moderatoru Σ_{am} i eventualno drugom materijalu Σ_{ai}), a brojilac meru za apsorpciju neutrona u gorivu. Ako se u reaktoru nalaze samo gorivo i moderator, tada je

$$f = \frac{\Sigma_{ag}}{\sigma_{ag} + \sigma_{am} \frac{N_m}{N_g}}. \quad (30b)$$

Za date materijale faktor f zavisi samo od koncentracije atoma goriva u moderatoru (odnos N_g/N_m) i ako koncentracija goriva u moderatoru raste, iskorišćenje neutrona u gorivu takođe raste (sl. 4).



Sl. 4. Zavisnost faktora brze fisije (ϵ), faktora iskorišćenja termičkih neutrona (f), faktora izbegavanja rezonancije (p) i faktora umnožavanja neutrona u beskonačnoj sredini (k_x) od koncentracije 2% obogaćenog urana u vodi (N_U broj atoma urana, N_V broj molekula vode)

U termičkim nuklearnim reaktorima sa gorivom od prirodnog ili slabo obogaćenog urana apsorpciju neutrona u toku usporavanja u zonama rezonancije ^{238}U prikazuje faktor izbegavanja rezonancije p . U homogenoj sredini taj faktor je određen (v. *Neutronika*) relacijom

$$p = \exp \left| -\frac{1}{\xi} \int_{E_{th}}^{E_0} \frac{\Sigma_a(E)}{\Sigma_t(E)} \frac{dE}{E} \right|, \quad (31a)$$

gde je E_{th} granična energija između neutrona u usporavanju i termičkih neutrona. Ako se presek za rasejanje neutrona izrazi kao zbir dela nezavisnog od energije Σ_p (ukupni presek za rasejanje u moderatoru i potencijalno rasejanje u gorivu) i rezonantnog rasejanja u gorivu Σ'_{sg} , dobija se

$$p = \exp \left[-\frac{N_g}{\xi \Sigma_p} \int \frac{\sigma_a}{1 + N_g \frac{\sigma_a + \sigma_{sg}}{\Sigma_p}} \frac{dE}{E} \right], \quad (31b)$$

gde je N_g gustina jezgara goriva, dok se integriše po energetskoj oblasti u kojoj se javljaju rezonancije. Integral u gornjem izrazu naziva se *efektivnim rezonantnim integralom* I_{ef} pa je

$$p = \exp \left(-\frac{N_g}{\xi \Sigma_p} I_{ef} \right). \quad (31c)$$

Semiempirijski izraz za rezonantni integral u homogenom sistemu glasi $I_{ef} = a \left(\frac{\Sigma_p}{N_g} \right)^b$, tako da je

$$p = \exp \left[-\frac{a}{\xi} \left(\frac{N_g}{\Sigma_p} \right)^{1-b} \right]. \quad (31d)$$

Za ^{238}U $a = 2,73$, a $b = 0,468$, kada je mikroskopski presek u jedinicama 10^{-28} m^2 .

Faktor umnožavanja brzih neutrona ili *faktor brze fisije* ε posebno je izražen u reaktoru sa prirodnim ili slabo obogaćenim uranom, kada gorivo sadrži znatnu količinu ^{238}U , koji je fisički za neutrone energije iznad praga za fisiju. Ako se radi o homogenom reaktoru, umnožavanje je brzih neutrona osetno samo ako je velika gustina atoma ^{238}U . U protivnom, većina neutrona iz fisije u sudarima sa atomskim jezgrima moderatora imaće energiju manju od praga za fisiju ^{238}U . Sa stanovišta održavanja lančane reakcije optimalne su homogene mešavine najčešće takve da je gorivo veoma razređeno u moderatoru (1 : 300 atoma slabo obogaćenog urana i grafita, 1 : 60 obogaćenog urana i teške vode, 1 : 3 obogaćenog urana i obične vode). Stoga je fisija brzim neutronima izražena samo u homogenim reaktorima moderiranim običnom vodom. Za takav reaktor važi semiempirijska relacija

$$\varepsilon = \frac{1 + 0,69 \frac{N_g}{N_v}}{1 + 0,56 \frac{N_g}{N_v}}, \quad (32)$$

gde je N_g gustina nuklida ^{238}U , a N_v gustina molekula vode.

Kada su određeni faktori f , p , ε i η , određen je i faktor umnožavanja neutrona u beskonačnoj sredini k_∞ . Takav direktni postupak jednostavno se primjenjuje ako je potrebno odrediti k_∞ definisanog sistema. Najčešće se zahteva analiza nekog sistema sa stanovišta umnožavanja neutrona, pri čemu su parametri sredine promenljive veličine. Ako se, npr., traže uslovi kritičnosti za homogenu smeš obične vode i 2% obogaćenog urana, jedini je promenljivi parametar koncentracija urana u vodi. Na sl. 4 prikazani su parametri takve sredine u funkciji $x = N_u/N_v$ (N_u je gustina atoma urana, a N_v gustina molekula vode). Faktor izbegavanja rezonancija p jednak je jedinici za $x = 0$ (odsustvo urana) i opada sa porastom koncentracije urana. Faktor iskorisćenja termičkih neutrona jednak je nuli u odsustvu urana, a teži ka jedinici kad nema moderatora. Faktor brze fisije je jednak jedinici kad nema urana ($x = 0$), a raste sa njegovom koncentracijom. Rezultantni faktor k_∞ jednak je nuli za $x = 0$, a postiže maksimum za $x = 0,36$. Između $x = 0,07$ i $x = 2,5$ faktor k_∞ je veći od jedinice, te se u toj oblasti nalaze koncentracije urana sa kojima je moguće ostvariti lančanu reakciju fisije. Analiza raznih homogenih sistema pokazuje sledeće: a) sa prirodnim uranom i običnom vodom k_∞ jedva dostiže vrednost jedan, tako da se takvim reaktorom ne može ostvariti lančana reakcija; b) sa prirodnim uranom i grafitom kao moderatorom za sve koncentracije urana dobiva se $k_\infty < 1$; c) sa prirodnim uranom i teškom vodom kao moderatorom može se dostići $k_\infty > 1$, ali ne dovoljno veće

od jedinice da bi to bilo važno za praksu; d) sa slabo obogaćenim uranom (a i sa veoma obogaćenim) mogu se ostvariti homogeni kritični sistemi sa svima pomenutim moderatorima.

Da bi se odredio faktor umnožavanja neutrona k u koničnom sistemu, moraju se pored faktora k_∞ poznavati i faktori umicanja neutrona iz sistema

$$\lambda_b = \frac{1}{1 + B^2 L_s^2} \quad i \quad \lambda_t = \frac{1}{1 + B^2 L^2}, \quad (33)$$

ili, alternativno, materijalni reaktorski parametar iz koga se dobijaju kritične dimenzije reaktora. Tada je potrebno odrediti difuzionu dužinu L i dužinu usporavanja neutrona L_s .

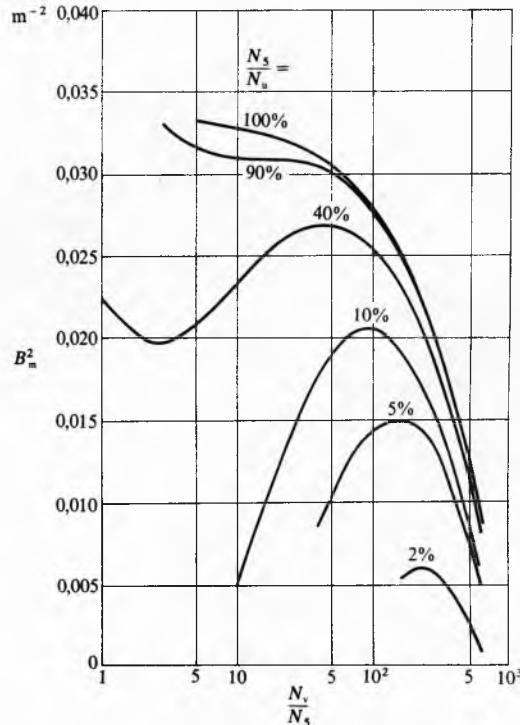
Difuziona dužina neutrona obrnuto je сразмерna makroskopskom preseku za apsorpciju neutrona, te se zbog prisustva goriva, kao jakog apsorbera neutrona, znatno razlikuje od difuzione dužine neutrona u čistom moderatoru L_m . Može se pokazati da je

$$L^2 = L_m^2 (1 - f). \quad (34)$$

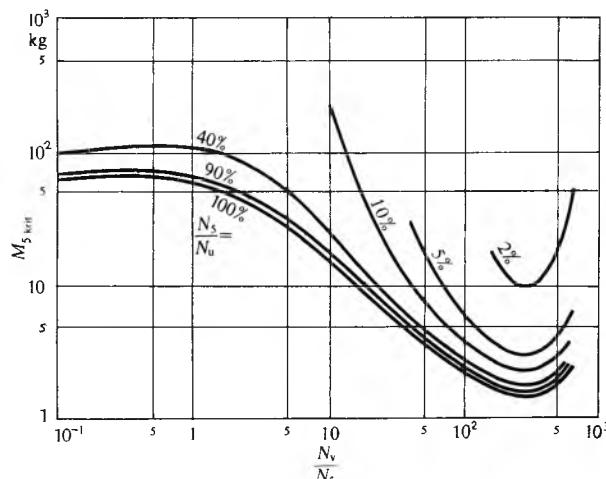
Budući da faktor f ne sme biti mnogo manji od 1, to je difuziona dužina neutrona u reaktoru dosta manja nego u čistom moderatoru.

Zbog prisustva nuklearnog goriva *dužina usporavanja neutrona* u reaktoru razlikuje se od dužine usporavanja u čistom moderatoru iz dva razloga. Prvo, prisustvo goriva razređuje moderator i time povećava dužinu usporavanja neutrona. Drugo, nuklearno gorivo sačinjavaju teška jezgra koja imaju znatan presek za neelastično rasejanje neutrona, tako da gorivo takođe usporava brze neutrone. Ta dva efekta su suprotnog znaka, te se može uzeti da se potišu, pa je $L_s^2 \approx L_m^2$.

Na osnovu poznatih vrednosti za k_∞ , L^2 i L_s^2 može se odrediti i materijalni reaktorski parametar koji direktno određuje uslove za kritičnost reaktora. Izjednačavanjem njegove vrednosti sa izrazom za geometrijski reaktorski parametar dobijaju se kritične dimenzije reaktorskog jezgra. Što je B^2 veće, to su i dimenzije reaktora manje (tabl. 1). Na sl. 5 vidi se materijalni reaktorski parametar za homogenu smesu obične vode i obogaćenog urana (bez reflektora) u funkciji koncentracije ^{235}U u vodi, a za razne obogaćenja urana. Na sl. 6, a za odnose na sl. 5, prikazana je kritična masa ^{235}U za sferni reaktor. Za



Sl. 5. Zavisnost materijalnog reaktorskog parametra B_m^2 od odnosa broja molekula vode N_v i atoma N_s urana ^{235}U za razne stepene obogaćenja urana (N_u ukupni broj atoma svih izotopova urana)



Sl. 6. Zavisnost kritične mase $M_{5\text{crit}}$ urana ^{235}U od odnosa broja molekula vode N_v i atoma N_5 ^{235}U za razne stepene obogaćenja urana

svako obogaćenje postoji minimalna vrednost kritične mase. Reaktor sagrađen sa minimumom mase može postati potkritician ako se koncentracija urana promeni u bilo kom smeru. Ako se reaktor sagradi sa koncentracijom goriva većom od one koja odgovara minimalnoj kritičnoj masi (podmoderirani reaktor), sa razređenjem goriva poveća faktor umnožavanja neutrona. Obrnuto, ako je sagrađen sa manjom koncentracijom (premoderirani reaktor), sa razređenjem goriva smanjuje se faktor umnožavanja neutrona. Taj je zaključak opšti i ne odnosi se samo na homogene reaktorske sisteme.

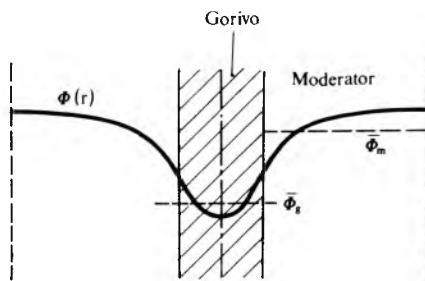
Parametri heterogenog termičkog reaktora. Određivanje neutronskih parametara za heterogene termičke reaktore složenije je zbog diskretne konfiguracije goriva u moderatoru, odnosno zbog toga što neutronske karakteristike sredine nisu jednolike u prostoru. Ako bi se ti parametri usrednjili, odnosno sredina homogenizovala, dobili bi se rezultati koji bi veoma odstupali od stvarnih. U heterogenom reaktoru gorivo se nalazi u obliku gorivnih elemenata (šipke, cevi i sl.), koji su raspoređeni obično u pravilnoj kvadratnoj ili šestougaonoj rešetki. Pored goriva i moderatora, u heterogenim reaktorima postoje i konstruktivni elementi (košuljica gorivnog elementa, kanali za protok rashladnog sredstva i dr.). Zbog različitih nuklearnih karakteristika svih tih materijala mora se računati da će neutronski fluchi i u beskonačnoj sredini biti funkcija položaja, po pravilu niži na mestima veće apsorpcije neutrona. U tretiranju heterogenog reaktora uobičajeno je da se jezgro reaktora podeli na celije od kojih se svaka sastoji od jednog gorivnog elementa i pripadnog moderatora. Kada je reč o hladnom i svežem reaktoru, celije su obično identične, mada to ne mora biti uvek (npr. kada je obogaćenje goriva u raznim delovima reaktora različito). Ako gorivni elementi imaju cilindričnu simetriju, a to je najčešće, pogodno je razmatriati čitavu celiju. Zbog toga se definisce tzv. ekvivalentna celija koja ima zapreminu kao i stvarna, ali cilin-

dričan oblik. To omogućuje postavljanje jednostavnijih graničnih uslova za gustinu neutronskog fluka.

Kod određivanja faktora iskorišćenja termičkih neutrona f mora se računati da gustina neutronskog fluka nije ista u gorivu i moderatoru, a ni u drugim delovima celije (sl. 7). Zbog toga će mera za apsorpciju neutrona u pojedinim materijalima biti predstavljena članovima oblika $\Sigma \Phi V$, gde je $\bar{\Phi}$ srednja vrednost gustine neutronskog fluka u datom materijalu, a V zapremina toga materijala. Stoga je

$$f = \frac{V_g \Sigma_{ag}}{V_g \Sigma_{ag} + \zeta V_m \Sigma_{am} + \sum_i V_i \Sigma_{ai} \zeta_i}, \quad (35)$$

gde su $\zeta = \frac{\bar{\Phi}_m}{\bar{\Phi}_g}$ i $\zeta_i = \frac{\bar{\Phi}_i}{\bar{\Phi}_g}$ faktori depresije gustine neutronskog fluka. Budući da je gustina neutronskog fluka u moderatoru veća nego u gorivu, to je i faktor f manji za heterogeni reaktor no što bi bio za homogeni sa istim odnosom atoma goriva i moderatora.



Sl. 7. Raspodela gustine termičkog neutronskog fluka u celiji heterogenog reaktora

Za određivanje srednjih vrednosti gustine neutronskog fluka potrebno je odrediti raspodelu gustine fluka u celiji. U difuzionoj aproksimaciji potrebno je postaviti difuzione jednačine za gorivo, moderator i druge materijale i rešiti ih uz uobičajene granične uslove. Kad u reaktoru postoji samo gorivo i moderator, rešenje se može dati u obliku

$$\frac{1}{f} = \frac{\sum_{am} V_m}{\sum_{ag} V_g} F(\chi_g a) + E(\chi_m a, \chi_m b), \quad (36)$$

gde je $\chi = 1/L$. Vrednosti difuzionih dužina za gorivo su date u tabl. 2, a vrednosti funkcija F i E u tabl. 3 za razne oblike celija. Pokazuje se da je funkcija F u stvari $F(\chi_a a) = \frac{\Phi_g(a)}{\bar{\Phi}_g}$, tj. da predstavlja odnos gustine neutronskog fluka

Tablica 2
DIFUZIONE DUŽINE ZA RAZNA GORIVA

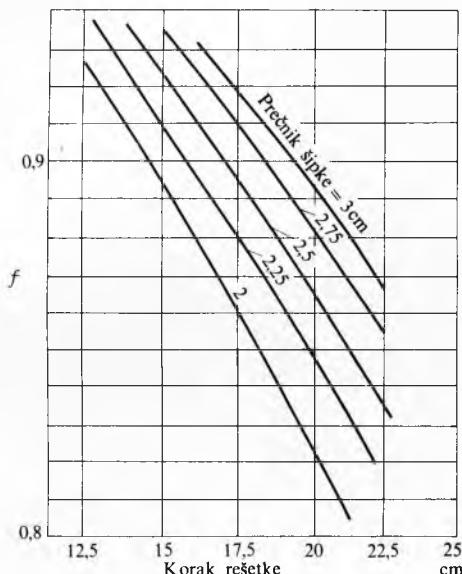
Gorivo	Gustina t/m ³	L mm
Prirodni uran	18,9	15,5
U_3O_8	6,0	37
Torijum	11,2	27
ThO_2	6,0	41

Tablica 3
FUNKCIJE F I E ZA IZRACUNAVANJE FAKTORA f

Geometrijski oblik	F	E
Planarni (a poludebljina goriva, b poludebljina celije)	$\chi_g = a \cosh(\chi_a a)$	$\chi_m(b-a) \cosh[\chi_m(b-a)]$
Cilindrični* (a radijus goriva, b radijus celije)	$\frac{\chi_g a I_0(\chi_a a)}{2 I_1(\chi_g a)}$	$\frac{\chi_m(b^2 - a^2)}{2a} \frac{I_0(\chi_m a) K_1(\chi_m b) + K_0(\chi_m a) I_1(\chi_m b)}{I_1(\chi_m b) K_1(\chi_m a) + K_1(\chi_m b) I_1(\chi_m a)}$
Sferni (a radijus sferice goriva, b radijus sferice celije)	$\frac{\chi_g a^2}{3} \frac{\tanh(\chi_g a)}{\chi_g a - \tanh(\chi_g a)}$	$\frac{\chi_m(b^3 - a^3)}{3a} \frac{1 - \chi_m b \cosh[\chi_m(b-a)]}{1 - \chi_m^2 ab - \chi_m(b-a) \cosh[\chi_m(b-a)]}$

* I_0 i I_1 su modifikovane Besselove funkcije prve vrste, multog i prvog reda, a K_0 i K_1 modifikovane Besselove funkcije druge vrste, nultog i prvog reda.

na granici gorivo—moderator i srednje gustine fluksa u gorivu. Na sl. 8 prikazane su vrednosti faktora f u funkciji koraka rešetke d , a za razne prečnike cilindričnih gorivnih elemenata kad je gorivo metalni uran, a grafit moderator. Sa porastom polu-mera šipke raste faktor f , jer raste i količina goriva s obzirom na moderator. Iz istog razloga za dati polumer šipke raste faktor f sa smanjenjem koraka rešetke.



Sl. 8. Faktor iskorijenja f termičkih neutrona u reaktorskom sistemu od grafta kao moderatora i uran-metala kao goriva (prirodnji uran)

Da bi se u faktor f uključila i apsorpcija neutrona u drugim materijalima celije, može se postupiti na više načina. Jedan je da se koriguje već izračunati faktor f_0 , koji se odnosi samo na sistem gorivo—moderator, pomoću izraza

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_0} + \frac{\sum_i V_i \Sigma_{ai} \zeta_i}{\Sigma_g V_g}, \quad (37a)$$

a da se odnos $\bar{\Phi}_g / \bar{\Phi}$ odredi za date uslove i geometrijski oblik. Ako se npr. koriguje f_0 zbog prisustva košuljice gorivnog elementa (indeks k), može se staviti

$$\frac{1}{f} \approx \frac{1}{f_0} + \frac{\sum_{ak} V_k}{\sum_{ag} V_g} F(x_g a). \quad (37b)$$

Time se računa da u košuljici gorivnog elementa postoji gustina neutronskog fluksa koja ima istu vrednost kao i na granici košuljice i moderatora kada nema košuljice.

Razvijene su i adekvatnije metode za određivanje faktora f , koje su neophodne kada se radi o gustim rešetkama (npr. obogaćeni uran u običnoj vodi), kada difuzioni prilazi suviše odstupa od stvarnosti. Takva je metoda ABH (Amouyal, Benoist, Horowitz), koja sjediniće teoriju transporta neutrona, verovatnoću sudara i difuzionu teoriju radi određivanja faktora depresije neutronskog fluksa, zatim metoda Thermos koja polazi od energetski zavisne jednačine transporta neutrona u integralnom obliku i dr.

Kad se određuje faktor izbegavanja rezonancije p , mora se računati da se u heterogenim reaktorskim sistemima ne pojavljuje samo energetska depresija gustine neutronskog fluksa (v. Neutronika), već i oštra prostorna depresija neutrona sa energijom bliskoj rezonantnoj. Takva prostorna depresija smanjuje apsorpciju neutrona u gorivu, slično kao što depresija termičkog neutronskog fluksa u gorivu smanjuje faktor f . Samo, dok za termičke neutrone to znači smanjenje faktora umnožavanja neutrona, smanjenje rezonantne apsorpcije povećava faktor umnožavanja neutrona u heterogenim s obzirom na homogene reaktore. Upravo zbog toga moguće je sa prirodnim uranom kao gorivom i dobrim moderatorom, kao što je teška voda ili

grafit, ostvariti lančanu reakciju, što je inače nemoguće sa homogenim smešama moderatora i takva goriva. Postoji još jedan efekt koji smanjuje rezonantnu apsorpciju neutrona u heterogenim sistemima. Zbog prostorne koncentracije goriva u moderatoru neutron može da bude usporen do termičkih energija prostirući se samo kroz moderator, a da ne dođe u dodir sa gorivom.

Faktor p u heterogenim sistemima može se dosta pojednostavljeno izračunati iz izraza za homogeni sistem, uz uslov da se odrede pogodne srednje vrednosti veličina ξ , Σ_s i Σ_p uzimajući u obzir i zapreminu moderatora i goriva, npr.

$$\bar{\xi} \bar{\Sigma}_s = \frac{\xi_m \Sigma_{sm} V_m + \xi_g \Sigma_{pg} V_g}{V_m + V_g}, \quad (38)$$

i da se na poseban način odredi rezonantni integral I_{ef} vodeći računa o prostornoj raspodeli goriva i moderatora. S obzirom na to da gorivo slabo apsorbuje neutrone sa energijom koja se mnogo razlikuje od rezonantne, za koju nema osetne prostorne depresije, a da se u području rezonancije, gde su preseci za apsorpciju neutrona veoma veliki, pojavljuje veoma jaka prostorna depresija, integral I_{ef} može se podeliti na dva dela pa je

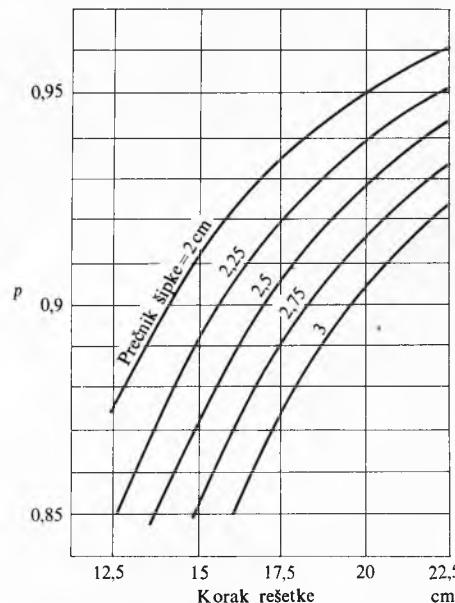
$$I_{ef} = a + b \sqrt{\frac{S_g}{M_g}}. \quad (39)$$

Prvi član označuje slabu, a drugi jaku apsorpciju, kada se svi neutroni apsorbuju praktično već na površini gorivnog elementa. Zbog toga je za datu masu goriva M_g apsorpcija u rezonancijama to veća što je veća površina goriva S_g . U tabl. 4 dati su podaci o koeficijentima a i b dobijeni eksperimentalno.

Tablica 4
PARAMETRI EFETIVNOG
REZONANTNOG INTEGRALA (39) ZA
HETEROGENE SISTEME

Apsorber	a	b
^{238}U (metal)	2,8	8,6
^{238}U (UO_2)	3,0	9,9
^{232}Th (metal)	3,9	4,7
^{232}Th (ThO_2)	3,4	5,5

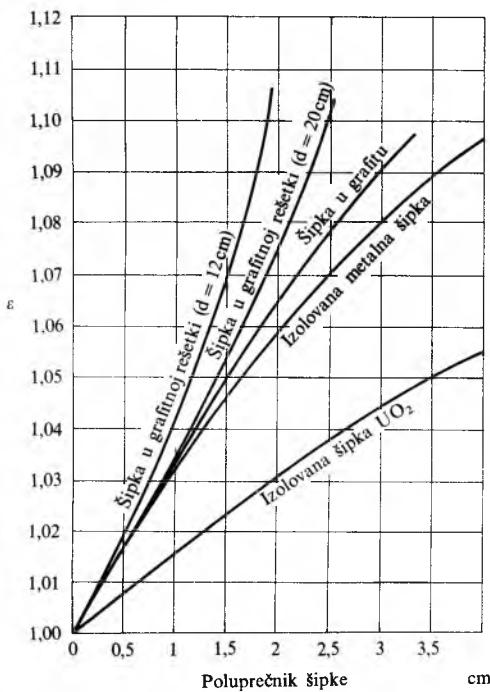
Na sl. 9 prikazan je primer izračunatog faktora p . Za dati korak rešetke, sa porastom polumera šipke opada faktor p jer je sve više goriva u moderatoru. Isto tako, za dati polumer šipke, faktor p opada sa smanjenjem koraka rešetke.



Sl. 9. Faktor izbegavanja rezonancije p u heterogenom reaktorskom sistemu od grafta kao moderatora i uran-metala kao goriva (prirodnji uran)

Razvijene su i mnoge metode kojima se faktor p može mnogo preciznije odrediti. One su zasnovane na usporavanju neutrona u moderatoru i u gorivu, a za određivanje interakcije u rezonancijama goriva služe verovatnoće da neutroni pretrpe svoje sledeće sudare u gorivu. Pri tome se često upotrebljavaju aproksimacije od kojih su najčešće aproksimacija NR (aproksimacija uskih rezonancija), koja se primenjuje na više energije neutrona, i NRIM aproksimacija beskonačne mase atomskih jezgara goriva), koja je pogodna za rezonancije u oblasti nižih energija neutrona. Takođe se, posebno kad su guste rešetke goriva, mora uzeti u obzir i mogućnost da neutron posle sudara u jednom gorivnom elementu bude rasejan sve do nekog drugog gorivnog elementa (Dancoffova korekcija).

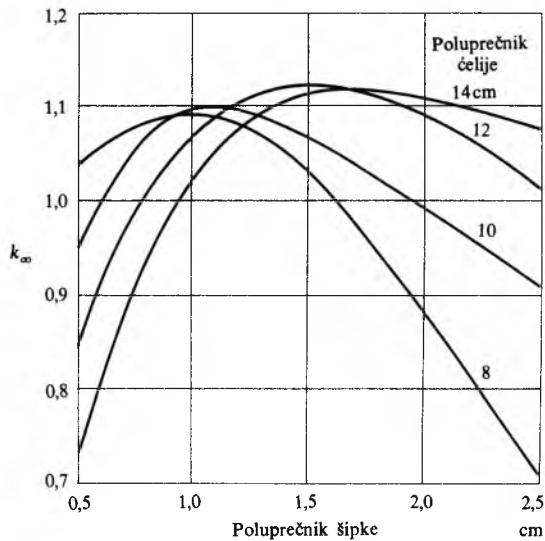
Za razliku od homogenih reaktora, faktor umnožavanja brzih neutrona ili faktor brze fisije ϵ ima u heterogenim sistemima obično veću vrednost. Neutroni nastaju pri fisiji unutar gorivnog elementa i postoji dosta velika verovatnoća da interaguju sa nekim atomskim jezgrom goriva pre nego što napuste gorivni element. Određivanje faktora ϵ za heterogene reaktore dosta je složeno, naročito kada se ne razmatra samo mogućnost da neutron pobudi fisiju u gorivnom elementu u kome je nastao, već i u nekom drugom, susednom. Na sl. 10 dati su rezultati jednog od takvih proračuna. Faktor ϵ raste sa polumerom šipke, jer raste i verovatnoća da neutron pobudi fisiju pre nego što napusti gorivni element. Isto tako, faktor ϵ veći je kada je gorivni element okružen drugim elementima nego kad je usamljen. U oksidnom gorivu faktor ϵ osetno je manji nego u metalnom, jer kiseonik znatno usporava neutrone.



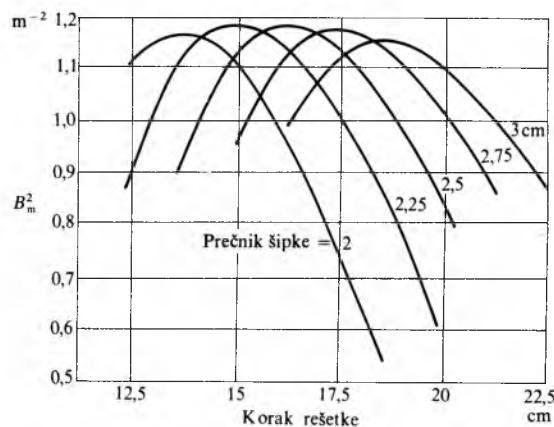
Sl. 10. Faktor brze fisije ϵ u heterogenom sistemu sa prirodnim ili slabo obogaćenim uranom

Na osnovu poznavanja faktora ϵ , η , p i f može se odrediti faktor k_{∞} kao njihov proizvod. Dok za homogeni reaktor postoji za date materijale samo jedan stepen slobode, koncentracija goriva u moderatoru, za heterogeni reaktor datog sistema (oblik gorivnog elementa, sastav goriva) može se menjati i masa goriva u elementu (polumer šipke) i korak rešetke. Zbog toga se analiza k_{∞} za heterogeni reaktor može prikazati u obliku familije krivih. Svaka kriva ima svoj maksimum vrednosti za k_{∞} . Ako je potrebno naći maksimalnu vrednost k_{∞} za dati moderator i dato gorivo, mora se odrediti maksimum obvojnica krivih (sl. 11).

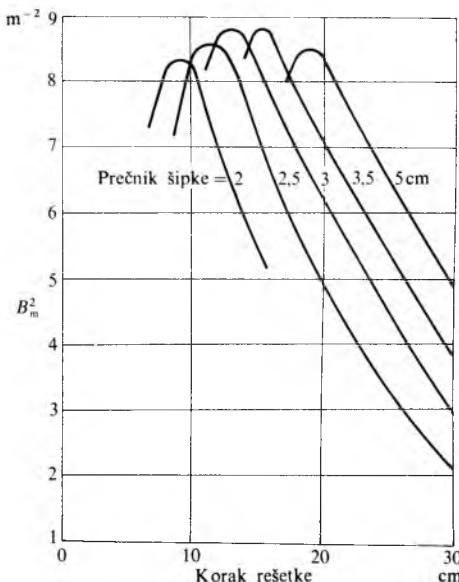
Za određivanje uslova kritičnosti sistema konačnih dimenzija potrebno je pored k_{∞} analizirati i uslove umicanja neutrona iz reaktora, što se može učiniti i preko materijalnog para-



Sl. 11. Faktor umnožavanja neutrona k_{∞} u beskonačnoj sredini za heterogeni reaktorski sistem od grafita kao moderatora i uran-metala kao goriva (prirodni uran)



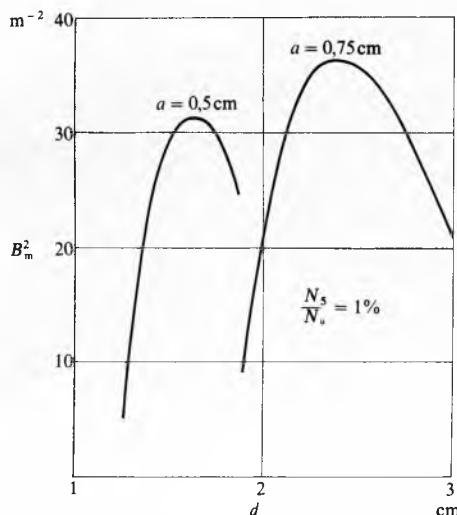
Sl. 12. Materijalni reaktorski parametar B_m^2 u heterogenom sistemu grafit-prirodni uran



Sl. 13. Materijalni reaktorski parametar B_m^2 u heterogenom sistemu teška voda-prirodni uran

metra reaktora B_m^2 . Na sl. 12, 13 i 14 prikazane su analize reaktorskog parametra za sisteme prirodni uran-grafit, prirodni

uran—teška voda i slabo obogaćeni uran ($1\% {}^{235}\text{U}$)—obična voda. Heterogeni reaktorski sistemi sa prirodnim uranom kao gorivom i grafitom ili teškom vodom kao moderatorom mogu se, dakle, ostvariti, jer je u velikom području $B_m^2 > 0$ (tada je i $k_\infty > 1$). Najveće vrednosti za B_m^2 dobijaju se, za oba sistema, sa šipkama prečnika $\sim 2,5$ cm i sa korakom rešetke ~ 20 cm. Međutim, maksimalna vrednost B_m^2 mnogo je veća kad je moderator teška voda nego kad je to grafit, te se i kritičnost teškovodnih reaktora dobija za mnogo manju zapreminu nego grafitnih reaktora. Analiza heterogenog sistema sa običnom vodom i prirodnim uranom pokazala bi da se ni tada za k_∞ ne bi dobila osetno veća vrednost od 1. Zato je na sl. 14 prikazan sistem obična voda—slabo obogaćeni uran, za koji je $B_m^2 > 0$ na dosta širokom području. Optimalna je rešetka vrlo gusta: šipke prečnika ~ 1 cm sa korakom od ~ 2 cm.



Sl. 14. Materijalni reaktorski parametar B_m^2 u heterogenom sistemu obična voda—obogaćeni uran (1%)

Analiza raznih sistema sa raznim sastavom goriva pokazala bi takođe da se najveće vrednosti reaktorskog parametra dobijaju za najveće gustine atomskih jezgara i moderatora. To proizlazi iz činjenice da je B_m^2 obrnuto сразмерно sa $M^2 = L^2 + L_s^2$, a te su veličine obrnuto сразмерne kvadratu gustine atomskih jezgara. Zbog toga se, npr., za oksidno gorivo dobijaju manje vrednosti k_∞ nego za čist metal. To je razlog što se grafitni reaktor, koji ima relativno malu vrednost k_∞ , ne može uspešno graditi sa oksidnim gorivom od prirodnog urana, već samo od metalnog prirodnog urana. Reaktori moderirani teškom vodom imaju faktor k_∞ dovoljno veći od 1, te se mogu upotrebljavati razni oblici goriva, a ne samo čisti metal.

Parametri brzog reaktora. U reaktoru sa brzim neutronima ne postoje tako diferencirani procesi u neutronskom ciklusu kao u termičkom reaktoru, gde su procesi sa brzim neutronima, sa neutronima u usporavanju i sa termičkim neutronima posebno izraženi. Zbog toga se faktor umnožavanja neutrona u beskonačnoj sredini k_∞ može izraziti kao faktor umnožavanja neutrona u gorivu η , eventualno popravljen zbog apsorpcije neutrona u drugim materijalima. Budući da u brzom reaktoru ne važi uslov $\Sigma_a \ll \Sigma_s$ (nema moderatora), upotreba elementarne teorije difuzije dovodi do znatnih grešaka u proračunu. Među postupke razvijene za uspešnije tretiranje prostiranja neutrona u brzom reaktorskem sistemu spada i metoda dobijena iz jednobrinske integralne jednačine transporta neutrona, koja uz izvesna pojednostavnjena glasi

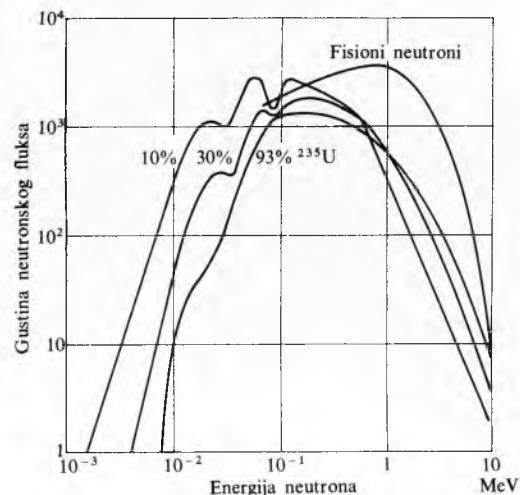
$$\begin{aligned} \text{za umnožavajuću sredinu } \nabla^2 \Phi + K^2 \Phi = 0, \\ \text{a za apsorbujuću sredinu } \nabla^2 \Phi - \mu^2 \Phi = 0. \end{aligned} \quad (40)$$

Te jednačine imaju isti oblik kao i jednačine elementarne teorije difuzije, pa i identične geometrijske parametre, ali je materijalni parametar određen pomoću relacija

$$\frac{K}{\alpha} = \tan \frac{K}{\beta} \quad \text{i} \quad \frac{\mu}{\alpha} = \tanh \frac{\mu}{\beta}, \quad (41)$$

gde su parametri α i β definisani izrazima (8).

U brzom reaktoru formira se neutronski spektar koji, na prvom mestu zbog neelastičnog rasejanja neutrona na fisionim i oplodnim jezgrima ne odgovara spektru fisionih neutrona, već je omekšan, tj. pomeren ka nižim energijama. Zbog toga omekšanja smanjuje se faktor umnožavanja neutrona u gorivu η . Iz sl. 15 vidi se da je to omekšanje to veće što je sadržaj ${}^{238}\text{U}$ veći. To je posledica veće verovatnoće za nastajanje neelastičnog rasejanja po jednom fisionom jezgru. Slično omekšanje se događa i zbog prisustva drugog oplodnog materijala, torijuma. Prisustvom rashladnog sredstva, zatim upotrebom goriva sa sadržajem lakih jezgara, kao što je UO_2 itd., omekšava se spektar.



Sl. 15. Energetska raspodela neutrona u brzom reaktorskem sistemu pri raznom obogaćenju urana

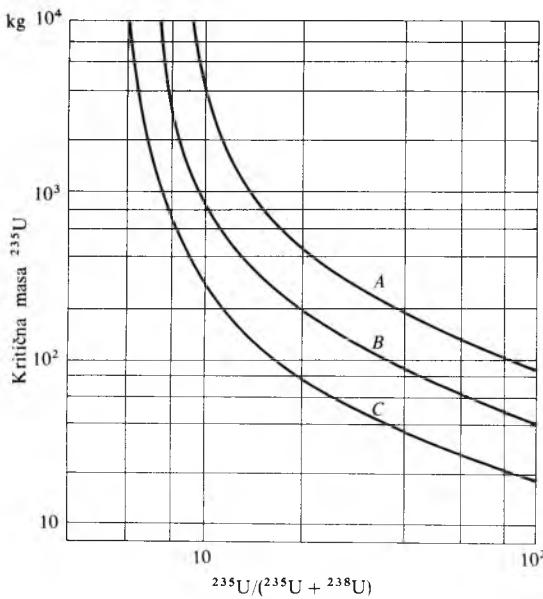
U realizovanim reaktorima sa brzim neutronima srednja energija neutrona u spektru opada od ~ 2 MeV, koliko iznosi za fisione neutrone, na $\sim 0,2 \dots 0,4$ MeV. Utvrđivanje toga spektra, koji određuje i srednje neutronske preseke, jest osnovni problem proračuna brzog reaktora. Analize, kao što su one učinjene za usporavanje neutrona elastičnim rasejanjem, ne mogu se obaviti na jednostavan način za opšti slučaj. Prvo, neelastično rasejanje je osetno kompleksnije od elastičnog što se tiče spektra neutrona posle sudara. Drugo, u toku usporavanja neutroni pobuđuju i fisije u kojima nastaju novi neutroni fisionog spektra. Najčešće se primenjuje višegrupni postupak, pri čemu se mora prepostaviti neka energetska i prostorna raspodela neutrona, na osnovu čega se određuju i grupne konstante, te se iterativnim postupkom dolazi do konačnog rešenja za energetsku i prostornu raspodelu gustine neutronskog flukta.

Reaktorske jednačine (40) mogu se upotrebljavati i u jednogrupnom postupku. Međutim, za parametre α , β i K moraju se upotrebljavati eksperimentalni podaci. Kad je gorivo 93,5% obogaćeni uran bez prisustva drugih materijala, parametri iznose $\alpha = 31$, $\beta = 39$ i $K = 30 \text{ m}^{-1}$. U tabl. 5 dati su rezultati takva proračuna za kompaktne brze reaktore sfernog oblika.

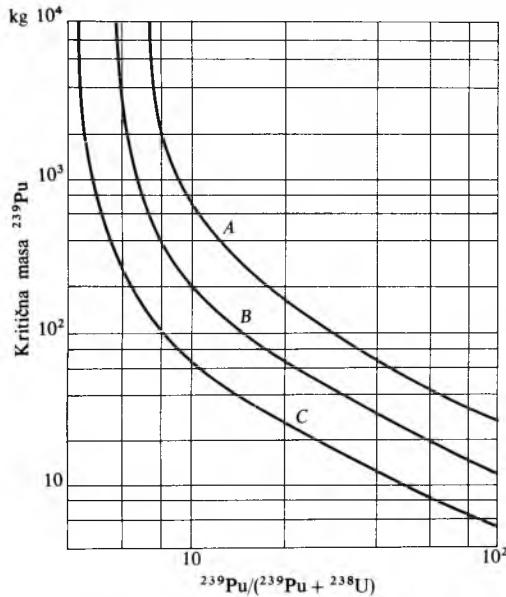
Tablica 5
KRITIČNE MASE I DIMENZIJE BRZIH SFERNIH SISTEMA

Reflektorski materijal debljine d	Reaktorski materijal			
	93,5% ${}^{235}\text{U}$		${}^{239}\text{Pu}$	
	($\rho = 18,89 \text{ t/m}^3$)	($\rho = 15,6 \text{ t/m}^3$)	$Kritična masa$ kg	$Prečnik$ m
Goli reaktor	48	0,173	16,8	0,127
Čelik, $d = 0,1 \text{ m}$	25,3	0,140	8,9	0,102
Uran, $d = 0,1 \text{ m}$	18,4	0,126	6,4	0,092
Uran, $d \rightarrow \infty$	16	0,117	5,7	0,089

Na sl. 16 i 17 rezultati su proračuna kritične mase ^{235}U i ^{239}Pu u funkciji sadržaja fisičnog materijala, u mešavini sa ^{238}U koji je oplodni materijal. Proračuni se odnose na realna reaktorska jezgra, koja, pored fisičnog i oplodnog materijala, sadrže i natrijum kao rashladno sredstvo, a isto tako i čelik kao materijal za košuljice gorivnog elementa i kao konstruktivni materijal.



Sl. 16. Zavisnost kritične mase ^{235}U u brzom reaktorskom sistemu od sastava reaktorskog jezgra: A 25% U, 50% Na i 25% čelika; B 50% U, 33% Na i 17% čelika; C 100% U



Sl. 17. Zavisnost kritične mase ^{239}Pu u brzom reaktorskom sistemu od sastava jezgra. Krive se odnose na isti sadržaj fisičnog nuklida kao i na sl. 16

Upoređenje brzih i termičkih reaktora daje sledeću sliku:
 a) Brzi reaktor zahteva veoma obogaćeno gorivo (teorijski minimum je 6%, a u praksi 15...40% ^{235}U), dok se termički reaktor može realizovati sa prirodnim ili slabo obogaćenim uranom.
 b) Efikasni preseci za brze neutrone mnogo su manji nego za termičke. Prema tome, materijali su *prozirniji* za brze nego za termičke neutrone, te je kritična masa ^{235}U za brze mnogo veća nego za termičke reaktorske sisteme (tabl. 6).
 c) Iako je kritična masa ^{235}U velika, masa je ukupnog urana u brzim reaktorima relativno malena. To vredi kada se posmatraju količine koje se moraju staviti u reaktor (punjenje

gorivom) da bi postrojenje moglo uspešno da radi u eksploataciji (da obezbedi višak reaktivnosti potreban za kompenzaciju izgaranja goriva, zatrovanja reaktora i dr.). Mala količina goriva znači i veliku specifičnu snagu brzih reaktora. d) U brzim reaktorskim sistemima moguće je zbog velikog faktora umnožavanja neutrona u gorivu i zbog velikog viška neutrona ostvariti visoki faktor konverzije oplodnog materijala u fisični, odnosno moguće je ostvariti oplodni reaktor.

Tablica 6
KOLIČINE GORIVA ZA TERMIČKE I BRZE NUKLEARNE REAKTORE
TERMIČKE SNAGE 1 GW

Tip reaktora i gorivo	Kritična masa ^{235}U kg	Kritična masa, ukupni uran kg	Punjene gorivom ^{235}U kg	Punjene gorivom, ukupni uran kg	Specifična termička snaga* kW/kg
TERMIČKI REAKTOR moderiran i hlađen vodom; slabo obogaćeni uran (3,5%)	35	1000	1000	29000	35
BRZI REAKTOR veoma obogaćeni uran (20%)	1000	5000	1100	5500	180

*Termička snaga prema masi goriva (ukupnog urana).

Promena reaktivnosti reaktora. S obzirom na *hlađan*, svež i *multi* reaktorski sistem faktor umnožavanja neutrona najviše se menja zbog efekta utroška goriva, proizvodnje novih goriva, zatrovanja reaktora i efekata temperature. Mada neki od ovih efekata imaju pozitivan uticaj na umnožavanje neutrona (npr. proizvodnja novih goriva), rezultantni efekti, naročito posle dužeg rada reaktora, sa izuzetkom oplodnog reaktora, umanjuju reaktivnost reaktora. Svi pomenuti efekti ne pojavljuju se jednovremeno. Efekti temperature nastaju već sa povećanjem snage reaktora. Efekti zatrovanja pojavljuju se više sati ili dana posle puštanja reaktora u rad, a efekti utroška i konverzije goriva više sedmica ili meseci posle iskorišćenja novog punjenja goriva.

Uticaj utroška nuklearnog goriva. Usled *utroška nuklearnog goriva* reaktivnost reaktora opada jer se gustina fisičnog nuklida smanjuje. Time se u termičkim reaktorima prvenstveno menja faktor iskorišćenja termičkih neutrona f , jer se količine nuklida moderatora i drugih materijala praktično ne menjaju. Ako se u gorivu pored fisičnog nalazi i drugi materijal, kao što je ^{238}U , kojemu se koncentracija zbog velike količine i srazmerno malog preseka za apsorpciju neutrona praktično ne menja u toku vremena, menja se i srednji faktor η . Ako se uzme da utrošak goriva i eventualna konverzija ne utiču na faktore ε , p i λ , promena faktora umnožavanja usled utroška goriva iznosi

$$\delta k = \lambda \varepsilon p f \eta - \lambda \varepsilon p f_0 \eta_0, \quad (42)$$

gde se veličine f_0 i η_0 odnose na svež reaktor. Toj promeni odgovara reaktivnost

$$\varrho = \frac{\delta k}{k} = \frac{\eta f - \eta_0 f_0}{\eta f}. \quad (43)$$

Konverzija nuklearnog goriva. Stvaranje novog nuklearnog goriva *konverzijom* takođe utiče na promenu reaktivnosti reaktora. U termičkom reaktoru taj uticaj zavisi od promene faktora f i faktora η . Budući da ^{238}U apsorbuje i termičke neutrone i neutrone u usporavanju (rezonantna apsorpcija), to se i faktor konverzije može podeliti na dva dela

$$C = C_{th} + C_{rez} \quad (44a)$$

Za konverziju termičkih neutrona važi

$$C_{th} = \frac{N_8 \sigma_{88}}{N_5 \sigma_{a5}}. \quad (44b)$$

Kad se iskorištava prirodni uran, C_{th} iznosi $0,55 \dots 0,6$, već prema spektru termičkih neutrona. Za rezonantni deo faktora konverzije vredi izraz

$$C_{rez} = \varepsilon \eta_s \lambda_b (1 - p). \quad (44c)$$

Budući da je $(1 - p) \approx 0,1$, $\lambda_b \approx 1$ i $\eta_s \approx 2$, to je $C_{rez} \approx 0,2$, te ukupni faktor konverzije iznosi $\sim 0,8$ u reaktorima sa prirodnim uranom.

Ako je $C > 1$, radi se o oplodnom reaktoru. Ponekad se izrazom oplodnja (engl. breeding) označava samo takva konverzija pri kojoj se stvaraju fisiona jezgra iste vrste koja se i troše (npr. ^{239}Pu kao gorivo i ^{238}U kao oplodni materijal), pa se tada faktor konverzije naziva faktorom oplodnje B . Ako oplodni reaktor ima u prvoj fazi ^{235}U kao gorivo, koji se postepeno zamjenjuje novostvorenim plutonijumom, faktor konverzije određuje proizvodnju plutonijuma preko utroška ^{235}U . Kasnije, kada se stvori dovoljno plutonijuma, faktor oplodnje određuje proizvodnju plutonijuma preko utroška plutonijuma. Faktor oplodnje može se definisati i kao broj neutrona koji su na raspolaženju za konverziju po jednom neutronu apsorbovanom u fisičnom materijalu. Tada je

$$B = \eta - 1 - A - U + (v - 1)F \frac{\sigma_f}{\sigma_a}, \quad (45)$$

gde je η broj neutrona nastalih pri fisiji po jednom neutronu apsorbovanom u fisičnom materijalu; jedinica se odnosi na jedan neutron potreban za održavanje lančane reakcije; A na parazitne apsorpcije neutrona; U na gubitak neutrona izmicanjem; poslednji član uzima u obzir neutrone nastale pri fisiji u oplodnom materijalu, pri čemu je F odnos broja fisija u oplodnom materijalu prema broju fisija u fisičnom materijalu. Zanemarujući ostale članove, vidi se da bi za $B > 1$ morao biti i $\eta - 1 > 1$, odnosno $\eta > 2$. To je razlog što se oplodnja može uspešno ostvariti ili sa brzim neutronima i plutonijumom, ili sa termičkim neutronima i ^{233}U , jer je tada η osetno veće od dva (sl. 2).

U brzim reaktorima oplodni se materijal može pomešati sa fisičnim, ili se mogu postaviti posebni elementi od oplodnog materijala. Tada se oplodni materijal nalazi u reaktoru u elementima, što je neophodno kako bi se mogla odvoditi toplota generisana u njemu (fisije brzim neutronima u oplodnim nuklidima ili u novostvorenim fisionim nuklidima). Gorivo i oplodni materijal mogu se mešati na više načina, pri čemu su moguća dva ekstrema: da se gorivo i oplodni materijal ravnomerно rasporede u reaktoru ili da jezgro reaktora bude od čistog fisičnog materijala, a da se oplodni materijal postavi oko njega. Tada se formira tzv. *reaktorski plasti* tako da konverziju pobuđuju prvenstveno neutroni koji umišu iz jezgra (u brzom reaktoru jezgro je malo s obzirom na srednji slobodni put neutrona, te je umicanje neutrona veliko). Nedostatak je ravnomerne rasporede fisičnog i oplodnog materijala omekšanje neutronske spektra, što smanjuje stepen konverzije. S druge strane, iskorišćavanje reaktorskog jezgra od čistog fisičnog materijala znači da u gorivim elementima nema delimične naknade utrošenog fisičnog materijala, što skraćuje vreme iskorišćavanja gorivnih elemenata u reaktoru. Isto tako, čisti fisični materijal daje pozitivni temperaturni koeficijent reaktivnosti, što je nepoželjno sa stanovišta bezbednog upravljanja reaktorom. Iz tih razloga u brzim se nuklearnim reaktorima oplodni materijal stavlja i u jezgro reaktora i u plasti reaktorskog jezgra.

Zatrovanje nuklearnog reaktora. Među produktima fisije ima i takvih nuklida koji imaju visok presek za apsorpciju termičkih neutrona. Zbog toga u termičkim reaktorima produkti fisije ometaju odvijanje lančane reakcije, te se nazivaju fisionim otrivima, a čitav proces zatrovanjem nuklearnog reaktora. Visoki preseci potiču od rezonancija za apsorpciju neutrona u tim nuklidima (prvenstveno ^{135}Xe i ^{149}Sm) koje se nalaze u termičkoj oblasti brzina neutrona. Tako velikih preseka za apsorpciju neutrona nema u oblasti brzih neutrona, te je zatrovanje brzih reaktora mnogo manje. Kao zatrovanje reaktora definiše se odnos

$$P = \frac{\Sigma_p}{\Sigma_{ag}}, \quad (46)$$

tj. odnos između makroskopskog preseka za apsorpciju neutrona u stvorenim fisionim fragmentima Σ_p i u gorivu Σ_{ag} . Ako se uzme da ovo povećanje utiče samo na faktor iskorišćenja termičkih neutrona, to je reaktivnost zatrovanih reaktora

$$\varrho_p = \frac{f - f_0}{f}. \quad (47a)$$

Kako je za zatrovani reaktor vrednost faktora f

$$f = \frac{\Sigma_{ag}}{\Sigma_{ag} + \Sigma_{am} + \Sigma_p}, \quad (47b)$$

to je

$$\varrho_p = -P f_0. \quad (47c)$$

Temperaturni koeficijent reaktivnosti. Da bi reaktor radio na nominalnoj snazi, mora da prede iz *hladnog* u *vruće* stanje. Pri tome se povećavaju sve temperature u reaktoru, na prvom mestu temperatura goriva, a zatim rashladnog sredstva, moderatora i dr. Osim toga, pri tome rastu i pritisici u reaktoru, prvenstveno pritisak rashladnog sredstva. Temperature u reaktoru i pritisak rashladnog sredstva određuju mnoge neutronske parametre od kojih zavisi reaktivnost reaktora. Stoga promena snage dovodi i do promene reaktivnosti reaktora. Temperaturni koeficijent reaktivnosti definisan je izrazom

$$\alpha_T = \frac{d\varrho}{dT}, \quad (48a)$$

a koeficijent reaktivnosti pritiska izrazom

$$\alpha_p = \frac{d\varrho}{dp}, \quad (48b)$$

dok je ukupni koeficijent reaktivnosti snage α_{sn} .

Uticaj temperature na reaktivnost reaktora preko *temperaturnog koeficijenta reaktivnosti* posebno je važan za dinamičko ponašanje nuklearnog reaktora. Uticaj temperature na reaktivnost nastaje usled toga što se sa temperaturom menjaju efektivi preseci σ za neutronske reakcije (menja se energetski spektar neutrona), što se menja gustina atomskih jezgara N i što se sa temperaturom menjaju dimenzije reaktora (a time i reaktorski parametar B^2). Stoga se može staviti da je

$$\alpha_T = \left(\frac{d\varrho}{dT} \right)_{N, B^2} + \left(\frac{d\varrho}{dT} \right)_{\sigma, B^2} + \left(\frac{d\varrho}{dT} \right)_{\sigma, N}, \quad (48c)$$

gde se tri parcijalna izvoda odnose na tri pomenuta efekta.

Da bi se dobole povoljne dinamičke osobine nuklearnog reaktora, temperaturni koeficijent reaktivnosti (a time i ukupni koeficijent reaktivnosti snage) mora biti negativan. Time se obezbeđuje negativni uticaj promene snage na reaktivnost, što je neophodni uslov za stabilan rad reaktora: porast snage će pobuditi i porast temperature, a ova mora da obori radnu reaktivnost reaktora da bi brzina porasta snage opala do nule. Uobičajena je podela temperaturnog koeficijenta reaktivnosti na njegov promptni i zakasneli deo. Ta podela ovisi kakvom brzinom promene snage deluje na promenu temperature nekog dela reaktora koji utiče na odvijanje lančane reakcije. *Promptni temperaturni koeficijent* potiče prvenstveno od onih efekata koji su vezani za temperaturu goriva. Najvažniji među njima je uslovjen tzv. Dopplerovim širenjem područja rezonancija sa temperaturom (v. *Neutronika*), što ima kao krajnju posledicu veću apsorpciju neutrona u rezonanciji. Kako ta pojava zavisi samo od temperature goriva koja promptno prati promenu brzine odvijanja fisije, taj je deo temperaturnog koeficijenta reaktivnosti takođe promptan.

U termičkim nuklearnim reaktorima postoji još jedan efekt temperature na efektivne preseke za neutronske reakcije. Usled promene temperature moderatora menja se i neutronska temperatura, odnosno termički neutronski spektar se pomera ka višim, odnosno nižim energijama. Sa promenom energetske raspodele neutrona menja se u opštem slučaju i efikasni presek za neutrone. Budući da se toplota na moderator prenosi sa izvesnom

vremenskom konstantom, taj je efekt mnogo sporiji od pret-hodnog. Efekt je nešto brži u reaktorima u kojima je rashladno sredstvo jednovremeno i moderator.

IZGARANJE NUKLEARNOG GORIVA

Pod izgaranjem nuklearnog goriva podrazumeva se ne samo trošenje fisičkih nuklida u procesu nuklearne fisije već menjanje ukupnog nuklidskog sastava materijala u gorivu, što je posledica raznih nuklearnih procesa. Izgaranje je važno ne samo zato što se radi o osnovnom procesu za koji je reaktor građen već i zato što ono ima niz reperkusija na rad reaktora. Problem se izgaranja rešava još pri projektovanju reaktora, a zatim i u toku eksploatacije postrojenja. Izgaranjem menjaju se uslovi održavanja lančane reakcije, odnosno menjaju se reaktivnost reaktora, pa gorivo može ostati u reaktoru dok se ti uslovi ne pogoršaju do granice kritičnosti reaktora. Izgaranje menja i druge uslove u reaktoru: menja kinetičke i dinamičke parametre reaktora, te utiče na upravljanje i stabilnost pogona reaktorskog postrojenja.

U procesu izgaranja menja se nuklidski sastav nuklearnog goriva: a) jer se troše fisični nuklidi fisijskom ili radijativnom apsorpcijom neutrona, b) jer se stvaraju novi fisični nuklidi radijativnom apsorpcijom neutrona u oplođnom materijalu, c) jer se stvaraju nefisični nuklidi pri radijativnoj apsorpciji neutrona u prisutnim nuklidima ili radioaktivnim raspadom i d) jer se stvaraju fisioni fragmenti.

Kao rezultat tih promjena smanjuje se ili se povećava koncentracija fisičkih nuklida u gorivu, te se menja i srednji makroskopski presek za fisiju. Jednovremeno se menja i presek za nefisione apsorpcije neutrona, pri čemu fisioni fragmenti posebno doprinose njegovu uvećavanju. To čini da se menja i lokalni faktor $\eta(\vec{r},t)$, koji pokazuje da li taj dio doprinosi ili ne doprinosi lančanoj reakciji fisije. Kada je $\eta(\vec{r},t) > 1$, taj je doprinos pozitivan, a kada je $\eta(\vec{r},t) < 1$, nuklearne se reakcije odvijaju na račun drugih delova goriva.

Vrednost faktora η , koji je funkcija izgaranja goriva, određuje zamenu goriva, a time i njegovo iskorišćenje. Praćenjem procesa izgaranja optimizuje se količina energije koja se dobija iz goriva. Takva optimizacija ne zavisi samo od lokalne (vezane za dato postrojenje) već i od ukupne strategije goriva kojom se u čitavom gorivnom ciklusu, u koji su uključeni i drugi reaktori, nastoje optimalno iskoristiti nuklearne sirovine. Pri tome je važan i sadržaj nuklida u iskorišćenom gorivu, jer se oni mogu dalje iskoriscavati u nuklearnim reaktorima, pa imaju svoju energetsku, pa i ekonomsku vrednost.

Gustina neutronskega fluka, koja određuje brzinu nuklearnih reakcija pa i izgaranja, nije jednoljuna u nuklearnom reaktoru. Po pravilu je manja na periferiji reaktora nego u središtu, a manja je i u blizini jakih neutronskega apsorbera. Zbog toga je različita i brzina izgaranja pojedinih gorivnih elemenata ili njihovih delova. Na mestima veće gustine neutronskega fluka veće je izgaranje, veći utrošak fisičnog materijala i veća proizvodnja nefisičnih nuklida, naročito fisionih fragmenata. Zbog toga je tamo manja proizvodnja neutrona, a veća nefisione apsorpcije neutrona, čime se smanjuje gustina neutronskega fluka na tom mestu. Prema tome, neravnomernom brzinom izgaranja izravnava se gustina neutronskega fluka u reaktoru. To je poželjno sa stanovišta proizvodnje i odvođenja toplote. Ravnomerna gustina fluka znači i ravnomernije opterećenje goriva, te je manja i razlika maksimalnog i srednjeg opterećenja goriva. Budući da se snaga reaktora podešava prema najopterećenijim delovima nuklearnog goriva, to i ukupna snaga reaktora može biti veća. Upravo zbog toga se gorivo zamjenjuje prema određenom programu da bi se gorivo maksimalno iskoristilo i da se jednovremeno održi što ravnomernija raspodela gustine neutronskega fluka u reaktoru.

Specifično opterećenje goriva P_d određeno je izrazom

$$P_d = \sum_i N_i(\vec{r},t) E_{fi} \int \sigma_{fi}(E) \Phi(\vec{r}, E, t) dE, \quad (49)$$

gde je E_{fi} energija oslobođena pri jednoj fisiji i -tog fisičnog jezgra. Kako se izgaranjem menja gustina fisičkih nuklida N_i , a isto tako i prostorna raspodela gustine neutronskega fluka Φ ,

menja se i raspodela generisane snage u nuklearnom reaktoru. U skladu sa izgaranjem mora se regulisati odvođenje toplote sa pojedinih delova goriva, odnosno, ako je to moguće, sa pojedinih gorivnih elemenata. Alternativno, mora se podesiti ukupno odvođenje toplote tako da radni uslovi najopterećenijeg dela goriva ostanu u dozvoljenim granicama.

Izgaranje nuklearnog goriva menja i energetsku raspodelu neutronskega fluka $\Phi(E)$. Ta raspodela zavisi, između ostalog, i od energetske zavisnosti preseka za apsorpciju neutrona $\sigma(E)$ u okolini posmatrane tačke. Prema tome, pojava novih i nestajanje postojećih nuklida sa svojim karakterističnim preseccima za apsorpciju neutrona i njihovih zavisnosti od energije menjaju i energetsku raspodelu gustine neutronskega fluka. Kako ova raspodela neposredno utiče na izgaranje to između izgaranja i energetske raspodele neutronskega fluka postoji uzajamna veza.

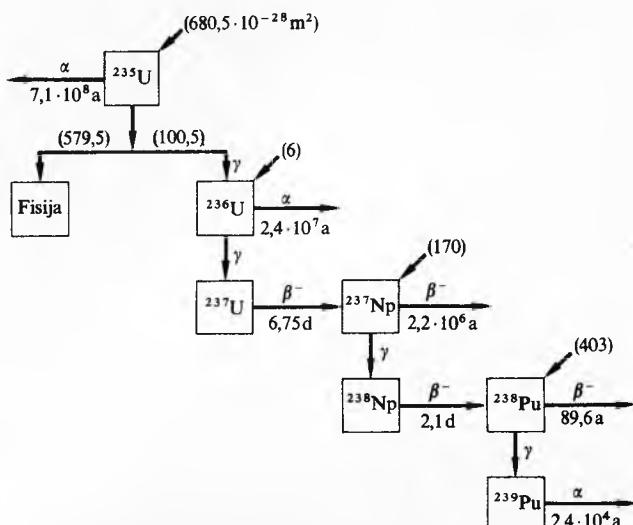
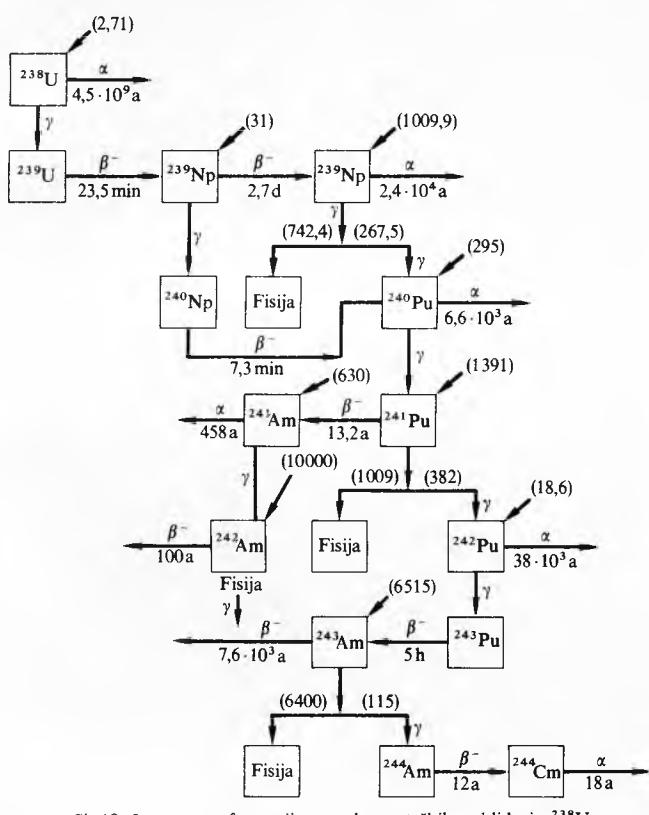
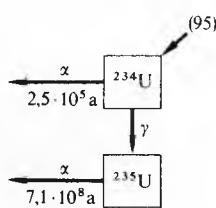
Izgaranje nuklearnog goriva ima reperkusije i na dinamičke osobine nuklearnog reaktora, prvenstveno zbog promene temperaturnog koeficijenta reaktivnosti. Plutonijum koji nastaje izgaranjem daje pozitivan doprinos temperaturnom koeficijentu reaktivnosti. Sa porastom temperature moderatora raste i neutronska temperatura, te se neutronska spektar pomera ka višim energijama neutrona, u susret rezonanciji za energiju od 0,3 eV koju ima ^{239}Pu . To povećava brzinu odvijanja fisije, odnosno povećava snagu reaktora. Izgaranje utiče na dinamičke parametre nuklearnog reaktora i na druge načine, npr. menja srednju vrednost broja zakašnilih neutrona. Ukupni broj zakašnilih neutrona nastalih fisijom ^{239}Pu skoro je tri puta manji nego nastalih fisijom ^{235}U , a od zakašnilih neutrona zavisi brzina promene snage reaktora sa promenom reaktivnosti.

Procesi izgaranja goriva. Osnovna posledica izgaranja jest promena nuklidskog sastava goriva. Teški nuklidi se transformišu radijativnom apsorpcijom neutrona ili β -radioaktivnim transformacijama. Lakši nuklidi nastaju kao posledica fisije (fisioni fragmenti). U gorivu se i oni transformišu β -radioaktivnim raspadom ili neutronske nuklearne reakcijama, pretežno radijativnom apsorpcijom neutrona. Za svaki i -ti nuklid može se, uzimajući sve procese u obzir, postaviti opšta jednačina

$$\begin{aligned} \frac{dN_i(\vec{r},t)}{dt} = & \Phi(\vec{r},t) \sum_j \bar{\sigma}_{fi}(t) N_j(\vec{r},t) \gamma(j \rightarrow i) + \\ & + \Phi(\vec{r},t) \sigma_{\gamma,i-1}(t) N_{i-1}(\vec{r},t) + \lambda_{ip} N_{ip}(\vec{r},t) - \\ & - \Phi(\vec{r},t) \bar{\sigma}_{ai}(t) N_i(\vec{r},t) - \lambda_i N_i(\vec{r},t). \end{aligned} \quad (50)$$

Srednji efikasni preseci za nuklearne reakcije pojavljuju se kao funkcije vremena, s obzirom na to da su oni funkcije energetske raspodele neutrona koja se menja sa vremenom. Prvi član na desnoj strani jednačine predstavlja prinos i -tog fisionog fragmenta fisijom raznih fisičkih jezgara (indeks j), sa frakcionim prinosom $\gamma(j \rightarrow i)$. Drugi član predstavlja prinos i -tog jezgra radijativnom apsorpcijom jezgra $N_{i-1}(A-1, Z)$, gde su A i Z maseni i atomski broj i -tog jezgra. Treći član predstavlja nastajanje i -tog jezgra β -radioaktivnim raspadom jezgra $N_{ip}(A, Z-1)$, četvrti član gubitak i -tih jezgara apsorpcijom neutrona (fisija ili radijativna apsorpcija), a peti gubitak i -tih jezgara radioaktivnim raspadom.

Jednačine teških nuklida. Teški nuklidi u nuklearnom gorivu potiču od fisičnog i oplodnog materijala. Transformacije tih nuklida u druge teške nuklide nastaju radioaktivnim raspadom ili procesom radijativne apsorpcije neutrona. Transformacije teških nuklida obrazuju lance prikazane na sl. 18 do 21. Ako reaktor upotrebljava kao gorivo prirodni ili delimično obogaćeni uran, u njemu će se odvijati lanci prikazani na sl. 18 i 19, uz uslov što se lanac prikazan na sl. 20 može zanemariti s obzirom na malu sadržaj ^{234}U u prirodnom uranu. Ako reaktor sadrži torijum, odnosno ^{233}U , pojavljuje se lanac prikazan na sl. 21. Dijagrami nisu potpuni jer su moguće i dalje transformacije, ali prikazuju transformacije do nuklida koji imaju vrlo velika vremena poluraspada ili koji imaju zanemarljive neutronske preseke za dalje transformacije. Horizontalno su prikazane radijativne transformacije α i β , a vertikalno one nuklearne reakcije koje nastaju dejstvom neutrona. Oznaka γ odnosi se na radija-

Sl. 18. Lanac transformacije u reaktoru teških nuklida iz ^{235}U Sl. 19. Lanac transformacije u reaktoru teških nuklida iz ^{238}U Sl. 20. Lanac transformacije u reaktoru teških nuklida iz ^{234}U

tivnu apsorpciju neutrona, a u zagradama su iznosi neutronskega preseka za termičke neutrone (za brzinu $v_0 = 2,2 \cdot 10^3 \text{ m/s}$).

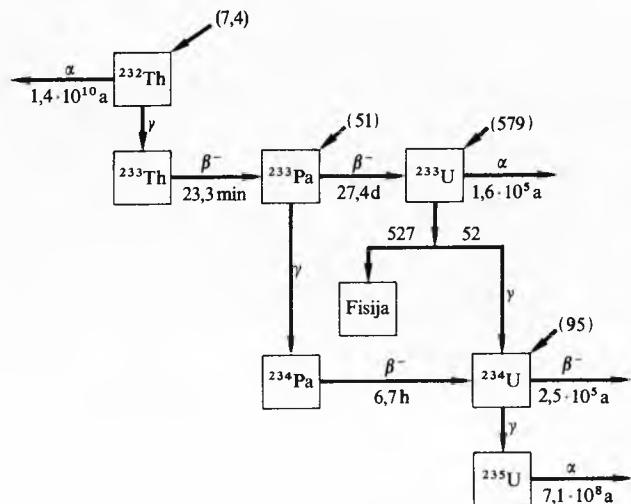
Praćenje stvaranja i nestajanja teških nuklida u toku izgaranja zahteva postavljanje sistema diferencijalnih jednačina u kome je svaki nuklid koji se uzima u obzir predstavljen jednom jednačinom. Da li će neki nuklid biti tako uključen u sistem, zavisi od sledećih kriterijuma: a) da li je pojava nuklida

zanimljiva za slučaj koji se razmatra, b) koliko nuklid može da utiče na odvijanje lančane reakcije svojom fisičnošću ili nefisionom apsorpcijom neutrona i c) koliko će integrisanoj (po vremenu) gustini neutronskog fluksa biti izloženo gorivo, jer od toga zavisi da li će nastati u većoj količini nuklidi za koje je potrebno više transformacija.

Integrисани flukus je definisan izrazom

$$\Phi = \int_0^t \Phi dt, \quad (51)$$

i on je merilo izloženosti goriva neutronima u toku vremena t . Ranije se za integrisani flukus upotrebljavala i merna jedinica neutron po kilobarnu (n/kb), tj. $n/10^{-25} \text{ m}^2$. Neutronskom fluksu $3,17 \cdot 10^{17}$ neutrona po kvadratnom metru i sekundi odgovara u toku godine dana ozračivanje od $1 \text{ n}/\text{kb}$ (v. Metrologija, zakonska, TE 8, str. 523).

Sl. 21. Lanac transformacije u reaktoru teških nuklida iz ^{232}Th

Za relativno pojednostavljen model izgaranja mešavine ^{235}U i ^{238}U mogu se uzeti u obzir samo sledeći članovi lanaca teških nuklida za termički reaktor: a) ^{235}U , nestajanje fisijom i radijativnom apsorpcijom neutrona (indeks 5); b) ^{236}U , nestajanje radijativnom apsorpcijom neutrona u uranu 235 i nestajanje radijativnom apsorpcijom neutrona (indeks 6); c) ^{238}U , s obzirom na mali presek za apsorpciju neutrona i veliki sadržaj u prirodnom ili slabo obogaćenom uranu uzima se konstantnim u vremenu (indeks 8); d) ^{239}Pu , neposredno nestajanje radijativnom apsorpcijom neutrona u ^{238}U , tj. zanemaruje se vreme transformacije ^{239}U u ^{239}Pu , nestajanje fisijom ili radijativnom apsorpcijom neutrona (indeks 9); e) ^{240}Pu , nestajanje radijativnom apsorpcijom neutrona u ^{239}Pu i nestajanje radijativnom apsorpcijom neutrona (indeks 0); f) ^{241}Pu , nestajanje radijativnom apsorpcijom neutrona u ^{240}Pu i nestajanje fisijom ili radijativnom apsorpcijom neutrona (indeks 1).

Ako se postavi da je $N = N(\vec{r}, t)$, $\Phi = \Phi(\vec{r}, t)$ i $\sigma = \bar{\sigma}(t)$ i ako se uvede nova promenljiva $dz = \sigma_s \Phi dt$, te ako se uvedu označke $c_i = N_i/N_8$ za relativnu koncentraciju nuklida i $\underline{\sigma}_i = \sigma_i/\sigma_{a9}$ za relativni presek, dobivaju se sledeće jednačine koje opisuju koncentraciju pojedinih nuklida:

$$\frac{dc_5}{dz} = -c_5, \quad (52a)$$

$$\frac{dc_6}{dz} = -c_6 \underline{\sigma}_6 + c_5 \underline{\sigma}_{a5}, \quad (52b)$$

$$\frac{dc_9}{dz} = -c_9 \underline{\sigma}_{a9} + \underline{\sigma}_{a8} + \epsilon(1-p)(\eta_5 c_5 \underline{\sigma}_{a5} + \eta_9 c_9 \underline{\sigma}_{a9}) + \eta_1 c_1 \underline{\sigma}_{a1}, \quad (52c)$$

$$\frac{dc_0}{dz} = -c_0 \underline{\sigma}_{a0} + c_9 \underline{\sigma}_{a9}, \quad (52d)$$

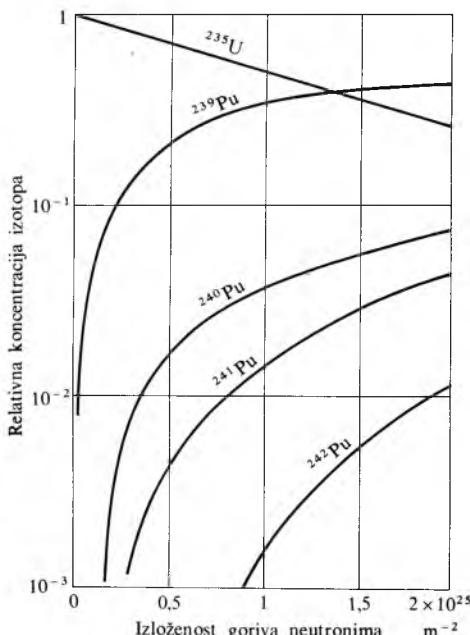
$$\frac{dc_1}{dz} = -c_1 \sigma_{a1} + c_0 \sigma_{a0} \quad (52e)$$

Poslednji član u (52c) predstavlja nastajanje ^{239}Pu rezonantnim zahvatom neutrona u ^{238}U .

Nalaženje koncentracije pojedinih nuklida iz jednačina (52) zahteva poznavanje vremenske zavisnosti gustine neutronskog fluksa, koja je opet funkcija koncentracije svih, pa i teških nuklida. Veza između gustine fluksa i koncentracije nuklida u gorivu određena je parametrima reaktora, te zahteva uvođenje reaktorskog proračuna u postupak. Jednačine se mogu rešiti i bez poznavanja vremenske zavisnosti gustine fluksa, ali pod uslovom da je poznata vremenska zavisnost preseka, odnosno promena energetske zavisnosti gustine neutronskog fluksa sa vremenom. Ako se, međutim, uzme da se u posmatranom vremenskom intervalu ta energetska raspodela ne menja, tj. da su vrednosti preseka konstantne, jednačine se mogu i analitički rešiti. Tada se za koncentracije pojedinih nuklida dobija

$$\begin{aligned} c_5 &= c_{05} \exp(-z), \\ c_6 &= \frac{\sigma_{j,5} c_{05}}{1 - \sigma_6} [\exp(-\sigma_6 z) - \exp(-z)] \quad \text{itd.} \end{aligned} \quad (53)$$

Ako se računa sa srednjim presecima σ_i samo na termičke neutrone, dobijene relacije imaju tu slabost što su zanemarene rezonantne apsorpcije, osim u ^{238}U . Pa i tada se uzima u obzir ukupna apsorpcija pomoću faktora izbegavanja rezonancija p . Tačniji se rezultati mogu dobiti ako se računa sa srednjim presecima za čitavo područje energija. Takvi preseci, međutim, veoma su osjetljivi na energetsku raspodelu gustine neutronskog fluksa. Bolji se rezultati dobijaju ako se merenjem prati promena gustine neutronskog fluksa u postojećem reaktoru, jer je u argumentu uključena i integrisana gustina neutronskog fluksa koja zavisi i od vremenske promene te gustine. Kada se radi o parametarskoj analizi reaktorskog sistema, relacije se mogu iskoristiti uz pretpostavku da se gustina fluksa smatra konstantom u kraćem vremenskom intervalu, pa se izračunavaju koncentracije teških nuklida (i fisionih fragmenata) na kraju toga intervala. Uz pomoć reaktorskog proračuna primjenjenog na nove koncentracije određuje se nova prostorna i energetska raspodela neutrona i postupak se ponavlja za naredne intervale. Na sl. 22 prikazani su rezultati takva proračuna za reaktor sa prirodnim uranom. Koncentracija pojedinih nuklida u funkciji gustine fluksa ingeterisanog po vremenu prikazana je s obzirom na početnu gustinu atomskih jezgara ^{235}U .



Sl. 22. Relativna koncentracija izotopa ^{235}U i izotopa plutonijuma u toku izgaranja prirodnog urana u termičkom reaktoru

Stepen izgaranja goriva α može se definisati kao udio atomskih jezgara goriva utrošenih na fisiju prema izrazu

$$\alpha = \frac{\Delta N_f}{N}, \quad (54a)$$

gde je N broj atomskih jezgara posmatranog dela goriva (fisičkog i oplodnog materijala), a ΔN_f broj jezgara tog dela goriva koji su pretrpeli fisiju u posmatranom vremenskom periodu. Za mešavinu fisičkih nuklida

$$\alpha = \frac{\sum_i \Delta N_{fi}}{N} = \sum_i \alpha_i, \quad (54b)$$

gde je α_i stepen izgaranja i -te vrste fisičkih nuklida. Stepen izgaranja definiše se i kao odnos energije oslobođene pri fisiji i nekog dela goriva E_{fi} i njegove mase M

$$\alpha_e = \frac{E_{fi}}{M} = \frac{E_f \Delta N_f}{M}, \quad (54c)$$

gde je E_f energija oslobođena jednom fisijom. Kako je $M = N A_m / N_A$, gde je A_m atomska masa, a N_A Avogadrov broj, to je

$$\alpha_e = \frac{\Delta N_f}{N} \cdot \frac{N_A}{A_m} E_f = \alpha \frac{N_A}{A_m} E_f = \alpha \sigma. \quad (54d)$$

Uobičajeno je da se takvo izgaranje izražava u jedinici megavatdan po kilogramu (MW d/kg), pa tada faktor σ za sve fisičke nuklide ima približno istu vrednost od 950 MW d/kg.

Fisioni fragmenti. U procesu fisije pojavljuje se više stotina fisionih fragmenata. To su *primarni*, koji nastaju direktno pri fisiji, i *sekundarni*, koji nastaju radioaktivnim raspadom primarnih, često u radioaktivnim lancima od nekoliko članova. Svi oni apsorbuju neutrone, sa manjim, većim ili veoma velikim presekom. Stoga detaljna analiza učešća fisionih fragmenata u izgaranju zahteva postavljanje onoliko diferencijalnih jednačina koliko ima vrsta fisionih fragmenata. Koliko će neki fisioni fragment uticati na odvijanje lančane reakcije, zavisi od njegova prinosa pri fisiji γ , odnosno prinosa njegova prethodnika, njegova preseka za apsorpciju neutrona, te njegova vremena poluraspada ako nije stabilan. Pri izračunavanju efekta fisionih fragmenata na izgaranje može se primeniti više postupaka, prema tačnosti koja se zahteva. To su: a) postavlja se eksplicitna diferencijalna jednačina za svaki fisioni fragment; b) postavljaju se eksplicitne jednačine za ~30 fisionih fragmenata koji najviše utiču, dok se ostali tretiraju zajednički ili se podele u nekoliko grupa i c) eksplicitno se tretiraju fragmenati sa vrlo velikim presecom za apsorpciju neutrona i znatnim prinosom (^{135}Xe i ^{149}Sm), dok se ostali fragmenati ili tretiraju zajednički ili se podele prema sličnim nuklearnim karakteristikama u nekoliko grupa.

Svi fisioni fragmenti, osim ^{135}Xe , koji znatnije utiču na izgaranje stabilni su nuklidi ili imaju dugo vreme poluraspada. Takvi se fisioni fragmenti nazivaju *permanentnim otrovima*. Ako se zanemari da oni obično nastaju kao produkti radioaktivnog lanca, te ako se uzme da nastaju neposredno pri fisiji, za svakog od njih može se postaviti jednačina. Tako se, za fisiju ^{235}U zatrovanje dobija iz relacije (uz $N_5 = \text{const.}$)

$$P_{p,i} = \frac{\gamma(5 \rightarrow i) \bar{\sigma}_{fi}}{\bar{\sigma}_{a5}} \left[1 - \exp \left(-\frac{\bar{\sigma}_{ai}}{\bar{\sigma}_{a5}} z \right) \right], \quad (55a)$$

gde indeks p označava permanentni otrov. Kad $z \rightarrow \infty$, odnosno kad $t \rightarrow \infty$, dobija se

$$P_{p,i,\infty} = \frac{\gamma(5 \rightarrow i) \bar{\sigma}_{fi}}{\bar{\sigma}_{a5}}. \quad (55b)$$

Prema tome, krajnje zatrovanje ne zavisi od preseka za apsorpciju neutrona za fisioni fragment, već samo od njegova prinosa pri fisiji. Brzina dostizanja te ravnotežne vrednosti zatrovanja, međutim, to je veća što je veći presek σ_{ar} .

Cesto se permanentni otrovi dele u tri grupe. Tada se obično u prvu grupu stavljaju svi stabilni nuklidi ili nuklidi sa vrlo dugim vremenom poluraspada, koji imaju preseke za apsorpciju

Tablica 7
FISIONI FRAGMENTI VISOKIH NEUTRONSKIH PRESEKA

Izotop	Vreme poluraspađa $T_{1/2}$ god.	Frakcioni prinos $\gamma(5 \rightarrow i)$ %	Udarni presek $\sigma_{\gamma,i}$ 10^{-28} m^2
^{113}Cd	stab.	0,011	19,5
^{149}Sm	stab.	1,105	77
^{151}Sm	87	0,39	10
^{155}Eu	1,7	0,0042	200
^{157}Gd	stab.	0,031	14

neutrona mnogo veće od preseka fisičkih nuklida (tabl. 7). Stoga će njihova ravnotežna koncentracija biti brzo dostignuta, te će i za $z < 1$ iznositi

$$P_p'' = \sum_i P_{p,i,\infty} = \frac{\overline{\sigma_{f5}}}{\sigma_{a5}} \sum_i \gamma(5 \rightarrow i) \approx 13,1 \cdot 10^{-3} z. \quad (56a)$$

U drugoj grupi su oni stabilni ili skoro stabilni fragmenti kojima su preseci za apsorpciju neutrona poredivi sa presekom za fisičke nuklide (^{235}U) (tabl. 8). Zatrovanje je tada složena funkcija vremena, ali za male vrednosti argumenta z ($z < 0,2$) iznosi

$$P_p'' = 41,4 \cdot 10^{-3} z. \quad (56b)$$

U trećoj grupi su svi stabilni ili skoro stabilni fisioni fragmenti kojima su preseci za apsorpciju neutrona mnogo manji od preseka za fisičke nuklide (tabl. 9). Tada je i za $z \gg 1$

$$P_p'' = \sum_i P_{p,i} \approx z \frac{\overline{\sigma_{f5}}}{\sigma_{a5}} \sum_i \gamma(5 \rightarrow i) \sigma_{ai} = 11,4 \cdot 10^{-3} z. \quad (56c)$$

Tablica 8
FISIONI FRAGMENTI SREDNJIH NEUTRONSKIH PRESEKA

Izotop	Vreme poluraspađa $T_{1/2}$ god.	Frakcioni prinos $\gamma(5 \rightarrow i)$ %	Udarni presek $\sigma_{\gamma,i}$ 10^{-28} m^2
^{83}Kr	stab.	0,62	205
^{99}Tc	$2,1 \cdot 10^5$	6,2	100
^{103}Rh	stab.	2,9	150
^{131}Xe	stab.	2,9	120
^{143}Nd	stab.	6,2	290
^{152}Sm	stab.	0,28	140
^{153}Eu	stab.	0,14	420

Tablica 9
FISIONI FRAGMENTI NIŽIH NEUTRONSKIH PRESEKA

Izotop	Vreme poluraspađa $T_{1/2}$ god.	Frakcioni prinos $\gamma(5 \rightarrow i)$ %	Udarni presek $\sigma_{\gamma,i}$ 10^{-28} m^2
^{82}Kr	stab.	0,3	45
^{85}Kr	stab.	0,32	15
^{95}Mo	stab.	6,3	13
^{109}Ag	stab.	0,028	85
^{127}I	stab.	9,25	6
^{129}I	$1,7 \cdot 10^7$	1,0	27
^{132}Cs	stab.	6,5	29
^{139}La	stab.	6,3	8,5
^{141}Pr	stab.	5,7	11
^{144}Nd	stab.	6,0	5
^{145}Nd	stab.	4,0	52
^{146}Nd	stab.	3,2	10
^{147}Pm	2,5	2,6	90

Ukupno zatrovanje permanentnim otrovima zbir je zatrovanja svih triju grupa fisionih fragmenata i u funkciji od z ono iznosi

z	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,5	2,0	3,0
$P_p \cdot 10^{-3}$	23	33	43	52	61	79	98	127

Često se za određivanje zatrovanja permanentnim otrovima uvođe dalja aproksimacija, naročito kada se ^{149}Sm izdvaja iz permanentnih otrova i posebno tretira. Tada je doprinos ostalih

permanentnih otrova prve grupe zanemarljiv, te je

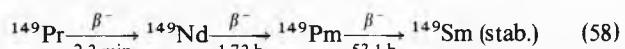
$$P_p \approx P_p'' + P_p''' = 52,8 \cdot 10^{-3} z = \frac{\Sigma_{pp}}{\Sigma_{as}}, \quad (56d)$$

gde je sa Σ_{pp} označen makroskopski presek za apsorpciju neutrona svih permanentnih otrova, osim ^{149}Sm . Ako se taj presek izrazi pomoću ekivalentnog preseka σ_{pp} zamišljenog jezgra koje se pojavljuje posle svake fisijske, tada je

$$\Sigma_{pp} = \sigma_{pp} \Sigma_{fs} \int \Phi dt. \quad (57)$$

Za fisijsku ^{235}U σ_{pp} ima vrednost od $42 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$.

Samarijum (^{149}Sm) je stabilan nuklid koji nastaje u radioaktivnom lancu



Prinosi iz pojedinih fisičkih nuklida (tabl. 10) odnose se na fisijske pobuđene termičkim neutronima. Vrlo visoki presek za apsorpciju neutrona u ^{149}Sm potiče od rezonancije na $0,095 \text{ eV}$, na kojoj ima vrednost od $40800 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$, ali je srednji presek za spektar termičkih neutrona oko dva puta veći. S obzirom na kratko vreme poluraspađa ^{149}Pr , a zatim i ^{149}Nd , može se za nešto pojednostavljenu analizu uzeti da ^{149}Pm nastaje direktno pri fisijskoj. Zanemarujući apsorpciju neutrona u ^{149}Pm , koncentracije prometeuma N_p i samarijuma N_s određene su jednačinama

$$\begin{aligned} \frac{dN_p}{dt} &= \gamma_p \Sigma_f \Phi - \lambda_p N_p, \\ \frac{dN_s}{dt} &= -\sigma_s N_s \Phi + \lambda_p N_p, \end{aligned} \quad (58a)$$

koje za uslov $N_p = N_s = 0$ za $t = 0$ daju

$$N_s = \gamma_p \Sigma_f \Phi \left[\frac{1}{\sigma_s \Phi} + \frac{1}{\sigma_s \Phi - \lambda_p} \left(\frac{\lambda_p}{\sigma_s \Phi} e^{-\sigma_s \Phi t} - e^{-\lambda_p t} \right) \right]. \quad (58b)$$

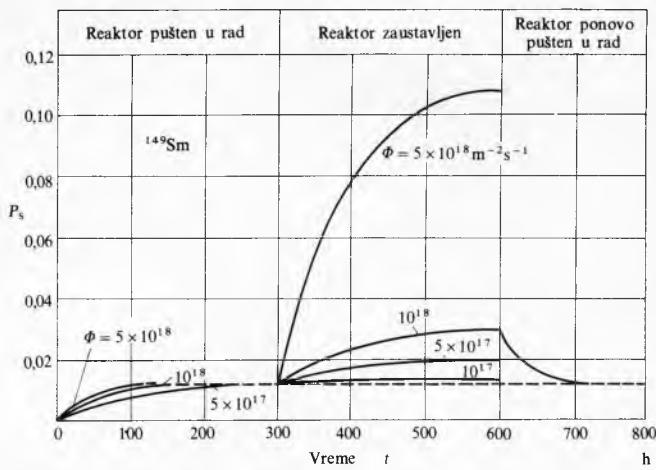
Sa vremenom količina samarijuma dolazi do zasićenja, kojemu odgovara zatrovanje

$$P_{s,\infty} = \gamma_p \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ag}}. \quad (59a)$$

To je zatrovanje nezavisno od gustine neutronskog fluksa, ali je dostizanje zasićenja to brže što je gustina fluksa veća.

Tablica 10
PRINOSI NUKLIDA (%) U RADIOAKTIVNOM LANCU ^{149}Sm (58)

	^{149}Pr	^{149}Nd	^{149}Pm
Fisijska ^{235}U	1,09	0,015	$6 \cdot 10^{-5}$
Fisijska ^{239}Pu	1,26	0,04	$2 \cdot 10^{-4}$
Fisijska ^{233}U	0,75	0,056	$6 \cdot 10^{-4}$



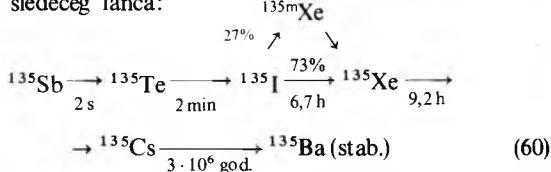
Sl. 23. Promena zatrovanja reaktora samarijumom 149 u toku rada reaktora i nakon njegova zaustavljanja

Posle zaustavljanja reaktora koncentracija stabilnog ^{149}Sm raste jer se raspada i akumulisani prometeum. S vremenom zatrovanje dostiže novo, veće zasićenje koje iznosi

$$P'_{S\infty} = \gamma_p \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ag}} \left(1 + \Phi \frac{\sigma_s}{\lambda_p} \right). \quad (59b)$$

Budući da ^{149}Pm ima vreme poluraspada 53,1 h, zasićenje se dostiže tek više dana po zaustavljanju reaktora. S tim porastom koncentracije ^{149}Sm mora se računati, jer se smanjuje reaktivnost reaktora posle njegova zaustavljanja. Pri ponovnom puštanju reaktora u rad, usled povećane koncentracije ^{149}Sm biće povećana i brzina apsorpcije neutrona u njemu, tako da će se s vremenom uspostaviti prethodno zatrovanje $P_{S\infty}$ (sl. 23).

Radioaktivni otrovi. Među radioaktivnim fisionim fragmentima postoji nekoliko vrsta koje imaju duže vreme poluraspada i dovoljno visoke preseke za apsorpciju neutrona da mogu ometati lančanu reakciju (tabl. 11). Zbog velikog preseka među njima je najvažniji ^{135}Xe , koji nastaje direktno pri fisiji i kao proizvod sledećeg lanca:



Prinosi (tabl. 12) pojedinih fisičkih nuklida vrede za termičke neutrone. Vrlo veliki presek za apsorpciju termičkih neutrona u ^{135}Xe potiče od rezonancije na 0,07 eV, na kojoj ima vrednost $2,7 \cdot 10^6 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$, ali je srednji presek za spektar termičkih neutrona temperature $100 \dots 300^\circ\text{C}$ veći $\sim 20\%$.

Tablica 11
RADIOAKTIVNI OTROVI

Izotop	Vreme poluraspada $T_{1/2}$ h	Udarni presek σ_{th} 10^{-28} m^2	Fracijski prinos $\gamma' (5 \rightarrow i)$ %
^{135}Xe	9,2	$3,3 \cdot 10^6$	6,26
^{133}Xe	124,8	200	7,29
^{131}I	194,4	200	3,02
^{140}Ba	307,2	12	6,38
^{135}I	6,7	7	6,31

Tablica 12
PRINOSI NUKLIDA (%) U RADIOAKTIVNOM LANCU ^{135}Ba (60)

	^{135}Sb	^{135}Te	^{135}I	^{135}Xe	^{135}Cs
Fisija ^{235}U	0,49	2,96	2,86	0,158	0,091
Fisija ^{239}Pu	0,19	2,04	3,79	0,77	0,346
Fisija ^{233}U	0,11	1,22	2,47	0,546	0,308

S obzirom na kratko vreme poluraspada ^{135}Sb i ^{135}Te može se uzeti da ^{135}I direktno nastaje pri fisiji, te da direktno pri fisiji ^{135}Xe nastaje samo u osnovnom stanju. Zanemarujući apsorpciju neutrona u ^{135}I , koncentracije joda N_I i ksenona N_X određene su jednačinama

$$\frac{dN_I}{dt} = \gamma_I \Sigma_I \Phi - \lambda_I N_I, \quad (60a)$$

$$\frac{dN_X}{dt} = -\lambda_X N_X - \sigma_X N_X \Phi + \gamma_X \Sigma_I \Phi + N_I \lambda_I,$$

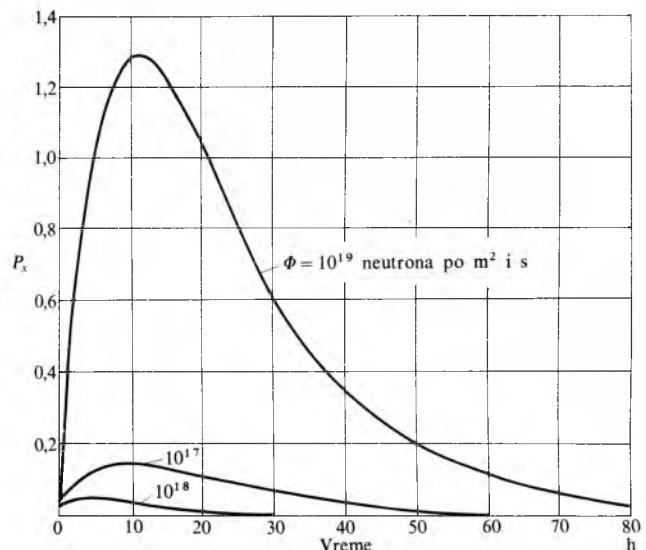
koje za uslove $N_I = N_X = 0$ pri $t = 0$ daju

$$N_X = \frac{\Sigma_f}{\sigma_X} \frac{\Phi(\gamma_X + \gamma_I)}{\lambda_X / \sigma_X + \Phi} \left[1 - e^{-(\lambda_X + \sigma_X \Phi)t} \right] + \frac{\Sigma_I \Phi \gamma_I}{\lambda_X + \sigma_X \Phi - \lambda_I} (e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_I t}). \quad (60b)$$

Sa vremenom, akumulacija se ksenonu zasićuje, pa toj akumulaciji odgovara zatrovanje

$$P_X = \frac{\Phi(\gamma_X + \gamma_I)}{\lambda_X / \sigma_X + \Phi} \cdot \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ag}}, \quad (61a)$$

koje je prikazano na sl. 24.

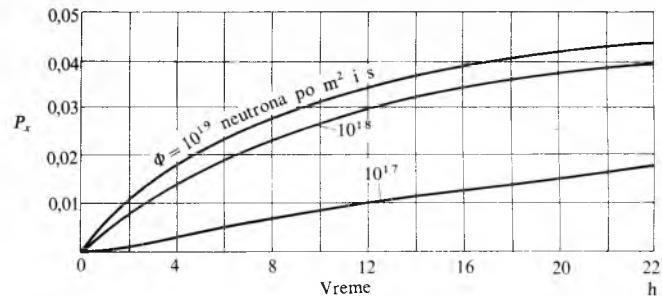


Sl. 24. Promena zatrovanja ksenonom 135 u toku rada reaktora

Posle zaustavljanja reaktora koncentracija se ksenona povećava zbog raspada ^{135}I , ali, jer je i ^{135}Xe radioaktiv, zatrovanje se menja prema izrazu

$$P'_X = P_{X\infty} e^{-\lambda_X t} + \frac{\gamma_I \Phi \Sigma_f}{\Sigma_{ag}(\lambda_X - \lambda_I)} (e^{-\lambda_I t} - e^{-\lambda_X t}). \quad (61b)$$

Ta promena vidi se na sl. 25. Zatrovanje postiže maksimum, pa se nakon toga sa vremenom smanjuje i teži ka nuli.



Sl. 25. Promena zatrovanja ksenonom 135 nakon zaustavljanja reaktora

Za razliku od ^{149}Sm , zatrovanje ^{135}Xe u toku rada reaktora zavisi i od gustine neutronskog fluksa, pa kad je $\Phi \gg \lambda_X / \sigma_X \approx 0,79 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, zatrovanje iznosi

$$P_{X\infty, \max} = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ag}} (\gamma_I + \gamma_X). \quad (61c)$$

Posle zaustavljanja reaktora zatrovanje ksenonom dostiže maksimum koji je veći što je i gustina fluksa neutrona bila veća. Maksimum se dostiže za $10 \dots 12$ h. Taj porast zatrovanja može da bude veoma velik i može smanjiti reaktivnost reaktora toliko da je ponovno puštanje reaktora u rad onemogućeno dok zatrovanje ksenonom dovoljno ne opadne. Sličan efekat postoji i pri smanjenju snage reaktora, ali je slabije izražen što je smanjenje snage sporije i manje.

Uticaj izgaranja na reaktivnost reaktora. Određivanje je uticaja izgaranja goriva na reaktivnost reaktora složeno, najviše zato što je zbog prostorne promene gustine neutronskog fluksa izgaranje prostorno neravnomerno. Neravnomernost prostorne koncentracije pojedinih nuklida u gorivu menja prostornu raspodelu gustine neutronskog fluksa, pa ona postaje funkcija

vremena. Ako se, radi pojednostavljenja postupka, prepostavi ravnomerne raspodela neutronskog fluksa u reaktoru ili, još jednostavnije, ako se posmatra beskonačan reaktor, i ako se gorivo sastoji samo od fizičkih nuklida, brzina promene koncentracije jezgara goriva iznosi

$$\frac{dN_g}{dt} = -\Phi(t)N_g(t)\sigma_{ag}. \quad (62)$$

Neutronski fluks je funkcija vremena jer reaktor radi sa konstantnom snagom, te specifična snaga reaktora

$$P_d = N_g(t)\Phi(t)\sigma_f E_f \quad (63)$$

mora biti konstantna. Iz tih se dveju jednačina, uz uslov $N_g = N_g(0)$ za $t = 0$, dobija

$$N_g(t) = N_g(0) - \frac{P_d}{E_f} \sigma_{ag} t, \quad (64)$$

$$\Phi(t) = \frac{\Phi(0)}{1 - \sigma_{ag} \Phi(0) t},$$

gde su $\Phi(0)$ i $N_g(0)$ vrednosti za $t = 0$.

Ugrađeni faktor umnožavanja neutrona $k_\infty(0)$ menja se zbog izgaranja goriva u toku rada reaktora. Međutim, višak faktora umnožavanja neutrona mora u svakom trenutku biti kompenzovan, npr. neutronskim apsorberima, jer reaktor mora da bude kritičan. Uz pretpostavku da je upravljački apsorber ravnomerne raspoređen u reaktoru, njegov je makroskopski presek $\Sigma_c(t)$ (koncentracija apsorbera) funkcija vremena, jer mora da opada sa utroškom goriva, obezbeđujući u svakom trenutku kritičnost, tj. mora biti

$$k_\infty = \eta f = 1. \quad (65a)$$

Kako je tada prema definiciji

$$f = \frac{\Sigma_{ag}(t)}{\Sigma_{ag}(t) + \Sigma_{am} + \Sigma_c(t) + \Sigma_p(t)}, \quad (65b)$$

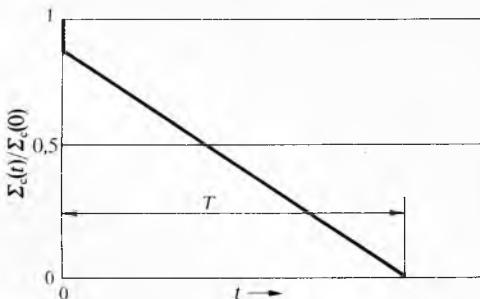
gde je $\Sigma_p(t)$ makroskopski presek radioaktivnih otrova, to proizlazi

$$\Sigma_c(t) = (\eta - 1)\Sigma_{ag}(t) - \Sigma_{am} - \Sigma_p(t). \quad (66a)$$

Upotreboom izraza za zatrovanje reaktora permanentnim otrovima i za ravnotežna zatrovana ^{149}Sm i ^{135}Xe , dobija se vrednost za Σ_c u funkciji vremena (sl. 26). Početni deo krive ima skok, jer je uzeto da se zasićenje zatrovanja ^{149}Sm i ^{135}Xe dostiže trenutno. Gorivo će moći ostati u reaktoru sve dok $\Sigma_c(t)$ ne opadne na nulu, kada će sav višak ugrađene reaktivnosti biti utrošen. Prema tome, vreme trajanja reaktorskog punjenja gorivom T određeno je uslovom

$$\Sigma_c(T) = 0, \quad (66b)$$

odakle se može dobiti trajanje punjenja T .



Sl. 26. Vremenska zavisnost količine upravljačkog apsorbera potrebne za kompenzaciju izgaranja: gorivo od čistog ^{235}U

Ako se u reaktoru odvija i konverzija nuklearnog goriva, specifična je snaga određena izrazom

$$P_d = E_f \Phi(t) (N_5 \sigma_{f5} + N_9 \sigma_{f9} + N_1 \sigma_{f1}) = E_f \Phi(t) \sum_k N_k \sigma_{fk}, \quad (67)$$

a koncentracija pojedinih nuklida

$$\frac{E_f}{P_d} \frac{dN_5}{dt} \sum_k N_k \sigma_{fk} = N_5 \sigma_{as},$$

$$\frac{E_f}{P_d} \frac{dN_6}{dt} \sum_k N_k \sigma_{fk} = -N_6 \sigma_{y6} + N_5 \sigma_{ys},$$

$$\frac{E_f}{P_d} \frac{dN_9}{dt} \sum_k N_k \sigma_{fk} = N_8 \sigma_{y8} - N_9 \sigma_{yy} + \varepsilon(1-p) \sum_k v_k N_k \sigma_{fk}, \quad (68)$$

$$\frac{E_f}{P_d} \frac{dN_0}{dt} \sum_k N_k \sigma_{fk} = N_9 \sigma_{yy} - N_0 \sigma_{ay},$$

$$\frac{E_f}{P_d} \frac{dN_1}{dt} \sum_k N_k \sigma_{fk} = N_0 \sigma_{ay} - N_1 \sigma_{al}.$$

Rešavanjem tih jednačina dobijaju se koncentracije svih teških nuklida u funkciji vremena. Tada ravnomerne raspoređeni upravljački apsorber sa makroskopskim presekom $\Sigma_c(t)$ treba da obezbedi da u svakom trenutku bude

$$k_\infty = \varepsilon p f \eta = 1, \quad (69a)$$

gde je

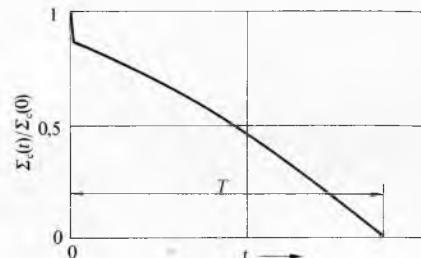
$$f = \frac{\sum_k N_k \sigma_{ak}}{\sum_k N_k \sigma_{ak} + \Sigma_c(t) + \Sigma_p(t) + \Sigma_{am}} \quad (69b)$$

$$\eta = \frac{\sum_k v_k N_k \sigma_{fk}}{\sum_k N_k \sigma_{ak}}. \quad (69c)$$

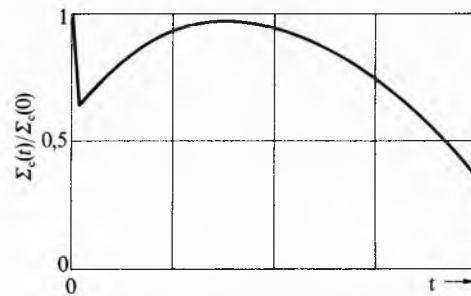
Uz uslov da su ε i p konstantni, za $k_\infty = 1$ dobija se

$$\Sigma_c(t) = \varepsilon p \sum_k v_k N_k \sigma_{fk} - \sum_k N_k \sigma_{ak} - \Sigma_{am} - \Sigma_p(t) \quad (70)$$

Uslov $\Sigma_c(t) = 0$ daje trajanje T jednog punjenja gorivom. Na sl. 27 primer je takva proračuna za reaktor sa gorivom od obogaćenog urana. Brzi pad vrednosti $\Sigma_c(t)$ posle puštanja reaktora u rad nastaje usled zatrovanja reaktora. Za proračun promene vrednosti $\Sigma_c(t)$ upotrebljene su vremenske zavisnosti. Na sl. 28 vidi se promena vrednosti $\Sigma_c(t)$ kad je prirodni uran nuklearno gorivo. Posle brzog pada vrednosti $\Sigma_c(t)$, usled zatrovanja, reaktivnost jedno vreme raste (zbog veće apsorpcije neutrona u plutonijumu i većeg faktora f), a tek kasnije ponovo opada do nule.



Sl. 27. Vremenska zavisnost količine upravljačkog apsorbera potrebne za kompenzaciju izgaranja: gorivo od slabo obogaćenog urana



Sl. 28. Vremenska zavisnost količine upravljačkog apsorbera potrebne za kompenzaciju izgaranja: gorivo od prirodnog urana

Analiza izgaranja u reaktoru konačnih dimenzija mnogo je složenija, jer prostorna raspodela gustine neutronskog fluksa nije ravnomerna. Stoga se u takvu analizu moraju uključiti reaktorske jednačine koje opisuju raspodelu neutronskog fluksa, te difuzione jednačine sa dve ili više grupa energije neutrona. Upravljački apsorberi, kao i u pojednostavljenoj analizi, mogu se uzeti kao ravnomerno raspoređeni u reaktoru. Apsolutna vrednost gustine neutronskog fluksa određena je uz uslov da je ukupna snaga reaktora konstantna u vremenu, tj. da je

$$P = E_f \sigma_f \int_V N_g(\vec{r}, t) \Phi_2(\vec{r}, t) dV = \text{const.} \quad (71)$$

Gustina neutronskog fluksa i makroskopski preseci za apsorpciju netrona tada su funkcije ne samo položaja već i vremena. U jednom od postupaka za rešavanje takvih jednačina trajanje se punjenja reaktora gorivom podeli u vremenske intervale Δt , u toku kojih se pretpostavlja da se sastav reaktora, uključujući i fisione otrove, ne menja. Ako su parametri reaktora poznati u trenutku t , pomoću jednačina izgaranja i zatrovanja reaktora mogu se izračunati nove gustine jezgara u trenutku $t + \Delta t$. Potom se pomoću reaktorskih jednačina utvrđuju novi uslovi kritičnosti (npr. potrebna koncentracija upravljačkih apsorbera) i nova raspodela gustine neutronskog fluksa, te se nastavlja sa određivanjem sastava reaktora u narednom intervalu Δt .

Precizniji proračuni izgaranja zahtevaju da se uzmu u obzir i promene energetske raspodele gustine neutronskog fluksa usled promene nuklidskog sastava reaktora. To se može učiniti podelom na vremenske intervale Δt , uz pretpostavku da je energetska raspodela neutrona konstantna u toku intervala Δt . Na kraju tih intervala ponovo se izračunava ta raspodela na bazi promjenjenog nuklidskog sastava goriva. Precizniji proračuni zahtevaju da se uzmu u obzir i realni (diskretni) upravljački apsorberi umesto ravnomernog raspoređenog makroskopskog preseka $\Sigma(t)$. Kada se još uračunaju i efekti heterogenosti reaktora i reaktorskih kanala složene konstrukcije, proračun postaje veoma glomazan. Zbog toga se pribegava raznim pojednostavnjenjima. Prvo, da se smanji broj eksplicitnih jednačina izgaranja, tj. da se izuzmu manje uticajni teški nuklidi i da se grupišu fisioni fragmenti. Dalje, ako se radi o razređenoj rešetki gorivnih elemenata, kakvu imaju reaktori sa teškom vodom ili grafitem kao moderatorom, pojedine reaktorske ćelije su neutronski prilično nezavisne, te se energetska zavisnost gustine neutronskog fluksa i izgaranje može pratiti u svakoj ćeliji posebno. Pri tome se ostatak reaktora tretira pomoću pogodno odabranih graničnih uslova. Ipak se u pojedinim trenucima mora sa dobijenim podacima obaviti i ukupni reaktorski proračun, na osnovu čega se koriguje energetska raspodela gustine neutronskog fluksa i dr. Za reaktore sa gustim rešetkama, gde se ćelije ne mogu smatrati nezavisnim, što vredi za reaktore moderirane običnom vodom, za brze reaktore i dr., takav pristup nije opravдан, te se izgaranje prati uglavnom opštim reaktorskim proračunom. Tada se mogu uvesti pojednostavnjena podela reaktora na zone u kojima se pretpostavljaju jedinstvene karakteristike.

Zamena i izmeštanje nuklearnog goriva. Zbog utroška fisiolognog materijala, nagomilavanja fisionih produkata i dr. iskorишćeno se gorivo u reaktoru mora zamjenjivati svežim. Najjednostavnije je da se gorivo ne menja sve dok ugrađena reaktivnost reaktora ne bude utrošena, a da se posle toga čitavo gorivo zameni svežim. Međutim, takav je postupak neracionalan. Tada se pored gorivnih elemenata koji su se nalazili na mestima velike gustine neutronskog fluksa (središte jezgra reaktora), sa visokim stepenom izgaranja, iz reaktora uklanjuju i gorivni elementi koji su se nalazili u zoni male gustine neutronskog fluksa (periferija jezgra reaktora), koji su iskorisćeni sa malim stepenom izgaranja. Zbog toga se kao racionalnija nametne delimična zamena gorivnih elemenata: uklanjanje samo onih koji su dostigli optimalni stepen izgaranja. Međutim, ako bi se takvi gorivni elementi jednostavno zamjenjivali svežim, znatno bi se pogoršao režim rada reaktora. Na mestima i inače visoke gustine neutronskog fluksa našlo bi se sveže gorivo, veoma reproduktivno u neutronskom pogledu, dok bi na mestima niske gustine fluksa ostali delimično ili slabo izgoreli

gorivni elementi, slabije neutronske reproduktivnosti. To bi pobudilo još veću prostornu neravnomernost gustine neutronskog fluksa, odnosno smanjila bi se srednja opterećenost goriva, a izgaranje bi postalo još neravnomernije.

Iz navedenih razloga ne provodi se samo delimična zamena gorivnih elemenata, već jednovremeno i izmeštanje goriva. Npr., ako se iskorisćeno gorivo uklanja sa mesta najvećeg opterećenja (središte reaktora), a sveže gorivo ubacuje u reaktor na mesta malog opterećenja (periferija reaktora) uz jednovremeno pomeranje goriva od periferije ka središtu, ne samo da se izbegava povećanje neravnomernosti gustine neutronskog fluksa već se dobija ravnomernija raspodela nego pre zamene. Na mestima male gustine neutronskog fluksa tada se nalazi sveže, visoko reproduktivno gorivo, čime se i gustina fluksa povećava. To doprinosi izravnavanju gustine fluksa, odnosno ravnomerenjem opterećenju goriva u reaktoru.

Zamena i izmeštanje goriva može u principu biti kontinualno ili diskontinualno. Pod kontinualnom zamenom razume se takva idealizovana zamena i izmeštanje goriva pri kojoj sveže gorivo kontinualno pritiće na određena mesta u reaktoru, kontinualno se kreće kroz reaktor prema određenom programu i kontinualno se odvodi sa određenih mesta u reaktoru. Takva zamena nije ostvarljiva u praksi (mada joj se može približiti), ali je relativno jednostavna za teorijske analize. Takve analize pokazuju, npr., za kontinualno izmeštanje goriva po radijusu od periferije ka središtu reaktora, da se sa većom ugrađenom reaktivnošću gorivo sporije kreće kroz reaktor i da je izgaranje veće. Jednovremeno je veća i ravnomernost opterećenja goriva. Ako bi se gorivo kretalo u obrnutom smeru, od središta ka periferiji, takođe bi se dobilo veće izgaranje uz veću ugrađenu reaktivnost, pa čak i veće nego kod kretanja goriva od periferije ka središtu. Međutim, neravnomernost je opterećenja goriva po poljumu veća, i to utoliko veća ukoliko je ugrađena reaktivnost veća, odnosno veće izgaranje.

Kada se pri kontinualnoj zameni goriva u reaktoru dostigne stacionarno stanje, nije potrebno upotrebljavati upravljačke apsorbere za kompenzaciju viška reaktivnosti: kritičnost reaktora održava se neprekidnom zamenom izgorelog svežim gorivom. Kompenzovanje viška ugradene reaktivnosti upravljačkim apsorberom potrebno je samo u početku kada se sveže gorivo nalazi u čitavom reaktoru, i to dok se ne uspostavi stacionarno stanje izgaranja, zamene i izmeštanja goriva.

Nuklearno gorivo se u reaktoru nalazi u obliku gorivnih elemenata, te svaka zamena i izmeštanje može da bude samo u dozama, odnosno diskontinualno. Ta diskontinualnost može biti slabije ili jače izražena. Ona je najslabija kad se u gorivnim kanalima nalazi nekoliko po dužini nezavisnih delova koji se mogu nezavisno izmeštati i zamjenjivati, a po potrebi i izmeštati u pravcu kanala. Kada su gorivni elementi celina i kad su smešteni u nezavisnim kanalima, mogu se zamjenjivati samo celi gorivni elementi, a izmeštanje je moguće samo u radikalnom pravcu. Gorivni elementi guste rešetke, vezani u kasete ili snopove, mogu se zamjenjivati i izmeštati u radikalnom pravcu samo u okviru celih snopova. Kad se zamjenjuju gorivni elementi, postupak se približava kontinualnoj zameni i izmeštanju goriva, a kad se zamjenjuju celi snopovi, može se smatrati da se radi o diskontinualnoj zameni i izmeštanju, posebno ako se jednovremeno zamjenjuje više kaseta ili snopova gorivnih elemenata. Za razliku od kontinualne zamene i izmeštanja goriva, kada je reaktor stalno *upravo kritičan*, pri diskontinualnom postupku moraju se upotrebljavati upravljački apsorberi koji će odmah posle zamene kompenzovati deo ugradene pozitivne reaktivnosti koju je unelo novo gorivo.

Pomenute posledice zamene i izmeštanja goriva odnose se na stacionarno stanje kada je režim zamene ustavljen. Karakteristika je stacionarnog stanja da se gorivo zamjenjuje u dužim ili kraćim ciklusima koji se ponavljaju, uključujući i prostornu raspodelu izgaranja u reaktoru. Međutim, takvo stacionarno stanje treba najprije dostići, jer reaktor počinje, bar pri prvom puštanju u pogon, sa svežim gorivom u čitavoj zapremini. *Prelazni režim* zamene i izmeštanja goriva poseban je problem izgaranja, pogotovo što u praksi traje i više godina. Prelazni režim nije optimalan sa stanovišta stepena izgaranja goriva ili

maksimalnog opterećenja reaktora, jer se postrojenje optimizuje na stacionarno stanje. Da bi se trajanje prelaznog režima skratio i izbeglo veliko smanjenje iskorišćenja goriva u prvim punjenjima, često se preduzimaju dodatni zahvati kao što je drugačije obogaćenje goriva u početku rada reaktora od onog u stacionarnom stanju, uključujući i različito obogaćenje u pojedinim zonama reaktora.

Ako su doze goriva koje se zamenuju i izmeštaju veoma malene, tj. ako se postupak približio kontinualnoj zameni goriva, gorivo se može zamjenjivati i izmeštati u toku pogona reaktora. Ako su doze velike, obično je potrebno zaustaviti reaktor. Stoga je pogodno *sheme izmene goriva* podeliti prema tome da li se gorivo zamenuje i izmešta u toku pogona reaktora ili nakon njegova zaustavljanja.

Zamena i izmeštanje goriva u toku pogona reaktora veoma je povoljno sa stanovišta eksploatacije reaktorskog postrojenja. Takav postupak, između ostalog, ima i sledeće prednosti: a) ne zahteva obustavu iskorišćavanja nuklearnih reaktora, b) zamena goriva u malim dozama u toku rada reaktora približava se kontinualnoj zameni, te uklonjeno gorivo ima jednak ili skoro jednak stepen izgaranja, c) stacionarno stanje može se brže dostići uz manje smanjenje stepena izgaranja goriva u prelaznom režimu, d) bolji je faktor forme gustine neutronskog fluka (odstupanje maksimalne od srednje vrednosti), jer nema nagle promene prostorne raspodele koja se pojavljuje kad se gorivo zamenuje u velikim dozama, e) u stacionarnom stanju mala je reaktivnost koju posle zamene svežim gorivom treba kompenzovati. To pojednostavljuje sistem upravljanja reaktorom, povećava bezbednost (u izvanrednim uslovima manja je maksimalna reaktivnost koja se može oslobođiti), a manje upravljačkih apsorbera u reaktoru znači i manji gubitak neutrona na nefisilne apsorpcije, odnosno bolje iskorišćavanje neutrona (npr. za oplodnju), f) moguće je često bez prekida rada reaktora ukloniti oštećeni gorivni element iz reaktora.

Sheme za zamenu i izmeštanje goriva uz zaustavljeni reaktor takođe se primenjuju u praksi. Prvo, jer je za neke tipove reaktora praktično nemoguće primeniti postupniju zamenu i izmeštanje goriva, a drugo, što i takve sheme imaju sledeće prednosti: a) u današnjim nuklearnim reaktorima zamena je goriva relativno retka, jednom godišnje, pa i rede, što se poklapa sa redovnim remontom reaktora, kada se postrojenje ionako mora zaustaviti, b) mašina za zamenu goriva i konstrukcija reaktorskog tela mnogo je jednostavnija: ne mora se predviđeti mogućnost prodora elemenata mašine u gorivni kanal gde vlada visoka temperatura i pritisak, nema teškoća zbog postojanja mnogo otvora za prodror mašine, nema problema zaptivanja tih otvora i dr., te c) manji su problemi zaštite od zračenja iskorišćenih gorivnih elemenata, jer se zaštita preduzima samo u periodima zamene goriva, a ne permanentno. Iz istog razloga manji su i problemi transporta iskorišćenog goriva do bazena za njihovo uskladištenje.

ODVOĐENJE TOPLOTE IZ REAKTORA

Nuklearna energija oslobođena pri fisiji pojavljuje se najvećim delom (~80%) kao kinetička energija fisionih fragmenata, delom kao kinetička energija oslobođenih neutrona, a delom kao energija elektromagnetskog zračenja i β -raspadanja. Najveći deo te energije apsorbuje u reaktoru. Samo energija koju nosi neutrino, te energija zanemarljivo malog dela neutrona i γ -kvanta koji umaknu iz reaktorskog sistema ne apsorbuje se unutar reaktora. Najveći deo energije fisije apsorbuje gorivni elementi. Fisioni fragmenti imaju vrlo mali domet u materijalu (~ $7\text{ }\mu\text{m}$ u uranu), te se njihova čitava energija apsorbuje u gorivu. To isto važi i za β -čestice (domet u uranu do 1 mm). Energiju koju nose γ -kvanti dobrim delom apsorbuje nuklearno gorivo zbog svoje velike gustine. Atomi moderatora i reflektora primaju energiju brzih neutrona u toku njihova usporavanja, a takođe i energiju jednog dela γ -zračenja. Termalizovani neutroni, koji ne pobude fisije, apsorbuju se u gorivu, konstruktivnom materijalu, moderatoru i reflektoru, pobudjući uglavnom procese radijativne apsorpcije. Energija tako nastalog γ -zračenja apsorbuje se takođe u materijalima reaktora. Brzi neutroni i γ -kvanti koji umaknu iz reaktorskog sistema predaju

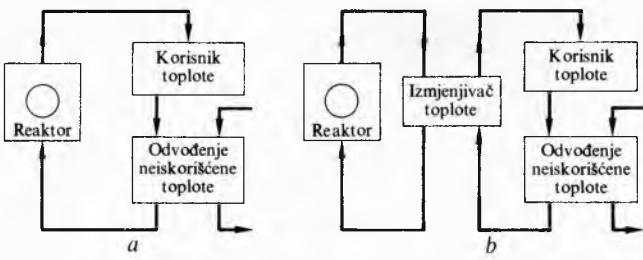
svoju energiju biološkom štitu reaktora, a termički neutroni umakli iz reaktora i brzi neutroni termalizovani u štitu apsorbuju se u materijalu štitu pobuđujući dodatne reakcije radijativne apsorpcije.

Apsorbovana kinetička energija čestica i energija elektromagnetskog zračenja, posle dosta složenih međuprocesa, manifestuju se u krajnjoj liniji kao toplotna energija materijala koji je apsorbovaо energiju oslobođenu pri fisiji. Iako su procesi u kojima se događa apsorpcija energije lokalni, zbog njihove velike gustine makroskopski se manifestuju kao kontinualno raspoređen izvor toplote. Oslobođena toplota se mora odvoditi iz reaktora, odnosno reaktor se mora hladiti. Ako su reaktori namenjeni samo za istraživanje, za proizvodnju radionuklida ili plutonijuma, kada se iz reaktora iskorištavaju samo neutroni, toplota se odvodi samo radi održavanja dozvoljenih temperatura u reaktoru, pa se odvedena toplota obično rasipa u okolinu. Da bi se pojednostavila konstrukcija reaktora, oni rade na što nižim temperaturama. Odvedena toplota iz reaktora za nuklearna energetska postrojenja služi obično van reaktorskog jezgra. Tada se mora odvoditi toplota tako da se obezbedi što bolje iskorišćenje, što znači da radne temperature moraju biti visoke. Deo toplote koji se generiše u moderatoru ili biološkom štitu odvodi se samo radi održavanja dozvoljenih temperatura, te se ta toplota obično rasipa u okolinu.

Toplotu iz reaktora odvodi se pogodnim fluidom, gasnim ili tečnim, koji se naziva rashladnjim sredstvom reaktora. Toplotu koju nosi rashladno sredstvo služi za grejanje (nuklearne toplane) ili se pretvara u neki drugi oblik energije. U većini današnjih nuklearnih energetskih postrojenja toplota se pretvara u mehaničku energiju obrtnog kretanja (nuklearni pogon brodova, nuklearne elektrane u kojima se mehanička energija pretvara u električnu energiju u generatorima). Za sada, samo iznimno, toplotu se energija ne pretvara u mehaničku energiju obrtnog kretanja (reaktivni pogon, koji je još u fazi ranog razvoja, i direktno pretvaranje toplotne u električnu energiju, koje danas služi samo u postrojenjima male snage za specijalne primene).

U principu rashladno sredstvo može da cirkuliše kroz reaktor u otvorenome, ali u praksi primenjuje se samo cirkulacija u zatvorenom krugu. Takva se cirkulacija mora primeniti jer rashladno sredstvo u prolazu kroz reaktor postaje visoko radioaktivno: pod dejstvom neutrona u reaktoru aktiviraju se jezgra rashladnog sredstva ili primesa koje ono nosi sa sobom. Ispuštanje takva radioaktivnog rashladnog sredstva znatno bi zagadilo okolinu.

Toplotu reaktorskog rashladnog sredstva može se direktno iskoristiti, npr. pretvaranjem u mehanički rad. To je moguće samo kad je rashladno sredstvo reaktora pogodno kao radni fluid koji pokreće mašinu (sl. 29 a). Češće rashladno sredstvo reaktora, tada nazvano primarnim rashladnim sredstvom, predaje u izmenjivaču toplotne svoju toplotu drugome, sekundarnom rashladnom sredstvu koje odvodi toplotu tamo gde se iskorišćava ili gde se rasipa u okolinu. Sekundarno je rashladno sredstvo u nuklearnim energetskim postrojenjima radni fluid (sl. 29 b).



Sl. 29. Nuklearni energetski reaktor: a sa primarnim rashladnim sredstvom, b sa sekundarnim rashladnim sredstvom kao radnim fluidom

Sa stanovišta održavanja lančane reakcije fisije snaga je reaktora ograničena samo mogućnošću održanja kritičnosti reaktora. Toplotna snaga i gustina neutronskog fluka, koja je proporcionalna toj snazi, zbog povišenja temperature i zatrovanja smanjuju reaktivnost reaktora i mogu da onemoguće

dalje povećanje snage reaktora. U stvarnosti topotna snaga reaktora Q_r ograničena je mogućnošću odvođenja toplotne iz reaktora koje je određeno izrazom

$$Q_r = c_p W(T_i - T_u), \quad (72)$$

gde je W protok rashladnog sredstva kroz reaktor, c_p specifična toplota rashladnog sredstva, a T_u i T_i njegova su ulazna, odnosno izlazna temperatura. Izraz (72) vredi ako rashladno sredstvo u reaktoru ne menja ni svoju kinetičku energiju ni fazu.

Uz dovoljno velik protok rashladnog sredstva i dovoljni porast njegove temperature u prolazu kroz reaktor može se odvesti bilo koja topotna snaga. Odvođenje toplotne ograničeno je maksimalno dozvoljenom temperaturom goriva, maksimalno dozvoljenom temperaturom gorivnog elementa, izlaznom temperaturom rashladnog sredstva, dozvoljenom brzinom protoka rashladnog sredstva i dozvoljenim temperaturnim naprezanjem u materijalu. Ta i druga ograničenja, određena raznim konstruktivnim parametrima reaktora kao što su vrsta i karakteristike primjenjenog materijala, ukupna površina za odvođenje toplotne iz goriva, dozvoljeni pritisak rashladnog sredstva u reaktoru i dr., povezana su sa protokom rashladnog sredstva i porastom njegove temperature u reaktoru, te zbog toga ograničavaju topotnu snagu reaktora. Poboljšavanje konstrukcije reaktora radi povećanja odvođenja toplotne često je, međutim, u koliziji sa uslovima za održavanje lančane reakcije. Tako, npr., velika površina gorivnih elemenata, potrebna za bolji prelaz toplotne na rashladno sredstvo, zahteva što tanje gorivne elemente (što veći odnos površine i mase goriva), a to povećava rezonantni zahvat neutrona i pogoršava neutronski bilans.

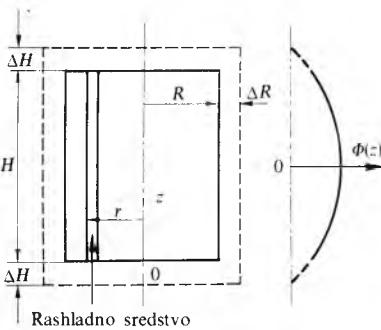
Da bi hlađenje bilo što efikasnije, reaktor treba tako da radi da se obezbedi što veće približavanje dozvoljenim temperaturama i drugim ograničenjima. Međutim, maksimalno se dozvoljeno opterećenje goriva ne može dostići u svim delovima reaktora, jer i generisanje toplotne nije ravnomerno. Gustina topotne snage određena je izrazom

$$Q = \Phi_g \Sigma_f \gamma E_f \quad (73)$$

gde je Φ_g gustina neutronskog fluksa u gorivu, Σ_f makroskopski presek za fisiju, E_f energija oslobođena po jednoj fisiji, a γ frakcija energije koja se apsorbuje u gorivnim elementima i koja iznosi ~ 0.9 . Gustina neutronskog fluksa prostorno je promjenjiva u reaktorskom jezgru. Npr. za cilindrični reaktor, što je najčešći oblik reaktora, prostorna zavisnost gustine neutronskog fluksa u jednolikom reaktorskom jezgru može se izraziti preko elementarne difuzione aproksimacije

$$\Phi(\bar{r}, z) = \Phi_0 J_0 \left(2,405 \frac{\bar{r}}{R} \right) \sin \left(\pi \frac{z + \Delta H}{H + \Delta H} \right) \Big|_{\begin{array}{l} z=H \\ \bar{r}=R \\ z=0 \\ \bar{r}=0 \end{array}}, \quad (74)$$

gde je Φ_0 gustina neutronskog fluksa u središtu cilindra, R i H su poluprečnik i visina cilindra, a ΔR i ΔH ekstrapolacione dužine (sl. 30). Ta je relacija dovoljno tačna kada je reč o



Sl. 30. Gorivni kanal cilindričnog nuklearnog reaktora i raspodela gustine neutronskog fluksa $\Phi(z)$ duž kanala

reaktoru bez reflektora. Tada su ΔH i ΔR ekstrapolacione dužine koje iznose $\Delta H = \Delta R = 0,71 \lambda_{tr}$. To su relativno male vrednosti, obično manje od 2 cm. Ako reaktor ima reflektor, relacija (74) može se uzeti kao aproksimacija, s tim što ΔH i ΔR mogu tada imati mnogo veće vrednosti.

Gorivni elementi u reaktoru imaju često kanale kroz koje strui rashladno sredstvo. Tako se obezbeđuju najpovoljniji hidrodimansički uslovi za prenos i odvod toplotne. Gustina neutronskog fluksa opada od središta ka periferiji reaktora, pa tako opada i topotna snaga koju odaju pojedini gorivni elementi. Za svaki gorivni element, odnosno za svaki rashladni kanal, važi relacija

$$Q_{ge} = c_p w(T_i - T_u), \quad (75a)$$

gde je w protok rashladnog sredstva kroz jedan od kanala. Duž svakog gorivnog elementa raspodela generisanja snage se menja prema izrazu

$$Q(z) = Q_0 \sin \left(\pi \frac{z + \Delta H}{H + 2 \Delta H} \right), \quad (75b)$$

gde je Q_0 prosečna (po poprečnom preseku gorivnog elementa) gustina snage na sredini dužine gorivnog elementa. Srednja je gustina snage duž gorivnog elementa

$$\bar{Q} = Q_0 \frac{H + 2 \Delta H}{\pi H} \left[1 - \cos \left(\pi \frac{H + \Delta H}{H + 2 \Delta H} \right) \right], \quad (75c)$$

a kad je $\Delta H \ll H$, odnos \bar{Q} i Q_0 iznosi

$$\frac{\bar{Q}}{Q_0} = \frac{2}{\pi} = 0,637. \quad (76)$$

Ako postoji reflektor neutrona, taj se odnos može osetno povećati. Kad je $\Delta H = 0,1H$, on iznosi 0,74, a 0,86 kad je $\Delta H = 0,2H$.

Raspodela temperature u reaktoru. Usled prostorne raspodele generisane toplotne u reaktoru i odvođenja toplotne samo sa određenih površina znatno se menja prostorna raspodela temperature u delovima reaktora: gorivnim elementima, rashladnom sredstvu, moderatoru (naročito u čvrstom), reaktorskom sudu itd. Ta raspodela određuje maksimalne temperature u elementima reaktorskog postrojenja, ali i temperaturne gradijente koji uzrokuju termičke napone u čvrstom materijalu.

Na dužini dz na mestu z u cilindričnom gorivnom elementu generiše se snaga $AQ(z)dz$, gde je A poprečni presek gorivnog elementa. U ravnotežnom stanju toplotu odvodi rashladno sredstvo tako što mu se na rastojanju dz temperatura povisi za dT , tako da je

$$AQ(z)dz = c_p w dT, \quad (77)$$

odnosno

$$T_h(z) - T_u = \frac{A}{c_p w} \int_0^z Q(z)dz, \quad (78)$$

gde je $T_h(z)$ srednja temperatura rashladnog sredstva u poprečnom preseku kanala na mestu z .

Temperatura površine gorivnog elementa (košuljice) neće biti proporcionalna generisanju toplotne, jer temperatura rashladnog sredstva raste duž gorivnog elementa. Na osnovu Newtonova zakona za prenošenje toplotne sa gorivnog elementa na rashladno sredstvo važi izraz

$$dQ_p = a_h dz h [T_{kh}(z) - T_h(z)], \quad (79)$$

gde je h koeficijent prenosa toplotne, a_h spoljni obim površine gorivnog elementa, a $T_{kh}(z)$ temperatura površine gorivnog elementa (košuljice). Sledi da je

$$T_{kh}(z) - T_u = \frac{A}{a_h h} Q(z) - \frac{A}{c_p w} \int_0^z Q(z)dz. \quad (80a)$$

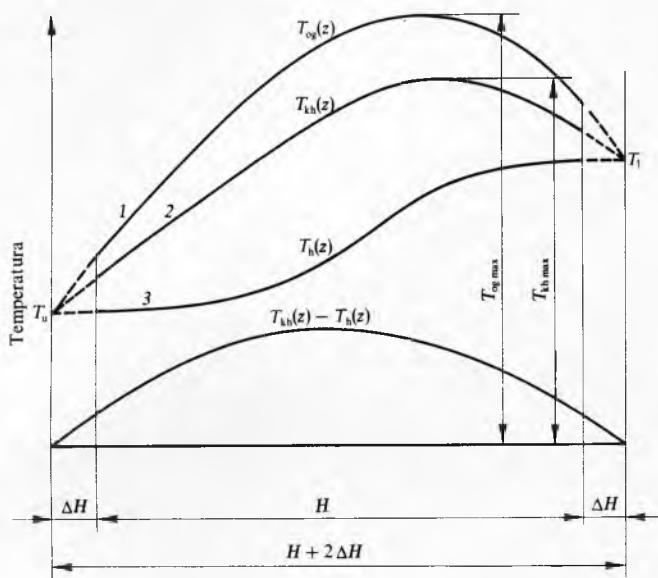
Kad postoji sinusna zavisnost generisanja snage duž gorivnog elementa i kad je $\Delta H \ll H$, vrede sledeće relacije:

$$T_h(z) - T_u = \frac{Q_0 A H}{\pi w c_p} \left(1 - \cos \frac{\pi z}{H} \right), \quad (80b)$$

$$T_{kh}(z) - T_h(z) = \frac{A}{a_h h} Q_0 \sin \frac{\pi z}{H},$$

$$T_{kh}(z) - T_u = Q_0 \left[\frac{H}{\pi w c_p} \left(1 - \cos \frac{\pi z}{H} \right) \right] + \frac{1}{a_h h} \sin \frac{\pi z}{H}, \quad (80b)$$

što je prikazano na sl. 31.



Sl. 31. Promena temperature duž gorivnog kanala: T_h temperatura rashladnog sredstva, T_{kh} temperatura površine gorivnog elementa i T_{0g} temperatura u središtu gorivnog elementa, H dužina gorivnog kanala (sl. 30)

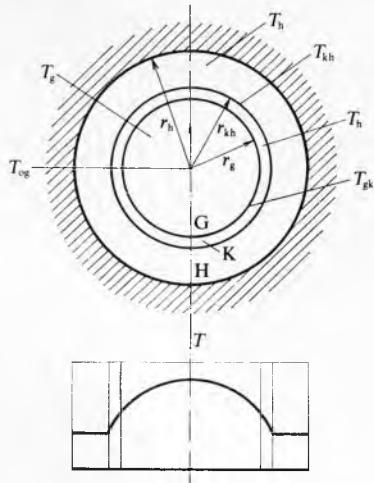
Raspodela temperature unutar gorivnog elementa, na poprečnom preseku na mestu z odredena je uopštenom Fourierovom jednačinom

$$\bar{q}(\vec{r}) = -k \operatorname{grad} T(\vec{r}), \quad (81)$$

gde je $\bar{q}(\vec{r})$ gustina topotnog fluksa, a k topotna provodnost (vrednosti k za neke reaktorske materijale nalaze se u tabl. 13). Odатле sledi

$$\nabla^2 T(\vec{r}) + \frac{Q(\vec{r})}{k} = 0, \quad (82)$$

gde je $Q(\vec{r})$ gustina generisane snage na mestu \vec{r} . Za cilindrični gorivni element radijusa r_g obložen košuljicom spoljnog radijusa r_k i smešten u cilindrični kanal radijusa r_h (sl. 32), a uz pretpostavku da se generisanje topote Q ne menja duž



Sl. 32. Poprečni presek cilindričnog gorivnog elementa i kanala za protok rashladnog sredstva: G gorivo, K košuljica i H rashladno sredstvo. Na donjem delu slike data je radijalna raspodela temperature u gorivnom kanalu. Za temperaturu rashladnog sredstva prikazana je ravnometerna raspodela kao njena srednja vrednost

polumera gorivnog elementa, temperatura na površini gorivnog elementa iznosi

$$T_g(r) = T_{0g} - \frac{Q}{4k} r^2, \quad (83a)$$

gde je T_{0g} temperatura u središtu gorivnog elementa.

Za temperaturu košuljice u kojoj nema generisanja topote ($Q = 0$) dobija se, uz uslov jednakosti gustine topotnog fluksa i temperature na granici gorivo—košuljica, izraz

$$T_k(r) = T_{kg} - \frac{Q r_g^2}{2 k_k} \lg \frac{r}{r_g}, \quad (83b)$$

gde je T_{kg} temperatura na granici goriva i košuljice.

Tablica 13
TOPOTNA PROVODNOST REAKTORSKIH MATERIJALA

Materijal	Temperatura °C	Topotna provodnost k Jm⁻¹ s⁻¹ K⁻¹
Berilijum	20	146
Berilijum-oksid	20	50
Grafit	20	105...167
Aluminijum	20	209
Mangan	20	146
Cirkonijum	20	20
Čelik	20	17
Torijum	100...650	38...45
Uran	25...650	25...38
Uran-oksid	100...1500	8...20

Gustina topotnog fluksa sa površine košuljice

$$q = -k_k \left| \frac{dT(r)}{dr} \right|_{r_k} = \frac{Q}{2} \cdot \frac{r_g^2}{r_k} \quad (84)$$

jednaka je prema Newtonovu zakonu $h(T_{kh} - T_h)$, te je

$$T_{kh} - T_h = \frac{Q}{2h} \cdot \frac{r_g^2}{r_k}. \quad (85a)$$

Iz toga proizlazi veza između temperature rashladnog sredstva i temperature u središtu goriva koja se dobija iz relacije

$$T_{0g}(z) - T_h(z) = Q(z) \left[\frac{r_g^2}{2hr_k} + \frac{r_g^2}{4k_g} + \frac{r_g^2}{2k_k} \lg \frac{r_k}{r_g} \right]. \quad (85b)$$

Ako je sinusna raspodela generisanja topote duž gorivnog elementa, dobija se

$$T_{0g}(z) - T_u = Q_0 \left[\frac{AH}{\pi w c_p} \left(1 - \cos \frac{\pi z}{H} \right) + \sin \frac{\pi z}{H} \left(\frac{r_g^2}{2r_k h} + \frac{r_g^2}{4k_g} + \frac{r_g^2}{2k_k} \lg \frac{r_k}{r_g} \right) \right]. \quad (85c)$$

Maksimum za $T_{0g}(z)$ takođe je pomeren od polovine dužine gorivnog elementa (sl. 31), ali ne toliko koliko je pomeren maksimum temperature košuljice. Ako se promatra najopterećeniji (središnji) gorivni element, dobija se i maksimalna temperatura goriva u reaktoru koja predstavlja jedno od ograničenja snage reaktora. Odatle sledi i maksimalna temperatura košuljice gorivnog elementa

$$T_{kg}(z) = T_{0g}(z) - \frac{Q}{4k} r_g^2 \quad (85d)$$

koja je takođe jedno od ograničenja za snagu reaktora.

Termički naponi u gorivnom elementu. Pri određivanju parametara sistema za hlađenje, pored maksimalno dozvoljenih temperatura u materijalima reaktora, postoje i druga ograničenja. Jedno od takvih ograničenja odnosi se na termička naprezanja. Takva naprezanja nastaju kada u materijalu postoji veliki temperaturni gradijent, tako da je širenje slojeva materijala različito kada su sklopovi sastavljeni od različitih materijala koji imaju različite koeficijente topotnog širenja, te kada postoji mehaničko ograničenje topotnog širenja. U nuklearnom reaktoru postoje relativno veliki temperaturni gradijenți jer se hlade samo neke površine i jer se menja režim

rada, ali pri uslovima neuobičajenim u tehnici: topota se oslobađa u nuklearnom gorivu koje je jednovremeno i konstrukтивni materijal, uz vrlo veliku gustinu snage (i do više kW/cm³). Problem termičkih naprezanja u komponentama reaktora to je složeniji što je izbor materijala za jezgro ograničen potrebnim nuklearnim osobinama.

Kad je gorivni element dugi cilindar i kad je gustina snage Q uniformna po poprečnom preseku, radijalno simetrična temperatura u gorivu iznosi

$$T_g(r) = T_{0g}(r) - T_{kg} = \frac{Q}{4k_g}(r_g^2 - r^2), \quad (86)$$

pa su termički naponi u gorivu

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{\alpha EQ}{16k_g(1-v)}(r^2 - r_g^2), \\ \sigma_\theta &= \frac{\alpha EQ}{16k_g(1-v)}(3r_g^2 - r^2), \\ \sigma_z &= \frac{\alpha EQ}{16k_g(1-v)}(4r_g^2 - r^2), \end{aligned} \quad (87a)$$

gde je E modul elastičnosti materijala, v Poissonov koeficijent, a α koeficijent linearne topotne širenja. Vrednosti tih koeficijenata date su u tabl. 14 za neke od materijala upotrebljavanih u nuklearnim reaktorima. Najveći naponi nastaju na periferiji cilindra ($r = r_g$) koji iznosi

$$\sigma_\theta = \sigma_z = \frac{\alpha E Q r_g^2}{8k_g(1-v)} = \frac{\alpha E}{2(1-v)} \Delta T_{g\max}, \quad (87b)$$

gde je $T_{g\max} = \frac{Qr_g^2}{4k_g} = T_{0g} - T_{kg}$ razlika temperature između središta i površine gorivnog elementa.

Tablica 14
KARAKTERISTIKE TERMIČKIH NAPREZANJA

Materijal	Poissonov koeficijent v	Modul elastičnosti E GPa	Koeficijent topotnog širenja $\alpha \cdot 10^6 \text{ K}^{-1}$	Termičko naprezanje MN/m ²
Uran	0,23	170	36	630
Torijum	0,23	70	11,2	
Grafit	0,2...0,33	8	2,4...7,8	20
Berilijum	0,024	280	15	400
Berilijum-oksid	0,34		16	140
Aluminijum	0,33	70	23	70...200
Cirkonijum	0,33	100	14	250...500
Čelik	0,28	210	16,7	600...1300
Magnezijum (Magnox)	0,35	45	26	

Termički naponi u košuljici goriva dobijaju se na osnovu razlike temperature između neke tačke r i temperature na spoljnoj površini košuljice T_{kh} koja iznosi

$$\Delta T(r) = T_k(r) - T_{kh} = \Delta T_0 \frac{\lg r_k/r}{\lg r_k/r_g}, \quad (88)$$

gdje je $\Delta T_0 = T_{kg} - T_{kh}$ razlika temperature između spoljne i unutrašnje površine košuljice. Analiza pokazuje da su najveći naponi na spoljnoj i unutrašnjoj površini košuljice, gde iznose, ako su upotrebljene tanke cevi ($r_k/r_g = 1 + m$, $m \ll 1$),

$$(\sigma_z)_{r_g} = (\sigma_\theta)_{r_g} = \frac{E \alpha \Delta T_0}{2(1-v)} \left(1 + \frac{m}{3}\right), \quad (89a)$$

$$(\sigma_z)_{r_k} = (\sigma_\theta)_{r_k} = \frac{E \alpha \Delta T_0}{2(1-v)} \left(1 - \frac{m}{3}\right). \quad (89b)$$

Za spoljnu i unutrašnju površinu košuljice može se uzeti da maksimalne vrednosti termičkih naponi približno iznose

$$\sigma_z \approx \sigma_\theta \approx \frac{E \alpha}{2(1-v)} \Delta T_{g\max} \quad (89c)$$

Taj približni izraz važi i za gorivne elemente u obliku cevi, ploča i slično.

Prenošenje topote na rashladno sredstvo određeno je koeficijentom prenošenja h koji zavisi od mnogo faktora, među kojima su toplotne i hidrodinamičke karakteristike rashladnog sredstva, oblik kanala za hlađenje, raspodela temperatura, brzina toka rashladnog sredstva i dr. Između ostalog koeficijent prenošenja topote zavisi i od vrste strujanja rashladnog sredstva. Laminarno strujanje, kada se sve čestice kreću u pravcu strujanja fluida, retko se sreće u reaktorima osim u manjim istraživačkim reaktorima. U reaktorima veće snage, pogotovo u energetskim nuklearnim reaktorima, cirkulacija rashladnog sredstva je prinudna, te je i strujanje turbulentno, tj. ispunjen je uslov da je Reynoldsov broj $Re > 4000$. Kad tečnosti i gasovi struje turbulentno, koeficijent prenošenja topote određen je semiempirijskom relacijom

$$h = 0,023 \frac{k}{d} (Re)^{0.8} (Pr)^{0.4}, \quad (90a)$$

gde je d hidraulički prečnik gorivnog kanala, a Pr Prandtlov broj, pa je

$$h = 0,023 \frac{(v \varrho)^{0.8}}{d^{0.2}} \cdot \frac{k^{0.6} c_p^{0.4}}{\eta^{0.4}}, \quad (90b)$$

gde je v brzina strujanja rashladnog sredstva, η njegova dinamička viskoznost, a ϱ njegova gustina.

Kad gorivni elementi imaju rebra i kad su hlađeni gasom, koeficijent prenošenja topote zavisi od broja, širine i debeline rebara, zatim od njihova oblika (uzdužni, poprečni, helikoidalni) itd. Rezultate eksperimenta sa takvim gorivnim elementima teško je generalisati. Npr., za cilindrični gorivni element radijusa $r_g = 1,25$ cm sa uzdužnim rebrima visine 2,5 cm i debeline 0,5 mm, koeficijent prenošenja topote prema broju n rebara iznosi

$$h = 0,04 \varrho \eta c_p e^{-0.55n} (Re)^{-0.2}. \quad (90c)$$

Ako se gorivni element hlađi tečnim metalima, koeficijent je prenošenja topote

$$h = 7 \frac{k}{d} + 0,025 \frac{k}{d} (Re)^{0.8} (Pr)^{0.8}. \quad (90d)$$

Ključanje rashladnog sredstva. U nekim tipovima reaktora dopušta se ključanje tečnog rashladnog sredstva u kanalima gorivnih elemenata. Tako se postiže da rashladno sredstvo nosi sa sobom i latentnu toplotu ključanja, a tada se može u reaktoru proizvoditi para za pokretanje turbine. Budući da se zbog stabilnosti i dr. ne dopušta da u istom kanalu sadržaj pare bude previelik, na izlazu iz kanala dobija se rashladno sredstvo u tečnom stanju zagrejano do zasićenja (temperatura ključanja T_s zavisi od pritiska) i para na istoj temperaturi. Topotna snaga koju nosi rashladno sredstvo posle prolaska kroz jedan kanal gorivnog elementa iznosi

$$Q_{ge} = w_t c_p (T_s - T_u) + w_p l, \quad (91)$$

gde je w_t protok tečnosti kroz kanal, w_p protok pare, a l latentna toplota ključanja. Prvi član predstavlja toplotu zagrevanja rashladnog sredstva do temperature zasićenja, a drugi toplotu faznog prelaza. Ako rashladno sredstvo ulazi u reaktor zagrejan do temperature zasićenja, ukupna odvedena toplota jednak je toploti utrošenoj na fazni prelaz.

Od svih reaktorskih rashladnih sredstava ključanje se može u praksi ostvariti samo u reaktorima sa običnom vodom ili sa teškom vodom. Obe vrste vode jesu i moderator neutrona, te se njihovim ključanjem moderator razređuje. Stoga se ključanjem menjaju i osnovni uslovi za odvijanje lančane reakcije fisije, odnosno menja se faktor umnožavanja neutrona. Da se ne bi gustina rashladnog sredstva znatnije menjala, a time i pogon reaktora postao nestabilan, obično se ne dozvoljava da zapremina pare u aktivnom delu reaktora bude veća od 20% ukupne zapremine. Zapremina pare u reaktorskem kanalu zavisi od raspodele generisanja pare duž kanala, te od brzine kretanja vode i pare. Stoga duž kanala raste brzina kretanja smeše pare i vode. Osim toga, brzina je kretanja pare veća od brzine kretanja vode, jer se i mehuri pare brže kreću od vode.

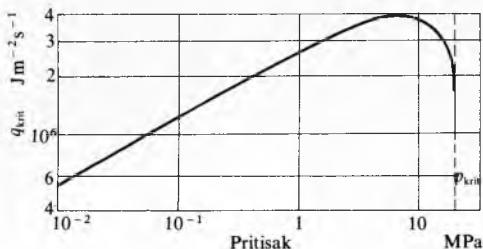
Prenošenje topline na rashladno sredstvo koje se nalazi na temperaturi zasićenja iznosi

$$q = h(T_k - T_s) = h\Delta T, \quad (92a)$$

Koefficijent prenošenja topline h zavisi od vrste ključanja. Ako je $\Delta T = \Delta T_{krit}$ mehurasto ključanje prelazi u filmsko. To je i kritična granica za prenošenje topline, jer se prelazom na filmsko ključanje koefficijent prenošenja naglo smanjuje. Uz razliku temperatura ΔT_{krit} prenosi se toplota određena izrazom

$$q_{krit} = h\Delta T_{krit} \quad (92b)$$

Na sl. 33 data je zavisnost q_{krit} od pritiska u vodi kada je sredina zagrejana do temperature zasićenja. Da se ta vrednost u pogonskim uslovima ne bi premašila, obično se maksimalna gustina toplotnog fluksa uzima tako da bude 1,5–2 puta manja od kritične. Iz dijagrama se vidi da se najveća vrednost kritične gustine toplotnog fluksa dobija za pritisak od ~ 80 MPa. Za taj, sa stanovišta maksimalno dozvoljene gustine toplotnog fluksa, najpovoljniji pritisak temperaturna je zasićenja manja od 300°C , što onemogućuje postizanje visokog stepena korisnog dejstva postrojenja. Pritisak niži od 10 MPa nepovoljan je i sa stanovišta upravljanja reaktorom. Ako se pritisak iz bilo kog razloga smanji, dolazi se u oblast nižih vrednosti kritične gustine toplotnog fluksa, zbog čega mogu pregoreti gorivni elementi ako i proizvodnja topline ne prati takvu promenu pritiska.



Sl. 33. Zavisnost od pritiska kritičnog toplotnog fluksa q_{krit} pri zasićenju

Eksperimentalno je utvrđeno da se koefficijent prenošenja topline kod ključanja pri prirodnoj konvekciji može, kada su u pitanju velike mase vode oko grejne površine, izraziti pomoću relacije

$$h = Aq^{0,7}p^mu, \quad (93)$$

gde su koefficijenti A i m funkcije pritiska (tabl. 15), a u faktor manji od jedinice koji ovisi o obliku kanala za hlađenje i koji za reaktorske kanale iznosi $\sim 0,8$. Koefficijent prenošenja topline pri ključanju zavisi i od sadržaja pare u vodi. Međutim, za zapreminski sadržaj pare između 0 i 70% koefficijent prenošenja topline raste za $\sim 0,5\%$ sa svakim procentom zapremine pare. Budući da u reaktorima zbog stabilnosti rada zapreminski sadržaj pare nije veći od 20%, to je zavisnost koefficijenta prenošenja topline od sadržaja pare praktično zanemarljiva.

Tablica 15
KOEFICIJENTI ZA RAČUNANJE PRENOŠENJA TOPLOTE*

Pritisak MPa	Koefficijent A	Koefficijent m
0,1...0,6	3	0,1
0,6...3	2,1	0,3
3...10	0,75	0,6
10...15	0,19	0,9
15...20	0,0012	1,9

*Prema relaciji (93)

Pad pritiska rashladnog sredstva. Strujanje fluida kroz kanale uzrokuje pad pritiska koji je za brzinu kretanja v i gustinu fluida ϱ određen relacijom

$$dp = -f \frac{\varrho v^2}{2d} dz - \varrho v dv, \quad (94)$$

gde je f (Weissbachov) koefficijent trenja. Protok je rashladnog sredstva u stacionarnom stanju kroz svaki poprečni presek kanala konstantan i iznosi

$$w = \varrho v F, \quad (95)$$

gde je F površina poprečnog preseka kanala kroz koji struji rashladno sredstvo. Promena kinetičke energije tečnosti u protoku kroz kanal konstantnog preseka jednak je nuli, jer se pri zagrevanju gustoča tečnosti praktično ne menja. Kad rashladno sredstvo struji, promena pritiska nastaje samo usled trenja i na dužini kanala H iznosi

$$\Delta p_k = -f \frac{\varrho v^2 H}{2d}. \quad (96a)$$

Ako u kanalu ima i lokalnih suženja ili drugih prepreka, ukupan pad pritiska iznosi

$$\Delta p_{tot} = \Delta p_k + \sum \Delta p_p, \quad (96b)$$

gde drugi član odnosi na sumu padova pritiska usled lokalnih suženja. Ukupan pad pritiska u sistemu za hlađenje p_{tot} , koji zavisi i od pada pritiska u ostalim elementima sistema, određuje snagu pumpanja.

$$p_p = \frac{|\Delta p_{tot}| w}{\eta \varrho Q}, \quad (96c)$$

gde je η_p koefficijent iskoriscenja pumpe.

Kad je rashladno sredstvo u gasovitom stanju, promena kinetičke energije pri strujanju kroz gorivni kanal ne može se zanemariti, jer se u kanalu gas zagreva i menja svoju gustoču. Uvođenjem da je $w_1 = \varrho v$, jednačinom stanja idealnog gasa i nakon integraljenja duž kanala za hlađenje dobija se

$$p_u^2 - p_i^2 = \frac{f}{d} w_1^2 R \int_0^H T dz + 2w_1^2 R \left[(T_i - T_u) - \int_0^H \frac{T}{p} dp \right], \quad (97a)$$

ili, uvodeći srednju temperaturu u kanalu $T_{sr} \approx (T_u + T_i)/2$,

$$p_u^2 - p_i^2 = \frac{f}{d} w_1^2 R T_{sr} H + 2w_1^2 R \left[(T_i - T_u) - T_{sr} \lg \frac{p_i}{p_u} \right], \quad (97b)$$

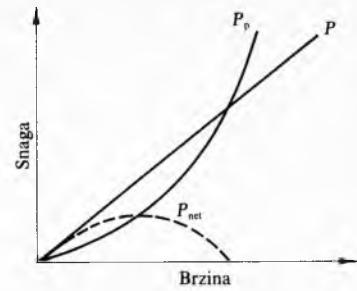
gde su p_u i p_i pritisci gasa na ulazu, odnosno na izlazu iz kanala.

Iz uslova da je proizvedena toplota na visini dz jednak zbiru odvedene toplote i povećanja kinetičke energije rashladnog sredstva $A G(z)dz = c_p w dT + w d\left(\frac{v^2}{2}\right)$, dobija se jednačinom stanja i nakon integraljenja duž kanala

$$T_i - T_u = \frac{A}{c_p w} \int_0^H Q(z) dz - w^2 R^2 \left(\frac{T_i^2}{p_i^2} - \frac{T_u^2}{p_u^2} \right). \quad (98)$$

Za poznatu raspodelu generisanja toplote duž kanala $Q(z)$ i poznatu ulaznu temperaturu T_u i pritisak p_u rashladnog sredstva, mogu se iz dveju jednačina iterativnim postupkom dobiti izlazna temperatura T_i i izlazni pritisak p_i .

Izbor parametara odvodenja toplote. Protok rashladnog sredstva u reaktorskem kanalu zavisi od brzine kretanja rashladnog sredstva i od površine preseka kanala. Povećanjem brzine v kretanja rashladnog sredstva linearno se povećava protok, koefficijent prenošenja topline raste sa $v^{0,8}$, pritisak rashladnog sredstva u kanalu pada sa v^2 , a snaga pumpanja raste sa v^3 . Na sl. 34 prikazana je zavisnost ukupne meha-



Sl. 34. Zavisnost proizvedene snage P , snage pumpanja P_p i neto-snage P_{net} od brzine strujanja rashladnog sredstva

ničke snage P , snage pumpanja P_p i neto mehaničke snage $P_{net} = P - P_p$ od brzine kretanja rashladnog sredstva. Kako je za nestišljivi fluid i $\eta_p \approx 1$, snaga pumpanja iznosi

$$P_p = \frac{fv^3 H \varrho}{2d} F_{tot} \quad (99a)$$

gde je F_{tot} ukupni presek svih kanala za hlađenje, a ukupna je mehanička snaga

$$P = v \varrho c_p (T_i - T_u) F_{tot} \eta_T, \quad (99b)$$

gde je η_T stepen termičkog iskorištenja postrojenja. Maksimum P_{net} dobija za $P_p = P/3$. To znači da bi se optimum ekstrakcije snage iz postrojenja dobio za vrlo veliku snagu pumpanja, ali bi se pri tome dobila i veoma velika brzina fluida. Uz velike brzine strujanja rashladnog sredstva erodirale bi košuljice gorivnog elementa, a pojavila bi se i znatna mehanička naprezanja u kanalu (povećane razlike pritiska u kanalu, mehaničke oscilacije gorivnog sklopa i dr.). Brzine kretanja rashladnog sredstva nisu stoga obično veće od 10 m/s za tečnosti, 80 m/s za gasove i 8 m/s za tečne metale.

Povećanje protoka rashladnog sredstva može se postići i povećanjem površine preseka kanala. Takvo povećanje smanjuje snagu pumpanja, ali smanjuje i koeficijent prenošenja topote. Dalje, veća površina preseka kanala znači i veću količinu rashladnog sredstva u reaktoru. To je posebno nepovoljno kada rashladno sredstvo pogoršava uslove održavanja lančane reakcije fisije. U termičkim reaktorima to se pogoršanje pojavljuje kada rashladno sredstvo ima manju moderatorsku moć ili veći makroskopski presek za apsorpciju neutrona nego moderator. U brzim reaktorima rashladno sredstvo razređuje fini materijal i utiče na sniženje srednje energije neutronskog spektra.

Povećanje intenziteta odvođenja topote iz reaktorskog kanala može se postići i većom razlikom između temperature rashladnog sredstva na izlazu i ulazu u kanal. Pored ostalih, to ima i taj nedostatak što, kada je reč o nuklearnom energetskom postrojenju, za zadanu izlaznu temperaturu T_i srednja temperatura na kojoj se topota predaje radnom fluidu postaje niža, pa je niži i stepen termičkog iskorištenja postrojenja. Za datu temperaturu sekundarnog rashladnog sredstva to znači i veću površinu za razmenu topote u izmenjivaču. Stoga se za svaki tip reaktora, goriva i dr. traži kompromis između protoka rashladnog sredstva i razlike njegovih temperatura. Uobičajene su razlike temperatura: 200–400 K za gasove kao rashladna sredstva, 10–30 K za vodu i tešku vodu, a 200–300 K za tečne metale.

Kada je rashladno sredstvo u tečnom stanju, mora se održavati pritisak za koji je temperatura zasićenja T_s viša od najviše temperature rashladnog sredstva. U protivnom, rashladno sredstvo bi počelo ključati u kanalu. Temperatura potpohlađenja $\Delta T_s = T_s - T_i$, kad je rashladno sredstvo voda ili teška voda, obično iznosi 10–30 K. Međutim, i kada je temperatura jezgra turbulentnog strujanja u kanalu niža od temperature zasićenja, može se pojaviti lokalno površinsko ključanje, pod uslovom da je temperatura grejne površine $T_k > T_s$. U stvari, takva pojava nije nepoželjna, jer mehuri pare stvoreni na površini gorivnog elementa prodiru u rashladno sredstvo i doprinose boljem prenošenju topote, pod uslovom da nema opasnosti od burnijeg ključanja.

Reaktorska rashladna sredstva. Primarno reaktorsko rashladno sredstvo mora da zadovolji mnoge uslove, te malo fluida može da ih ispuni. Rashladno sredstvo mora najpre da ima pogodne *termotehničke osobine*. Da bi moglo da prenese što više topote, mora da ima što veću specifičnu topotu i što veću gustinu. Sa toga stanovišta vrlo su pogodni obična i teška voda. Rashladno sredstvo treba da ima što veću topotnu provodnost kako se u njemu ne bi stvarali veliki temperaturni gradjeni, posebno uz grejnu površinu. Sa toga stanovišta najpogodniji su tečni metali. Tečna reaktorska rashladna sredstva treba da imaju što višu tačku ključanja, te što niže pritiske pare na nižim temperaturama, kako bi se izbegla potreba za

visokim pritiscima. U tom pogledu najpovoljniji su tečni metali i organske tečnosti, a nepogodni su obična i teška voda.

Reaktorsko rashladno sredstvo prolazi kroz jezgro reaktora, te utiče na odvijanje lančane reakcije fisije. Zbog toga rashladno sredstvo mora da ima i povoljne *nuklearne osobine*. Najpre, mora da ima dovoljno mali presek za apsorpciju neutrona. Za termičke reaktore u tom pogledu najpovoljnija je od tečnosti teška voda, a od gasova helijum i CO₂. Za termičke reaktore pogodno je, osim toga, da rashladno sredstvo ima i moderatorske osobine za neutrone, kako za njih ne bi predstavljao šupljinu, te razređivao moderator, pa treba da se sastoji od lakih atomskih jezgara sa velikim presekom za rasejanje neutrona. Sa tog stanovišta najpogodnija je obična voda, a zatim organske tečnosti i teška voda, dok gasovi zbog male gustine ne usporavaju osetno neutrone. Rashladno sredstvo za brze reaktore, naprotiv, treba da što manje usporava neutrone, a da, zbog velike specifične snage, ima što veću moć odvođenja topote. Za to su najpogodniji tečni metali. Na kraju, rashladno sredstvo treba pod dejstvom neutronskog zračenja da postaje što manje radioaktivno. U protivnom se mora predvideti zaštita od zračenja u čitavom cirkulacionom kolu, pa je to najpogodniji helijum.

Reaktorsko rashladno sredstvo treba da ima i povoljne *hemiske i radijaciono-hemiske osobine*. Rashladno sredstvo treba da je što stabilnije pod dejstvom temperature i zračenja u reaktoru. Sa tog stanovišta veoma su nepovoljne organske tečnosti, a pogodni tečni metali. Dalje, rashladno sredstvo ne sme na radnim temperaturama da intenzivno reaguje sa materijalima cirkulacionog kola, posebno sa košuljicom goriva koja se nalazi na najvišoj temperaturi u kolu. Za to su nepovoljni voda, teška voda i vazduh, a vrlo povoljni helijum i organske tečnosti. Na kraju rashladno sredstvo treba što slabije da interaguje sa vodom i vazduhom, na prvom mestu zbog mogućnosti da dođe u dodir sa njima usled raznih neispravnosti u cirkulacionom kolu. Posebno su nepogodni za to natrijum i kalijum.

Rashladno sredstvo treba da zadovolji i čitav niz drugih uslova. Ne sme da erodivno deluje na materijale cirkulacionog kola, posebno na košuljice gorivnog elementa, pa su tečni metali zbog toga dosta nepovoljni. Rashladno sredstvo treba da bude *ekonomično* ne samo zbog investicija u reaktorsko postrojenje već i zbog neizbežnih gubitaka usled curenja, hemijske dekompozicije i dr. Za to je najpogodnija obična voda, a najnepovoljniji helijum i teška voda. Dalje, rashladno sredstvo ne sme da bude potencijalni izvor opasnosti od eksplozije, paljenja i dr. Na kraju, važno je da rashladno sredstvo ne zahteva veliku snagu pumpanja, te njegov koeficijent trenja, odnosno viskoznost, treba da je što manji.

Voda je danas najrasprostranjenije rashladno sredstvo u termičkim reaktorima. Veoma je ekonomična, ima veliku moć usporavanja neutrona, a zapreminski je topotni kapacitet visok. Nedostatak je vode relativno niska topotna provodnost, te niska temperatura ključanja, odnosno visoki pritisci pare na relativno niskim temperaturama. Vodonik nema zanemarljivo mali presek za apsorpciju termičkih neutrona, zbog čega se voda ne može upotrebljavati kao rashladno sredstvo u reaktorima u kojima je bilans neutrona kritičan (npr. u reaktorima sa prirodnim uranom moderiranima grafitom). Dalje, voda je na višim temperaturama hemijski veoma agresivna. Voda je takođe nepovoljna i sa stanovišta pojave radioaktivnosti pod dejstvom zračenja. Na njenu radioaktivnost deluju dva uzroka. Prvi je prisustvo kiseonika koji pod dejstvom brzih i sporih neutrona postaje vrlo radioaktivran (tabl. 16). Drugi uzrok radioaktivnosti vode potiče od njene korozivnosti, a produkti korozije aktiviraju se u reaktoru. Na kraju, voda je veoma podložna radiolizi, tj. razlaganju na kiseonik i vodonik pod dejstvom zračenja. Iako rekombinacija nastalih produkata teče dosta brzo, ipak je potrebno odvajati praskavi gas iz rashladnog sredstva i rekomбинovati ga u posebnim uređajima.

Termotehničke osobine *teške vode* slične su osobinama obične vode (tabl. 17). Njena je moderatorska moć manja, ali je presek za apsorpciju neutrona mnogo manji nego obične vode. Zbog toga se teška voda kao rashladno sredstvo upo-

Tablica 16
RADIOAKTIVNOST PRODUKATA REAKCIJE NEUTRONA I
KISEONIKA

Izotop	Izotopski sadržaj %	Reakcija	Radioaktivnost produkata		Vreme polu- raspada
			Vrsta zračenja	Energija MeV	
¹⁶ O	99,59	¹⁶ O(n,p) ¹⁶ N	β γ	4,5 6	7,35 s
¹⁷ O	0,0379	¹⁷ O(n, α) ¹⁴ C	β	malena	5570 god. 4,1 s
		¹⁷ O(n,p) ¹⁷ N	β γ	3,7 1,0	
¹⁸ O	0,204	¹⁸ O(n, γ) ¹⁹ O	β γ	3,5 1,6	29 s

trebljava u reaktorima u kojima je neutronski bilans kritičan, i ona je skoro redovno rashladno sredstvo reaktora moderiranih takođe teškom vodom.

Organske tečnosti služe kao reaktorska rashladna sredstva, za sada, samo ograničeno, i to uglavnom difenil ($C_6H_5C_6H_5$) ili smeša difenila i difenil-oksida ($C_6H_5OC_6H_5$). Njihova je prednost s obzirom na vodu visoka tačka ključanja, te niski pritisci pare na relativno visokim temperaturama (npr. 1,4 MPa na 420 °C). Toplotna provodnost i toplotni kapacitet, međutim, manji su nego za vodu. Imaju manju moderatorsku moć nego voda zbog manjeg sadržaja vodonika, ali je iz istog razloga i apsorpcija termičkih neutrona manja. Zbog male količine kiseonika organske tečnosti manje se aktiviraju pod dejstvom neutrona nego voda. Osnovni je nedostatak organskih tečnosti njihova podložnost razlaganju molekula pod dejstvom visokih temperatura i zračenja. Rekombinacija razloženih molekula nije moguća, te se produkti razlaganja moraju uklanjati iz rashladnog sredstva. S druge strane, organske tečnosti su hemijski veoma inertne, što je prednost s obzirom na vodu.

Gasovi su rasprostranjeni kao reaktorska rashladna sredstva, na prvom mestu CO_2 , zatim helijum, dok se azot i vazduh upotrebljavaju samo izuzetno. Vodonik ima veoma dobra svojstva kao rashladno sredstvo, ali se ne upotrebljava zbog svoje eksplozivnosti i visoke korodivnosti. Zajednički je nedostatak gasova mali toplotni kapacitet, zatim mala toplotna pro-

vodnost, a i mali koeficijent prenošenja topline. Uz ostale iste uslove brzina toka gasa kroz reaktor mora da bude veća od tečnosti. To ujedno znači da i snaga za cirkulaciju mora biti veća. Gasovi se ipak upotrebljavaju kao rashladna sredstva jer se uz relativno niske pritische mogu postići visoke temperature. Najbolje gasovito rashladno sredstvo je *helijum*, prvenstveno zbog relativno visoke specifične topline i hemijske inertnosti. Nedostatak mu je visoka cena, a isto tako i lako isticanje kroz najmanje otvore u zidovima cirkulacionog kola. *Vazduh* je nepovoljan kao reaktorsko rashladno sredstvo zbog svoje korodivnosti i zbog velike radioaktivnosti koja nastaje dejstvom neutrona na kiseonik i azot. *Ugljen-dioksid* je po svojim osobinama kompromis između helijuma i vazduha, te zbog toga dosta služi kao rashladno sredstvo niskotemperaturnih reaktora. Na višim temperaturama podložan je razlaganju, a postaje i veoma agresivan.

Tečni metali kao primarna rashladna sredstva najviše se upotrebljavaju u brzim reaktorima. U takvima je reaktorima specifična snaga visoka, a nepoželjna su rashladna sredstva sa lakim jezgrima koja bi usporavala neutrone. Jedini tečni metal na temperaturi okoline, živa, neprimenljiv je kao rashladno sredstvo zbog vrlo slabih termičkih karakteristika, a ima i veliki presek za apsorpciju neutrona. Od svih metala kao reaktorska rashladna sredstva upotrebljavaju se samo natrijum i kalijum, odnosno njihove legure. Danas, međutim, jedino natrijum služi kao kompromis između povoljnih termotehničkih karakteristika i veoma nepovoljnih hemijskih karakteristika (burno reagovanje sa vodom). *Olovo* i *bizmut* imaju mali toplotni kapacitet, što je njihov osnovni nedostatak, iako legure Pb—Bi mogu imati dovoljno nisku tačku topljenja.

Posebne tipove reaktora (sada u razvoju) predstavljaju sistemi u kojima je nuklearno gorivo rastvoreno ili dispergovano u nekim solima ili rastopljenim hidroksidima. U takvima reaktorima cirkulišu soli ili hidroksidi, a toplota im se oduzima van reaktora. Hidroksidi natrijuma i kalijuma stabilni su pri visokim temperaturama i ne deluju koordinativno, čak ni pri temperaturama od 700 °C. Imaju niske pritische pare pri visokim temperaturama, a prednost im je i dosta visoka toplotna provodnost. Međutim, temperature topljenja su im dosta visoke, ~400 °C.

Tablica 17
TERMIČKE OSOBINE RASHLADNOG SREDSTVA

Rashladno sredstvo	Temperatura topljenja °C	Temperatura ključanja °C	Toplotni kapacitet		Toplotna provodnost k $J m^{-1} s^{-1} K^{-1}$	Gustina ϱ $t m^{-3}$	Koeficijent iskorišćenja pumpe η $10^6 kg m^{-1} s$	Udarni presek σ (pri $E = 0,025$ eV) $10^{-28} m^2$
			$c_p(T)$ kJ kg ⁻¹ K ⁻¹	$t = T - 273,15$ °C				
Voda	0,0	100	4,22 5,23	100 250	0,67 0,59	0,96 0,79	28,0 10,0	0,66 (po molekulu)
Teška voda	3,8	101,4	4,18	40	0,59	1,10	66,0	0,0009 (po molekulu)
Difenil (26,5%) i difenilosidi (73,5%)	25	252	2,1	—	0,17	1	37,0	
Natrijum	97,8	883	1,28 1,30 1,26	100 400 600	88 71 63	0,93 0,85 0,76	68,0 27,0 20,0	0,5
Natrijum- kalijumova legura (22% Na)	-11	784	0,96 0,88	100 400	25 25	0,85 0,78	47,0 21,0	1,67 (po atomu)
Helijum ($p = 1$ bar)			5,23 5,23	0 100	0,15 0,17	$1,8 \cdot 10^{-4}$ $1,4 \cdot 10^{-4}$	0,027 0,027	0
Vazduh ($p = 1$ bar)			1,0 1,0	100 300	0,032 0,046	$9,5 \cdot 10^{-4}$ $6,2 \cdot 10^{-4}$	0,022 0,028	1,5 (po atomu)
Ugljen-dioksid ($p = 1$ bar)			0,92 0,96	100 300	0,04 0,038	$15 \cdot 10^{-4}$ $9,5 \cdot 10^{-4}$	0,029	0,003 (po atomu)
Olovo-bizmutova legura (45% Pb)	125	1670	0,15 0,14	200 600	9,6 15	10,46 9,91	180,0 117,0	0,1 (po atomu)
Živa	-38,8	357	0,14	100	10	13,35	121,0	380

DINAMIKA REAKTORSKOG POSTROJENJA

Nuklearni reaktor sa pripadnim sistemima za odvođenje i eventualno iskoriščavanje topote je relativno složen sistem u kome su preko niza podsistema i njihovih parametara povezani mehanička snaga turbine (ili snaga električnog generatora, ili pogonskog mehanizma, ili sistema za rasipanje topote u okolini) i snaga nuklearne fisije u reaktoru. Vremenski promjenljiva stanja u tom sistemu pobudjuju se promenom bilo kojeg od njegovih parametara. Kada je reč o energetskom postrojenju, posebno su važne dve promene: a) promena reaktivnosti reaktora, spontana ili pobudena upravljačkim elementima kao pobuda, a odziv promena snage turbine i b) promena opterećenja turbine, odnosno uslova odvođenja topote, kao pobuda, a odziv topotna snaga reaktora.

Sa dinamičkog stanovišta reaktorsko postrojenje jest složen sistem, prvenstveno zbog mnogih povratnih delovanja između pojedinih podsistema (sl. 35). Tako, npr., preko koeficijenata α na reaktivnost reaktora neposredno utiču zatrovanje reaktora (indeks x), temperatura (indeks g) goriva (indeks g), rashladnog sredstva (indeks h) i moderatora (indeks m), pritisak rashladnog sredstva (indeks p) i dr. To su inherentna povratna delovanja za reaktor, jer svi pomenuti parametri zavise od snage reaktora (gustine neutrona ili termičke snage) kojemu se brzina promene menja sa promenom reaktivnosti. S druge strane, temperature u reaktoru zavise i od predaje topote sekundarnom rashladnom sredstvu (radnom fluidu), a parametri sekundarnog rashladnog sredstva, a time i uslovi prelaza topote kroz izmenjivač, zavise od uslova predaje topote ambijentu, odnosno od opterećenja turbine. To su inherentna povratna delovanja termičkog dela

a odziv gustina neutronskog fluksa, gustina neutrona ili ukupan broj neutrona u reaktoru.

Da bi se dobila vremenska zavisnost neutronske razine pri odstupanju reaktivnosti reaktora od nule, mora se, između ostalog, uzeti u obzir da je energetska i prostorna zavisnost gustine neutronskog fluksa takođe funkcija vremena. Najjednostavnije se prostorno zavisna kinetika reaktora tretira pomoću jednobrzinske difuzije jednačine. Korak dalje u pojednostavljenju jest opis kinetike reaktora pomoću prostorno nezavisne jednačine, odnosno primena aproksimacije koncentrisanih parametara kad je gustina neutrona usrednjena na pogodan način ili kad se razmatra ukupan broj neutrona u reaktoru.

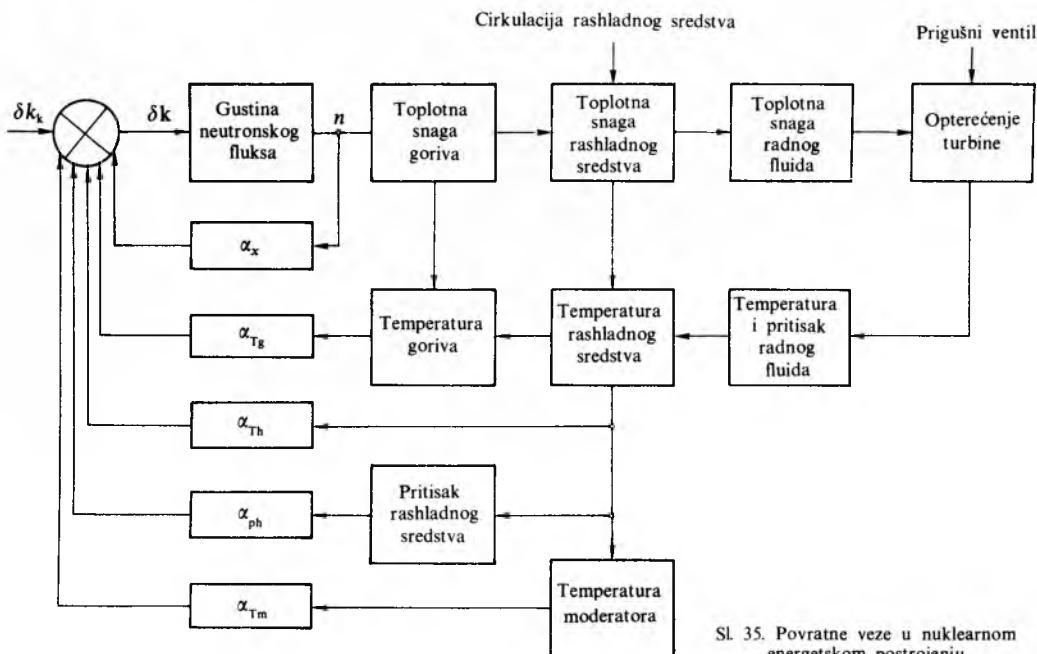
Kada ne bi bilo zakasnih neutrona (v. *Fisija atomskih jekgara*, TE 5, str. 452), neutronska bi kinetika bila opisana jednostavnom jednačinom

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\frac{N(t)}{t_n} + k \frac{N(t)}{t_n} = \delta k \frac{N(t)}{t_n}, \quad (100a)$$

gde je t_n srednje trajanje neutrona u reaktoru, tako da je $N(t)/t_n$ broj neutrona koji nestaje u reaktoru u jedinici vremena, a $kN(t)/t_n$ broj neutrona koji nastaje u jedinici vremena. Rešenje jednačine (100a) za naglu promenu faktora umnožavanja neutrona od $k = 1$ (kritičan reaktor sa brojem neutrona N_0) do neke vrednosti k glasi

$$N(t) = N_0 e^{\frac{\delta k}{t_n} t}. \quad (100b)$$

To bi bila veoma brza promena broja neutrona u reaktoru (npr. za $t_n = 2 \cdot 10^{-4}$ s i $\delta k = 5 \cdot 10^{-4}$, posle $t = 1$ s bilo bi $N \approx 12 N_0$).



Sl. 35. Povratne veze u nuklearnom energetskom postrojenju

postrojenja, a sve zajedno inherentna povratna delovanja reaktorskog postrojenja. Spoljnja povratna delovanja jesu deo automatskog ili poluautomatskog upravljanja postrojenjem. Dinamika reaktorskog postrojenja tretira prelazna stanja u postrojenju koja nastaju pri promeni nekog od njegovih parametara, te uslove stabilnosti sistema.

Kinetika nuklearnog reaktora. Nestacionarno stanje neutronske razine u reaktoru, koje nastaje pri nekoj promeni radne reaktivnosti, a bez povratnih delovanja snage reaktora na reaktivnost, naziva se neutronskom kinetikom ili kinetikom nuklearnog reaktora. Budući da su povratna delovanja na reaktivnost reaktora vezana za razvijanje osetne snage u reaktoru, kada se menjaju temperatura, zatrovanje i dr., to se neutronska kinetika naziva i dinamikom reaktora nulte snage. U neutronske kinetici pobudu predstavlja radna reaktivnost reaktora,

Međutim, udeo β_i od svih neutrona emitovanih pri fisiji kasni sa srednjim kašnjenjem τ_i , pri čemu indeks i označava grupu zakasnih neutrona. Ukupni udeo zakasnih neutrona iznosi β sa srednjim kašnjenjem τ , tako da je

$$\beta = \sum_i \beta_i \quad i \quad \tau = \frac{\sum_i \tau_i \beta_i}{\beta}. \quad (101)$$

Udeo zakasnih neutrona je malen (npr. za ^{235}U iznosi $\beta = 0,065$), ali zbog toga što je srednje kašnjenje veliko ($\tau \approx 13$ s), to se i srednje vreme koje protekne od fisije do nestanka nastalih neutrona osetno produžava. Stoga je i brzina promene broja neutrona za dato δk neuporedivo manja.

Uzimajući u obzir i zakasnele neutrone, reaktorska kinetika je opisana jednačinom

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\delta k}{t_n} N(t) - \frac{\beta k}{t_n} N(t) + \sum_i \lambda_i C_i(t). \quad (102)$$

Drugi član na desnoj strani predstavlja umanjenje nastanka neutrona za udeo β zakasnih neutrona, a treći član daje zakasnele neutrone koji nastaju u jedinici vremena. Pri tome je C_i i -ti tip jezgra koji emituje i -tu grupu zakasnih neutrona, a λ_i konstanta β -raspada prethodnika koji daje jezgra C_i . Za svaki tip jezgra C_i može se postaviti po jedna jednačina

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{k\beta}{t_n} N(t) - \lambda_i C_i(t), \quad (103)$$

gde prvi član na desnoj strani predstavlja nastajanje jezgara C_i , a drugi nestajanje istih jezgara emisijom zakasnih neutrona. Ako je reaktor bio dovoljno dugo kritičan, tako da se uspostavilo ravnotežno stanje s obzirom na koncentraciju jezgara C_i , a u trenutku $t = 0$ faktor umnožavanja se promeni od $k = 1$ na $k > 1$ ($\delta k > 0$), rešenje jednačina se može pretpostaviti u obliku

$$N(t) = A e^{\omega t} \quad i \quad C_i(t) = C_i e^{\omega t}. \quad (104)$$

Primenjena u kinetičkim jednačinama ta rešenja daju karakterističnu jednačinu

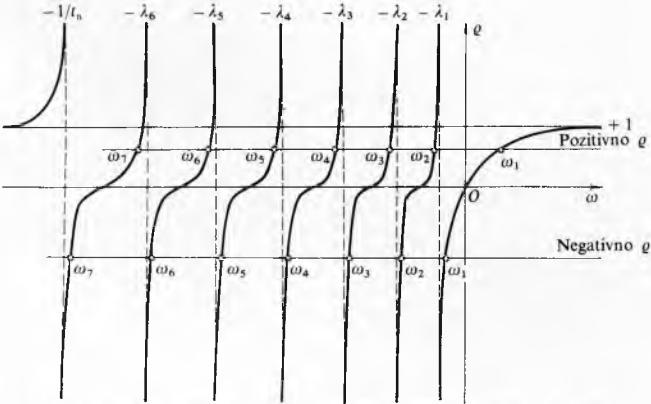
$$\varrho = \frac{\omega t_n}{1 + \omega t_n} + \frac{\omega}{1 + \omega t_n} \sum_i \frac{\beta_i}{\omega + \lambda_i}, \quad (105)$$

koja predstavlja vezu između reaktivnosti reaktora i parametra ω koji određuje zavisnost neutronskog fluksa od vremena. Kako se radi o polinomu sedmog stepena u ω (ako ima šest grupa zakasnih neutrona), postoji sedam rešenja za ω , tako da je

$$N(t) = N_0 \sum_{j=1}^7 A_j e^{\omega_j t}. \quad (106a)$$

Grafički prikaz karakteristične jednačine dat je na sl. 36. Za svaku reaktivnost ϱ postoji sedam korena parametra ω od ω_1 do ω_7 . Ako je ϱ pozitivno, samo je koren ω_1 pozitivan, dok su ostali negativni, tako da je

$$N(t) = N_0 (A_1 e^{+\omega_1 t} + A_2 e^{-|\omega_2|t} + \dots + A_7 e^{-|\omega_7|t}). \quad (106b)$$



Sl. 36. Grafički prikaz karakteristične jednačine reaktivnosti reaktora

Sa vremenom će svi članovi, osim člana uz A_1 , postati zanemarljivo maleni, te osim u jednom periodu, odmah posle uvođenja pozitivne reaktivnosti ϱ , broj neutrona raste prema izrazu

$$N(t) = N_0 A_1 e^{\omega_1 t}. \quad (106c)$$

Vremenska je konstanta reaktora (nazvana još i perioda reaktora) $T = 1/\omega_1$, pa je

$$N(t) = N_0 A_1 e^{\frac{t}{T}}. \quad (106d)$$

Vremenska konstanta reaktora jest vremenski interval za koji posle početnog prelaznog perioda neutronski fluks poraste n puta. Na sl. 37 prikazan je dijagram $\varrho(T)$ za ^{235}U . Za male reaktivnosti perioda je praktično nezavisna od vremena trajanja

promptnih neutrona t_n . Budući da je u normalnim uslovima $t_n \ll T$, reaktivnost iznosi

$$\varrho = \frac{t_n}{T} + \sum_i \frac{\beta_i}{1 + T\lambda_i}, \quad (107a)$$

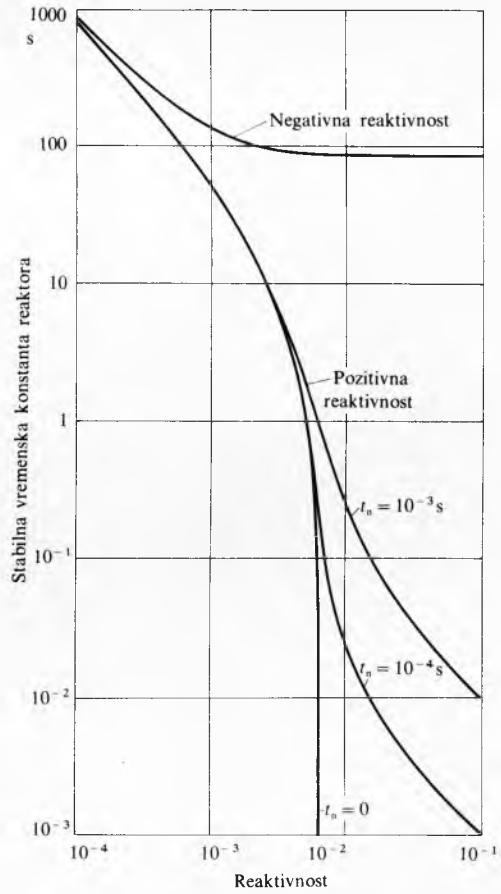
a ako je vremenska konstanta reaktora duža od najdužeg srednjeg kašnjenja zakasnih neutrona, karakteristična jednačina se svodi na izraz

$$\varrho \approx \frac{\beta \tau}{T}, \quad (107b)$$

gde je τ srednje kašnjenje neutrona. Za male radne reaktivnosti vremenska konstanta reaktora zavisi za dati fizički nuklid samo od reaktivnosti reaktora, a ne zavisi i od trajanja neutrona u reaktoru t_n . Ali, ako je reaktivnost dovoljno velika da je porediva sa vrednošću β , vreme trajanja neutrona znatno utiče na vremensku konstantu reaktora. To je zbog toga što se od v neutrona pri jednoj fizijskoj promptnoj emisiji emituje $(1 - \beta)v$ neutrona, te je za $(1 - \beta)k \geq 1$, odnosno $\varrho \geq \beta$, reaktor kritičan ili natkritičan, i to samo za promptne neutrone. Sa izrazom

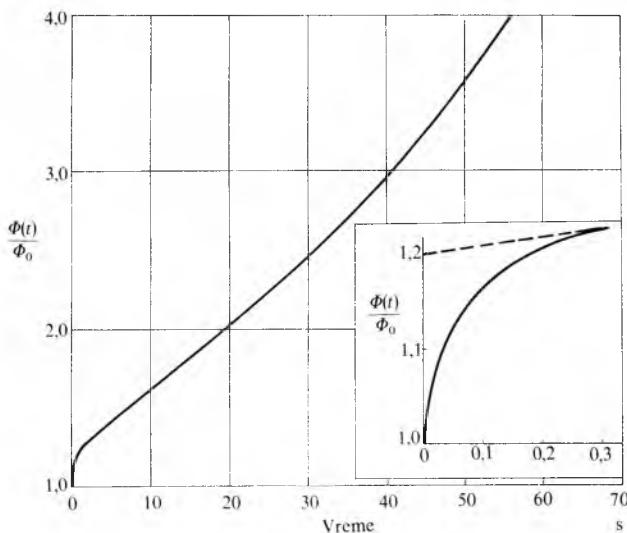
$$\varrho_p = \varrho - \beta \quad (107c)$$

definiše se tzv. promptna reaktivnost. Ako je $\varrho \approx \beta$, vremenska konstanta reaktora zavisi prvenstveno od vremena trajanja neutrona t_n . Kako je to vreme vrlo kratko (za termičke 10^{-2} do 10^{-4} s, a za brze reaktore 10^{-7} s i kraće), vremenska konstanta može da bude vrlo kratka, uzrokujući nagli porast broja neutrona u reaktoru, a time i snage reaktora.



Sl. 37. Stabilna vremenska konstanta reaktora u funkciji reaktivnosti reaktora za razna vremena trajanja neutrona u reaktoru t_n

Prelazni period, pre no što kriva porasta neutronskog fluksa poprimi eksponencijalni oblik (sl. 38), traje vrlo kratko (kraće od sekunde), tako da predstavlja skok broja neutrona odmah nakon nagle promene reaktivnosti reaktora. Taj je skok, ako se pretpostavi da se u tom vrlo kratkom periodu ne menja



Sl. 38. Promena gustine neutronskog fluksa sa vremenom kada se kritičnom reaktoru naglo poveća reaktivnost

koncentracija C_i , određen izrazom

$$N(t) = N_0 \exp\left(\frac{\delta k - k}{t_n} t\right) + N_0 \frac{\beta}{\beta k - \delta k} \left(1 - \exp\left(\frac{\delta k - \beta k}{t_n} t\right)\right). \quad (108a)$$

Dokle god je $\varrho < \beta$, biće $\delta k < \beta k$, te su eksponenti u gornjem izrazu (108a) negativni. To znači da će posle nekog vremena članovi sa negativnim eksponentom nestati, a broj će neutrina, pre no što počne eksponencijalni rast, dostići maksimalnu vrednost

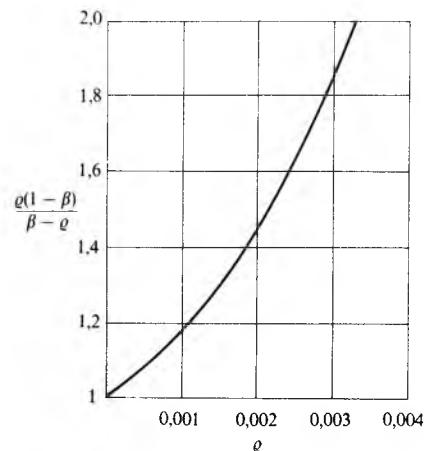
$$N_{\max} = N_0 \frac{\beta}{\beta k - \delta k} = N_0 \frac{\beta(1 - \varrho)}{\beta - \varrho} \approx \frac{\beta}{\beta - \varrho}, \quad (108b)$$

pa će relativni porast iznositi

$$\frac{N_{\max} - N_0}{N_0} = \frac{\varrho(1 - \beta)}{\beta - \varrho} \approx \frac{\varrho}{\beta - \varrho}, \quad (108c)$$

koji može imati vrlo veliku vrednost kada se reaktivnost približi promptnoj kritičnoj vrednosti (sl. 39). Sa tim se porastom mora računati pri sintezi automatskog upravljanja i regulacije reaktora. Inače je taj nagli porast broja neutrina u suštini porast u potkritičnom sistemu, jer on vredi za promptne neutrone, koji u tom kratkom intervalu vremena jedini dolaze do izražaja. Reaktor je, naime, potkritičan dokle god je $\varrho < \beta$.

Pri upravljanju nuklearnim reaktorom upravljački elementi (apsorpcionie šipke) kreću se nekom konačnom brzinom, te ne deluju na reaktivnost momentano. Promena reaktivnosti pri



Sl. 39. Iznos početnog skoka gustine neutronskog fluksa u funkciji pozitivne reaktivnosti

konstantnoj brzini kretanja upravljačkog elementa složena je funkcija vremena, ali se za male promene položaja elementa u reaktoru može aproksimovati linearom funkcijom vremena $\delta k = at$. Problem se može lakše rešiti ako se pretpostavi da se u toku promene reaktivnosti ne menja koncentracija jezgara C_i . Tada je

$$N(x) = N_0 e^{x^2(t)} \{e^{x^2(0)} + b\sqrt{\pi} [\operatorname{erf} x(t) - \operatorname{erf} x(0)]\}, \quad (108d)$$

gde je

$$b = \frac{\beta}{\sqrt{2}at_n(1 - \beta)} \quad \text{i} \quad x(t) = b \left[\frac{1 - \beta}{\beta} at - 1 \right]. \quad (108e)$$

Ako je reaktor bio kritičan sa brojem neutrina N , posle uvođenja negativne radne reaktivnosti broj neutrina će opadati sa vremenom. Tada su svi koreni ω negativni (106a). Kad se uvede pozitivna reaktivnost, najpre se pojavljuje kratkotrajni prelazni period u kome se broj neutrina naglo smanjuje (npr. za $\varrho = -\infty$, tj. $k = 0$, to smanjenje ^{235}U iznosi $N_{\min} = \beta N = 0,065 N_0$, a za $\varrho = -0,02$, tj. $k = 0,98$, dobija se $N_{\min} = 0,25 N_0$). Posle toga naglog smanjenja neutronski fluks eksponencijalno opada sa vremenom, sa vremenskom konstantom koja zavisi od reaktivnosti reaktora. Minimalna vremenska konstanta iznosi oko 80 s, što nameće grupu zakasnelih neutrona sa najdužim kašnjenjem.

Kinetika potkritičnog reaktora. Reaktor za koji je faktor umnožavanja neutrina $k < 1$, ili reaktivnost $\varrho < 0$, naziva se potkritičnim reaktorom. Ako nema posebnih izvora neutrina, u stacionarnom stanju će gustina neutronskog fluksa biti jednaka nuli u svakoj tački. U prisustvu posebnog izvora neutrina neutroni se umnožavaju fizijskom, ali je to nedovoljno da se ostvari lančana reakcija. Ako se u potkritičnom reaktoru nalazi ravnomerno raspoređen izvor neutra Q , zanemarujući zakasnele neutrone, dobija se

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\delta k}{t_n} N(t) + Q. \quad (109a)$$

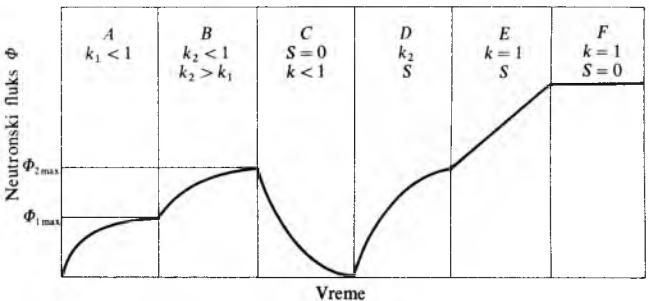
Rešenje, uz uslov da je $t = 0$ i $N = 0$ (npr. izvor Q ubaćen je u sistem u trenutku $t = 0$), glasi

$$N(t) = \frac{Qt_n}{|\delta k|} \left(1 - e^{-\frac{|\delta k|}{t_n} t}\right). \quad (109b)$$

Broj će neutrina rasti sa vremenom i asimptotski će se približavati vrednosti

$$N_{\max} = \frac{Qt_n}{|\delta k|}. \quad (109c)$$

Takov je porast prikazan u delu A dijagrama na sl. 40. Maksimalni broj neutrina koji se može dostići zavisi od vrednosti



Sl. 40. Promena gustine neutronskog fluksa sa vremenom u potkritičnom reaktoru

$|\delta k|$ i, ako je ona manja, N_{\max} biće veće. Ako se posle toga poveća faktor umnožavanja neutrina na k_2 , tako da je $|\delta k_2| < |\delta k|$, broj će neutrina opet rasti i asimptotski će se približavati vrednosti $N_{2\max} > N_{1\max}$ (deo B na dijagramu). Ako se izvor ukloni iz sistema, zavisnost broja neutrina od vremena dobija se takođe iz jednačine (109a) uz $Q = 0$, pa je

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{\delta k}{t_n} t} \quad (109d)$$

(deo C na dijagramu). Ako se u nekom trenutku izvor ponovo ubaci u sistem, broj neutrona će opet rasti ka vrednosti $N_{2\max}$ (deo D na dijagramu). Ako se, dalje, poveća faktor umnožavanja neutrona na 1 i time se sistem učini kritičnim, broj neutrona u reaktoru biće određen uz $\delta k = 0$, pa je

$$N(t) = N_0 + Q t. \quad (109e)$$

Tada će broj neutrona linearno rasti sa vremenom (deo E na dijagramu). Iako je reaktor samo kritičan, a ne i natkritičan, broj neutrona će rasti sa vremenom usled prisustva izvora neutrona. Kada se izvor ukloni, gustina neutrona zadržava vrednost koju je imala u tom trenutku (deo F na dijagramu). Uopšteno, u trenutku kada je dostignuta kritičnost broj neutrona u reaktoru zavisi od toga kakvo je bilo približavanje kritičnosti. Ako je kritičnost dostignuta vrlo polaganim povećanjem faktora umnožavanja neutrona (npr. laganim izvlačenjem upravljačkih apsorbera), u trenutku kritičnosti može se doći veoma mnogo neutrona u reaktoru. Ako se kritičnost brzo dostigne, broj neutrona za pojedine potkritične vrednosti faktora umnožavanja neutrona neće doći maksimalne vrednosti, pa će reaktor postati kritičan sa relativno malo neutrona.

Prostorno zavisna kinetika reaktora. Prilike za potkritični reaktor dobijene su kad se ne uzima u obzir prostorna raspodela gustine neutrona u reaktoru. Da bi se i ta raspodela uzela u obzir, može se poći od rešenja za raspodelu gustine neutrona u reaktoru. To je najjednostavnije kad reaktor ima oblik beskonačne ploče debljine a . Tada je

$$n(x) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos B_n x, \quad (110)$$

gde je $B_n = n\pi/a$, a n ceo neparan broj. Svaki vrednosti B_n odgovara i faktor umnožavanja neutrona

$$k_n = \frac{k_\infty}{(1 + B_n^2 L^2)(1 + B_n^2 L_s^2)}, \quad (111)$$

koji opada sa n . Ako je reaktor kritičan za $n = 1$, svi su ostali faktori k_n manji od jedan, te će za pripadne modove vladati potkritični uslovi: oni će eksponencijalno opadati sa vremenom, te će preostati samo osnovni mod. To opravdava upotrebu rešenja za $n = 1$ u kritičnom reaktoru. Za potkritični reaktor svi su modovi prisutni, tako da je prostorna i vremenska zavisnost gustine neutrona

$$n(x, t) = \frac{2t_n Q}{ak_\infty} \sum_n \frac{k_n}{k_n - 1} \left| \exp \frac{k_n - 1}{t_{n,n}} t - 1 \right| \cos(B_n x), \quad (112a)$$

težeći asymptotskoj vrednosti

$$n(x) = \frac{2Q}{ak_\infty} \sum_n \frac{k_n}{k_n - 1} \cos(B_n x). \quad (112b)$$

Rezultat je u opštem slučaju dat relacijom

$$n(\vec{r}, t) \propto \sum_n \sum_l \sum_m f(n, l, m) \frac{k_{nlm}}{k_{nlm} - 1} \cdot \left| \exp \frac{k_{nlm} - 1}{t} - 1 \right| \Phi_n(r_1) \Phi_l(r_2) \Phi_m(r_3). \quad (112c)$$

Celi brojevi n, l i m odnose se na tri dimenzije r_1, r_2 i r_3 . Kad postoji cilindrična simetrija, funkcije su prostorne raspodele

$$J_0\left(\frac{x_m r}{R}\right) \cos \frac{n \pi z}{H}, \quad (113)$$

gde je x_m m-ta nulta vrednost funkcije J_0 , dok je geometrijski parametar određen izrazom

$$B_{m,n}^2 = \left(\frac{x_m}{R}\right)^2 + \left(\frac{n \pi}{H}\right)^2. \quad (114)$$

Ako se radi o reaktoru koji je prethodno bio kritičan, uvođenje prostorne raspodele za gustinu neutrona daje izraz

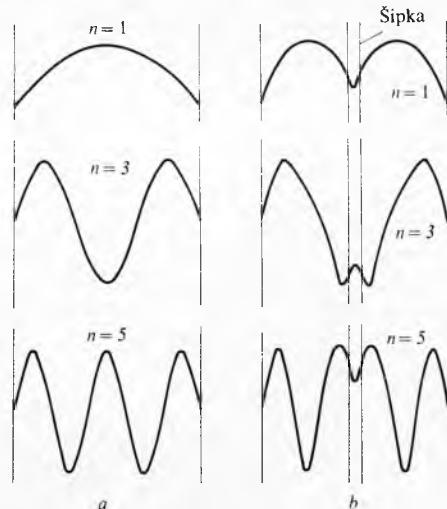
$$n(\vec{r}, t) = \sum_j \mathcal{N}_n(\vec{r}) e^{\omega_j n t}, \quad (115a)$$

gde su $\mathcal{N}_n(\vec{r})$ sopstvene funkcije gustine neutrona. Ako je reaktor postao natkritičan ili potkritičan uniformnom promenom jednog od parametara reaktora, može se pokazati da su funkcije $\mathcal{N}_n(\vec{r})$ ortogonalne među sobom, a takođe, ako je reaktor prethodno bio kritičan, i ortogonalne s obzirom na prvobitnu funkciju raspodele. Stoga se rešenje za gustinu neutrona svodi na izraz

$$n(\vec{r}, t) = \mathcal{N}_1(\vec{r}) \sum_j A_j e^{\omega_j n t}, \quad (115b)$$

gde je $A_1 \mathcal{N}_1(\vec{r}) = n(r, 0)$, jer samo osnovni mod postoji u kritičnom reaktoru. Prema tome, pod tim uslovima gustina će neutrona zadržati osnovni mod i kada reaktor postane potkritičan ili natkritičan.

Najčešće je u praksi da uzročnik promene reaktivnosti reaktora nije ravnomerno raspoređen u sistemu, npr. kada se menja reaktivnost upravljačkim apsorberom. Tada sopstvene funkcije posle promene reaktivnosti nisu jednake sopstvenim funkcijama prvočitnog reaktora. Na sl. 41 prikazane su, kao primer, tri sopstvene funkcije za reaktor bez upravljačkog apsorbera (sl. 41 a) i sa upravljačkim apsorberom u sredini reaktorskog jezgra (sl. 41 b). Te dve grupe funkcija ne mogu biti ortogonalne među sobom iako su sopstvene funkcije i posle promene reaktivnosti međusobno ortogonalne. Može se pokazati, međutim, da za male promene reaktivnosti viši modovi brzo isčezavaju, tako da gustina neutrona i tada dobija istu vremensku promenu u svim tačkama reaktora.



Sl. 41. Sopstvene funkcije neutronskog fluksa: a) u nepertubovanom reaktoru i b) u reaktoru sa srednjom apsorcijskom šipkom

Inherentna povratna delovanja u nuklearnom reaktoru. Kada reaktor radi sa većom snagom, pojavljuje se povratno delovanje snage na reaktivnost. Tada dinamika reaktora nije definisana samo njegovom kinetikom. Povratna su delovanja inherentna ili spoljni. Među inherentnim povratnim delovanjima, koja su pomoću koeficijenata reaktivnosti prikazana na sl. 35, nema uticaja utroška goriva. To je stoga što je izgaranje spor proces koji praktično ne utiče na dinamičko ponašanje reaktora. Povratna delovanja drugih efekata zavise od intenziteta promene parametara sa promenom toplotne snage reaktora, od sprege koja postoji između tih parametara i reaktivnosti (vrednost koeficijenta reaktivnosti), a isto tako i od vremenske konstante takvih promena. Tako, npr., temperaturna goriva prati vrlo brzo promenu snage reaktora, temperaturna rashladnog sredstva sporije, a temperaturna moderatora može da ima i veoma dugu vremensku konstantu. Svi su ti uticaji funkcije i tipa i konstrukcije reaktora, tako da od toga zavisi nekada i predznak koeficijenta reaktivnosti. Osim toga, koeficijenti reaktivnosti često zavise od snage reaktora, pa sa snagom mogu menjati i predznak.

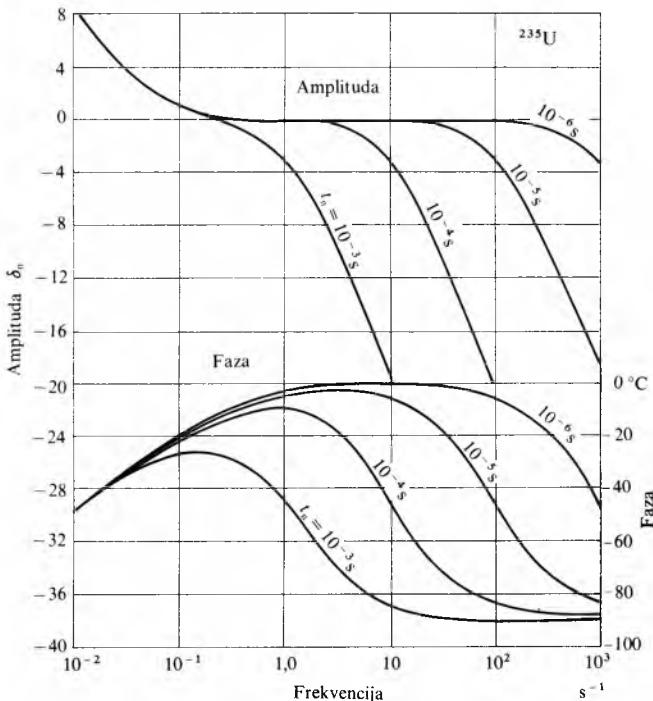
Kada se u dinamičkoj analizi upotrebljavaju prenosne funkcije $G(s)$, za povratni uticaj snage (gustine neutrona) na reaktivnost $G_z(s) = \frac{k_z(s)}{\delta p(s)}$, odziv je snage

$$\frac{\delta n(s)}{\delta k} = \frac{G_R(s)}{1 + G_R(s)G_A(s)}, \quad (116)$$

gde je $G_R(s)$ prenosna funkcija kinetike reaktora (nultog reaktora), a koja posle linearizacije jednačina kinetike glasi

$$G_R(s) = \frac{n_0}{t_n} \cdot \frac{1}{s \left[1 + \sum_i \frac{i}{t_p(s + \lambda_i)} \right]}. \quad (117)$$

U frekventnoj analizi ($s = j\omega$) Bodeov dijagram za G_R dat je na sl. 42 za termički reaktor sa gorivom od ^{235}U . Ta prenosna funkcija pokazuje na jedan izvor nestabilnosti: beskonačni rast amplitude kada frekvencija teži nuli. To dolazi usled eksponentijalnog (neograničenog) rasta neutronske razine za ma koju vrednost pozitivne reaktivnosti reaktora. Drugih izvora nestabilnosti nema, jer maksimalni fazni pomer iznosi $-\pi/2$. Kad je negativna povratna sprega, međutim, sa promenom δk menja se i gustina neutrona, pa se tako, ali u suprotnom smeru, menja i δk_x . Ako su i drugi uslovi ispunjeni, uspostaviće se novo stacionarno stanje, na novoj razini n . Tako negativna povratna sprega može, između ostalog, da ograniči snagu reaktora.



Sl. 42. Prenosna funkcija kinetike reaktora nulte snage sa gorivom od ^{235}U

Negativna povratna sprega može i negativno da deluje na dinamiku reaktora, prvenstveno pobuđujući oscilacije snage. To je posledica vremenske konstante koju ima povratna sprega, pa oscilacije lakše nastaju ako je negativna sprega jača, a kašnjenje sprege veće. Sa tim se mora računati pri analizi delovanja negativnih povratnih sprega na reaktivnost reaktora.

Koeficijenti reaktivnosti. Zatrovanje reaktora, prvenstveno ksenonom, proces je koji se sa snagom reaktora menja brže nego izgaranje teških nuklida, ali je ipak mnogo sporiji od većine drugih procesa koji imaju uticaj na reaktivnost reaktora. Stoga se zatrovanje može isključiti iz dinamičke analize kada se posmatraju promene u kraćim vremenskim intervalima. Inače, sa porastom gustine neutronskog fluksa raste brzina uklanjanja otrova. Brzina stvaranja otrova ne prati odmah taj porast, jer u prvo vreme zavisi od zatećene koncentracije radioaktivnih prethodnika. Stoga koncentracija otrova najpre

opada sa porastom snage, te je tada koeficijent reaktivnosti zatrovanja α_x pozitivan. Ako, međutim, postoje neki brži negativni efekti na reaktivnost, makar i sasvim slabi (npr. negativni temperaturni koeficijent od svega $10^{-6}\dots10^{-9} \text{ K}^{-1}$), reaktor će biti stabilan na oscilacije snage usled zatrovanja, sa mogućnošću da se pojave oscilacije slabe amplitude sa frekvencijom reda veličine od svega jednog ciklusa na dan. Nešto veći problem jesu prostorne *ksenonske oscilacije*, koje mogu doći do izražaja naročito u reaktorima kojima su čeliće slabije neutronski spregnute (reaktori moderirani teškom vodom, grafitom). To se pojavljuje ako se, bez promene ukupne snage, u jednom delu reaktora poveća gustina neutronskog fluksa, a u drugome smanji, npr. izvlačenjem upravljačkih apsorbera u jednome i uvlačenjem u drugom delu reaktora. U delu reaktora u kome je gustina neutronskog fluksa veća, biće veće izgaranje ksenona uz porast reaktivnosti u tom delu reaktora, i uz dalji porast gustine neutronskog fluksa. U drugom delu reaktora nastaje obrnuti proces i gustina fluksa će opadati, tako da će se razlike gustina sve više povećavati. Tako stanje, međutim, neće dugo trajati, jer će ^{135}I , koji se u delu reaktora sa većom gustinom fluksa brže stvara, početi proizvoditi i više ksenona. To će smanjiti reaktivnost u tom delu reaktora, dok će se u drugom delu odvijati obrnuti proces. Tako nastale prostorne oscilacije imaju frekvenciju otpriklike jednog ciklusa na dan. Da bi te oscilacije postale izrazite, potrebno je da gustina neutronskog fluksa bude visoka ($\sim 10^{17}$ neutrona po kvadratnom metru u sekundi, kakva se redovno sreće u nuklearnim elektranama), tako da brzina izgaranja ne bude mnogo manja od brzine radioaktivnog raspada ksenona.

Za većinu tipova nuklearnih reaktora najvažnije inherentne povratne sprege na reaktivnost reaktora ostvaruju se promenom temperature pojedinih komponenata reaktora. Ti se uticaji prikazuju pomoću temperaturnog koeficijenta reaktivnosti reaktora

$$\alpha_T = \frac{d\varrho}{dT}. \quad (118)$$

Zbog različitog intenziteta sprege i različitih vremenskih konstanti posebno se definišu temperaturni koeficijenti goriva α_{T_B} , rashladnog sredstva α_{T_H} i moderatora α_{T_m} .

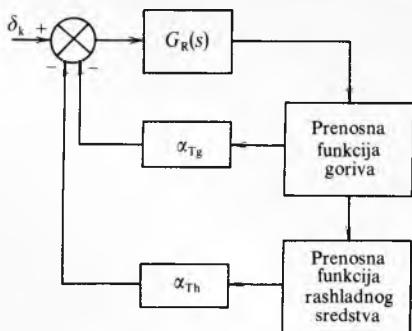
Temperaturni koeficijent goriva potiče uglavnom od Dopple-rova efekta širenja rezonancija (v. Neutronika). Zbog toga u prirodnom ili slabo obogaćenom uranu, gde dolaze do izražaja rezonancije za radijativnu apsorpciju neutrona u ^{238}U , α_{T_B} ima negativan predznak. S druge strane, u plutonijumu, koji ima izražene rezonancije za fisisu, sa povećanom apsorpcijom neutrona povećava se umnožavanje neutrona, te je temperaturni koeficijent goriva pozitivan. Temperaturni koeficijent goriva naziva se promptnim jer temperatura goriva veoma brzo prati promenu snage reaktora. Vremenska konstanta provođenja toplote ka površini gorivnog elementa, odakle se toplota prenosi na rashladno sredstvo veoma je kratka za metalno gorivo (reda veličine dela sekunde), a mnogo duža za gorivo koje slabije provodi toplotu, kao što su keramička goriva, oksidi, karbidi i dr. (reda veličine sekunde). Kako je, pored toga, vremenska konstanta prenošenja toplote sa gorivnog elementa na rashladno sredstvo kratka (reda veličine dela sekunde), to će se, pri istim ostalim uslovima, mnogo brže menjati temperatura keramičkog nego metalnog goriva. Stoga je delovanje temperature goriva na reaktivnost reaktora izraženije kad je u reaktoru keramičko gorivo i, uopšte, gorivo sa slabom toplotnom provodnošću.

Temperaturni koeficijent moderatora α_{T_m} veoma je važan za dinamičko ponašanje reaktora. Povišena temperatura u moderatoru pomera neutronski fluks ka višim energijama, a smanjuje gustinu moderatora, pa time i gustinu atomskih jezgara. Prvi je efekt posebno izražen kada postoje rezonancije, pa se neutronski spektar pomera ka njima. Stoga će prisustvo ^{238}U povećavati na višim temperaturama nefisilne apsorpcije neutrona, a temperaturni će koeficijent moderatora postati negativan. Prisustvo ^{239}Pu imaće obrnuti efekt. Promena neutronskog spektra pri promeni temperature moderatora takođe utiče na

reaktivnost reaktora delovanjem reaktorskih otrova ^{135}Xe i ^{149}Sm , koji imaju vrlo niske rezonancije. Širenjem moderatora na povišenoj temperaturi smanjuje se gustina atomskih jezgara, što smanjuje i efikasnost moderatora. To je posebno izraženo kad je moderator u tečnom stanju (voda i teška voda). Kakav je krajnji efek tog širenja, zavisi od stepena moderacije neutrona u reaktoru. Ako je reaktor podmoderiran (manji odnos moderatora i goriva od optimalnog za umnožavanje neutrona), što je i redovno, razređenje moderatora dalje smanjuje faktor umnožavanja neutrona. Zbog toga je temperaturni koeficijent reaktivnosti usled širenja moderatora negativan. Temperaturni koeficijent moderatora slabije je izražen u reaktoru kanalskog tipa, gde je rashladno sredstvo toplotno izolovano od moderatora. Tada se malo i sporo menja temperatura moderatora sa promenom snage. Naprotiv, u reaktorima u kojima je obična voda jednovremeno i moderator i rashladno sredstvo, taj je uticaj veoma izražen.

Na temperaturni koeficijent reaktivnosti rashladnog sredstva α_{Th} uglavnom utiču isti faktori, kao i na koeficijent moderatora. On je veoma izražen u reaktorima moderiranim i hlađenim običnom vodom i iznosi $-(2 \cdot 4) \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, dok je α_{Tg} samo $-(2 \cdot 4) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$. U reaktorima moderiranim teškom vodom, sa rashladnim sredstvom termički izolovanim od vode ili teške vode, rashladno sredstvo je jednovremeno i deo moderatora, te na α_{Th} deluju isti faktori kao i na α_{Tg} , ali je to delovanje manje izraženo. Isto vredi i za reaktore hlađene vodom i moderirane grafitom gde je $\alpha_{Th} = -(3 \cdot 6) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$. U reaktorima hlađenim gasom temperatura rashladnog sredstva malo utiče na reaktivnost reaktora, jer rashladno sredstvo ima slabu moderatorsku apsorpcionu moć zbog male gustine. Širenje rashladnog sredstva u brzim reaktorima obično omekšava neutronski spektar, što smanjuje faktor umnožavanja neutrona, te je temperaturni koeficijent reaktivnosti rashladnog sredstva negativan. U brzim reaktorima teško je razlučiti temperaturni koeficijent rashladnog sredstva od temperaturnog koeficijenta goriva, koji zavisi na dosta složen način od parametara reaktora (da bi, npr., temperaturni koeficijent bio negativan, uran ne sme biti obogaćen sa više od 40%). Ukupno uvezši, temperaturni koeficijent brzih reaktora je $\sim -(2 \cdot 4) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

Uticaj temperature goriva i rashladnog sredstva (odnosno moderatora ako se radi o reaktorima moderiranim i hlađenim vodom) na dinamičko ponašanje reaktora prikazan je na sl. 43. Radi se o paralelnoj povratnoj sprezi, pri čemu jedna grana zavisi od druge (uzajamna veza temperature goriva i rashladnog sredstva). Analiza stabilnosti takva sistema dosta je složena, a rezultati zavise od predznaka i vrednosti temperaturnih koeficijenata, te od prenosnih funkcija goriva i rashladnog sredstva. Opšte analize pokazuju da je sistem nestabilan ako je algebarski zbir temperaturnih koeficijenata α_{Tg} i α_{Th} pozitivan, tj. ako su oba koeficijenta pozitivna, ili je samo jedan od njih pozitivan, ali je po apsolutnoj vrednosti veći od drugoga.



Sl. 43. Blok-sHEMA kinetike nuklearnog reaktora sa dve povratne veze

Sistem je uvek stabilan ako je promptni temperaturni koeficijent negativan, tj. $\alpha_{Tg} < 0$, a temperaturni koeficijent rashladnog sredstva $\alpha_{Th} > 0$, ali ako je $|\alpha_{Tg}| > \alpha_{Th}$. Pri tome je, međutim, skok snage velik. Kada su oba temperaturna koeficijenta negativna, reaktor nije uvek stabilan, već stabilnost

zavisi i od vremenskih konstanti temperature goriva i rashladnog sredstva. Tada je stabilnost najčešće obezbeđena ako je

$$\frac{\alpha_{Tg}}{\alpha_{Th}} > \frac{M_g c_g}{M_h c_h}, \quad (119)$$

gde je M masa, a c specifična toplota goriva (indeks g) i rashladnog sredstva (indeks h). Proizvodi $M c$ su u stvari vremenske konstante. S obzirom na relativnu stabilnost, povoljnije je kada su oba temperaturna koeficijenta negativna.

Uticaj koeficijenta reaktivnosti pritisaka rashladnog sredstva α_p posebno je izražen u reaktorima hlađenim gasom, gde je pozitivan i iznosi 10^{-4} po MPa. To je osetna promena reaktivnosti i za manju promenu pritiska. Pri upotrebi drugih rashladnih sredstava taj je koeficijent mnogo manji (osim u reaktorima sa ključalom vodom), pa za reaktore hlađene i moderirane vodom iznosi $\sim 10^{-5}$ po MPa. Osim toga, uticaj je toga koeficijenta zanemarljiv jer se pritisak tečnih rashladnih sredstava obično održava konstantnim.

U reaktorima sa ključalom vodom najvažniji uticaj na reaktivnost ima sadržaj mehurâ u rashladnom sredstvu, odnosno moderatoru, te se uvodi i koeficijent reaktivnosti praznina α_v . Predznak tога коeficijenta zavisi od toga da li je reaktor podmoderiran ili nije, ali i od uticaja mehurâ na umicanje neutrona iz reaktora, što uvek negativno deluje na reaktivnost. Kako sadržaj mehurâ zavisi i od pritiska u reaktoru, to postoji i osetan uticaj (pozitivan) pritiska na reaktivnost reaktora.

Spoljna kola povratne sprege. Pri konstrukciji nuklearnog energetskog postrojenja teži se da postrojenje bude inherentno stabilno, da konstrukcija osigurava samoregulaciju. Ako je osigurana samoregulacija u širokom opsegu snage, spoljni sistem upravljanja postoji prvenstveno radi puštanja u pogon i zaustavljanja postrojenja te eventualno radi kompenzacije reaktivnosti usled zamene i izmeštanja goriva, izgaranja goriva i zatrovanja reaktora. Međutim, u praksi nema postrojenja koje je idealno sa stanovišta samoregulacije, te se u sistem upravljanja uključuju i spoljne povratne sprege, odnosno sistemi automatskog upravljanja. Kao i sve povratne sprege i spoljne sprege unose nove izvore nestabilnosti, uključujući i mogućnost spontanih podržavanih oscilacija sistema. Zbog toga se dinamika sistema, uključujući i sistem upravljanja, mora u celini analizirati s obzirom na stabilnost. Pri tome se mora računati sa neliniarnosti mnogih komponenata, uključujući i reaktora, što zahteva ili analizu neliniarnih modela ili analizu linearizovanih modela za više opsega snage. Na osnovu rezultata analiza provodi se sinteza sistema upravljanja, tj. izbor njegove strukture i parametara komponenata da bi se dobiti željene dinamičke osobine sistema, uz istovremeno održavanje promenljivih u okviru zadatih granica.

Pored regulacije snage, sistem automatskog upravljanja treba da ublažava prelazne pojave u reaktorskom postrojenju, npr. skok snage reaktora koji nastaje kad se naglo doda pozitivna reaktivnost. Ako je sistem dovoljno brz (prirodna frekvencija sistema velika), moći će da smanji snagu odmah posle skoka (sistem bi morao da bude izvanredno brz da bi mogao sprečiti pojavu skoka). To se posebno odnosi na postrojenja koja nemaju dovoljno jake ili brze inherentne negativne povratne sprege. Na sl. 44 prikazano je delovanje sistema upravljanja raznih brzina (raznih prirodnih frekvencija f_n sistema). Na sl. 44a vidi se promena snage kada nema negativne povratne sprege, a na sl. 44b kada postoji izvesna povratna sprega. Vidi se da sistem upravljačkih apsorbera ima slično dejstvo (računato je sa istom promenom reaktivnosti), ali da je ukupna integrirana (po vremenu) snaga mnogo manja kad postoji povratna sprega.

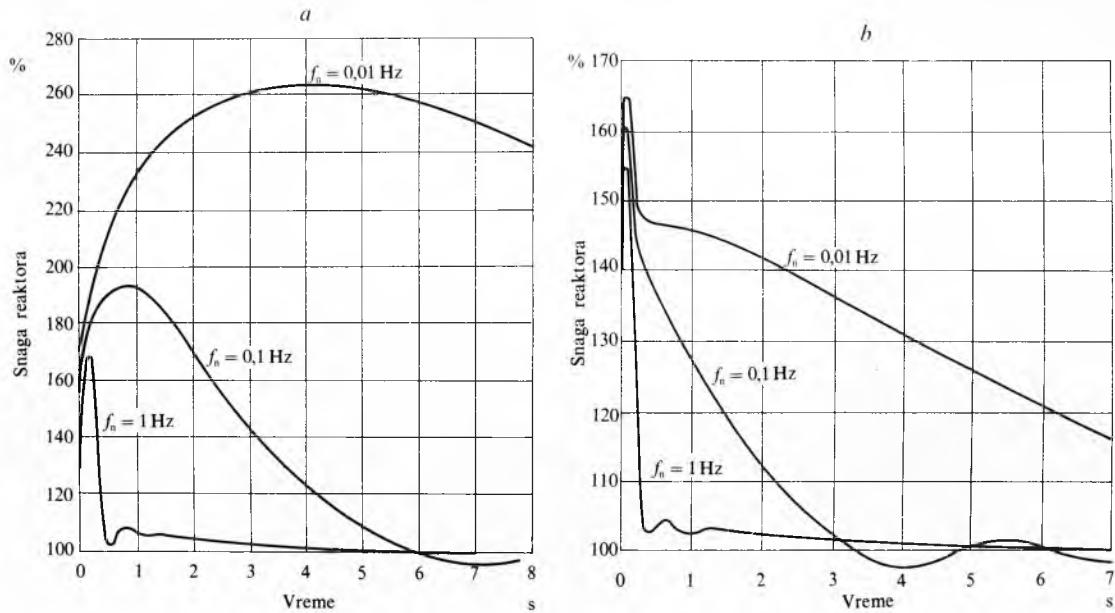
Regulacija reaktivnosti reaktora. Uslovi iskorišćavanja nuklearnih reaktora zahtevaju najčešće rad sa konstantnom snagom. Za takav rad potrebno je održavati reaktor u režimu kritičnosti, odnosno njegova radna reaktivnost treba da bude jednak nuli ($\rho_r = 0$). Kako efekti zatrovanja, utroška goriva, konverzije, temperature i praznina smanjuju reaktivnost reaktora, reaktor mora posedovati ugrađenu pozitivnu reaktivnost ρ_u , kojom se mogu nadoknađivati negativni efekti. Da bi se održalo $\rho_r = 0$,

mora se ugrađena reaktivnost kompenzovati prema stepenu zatrovanja i temperaturi reaktora, te prema stepenu izgaranja i konverziji nuklearnog goriva. Prema tome, reaktor je u svakom trenutku kritičan pod uslovom da je

$$\varrho_r = \varrho_u - (\varrho_p + \varrho_s + \varrho_T + \varrho_c + \varrho_v + \varrho_{komp}) = 0, \quad (120)$$

gde je ϱ_{komp} kompenzovana reaktivnost, a $\varrho_s, \varrho_p, \varrho_T, \varrho_c$ i ϱ_v su promene reaktivnosti usled utroška goriva, zatrovanja, temperature, konverzije goriva i praznina. U tabl. 18 vide se prosečne ugradene reaktivnosti za kompenzaciju pojedinih efekata u nekim tipovima reaktora. Kao što se i moglo očekivati, potrebna je velika ugrađena reaktivnost vodom hlađenih reaktora, jer se mora kompenzovati izgaranje goriva koje se zamjenjuje u velikim vremenskim razmacima. Rezerva reaktivnosti u brzim reaktorima zbog zatrovanja ksenonom i samariumom nije potrebna, jer su tada mali preseci za apsorpciju brzih neutrona.

materijal koji apsorbuje neutrone stavlja u pogodnom obliku u reaktor, čime se najviše deluje na faktor termičkog iskorišćenja neutrona. Postoji veliki izbor materijala sa vrlo visokim apsorpcionim presekom za termičke neutrone (tabl. 19). Iskorišćavaju se i kombinacije tih materijala da bi se pokrio što širi opseg energije neutrona u kome se pojavljuje apsorpcija. Kada su ti materijali u čvrstom stanju važne su i njihove osobine na povišenim temperaturama, jer se u njima generiše znatna toplota (apsorpcija γ -zračenja, apsorpcija sopstvenog zračenja, naročito u boru kad se emituju α -čestice u reakciji sa neutronom). Za intermedijarne reaktore pogodni su i materijali koji imaju izrazite rezonancije za apsorpciju neutrona u epitermičkoj oblasti. Preseci za apsorpciju brzih neutrona redovno su maleni (kao uostalom i za fisiju), te je izbor apsorpcionih materijala ograničen. Najefikasniji je bor, koji u oblasti brzih neutrona ima efikasan presek za apsorpciju $\sim (2\cdots 3) \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$. Promena



Sl. 44. Promena snage reaktora sa vremenom nakon dodavanja pozitivne reaktivnosti koju kompenzuje sistem automatskog upravljanja raznih brzina: a) pri odsustvu inherentne povratne sprege, b) pri delovanju konačne negativne povratne sprege

Radi upravljanja reaktora potrebno je omogućiti da se radna reaktivnost ne samo održava na nuli, da se osigura stacionarni režim, već da se ona može povećavati ili smanjivati za puštanje u rad ili podizanje snage reaktora ($\varrho_r > 0$), te za zaustavljanje ili smanjenje snage reaktora ($\varrho_r < 0$). Kompenzacijom ugrađene reaktivnosti takva se regulacija može ostvariti uz sledeće uslove:

$$\begin{aligned} \text{za } \varrho_r < 0 \quad & |\varrho_{komp}| > |\varrho_{0komp}|, \\ \text{za } \varrho_r > 0 \quad & |\varrho_{komp}| < |\varrho_{0komp}|, \end{aligned} \quad (121)$$

gde je ϱ_{komp} kompenzovana reaktivnost, a ϱ_{0komp} kompenzovana reaktivnost koja održava reaktor kritičnim.

Za upravljanje lančom reakcijom, odnosno za regulaciju reaktivnosti reaktora, može se u principu iskorišćavati više procesa. Najčešća je *parazitska apsorpcija neutrona*. Tada se

reaktivnosti parazitskom apsorpcijom neutrona najčešće se ostvaruje pomoću *apsorpcionih upravljačkih elemenata*, koji se mogu kretati u reaktorskom jezgru tako da se dubina njihova prodora u jezgro može regulisati. Parazitska apsorpcija može se postići i pomoću tzv. *sagorivih otrova*, a isto tako i pomoću otrova u *obliku rastvora* koji se ubrizgavaju u reaktor, obično u tečno rashladno sredstvo, odnosno moderator.

Tablica 19
MATERIJALI ZA UPRAVLJAČKE APSORBERE

	Gustina t/m^3	Temperatura topljenja $^{\circ}\text{C}$	Presek za apsorpciju ter- mičkih neutrona 10^{-28} m^2
Bor	2,33	2300	4010
Bor (izotop ^{10}B)	2,1	2300	755
Kadmijum	8,6	321	2550
Gadolinijum	7,6	1200	46000
Europijum	7,3	1300	4400
Hafnijum	13,3	2130	102

Od ostalih procesa koji utiču na reaktivnost reaktora ponekad služi *promena umicanja neutrona*. Smanjivanjem reaktorskog jezgra povećava se, naime, reaktorski parametar B^2 , čime se povećava umicanje neutrona i tako se smanjuje reaktivnost reaktora. Isti efekt se može postići i povećanjem ili smanjenjem reflektora. Takvo upravljanje reaktorom služi ponekad za reaktore koji imaju jezgro u tečnoj fazi, npr. tečni moderator. Tada se promenom visine moderatora menja i visina jezgra. Isto

Tablica 18
UDEO REAKTIVNOSTI POJEDINIH EFEKATA

Tip reaktora	Udeo reaktivnosti pojedinih efekata prema ukupnoj ugrađenoj pozitivnoj reaktivnosti			
	Zatrovanje %	Temperatura %	Utrošak goriva %	Praznine %
Hlađen i moderiran vodom	3	3	15	—
Klučala voda	3	1	15	3
Gasom hlađeni, grafitom moderirani sa prirodnim uranom	1	2	1	—
Brzi	—	1	0,5	—

tako, ako tečni moderator formira gornji reflektor, promenom razine moderatora menja se debljina reflektora, a time i umicanje neutrona. U reaktoru sa brzim neutronima takvo se upravljanje može postići i uklanjanjem dela čvrstog reflektora (plašta) od oplodnog materijala. Promena količine goriva najčešće služi za regulaciju reaktora. Faktor se umnožavanja neutrona povećava ili smanjuje ako reaktor sadrži više ili manje nuklearnog goriva. To se može iskoristiti za upravljanje reaktorom tako što se ugrađuju upravljački gorivni elementi, tzv. podstrekaci, kojima se broj i položaj u reaktoru može menjati. U reaktoru sa prirodnim uranom mogu npr. upravljački gorivni elementi od obogaćenog urana poslužiti za kompenzaciju izazvane negativne efekata na reaktivnost, kao što je savlđivanje ksenonskog dejstva posle zaustavljanja reaktora.

Bez obzira na istovremenu upotrebu i drugih metoda za menjanje reaktivnosti, u skoro svim nuklearnim reaktorima regulacija se, bar donekle, provodi apsorpcionim elementima (šipkama). U principu takav element može biti i tačkast (oblik kuglice). Uticaj neutronskog apsorbera na reaktivnost proporcionalan je kvadratu gustine neutronskog fluksa u kome se apsorber nalazi, pa je

$$\varrho \propto \Phi^2(\vec{r}). \quad (122)$$

Pomeranjem apsorbera sa mesta manje (periferija) ka mestu veće gustine neutronskog fluksa (središnji deo reaktorskog jezgra) povećava se negativna reaktivnost i obrnuto. U praksi je potrebno apsorbovati mnogo više neutrona nego što to može apsorber malih dimenzija. Zbog toga je šipka od apsorbujućeg materijala najpogodniji oblik. Svaka šipka ili snop šipki ima svoj nezavisni pogon.

Izbor vrste pogonskog uređaja za upravljačke elemente i konstrukcija tih uređaja zavisi od tipa nuklearnog reaktora i od važnosti koju element ima u regulaciji reaktora. Razlikuju se tri osnovne namene upravljačkih elemenata u reaktoru, i to: a) kompenzacioni elementi kompenzuju najveći deo ugrađene reaktivnosti u reaktoru. Kako se ugrađena reaktivnost vrlo sporo menja sa vremenom, potrebna je mala brzina kretanja takvih elemenata ($\sim 0,5 \mu\text{m/s}$). Jedan takav element može da kompenzuje $\sim 2\%$ reaktivnosti; b) regulacioni elementi služe za ručnu ili automatsku kompenzaciju manjih promena reaktivnosti ili za obezbeđenje pozitivne, odnosno negativne radne reaktivnosti radi podizanja, odnosno smanjivanja snage reaktora. Dozvoljava se brzina promene reaktivnosti od $\sim 2 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$, čemu često odgovara brzina kretanja elementa od $\sim 0,1 \text{ m/s}$. Ukupni ekvivalent reaktivnosti tih elemenata je obično ograničen na $5 \cdot 10^{-3}$, odnosno na vrednost manju nego što je potrebno za promptnu kritičnost; c) sigurnosni elementi, ručno ili automatski, na signal neke neispravnosti ili druge potrebe naglog zaustavljanja reaktora, prodire u reaktor i zaustavljaju lančanu reakciju. Njihov se položaj ne reguliše kontinualno, već posebni, obično magnetski mehanizam otpušta sigurnosne elemente da slobodnim padom prođu u reaktor. Ako je kretanje elemenata horizontalno, pokreće ih posebni pneumatski, hidraulični ili opružni mehanizmi. Brzina kretanja sigurnosnih šipki iznosi nekoliko metara u sekundi.

Za fino pozicioniranje upravljačkih elemenata, kao što su kompenzacioni i regulacioni elementi, služi hidraulični, pneumatski ili mehanički (električni) pogon. U reaktorima sa zaprivenim jezgrom, kakvi su svi energetski reaktori, upotrebljava se magnetska opruga aktivnog dela mehanizma smeštenog van reaktorskog suda i upravljačkog elementa smeštenog unutar suda. Pri tome je kretanje upravljanog elementa obično u malim koracima po $1\cdots 3 \mu\text{m}$.

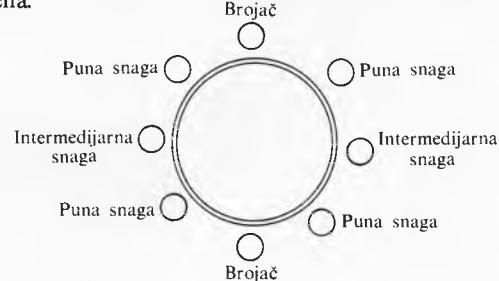
Za kompenzaciju viške reaktivnosti iznad onog potrebnog za rad reaktora služe i sagerivi otrovi. Taj postupak se sastoje u tome da se jak neutronski apsorber razmesti po reaktoru, npr. tako što se izmeša sa gorivom. Time se ugrađena reaktivnost reaktora može znatno umanjiti. Usled apsorpcije neutrona u tom apsorberu nastaje novo jezgro sa mnogo manjim presekom za apsorpciju neutrona. Time se zapravo uklanja takav otrov i smanjuje kompenzovana reaktivnost. Tako se smanjenje reaktivnosti utroškom nuklearnog goriva nadoknade reaktivnošću dobijenom uklanjanjem sagerivih otrova.

INSTRUMENTACIJA REAKTORSKOG POSTROJENJA

Instrumentacija reaktorskog postrojenja služi za dobijanje slike o stanju postrojenja, čime se omogućuju intervencije potrebne za ispravan i ekonomičan rad postrojenja. Isto tako instrumentacija signališe opasna stanja i omogućuje preduzimanje postupaka kojima bi se takva stanja otklonila. S obzirom na slična postrojenja (npr. termoelektrane) instrumentacija reaktorskog, posebno energetskog postrojenja, ima i mnoge specifičnosti. Ona se od instrumentacije u konvencionalnim energetskim postrojenjima uglavnom razlikuje u sledećem: a) osnovni je proces u nuklearnom energetskom postrojenju lančana reakcija fisije. Stoga se za dobijanje podataka o radu energetskog izvora, tj. nuklearnog reaktora, mora raspolažati nuklearnom instrumentacijom kojom se registruju neutroni raznih brzina; b) nuklearne procese prati nuklearno zračenje i stvaranje radioaktivnih materijala koji se raznose praktično u sve delove postrojenja. Zbog toga su radi zaštite osoblja i okoline potrebna brojna merenja zračenja (dozimetrija zračenja) u postrojenju i u njegovim prostorijama, pa i u okolini; c) deo nuklearne, pa i konvencionalne instrumentacije, posebno one koja se nalazi u nuklearnom reaktoru, radi pod vrlo specifičnim uslovima jakog zračenja, visokog pritiska i temperature. To zahteva posebna rešenja kako se vremenom ne bi menjale karakteristike instrumentacije.

S obzirom na sigurnosne aspekte nuklearnih energetskih postrojenja od instrumentacije se traži velika pouzdanost u radu, te se na pojedinim mernim mestima često instrumenti udvostručuju ili utrostručuju.

Snaga reaktora meri se neutronskim detektorima koji su obično postavljeni u reflektoru, sa spoljne strane reflektora, odnosno, ako se radi o sudu pod pritiskom, van suda. U prvoj aproksimaciji gustina neutronskog fluksa na mesto u kojem se reflektor predstavlja meru za srednju gustinu neutronskog fluksa u gorivu reaktora, pa i za ukupnu snagu reaktora. To, međutim, nije potpuno tačno jer srednja gustina fluksa za istu snagu raste sa potrošnjom goriva u reaktoru, jer se raspodela gustine fluksa u reaktoru menja zbog nejednolikog izgaranja goriva, nejednolike konverzije i nejednolikog zatrovanja reaktora. Osim toga, i položajem upravljačkih apsorbera menja se lokalna gustina fluksa, što može da ima odraza i na registraciju obližnjih merača. Raspodelom više neutronskih detektora na pogodnim mestima oko reaktorskog jezgra (sl. 45) može se dobiti proporcionalnost snage nuklearnog reaktora i gustine neutronskog fluksa u detektoru koja će važiti bar u izvesnom periodu vremena.



Sl. 45. Položaj neutronskih detektora oko reaktorskog jezgra

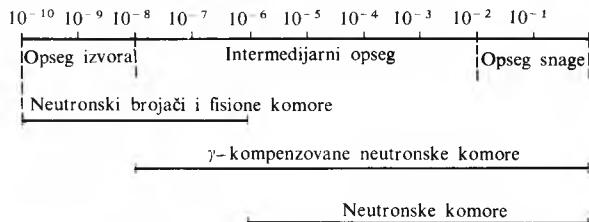
Za registraciju gustine neutronskog fluksa radi određivanja snage reaktora najviše se iskorišćavaju gasni detektori punjeni borom (v. Detekcija nuklearnih zračenja, TE 3, str. 242) u kojima nastaju reakcije $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, a zatim donekle i fisione komore (jonizacione komore punjene fasilnim materijalima). Druge vrste detektora neutrona se redje upotrebljavaju jer im se menjaju karakteristike. Praćenje odvijanja lančane reakcije zahteva da se neutronski fluks registruje i kod vrlo malih snaga reaktora, $10^{10}\cdots 10^{12}$ puta manjim od nominalne snage kada je reč o reaktorima velike snage. Jedan neutronski detektor ne može da pokrije celo područje vrednosti, te se obično upotrebljavaju tri grupe detektora (sl. 46).

Na osnovu informacija o gustini neutronskog fluksa može se neposredno odrediti i vremenska konstanta reaktora, tj. vreme potrebno da gustina neutronskog fluksa poraste (ili

opadne) $e = 2,718$ puta. To je merenje potrebno da bi se dobio neposredan uvid u radnu reaktivnost reaktora. Iz eksponencijalne zavisnosti gustine neutronskog fluksa od vremena proizlazi da je

$$\frac{d}{dt} \lg \Phi = \frac{1}{T}. \quad (123)$$

Budući da neutronski detektor pretvara gusinu neutronskog fluksa u neku električnu veličinu, može se logaritmovanje i diferenciranje izvršiti pogodnim elektronskim kolima, tako da se direktno registruje veličina $1/T$, odnosno T . Merenje vremenske konstante može se ostvariti i integraljenjem signala za $\Phi(t)$.



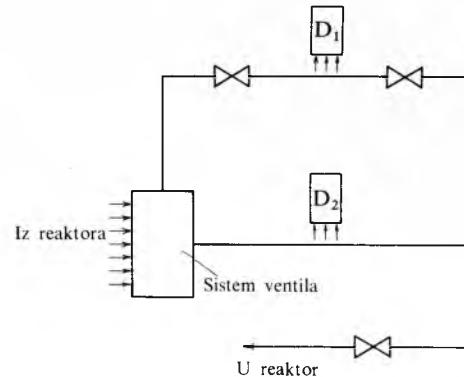
Sl. 46. Opsezi osetljivosti neutronskih detektorova

Da se dobiju podaci o raspodeli generisanja snage u reaktoru, neophodni su podaci o raspodeli gustine neutronskog fluksa unutar reaktorskog jezgra. Tada je potrebna posebna unutrašnja nuklearna instrumentacija reaktora. To su minijaturne ionizacione komore sa borom, raspoređene na pogodnim mestima u reaktoru ili komore sa borom koje se kreću u posebnim kanalima pomoću mehanizama sličnih onima za pokretanje upravljačkih elemenata. Alternativno ili komplementarno ozračuju se u posebnim kanalima neutronski indikatori, obično u obliku kuglica. Njihova radioaktivnost, koja je proporcionalna integrisanoj gusinu neutronskog fluksa po vremenu na mestu gde se ozračuju, meri se van reaktora postupkom koji je obično potpuno automatizovan. Ponekad se u istu svrhu meri raspodela temperature u reaktoru, jer temperatura zavisi od raspodele gustine neutronskog fluksa, odnosno od generisanja snage u reaktoru. Unutar reaktorskog jezgra raspoređena je i druga instrumentacija, posebno merači temperature na raznim delovima gorivnog elementa, merači lokalnog protoka rashladnog sredstva, merači razlike pritiska i drugo.

Gorivni su elementi najosetljiviji deo reaktorskog postrojenja. Oni delovanjem zračenja kombinovanog sa korozijom mogu da pretrpe ozbiljna oštećenja. Takva se oštećenja najpre manifestuju prskanjem košuljice goriva, zbog čega prodiru radioaktivni fisioni proizvodi u rashladno sredstvo i druge delove postrojenja. Kako je to krajnje nepoželjno širenje radioaktivnosti, važno je što ranije otkriti oštećeni gorivni element i eventualno ga ukloniti. Zbog toga je potrebna detekcija prskanja košuljice. Jedna je od mogućnosti detekcije da se meri promena temperature rashladnog sredstva na izlazu iz gorivnog kanala (ili kasete sa gorivnim elementima). Prskanjem košuljice i drugim oštećenjem gorivnog elementa povećava se hidraulični otpor kanala za hlađenje, čime se smanjuje protok rashladnog sredstva i povećava njegova temperatura. Druga je mogućnost, koja je široko u upotrebi, sastoji u detekciji povećanja radioaktivnosti rashladnog sredstva usled prodora fisionih produkata. Povećanje radioaktivnosti rashladnog sredstva meri se u ukupnom rashladnom sredstvu koje napušta reaktor, u rashladnom sredstvu iz grupe kanala gorivnih elemenata radi bliže lokacije oštećenog gorivnog elementa, te u rashladnom sredstvu iz pojedinačnih kanala gorivnih elemenata. Uzimanje uzorka rashladnog sredstva omogućuje poseban sistem cevi i ventila na izlazu iz kanala ili kasete (sl. 47).

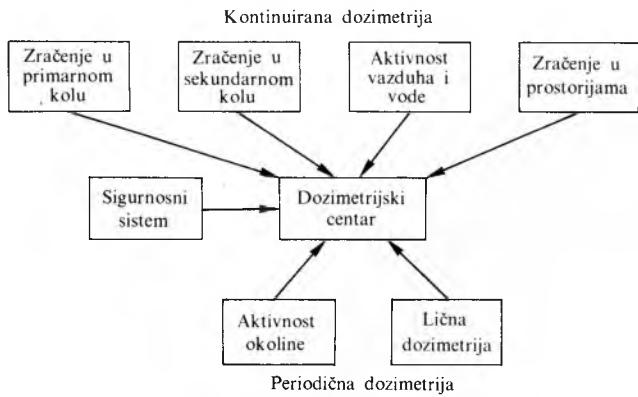
Pored nuklearne instrumentacije, za upravljanje reaktorskim postrojenjem služi i raznovrsna konvencionalna instrumentacija

za merenje veličina koje određuju termičke i električne parametre postrojenja. Tako se mere temperature rashladnog sredstva na izlazu i na ulazu u reaktor, temperature reaktorskog suda, istezanje reaktorskog suda (radi određivanja napona) i dr. U primarnom se kolu, pored temperature i protoka rashladnog sredstva, meri pritisak i pad pritiska rashladnog sredstva, njegova razina u rezervoaru pritiska, njegovo curenje na ventilima, sastavima i dr. U sekundarnom kolu mere se temperature, pritisci i drugo.



Sl. 47. Sistem za detekciju prskanja košuljice gorivnog elementa

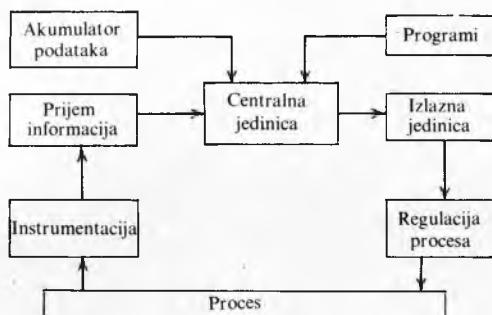
U instrumentaciji reaktorskog postrojenja nalazi se i dozimetarska instrumentacija kojom se određuje intenzitet zračenja unutar postrojenja i van njega. Takva dozimetarska instrumentacija može se podeliti na onu kojom se nadzire zračenje unutar postrojenja i na zračenje prostorija i okoline. Dozimetrija unutar postrojenja uključuje, pored već navedenih mera, zračenje rashladnog sredstva unutar reaktora, merenje zračenja u ostalim delovima primarnog kola i u sekundarnom kolu, te u uređaju za transport i stacioniranje ozračenih gorivnih elemenata. Posebno se brižljivo meri radioaktivnost vazduha za ventilaciju, otpadnih voda i drugih radioaktivnih otpadaka. Nuklearno zračenje registruje se u prostorijama postrojenja, a posebno na mestima gde može curiti rashladno sredstvo. Sva su ta mera kontinualna, a njihovi rezultati služe za upravljanje sigurnosnim sistemom postrojenja. Osim toga, provode se i brojna periodična mera zračenja kao što je radioaktivnost vazduha, vode, tla i vegetacije okoline, zatim kontrola doze zračenja koju prima osoblje koje radi u postrojenju (lična dozimetrija) i dr. Na sl. 48 prikazan je shematski jedan od dozimetrijskih sistema reaktorskog postrojenja.



Sl. 48. Dozimetrijski sistem reaktorskog postrojenja

Podatke koje registruje instrumentacija reaktorskog postrojenja obrađuje procesni računar. Takav računar je neophodan iz više razloga. Prvo, broj mernih mesta može da iznosi i više hiljada, naročito kada je reč o energetskim reaktorima. Isto toliko ima i registratora i drugih indikatora. Osim toga, ograničenja za pojedine parametre uključuju takođe veoma mnogo signala opomene. Drugo, nuklearna reaktorska postro-

jenja zbog velikih investicionih ulaganja moraju se upotrebjavati kao bazne elektrane, odnosno treba da budu maksimalno iskorišćena. Zbog toga postrojenja rade sa maksimalnim opterećenjima, odnosno teži se da jednovremeno svi parametri postrojenja budu blizu dopuštene granice. U takvim napregnutim uslovima potrebno je imati što potpuniji uvid u sve što se događa u postrojenju i istovremeno donositi zaključke o stanju postrojenja. To se efikasno može ostvariti samo pomoću procesnog računara. Na sl. 49 prikazana je shema upotrebe procesnog računara u nuklearnoenergetskom postrojenju. U centralnoj jedinici primaju se podaci iz procesa i oni se obrađuju



Sl. 49. Procesni računar u reaktorskom postrojenju

pomoću zadatih programa. Obradene informacije direktno ili indirektno utiču na proces. Procesni računari u nuklearnoenergetskim postrojenjima razlikuju se između ostalog i prema tome koliko utiču na automatizaciju procesa upravljanja, zatim prema usavršenosti matematičkih modela na osnovu kojih se obavljaju proračuni i provodi optimizacija i dr.

NUKLEARNI REAKTORI ZA ENERGETSKA POSTROJENJA

I pored toga što su sva nuklearna energetska postrojenja zasnovana na procesu lančane reakcije fisije i, kada je reč o jedinicama velike snage, na parnom ciklusu pretvaranja toplote u mehanički rad, brojni su tipovi nuklearnih energetskih postrojenja, a posebno nuklearnih reaktora. Tip i karakteristike postrojenja zavise od namene postrojenja i njegove snage, ali i od mnogih drugih termičkih i ekonomskih uslova, pa i strategije razvoja i uvođenja nuklearne energije u elektroenergetske sisteme. Posmatrajući elemente koji karakterišu tipove nuklearnih reaktora i nuklearnih energetskih postrojenja, može se navesti sledeće za sadašnji stepen razvoja.

Energija neutrona. U nuklearnim energetskim postrojenjima u komercijalnoj eksploataciji upotrebljavaju se termički nuklearni reaktori; brzi su nuklearni reaktori u razvoju i sagrađeni prototipovi se ispituju, dok se intermedijarni reaktori više ne razvijaju.

Način mešanja nuklearnog goriva i moderatora. Svi su današnji termički reaktori u nuklearnim energetskim postrojenjima heterogeni. Homogeni ili, tačnije, kvazihomogeni reaktori za sada su u fazi razvoja. Kada su rešetke goriva retke (reaktori moderirani grafitom i teškom vodom), reaktori su obično kanalskog tipa sa odvojenim moderatorom i rashladnim sredstvom. Kad su rešetke guste (moderator obična voda), moderator je ujedno rashladno sredstvo.

Nuklearno gorivo. Iskorišćava se prirodni ili slabo obogaćeni uran. Visoko obogaćeni uran upotrebljava se samo za brze reaktore ili za termičke reaktore specijalne namene (male pokretne nuklearne elektrane i toplane). Veštački fisički materijali (plutonijum, uran 233) iskorišćavaju se za sada (eksperimentalno) u mešavini sa uranom.

Oplodnja nuklearnog goriva. Termički reaktori pored ^{238}U , sadržanog u velikom procentu u prirodnom i slabo obogaćenom uranu, upotrebljavaju (eksperimentalno) i torijum radi konverzije u ^{233}U . Brzi reaktori pored fisičnog materijala sadrže i ^{238}U kao oplodni materijal.

Vrste moderatora. U termičkim nuklearnim reaktorima danas se najviše iskorišćava obična voda, grafit i teška voda. Upotreba je organskih tečnosti i berilijuma napuštena.

Primarno reaktorsko rashladno sredstvo. Upotrebljava se najviše obična voda (u reaktorima moderiranim i hlađenim običnom vodom, te u nekim tipovima reaktora moderiranim grafitom i teškom vodom), ugljen-dioksid (u reaktorima moderiranim grafitom i nekim reaktorima moderiranim teškom vodom), a zatim helijum (u visokotemperaturnim reaktorima moderiranim grafitom) i teška voda (u reaktorima moderiranim teškom vodom). Organske tečnosti kao rashladna sredstva više se ne upotrebljavaju.

Odvodenje toplote iz reaktora. U većini postrojenja rashladno sredstvo povećava samo svoju unutrašnju energiju, koju u izmenjuvajuću toplote predaje radnom fluidu. I drugi način odvođenja toplote, kada rashladno sredstvo menja fazu u reaktoru (ključanje), primjenjen je u mnogim nuklearnim energetskim postrojenjima.

Toplotni ciklus. Parna turbina najčešće radi sa zasićenom vodenom parom (reaktori hlađeni i moderirani vodom ili teškom vodom). Kad je reaktor hlađen gasom ili tečnim metalom, vodena se para i pregrevaja.

Izmena goriva. U nekim tipovima reaktora (hlađenim gasom, teškom vodom i dr.) gorivo se menja postepeno, u toku rada reaktora, a u drugima (reaktori hlađeni i moderirani vodom) gorivo se menja diskontinualno za vreme obustave pogona reaktora.

Ima, dakle, mnogo osnovnih parametara nuklearnog energetskog postrojenja, što otežava njihov izbor. Međutim, nuklearno energetsko postrojenja mora uvek zadovoljiti sledeće osnovne uslove: uspešno odvijanje lančane reakcije, povoljno iskorišćenje goriva, efikasno odvođenje toplote iz reaktora, pretvaranje toplote u mehanički rad uz dovoljno visoki stepen iskorišćenja postrojenja, sigurnost i ekonomičnost.

Tablica 20
MOGUĆE KOMBINACIJE MATERIJALA JEZGRA NUKLEARNOG REAKTORA

Moderator	Termički reaktori						Brzi reaktori
	Grafit		Teška voda		Obična voda		
Gorivo \ Rashladno sredstvo	PU	SOU	PU	SOU	PU	SOU	Samo veoma obogaćeni uranijum ili PU
Gas	GCR	AGR HTGR	++	++	-	+	+
Obična voda	-	LWGR	++	++	-	PWR BWR	-
Teška voda	+	+	PHWR	+	-	+	-
Organske tečnosti	-	+	+	+	-	+	-
Tečni metali	-	++	+	+	-	-	LMFBR

PU prirodni uran, SOU slabo obogaćeni uran; skraćenice tipova reaktora u tabl. 21 i tekstu

Tipovi energetskih reaktora. Spomenuti uslovi nameću izvesna ograničenja s obzirom na izbor sastava reaktorskog jezgra, pri čemu se neke kombinacije isključuju. U tabl. 20 dat je pregled mogućih kombinacija nekih od osnovnih materijala nuklearnih postrojenja. Oznaka — znači da je takva kombinacija nemoguća, jer se lančana reakcija ne može ostvariti ili se ne može dobiti dovoljna ugrađena reaktivnost, oznaka + znači da je kombinacija u principu moguća. Sa ++ označene su kombinacije koje se upotrebljavaju u nekim nuklearnim pos-

trojenjima, a sa slovnim skraćenicama označeni su tipovi postrojenja koji se danas grade.

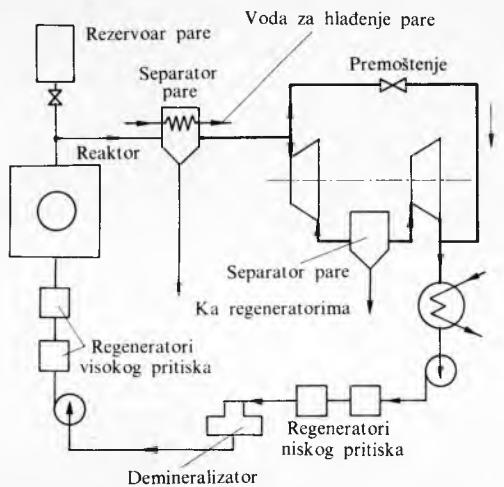
Tipovi nuklearnih reaktora koji su do danas građeni, sa svojim osnovnim karakteristikama, navode se u tabl. 21.

Ako se pored pomenutih upotrebljavaju i drugi moderatori (u eksperimentalnim postrojenjima), tada cirkonijum-hidrid (ZrH) i organske tečnosti imaju otprilike iste mogućnosti kao i obična voda, a berilijum i berilijum-oksid (BeO) kao grafit.

Tablica 21
TIPOVI NUKLEARNIH REAKTORA

Znak	Izvorni naziv	Naziv	Rashladno sredstvo	Moderator	Gorivo
AGR	Advanced Gas Cooled Reactor	Usavršeni gasom hlađeni reaktor	Gas	Grafit	Slabo obogaćeni uran
BLWHWR	Boiling Light Water Heavy Water Reactor	Teškovodni reaktor hlađen ključalom običnom vodom	Klučala obična voda	Teška voda	Prirodni ili slabo obogaćeni uran
BLWR	Boiling Light Water (Heavy Water) Reactor	"	"	"	"
BWR	Boiling Water Reactor	Reaktor s ključalom vodom	Klučala voda	Ista voda	Slabo obogaćeni uran
CANDU	CANada Deuterium Uranium	(PHWR razvijen u Kanadi)	Teška voda	Teška voda	Prirodni uran
FBR	Fast Breeder Reactor	Brzi oplodni reaktor	Tečni metal ili gas	nema	Visoko obogaćeni uran ili plutonijum ili uran 233
GCHWR	Gas Cooled Heavy Water Reactor	Reaktor hlađen gasom i moderiran teškom vodom	Gas	Teška voda	Prirodni uran
GCR	Gas Cooled Reactor	Reaktor hlađen gasom	Gas (obično ugljen-dioksid)	Grafit	"
HTR	High Temperature Reactor	Visokotemperaturni reaktor	Gas ili tečni metal	"	Obogaćeni uran
HTGR	High Temperature Gas (Cooled) Reactor	Visokotemperaturni gasom hlađeni reaktor	Helijum	"	"
HWR	Heavy Water Reactor	Teškovodni reaktor	Teška voda ili gas ili obična voda	Teška voda	Prirodni uran, slabo obogaćeni uran, uran 233, plutonijum
LGR	Light (Water) Graphite Reactor	Reaktor s grafitom hlađen običnom vodom	Obična voda	Grafit	Slabo obogaćeni uran
LMFBR	Liquid Metal Fast Breeder Reactor	Oplodni reaktor hlađen tečnim metalom	Tečni metal (natrijum)	nema	Visoko obogaćeni uran ili plutonijum
LWBR	Light Water Breeder Reactor	Lakovodni oplodni reaktor	Obična voda	Ista obična voda	Uran 233
LWCHW	Light Water Cooled Heavy Water (Reactor)	Teškovodni reaktor hlađen običnom vodom	"	Teška voda	Obogaćeni uran
LWR	Light Water Reactor	Lakovodni reaktor (hlađen i moderiran običnom vodom)	Obična voda	Ista obična voda	Slabo obogaćeni uran, uran 233, plutonijum
LWGR	Light Water Graphite Reactor	Lakovodni reaktor moderiran grafitom	"	Grafit	Slabo obogaćeni uran
MSR	Molten Salt Reactor	Reaktor hlađen rastaljenim solima	Rastaljene soli	Rastaljene soli	"
OMR	Organic Moderated Reactor	Reaktor s organskim moderatorom	Organska tečnost	Ista organska tečnost	"
PHWR	Pressurized Heavy Water Reactor	Reaktor hlađen teškom vodom pod pritiskom	Teška voda pod pritiskom	Teška voda pod pritiskom	Prirodni uran
PLWHWR	Pressurized Light Water (Cooled) Heavy Water Reactor	Reaktor hlađen običnom vodom pod pritiskom i moderiran teškom vodom	Obična voda pod pritiskom	Teška voda	"
PWR	Pressurized Water Reactor	Reaktor hlađen vodom pod pritiskom	"	Ista obična voda	Slabo obogaćeni uran
SGHWR	Steam Generating Heavy Water Reactor	Reaktor hlađen ključalom običnom vodom	Obična voda	Teška voda	Prirodni ili slabo obogaćeni uran
TWR	Thermal Breeder Reactor	Termički oplodni reaktor	Teška voda, gas	Teška voda, grafit	Uran 233
VVR (rus. BBP)	Vodo-vodenj reaktor	Vodo-vodenj reaktor (u SSSR naziv za PWR)	Obična voda	Ista obična voda	Slabo obogaćeni uran

Reaktor sa ključalim rashladnim sredstvom (sl. 50) jedan je od dosta upotrebljivanih tipova termičkih nuklearnih reaktora za energetska postrojenja. U njemu primarno reaktorsko rashladno sredstvo, redovno voda, ključa i pretvara se u paru. U takvim se reaktorima najčešće upotrebljava obična voda i kao rashladno sredstvo i kao moderator (tip BWR). Gorivo mora biti obogaćeni uran, i to, osim kada je potrebno što manje reaktorsko jezgro i kada ekonomika goriva ne nameće posebne probleme (postrojenja za specijalnu namenu), slabo obogaćeni uran ($1,5\cdots 3,5\%$). Optimalna je rešetka u takvim reaktorima vrlo gusta, te se rashladno sredstvo ne može razdvojiti od moderatora, odnosno moderator je i rashladno sredstvo. Upotrebom grafita kao moderatora (tip LWGR) ne može se izbjeći obogaćeni uran kao gorivo, jer grafitni moderator daje reaktorski sistem sa malim viškom reaktivnosti koji ne dozvoljava pogoršanje neutronskog bilansa prisustvom vode. Ako je moderator teška voda, višak faktora umnožavanja neutrona dovoljno je veliki, pa se može upotrebiti prirodni uran kao gorivo i obična voda kao moderator. I teška voda može biti ključalo rashladno sredstvo, ali se to ne čini jer postoji mogućnost isticanja teške vode iz sistema, te njena eventualnog mešanja sa običnom vodom u kondenzatoru hlađenom običnom vodom.



Sl. 50. Reaktor sa ključalom vodom i sa direktnim ciklusom

Reaktor sa ključalim rashladnim sredstvom ima niz prednosti s obzirom na reaktor hlađen običnom vodom pod pritiskom. Te su prednosti: intenzivnije odvođenje topote, manji pritisak u reaktoru i mogućnost direktnе upotrebe pare iz reaktora kao radnog fluida, tako da ne mora postojati izmenjivač topote, odnosno generator pare. Reaktor s ključalom vodom ima i mnoge nedostatke zbog kojih je bio zaostao u razvoju s obzirom na reaktor sa vodom pod pritiskom, ali su ti nedostaci tehnološkim napretkom veoma umanjeni.

Jedan je od nedostataka reaktora sa ključalom vodom radioaktivnost proizvedene pare. Budući da para dolazi direktno iz reaktora, nosi i druge gasove, među kojima i radioaktivne fisione produkte. Taj nedostatak dolazi do izražaja kada se para primarnog rashladnog sredstva iskorističava i kao radni fluid parne turbine (što je danas redovna pojava), tj. kada se primenjuje direktni ciklus. Tada se radioaktivni gasovi nalaze u čitavom kolu radnog fluida, a najviše u kondenzatoru.

Drugi je nedostatak takva reaktora u tome što se stvaraju mehuri koji utiču na reaktivnost reaktora, i što fluktuacije pojave mehurâ doprinose fluktuaciji snage reaktora. Međutim, sadržaj pare do 20% zapremine ne stvara takve fluktuacije snage koje ometaju normalni pogon reaktora. Ograničenje sadržaja pare u reaktoru značilo bi i ograničenje snage, ali se recirkulacijom mešavine vode i pare postiže mnogo brže oslobođanje mehurâ, te ograničenje snage praktično ne postoji. U istu svrhu su ranije upotrebljavana i druga rešenja, kao što je dvostruki ciklus, ali su ona napuštena.

Pojavom mehurâ pare u moderatoru razređuje se moderator, što menja faktor umnožavanja neutrona u beskonačnoj

sredini, prvenstveno zbog uticaja na faktor iskorističenja termičkih neutrona f i na faktor izbegavanja rezonancija p . Uticaj mehurâ pare na faktor umnožavanja neutrona zavisi prvenstveno od toga da li je sistem bez mehurâ premoderiran ili podmoderiran. Ako je sistem podmoderiran, pojava mehurâ dalje će snižavati faktor umnožavanja neutrona. Budući da sigurnost zahteva da efekt mehurâ na reaktivnost bude negativan (u protivnom bi povećanje snage reaktora pobudivalo preko pojačanog stvaranja mehurâ dalje povećanje snage), reaktori sa ključalom vodom moraju biti podmoderirani. Sa pojавom mehurâ pare raste i dužina usporavanja neutrona L_s i difuziona dužina neutrona L , tako da mehuri povećavaju umicanja brzih i termičkih neutrona, te efektivni faktor umnožavanja neutrona opada. Povećanje verovatnoće umicanja neutrona iz sistema odnosi se prvenstveno na periferne neutrone. Stoga, da bi pojava mehurâ imala negativan efekat na reaktivnost reaktora, pribegava se često jačem obogaćenju urana na periferiji reaktorskog jezgra. Time se postiže veće stvaranje neutrona na periferiji, tako da i ideo umaklih neutrona raste. U reaktorima kanalskog tipa (moderiranih grafitom ili teškom vodom) voda sačinjava manji deo moderatorskog materijala, te bi se mogao očekivati i manji uticaj mehurâ na reaktivnost. Međutim, voda je mnogo jači apsorber neutrona nego grafit ili teška voda, te pojava mehurâ umanjuje apsorpciju neutrona u vodi, tako da efekt mehurâ može da ima nepoželjni pozitivni uticaj na reaktivnost reaktora.

Reaktor sa ključalom vodom u direktnom ciklusu (BWR) nema sposobnost samoregulacije s obzirom na promenu snage turbine. Kada zbog većeg opterećenja turbine poraste utrošak pare, smanjuje se pritisak pare, a time i pritisak u reaktoru. To pobudjuje jače ključanje, te reaktivnost reaktora opada, smanjujući i snagu reaktora, umesto da je povećava zbog veće proizvodnje pare. Taj se nedostatak može nadoknaditi: a) ugradnjom rezervoara pare iz koga se para iskorističava pri većoj potrošnji, b) obilaznim vodom (by-pass) pored turbine kroz koji se pri maloj potrošnji odvodi deo pare direktno u kondenzator, a pri većoj potrošnji taj se vod zatvara i c) povećanom recirkulacijom mešavine vode i pare u reaktoru, čime se ubrzava oslobođanje mehurâ.

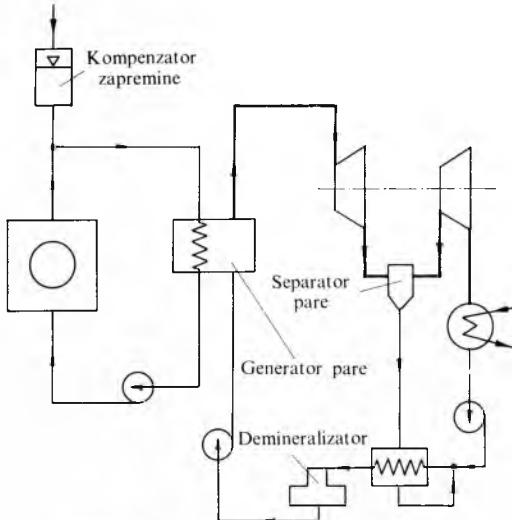
Ako se ne predvide posebne mogućnosti za pregrevanje pare, reaktor sa ključalom vodom proizvodi zasićenu paru. Reaktori moderirani i hlađeni običnom vodom imaju gustu rešetku gorivnih elemenata i veoma je teško izdvajati deo reaktora u koji bi se dovodila zasićena para radi pregrevanja. U reaktorima kanalskog tipa pregrevanje pare u principu je moguće i u reaktoru ako se predvide gorivni kanali sa višom temperaturom nego u kanalima u kojima se generiše para.

Reaktor hlađen vodom pod pritiskom. Termički reaktori hlađeni vodom pod dovoljno visokim pritiskom da voda ne ključa u reaktoru upotrebljavaju se veoma često u današnjim nuklearnim energetskim postrojenjima. Takvi reaktori imaju sa reaktorima sa ključalom vodom zajednički nedostatak: visoki pritisak u reaktoru uz relativno nisku temperaturu rashladnog sredstva koja ne omogućuje pregrevanje pare (osim eventualno u posebnim pregrevajućim delovima postrojenja). Upotreba zasićene pare kao radnog fluida znači da je specifičan rad pare malen i da turbina mora raditi sa vlažnom parom. S obzirom na reaktore sa ključalom vodom nedostatak je reaktora hlađenih vodom pod pritiskom u tome što rade sa višim pritiskom u reaktoru i što je potreban izmenjivač topote (generator pare), što čini konstrukciju postrojenja složenijom (sl. 51). Prednosti su reaktora hlađenih vodom pod pritiskom i u tome što nemaju teškoća koje nastaju zbog pojava mehurâ, jer u njima voda ne ključa, što poseduju znatnu inherentnu regulaciju (samoregulaciju), što dobro reaguju na potrebe pare u turbini i što nema teškoća zbog reaktivnosti radnog fluida.

Reaktori hlađeni običnom vodom pod pritiskom imaju običnu vodu kao moderator, ređe grafit. Sa vodom kao moderatorom ne može se kao gorivo upotrebiti prirodni uran, pa se u takvim reaktorima upotrebljava slabo obogaćeni uran. Rashladno sredstvo može biti i teška voda pod pritiskom, ali se ona upotrebljava samo u reaktorima koji su i moderirani teškom vodom. Kada je moderator teška voda ili grafit, ne mora se

održavati visoki pritisak u čitavom reaktoru, već samo u gorivnim kanalima. U reaktorima moderiranim i hlađenim običnom vodom pod pritiskom (PWR) rešetka je goriva gusta i visoki pritisak se mora održavati u čitavom reaktoru, odnosno u reaktorskom sudu.

Da bi se izbeglo ključanje vode, pritisak u reaktoru mora biti veći od pritiska zasićene pare na temperaturi rashladnog sredstva. Postizanje i održavanje potrebnog pritiska obezbeđuje posebni uređaj — regulator pritiska (v. *Nuklearna energetska postrojenja*). Kad je sprečeno zapreminsko ključanje, ne znači da se neće pojaviti neko površinsko ključanje na gorivnim elementima. To nije nepoželjno, jer takvo ključanje omogućuje bolje prenošenje toplote sa gorivnog elementa na rashladno sredstvo. Radi sprečavanja ključanja reaktor mora biti pothlađen, tj. mora postojati razlika između temperature zasićenja T_s i temperature rashladnog sredstva T_h . Ta razlika obično iznosi 10...30 K.



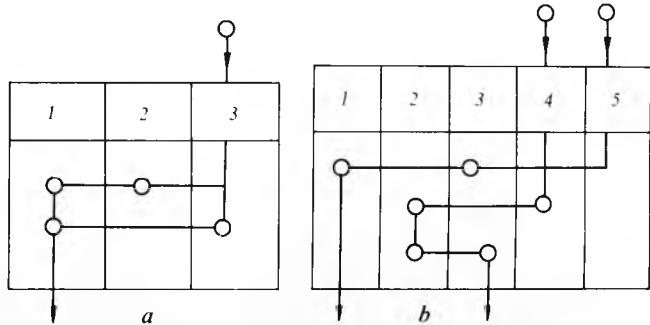
SL. 51. Reaktor hlađen vodom pod pritiskom

Razlika između izlazne i ulazne temperature rashladnog sredstva treba da bude što niža kako bi, između ostalog, srednja temperatura na kojoj se predaje toplota radnom fluidu bila što viša, da bi se postigao što viši stepen termičkog iskorišćenja. Pored niske temperature rashladnog sredstva, i to je jedan od razloga zbog koga se ne može pregrevavati para, te nuklearna energetska postrojenja sa reaktorima hlađenim vodom pod pritiskom rade sa zasićenom parom.

Jedna od najvažnijih pozitivnih osobina nuklearnih energetskih postrojenja sa reaktorom hlađenim vodom pod pritiskom jest dobra samoregulacija reaktora. Temperaturni koefficijent reaktivnosti reaktora hlađenih i moderiranih vodom može se učiniti dovoljno negativnim. To naročito vredi ako je reaktor podmoderiran, pa se sa povišenjem temperature razređuje moderator i tako postaje još više podmoderiran. Ako reaktivnost reaktora iz bilo kog razloga poraste, porašće snaga i temperatura, pa će se smanjiti i reaktivnost reaktora. To neće dozvoliti znatno povećanje snage reaktora pri pozitivnim promenama reaktivnosti. U tom se tipu reaktora takođe proizvodnja pare dobro prilagođuje potrebama pare u turbini, tako da za promene potrebe pare do ~10% nije potrebno dejstvo upravljačkog sistema. Ako poraste potrošnja pare, smanjiće se pritisak i temperatura pare, što će povećati razliku temperaturu između primarnog i sekundarnog kola u izmenjivaču topline, pa će se intenzivnije odvoditi toplota iz primarnog rashladnog sredstva reaktora. Padom temperature primarnog rashladnog sredstva porašće reaktivnost reaktora, pa će se povećati i snaga reaktora. Reaktori moderirani grafitom ili teškom vodom nemaju tako veliki temperaturni koefficijent reaktivnosti, te oni nemaju sposobnost samoregulacije.

U reaktorima moderiranim i hlađenim običnom vodom (BWR i PWR) redovno se gorivo zamjenjuje i izmešta pri zaustavljenom reaktoru. U takvim je reaktorima rešetka gorivnih

elemenata vrlo gusta, te se iz praktičnih razloga elementi smeštaju u kasete, odnosno sklopove koji sadrže po više desetak i stotina gorivnih elemenata. Pri zameni goriva uklanjaju se kompletni skloovi, te bi takva zamena u toku rada reaktora značila, između ostalog, i znatnu promenu reaktivnosti reaktora. Da zaustavljanje reaktora ne bi bilo suviše često, mora se ugraditi dovoljna reaktivnost, što je nepoželjno za sigurnost reaktora. Brojni upravljački elementi i sagorivi otrovi u rashladnom sredstvu, odnosno moderatoru, kompenzuju ugrađenu reaktivnost. Gorivo se obično zamjenjuje i izmešta jednom godišnje, za vreme remonta postrojenja. Obično se zamjenjuje jedna trećina goriva. Tada je reaktorsko jezgro podeljeno u tri do pet radijalnih zona u koje se, naročito u početku rada reaktora, smešta različito obogaćeno gorivo. To se čini kako bi se što više izravnalo fluks u reaktoru, pre nego što izgaranje doprinese tom izravnjanju. Na sl. 52a prikazana je shema zamene i izmeštanja goriva u trozonskom reaktoru: sveže gorivo dolazi u treću, perifernu zonu, elementi iz treće prelaze u drugu, a oni iz druge u prvu, a gorivni elementi iz prve zone iznose se iz reaktora. U nekim shemama izmene ostaje deo goriva u drugoj zoni, ali se zato deo goriva iz treće izmešta direktno u prvu zonu. Na sl. 52b prikazana je zamena izmeštanja goriva u peterozonskom reaktoru, ali sa trofaznim ciklusom.



SL. 52. Shema zamene i izmeštanja goriva. a trozonski, b peterozonski reaktor

Postupak takve delimične zamene i izmeštanja goriva traje jednu ili više sedmica. Po zaustavljanju reaktor treba ohladiti, sa njega skinuti priključne uređaje i poklopac, a da bi se lakše manipulisalo, prostor iznad reaktora mora se prekruti slojem vode debljine od desetak metara. Takav sloj vode služi kao zaštita od neutronskega i γ -zračenja, a omogućuje vidljivost i lako manipulisanje gorivnim elementima.

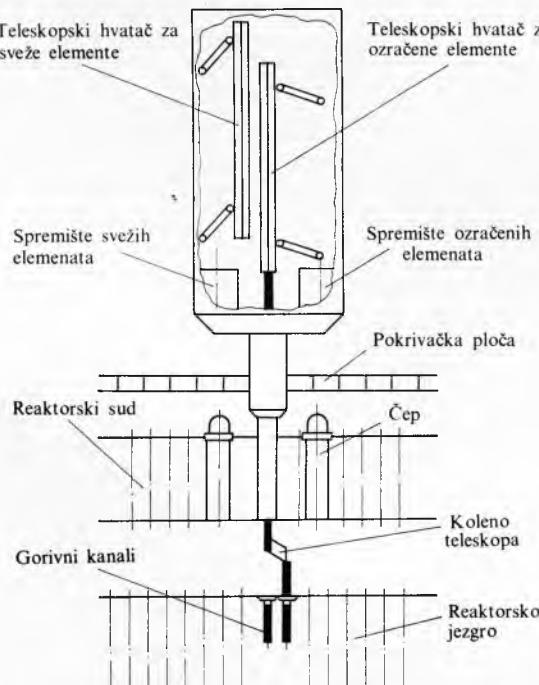
Reaktor hlađen teškom vodom. Termičke osobine teške vode slične su osobinama obične vode, te se u principu ona može upotrebljavati za hlađenje reaktora. Iz mnogih razloga, a posebno ekonomskih, teška voda služi kao rashladno sredstvo samo u reaktorima koji su i moderirani teškom vodom.

Reaktori moderirani teškom vodom imaju retku rešetku goriva, te se mogu uvesti kanali za hlađenje. Stoga rashladno sredstvo može da bude i obična voda, gas i dr. To je moguće jer teška voda ima veoma mali presek za apsorpciju neutrona, pa je neutronski bilans u takvih reaktorima veoma povoljan. Tada se, čak i kad je gorivo od prirodnog urana, može za rashladno sredstvo upotrebiti jači apsorber neutrona (npr. obična voda) ili materijal slabe moderatorske moći (npr. gas). Iako se kao prototipovi grade i reaktori moderirani teškom vodom, a hlađeni običnom (ključalom) vodom ili gasom, do komercijalne razine razvijeni su samo reaktori moderirani i hlađeni teškom vodom pod pritiskom (PHWR). Grade se dva tipa takvih reaktora. U jednom (tzv. CANDU — CANada Deuterium Uranium) pod pritiskom se nalaze samo gorivni kanali, odnosno to je reaktor sa cevima pod velikim pritiskom, dok je najveći deo teške vode pod malim pritiskom. Drugi tip ima reaktor pod radnim pritiskom rashladnog sredstva, pa je to u stvari reaktor sa sudom pod pritiskom. U takvih reaktorima gorivo je prirođeni uran, mada se može upotrebiti i obogaćeni uran. U stvari, kad se upotrebni obogaćeni uran, lakše se rešavaju mnogi tehnički problemi, naročito velike dimenzije takvih reaktora.

Budući da imaju retku rešetku, relativno nisko specifično opterećenje goriva i malu reaktivnost po jednom kanalu, u takvim reaktorima tehnički je moguće zamjenjivati i izmeštati gorivo u toku rada reaktora. To je i neophodno jer je ugrađena reaktivnost u reaktorima sa gorivom od prirodnog urana relativno niska, te bi zamena goriva pri zaustavljenom reaktoru zahtevala često zaustavljanje postrojenja. Kad je reaktor sa cevima pod pritiskom, mašina za izmenu goriva prilazi spolja svakom gorivnom kanalu posebno. S obzirom na visoki pritisak i visoku temperaturu u kanalima, te na brojne zahteve sigurnosti, ta je mašina dosta složena. Stepen iskorišćenja prirodnog urana u takvim reaktorima iznosi ~ 7 MWd/kg, što je dosta niže od stepena iskorišćenja goriva u reaktorima hlađenim i moderiranim običnom vodom (30–35 MWd/kg), ali prema količini prirodnog urana potrebnog za dobijanje obogaćenog urana postiže se povoljnije iskorišćenje uranske sirovine. Za električnu snagu 300–1000 MW potrebni inventar slabo obogaćenog urana za reaktore sa običnom vodom iznosi ~40–80 t, dok je nešto veći inventar prirodnog urana za teškovne reaktore iste snage.

Reaktor hladen organskim tečnostima. Organske tečnosti imaju dobre osobine kao rashladna sredstva, na prvom mestu nizak pritisak pare pri relativno visokim temperaturama. Međutim, nedostaci organskih tečnosti, među kojima je najvažnije razlaganje molekula pod dejstvom zračenja, obeshrabrilju su razvoj takva tipa reaktora. Do sada je sagradena jedna mala eksperimentalna elektrana, te nekoliko prototipova reaktora, ali je njihov razvoj zasada obustavljen.

Reaktor hladen gasom. Gasom hlađeni reaktori čine familiju raznih tipova. Najpre je uveden u eksploataciju tzv. reaktor tipa GCR, moderiran grafitom, hlađen ugljen-dioksidom sa gorivom od prirodnog urana u obliku metala smeštenog u košuljicu od legure magnezijuma (otuda naziv MAGNOX). Takvi se reaktori više ne grade zbog velikih dimenzija i slabog iskorišćenja goriva. Sada se uvodi u upotrebu usavršeni reaktor tipa GCR pod nazivom AGR, u kojemu je gorivo od obogaćenog urana u obliku uran-oksida sa košuljicom od nerđajućeg čelika. To je omogućilo gradnju po zapremini manjih reaktora i postizanje mnogo više temperature gase. Razvijeni su i građeni gasom hlađeni reaktori moderirani teškom vodom, pa i moderirani običnom vodom. Posebnu grupu čine visokotemperaturni gasom hlađeni reaktori (HTGR), a u poslednje vreme razmatra se gasno hlađenje i reaktora sa brzim neutronima.

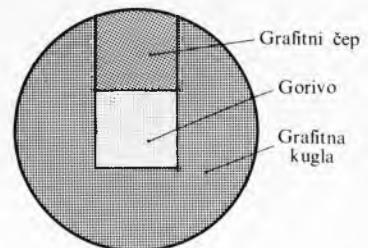


Sl. 53. Mašina za izmenu goriva u gasom hlađenom reaktoru

Jedna je od osnovnih karakteristika gasa kao rashladnog sredstva njegov niski zapreminski toplotni kapacitet. Stoga, da bi se izbegao suviše veliki protok gase kroz reaktor, mora razlika temperature gase na izlazu i ulazu reaktora biti relativno velika. S obzirom na relativno male pritiske gase na višim temperaturama, to nije veliki problem. Iako je srednja temperatura na kojoj se predaje toplota radnom fluidu niža od maksimalne temperature gase, ipak je ona dovoljno visoka da bi se postigao relativno visok stepen termičkog iskorišćenja postrojenja (~40%) s obzirom na vodom hlađene reaktore (~30%).

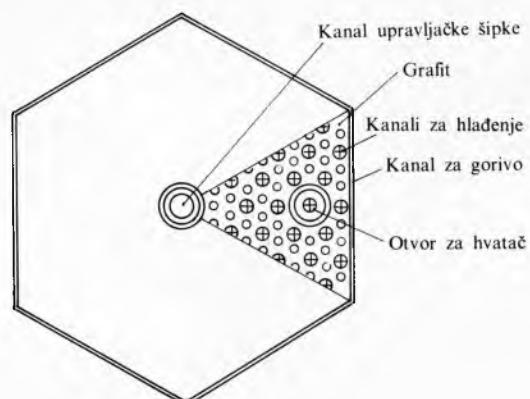
Velika razlika temperature na izlazu i ulazu u reaktor omogućuje, pa i nameće, pregrevanje pare. Da bi se dobio što viši pritisak pare i visoka temperatura pregrevanja, potrebno je da izlazna temperatura rashladnog sredstva bude što viša. U reaktor u tipa AGR dozvoljene temperature površine gorivnih elemenata iznose i do 800 °C, što omogućuje dobijanje izlazne temperature gase i do 600 °C. Dobijena para je visokih parametara (16,0 MPa i 550 °C), što, između ostalog, omogućuje i upotrebu standardnih parnih turbina.

Reaktori moderirani grafitom i hlađeni gasom ili običnom vodom imaju retku rešetku i nezavisne gorivne kanale. Kako ima mnogo kanala, a reaktivnost je po kanalu malena, moguća je zamena goriva i u toku rada reaktora. Zbog toga se na reaktorskem sudu nalazi više otvora sa čepovima, od kojih svaki može da opslužuje više reaktorskih kanala (sl. 53).

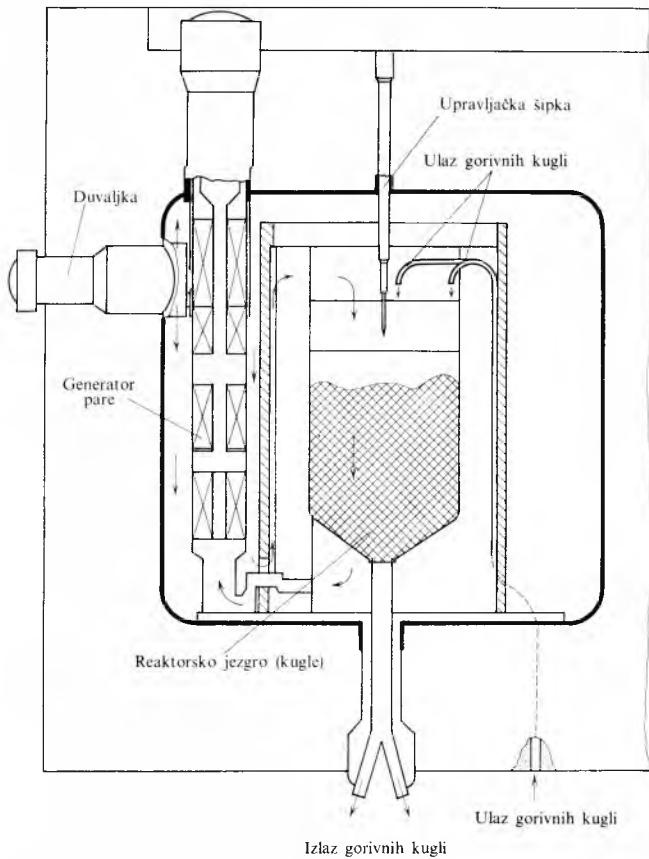


Sl. 54. Kuglasti gorivni element za visokotemperaturni gasom hlađeni reaktor

Važno je dobiti što višu temperaturu rashladnog sredstva u reaktorima, jer to znači ne samo veći stepen termičkog iskorišćenja postrojenja već i mogućnost upotrebe gasne turbine, te iskorišćenje procesne toplote za druge svrhe. Postizanje visoke temperature rashladnog sredstva omogućuje u prvom redu gas, zbog toga se i razvijaju tzv. visokotemperaturni gasni reaktori (HTGR). U tim reaktorima mora se upotrebljavati helijum kao rashladno sredstvo, jer je ugljen-dioksid nepogodan za više temperature. I materijali goriva i košuljice moraju da zadovoljavaju posebne zahteve. Gorivo je obično uran-karbidi, dispergovani u grafitu, a košuljica je takođe od grafita (potencijalno od berilijum-oksida). Gorivni elementi su u obliku kugle (sl. 54) ili prizme (sl. 55). To su elementi moderatora u kojima je sadržano gorivo. Kada su elementi u obliku kugle, jezgro je reaktora sud napunjen takvim kuglama, a zamena je goriva relativno jednostavna i provodi se u toku rada reaktora. Kugle se sa dna suda vade iz reaktora, ispituju se stepen njihova izgaranja, pa se zatim ili uklanju ili na



Sl. 55. Prizmatični gorivni element za visokotemperaturni gasom hlađeni reaktor



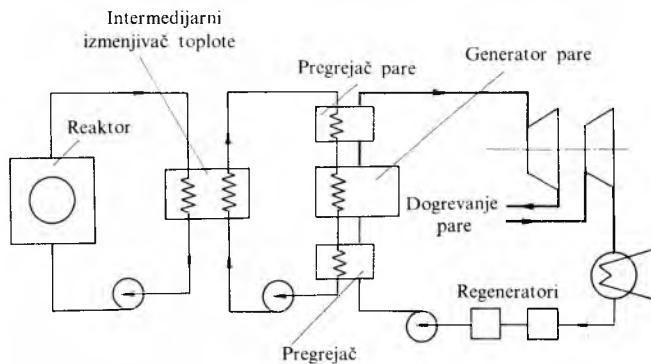
Sl. 56. Presek kroz visokotemperaturni reaktor sa jezgrom od kugli, moderatora i goriva

drugom mestu vraćaju u reaktor zajedno sa kuglama od svežeg goriva (sl. 56).

Reaktor hladen tečnim metalom. Tečni metali su veoma efikasna rashladna sredstva zbog svoje velike topotne provodnosti i velikog zapreminskog topotnog kapaciteta. Osim toga, njihova je temperatura ključanja visoka. Posebno su pogodni za odvođenje topote iz postrojenja velike specifične snage. Tada se pribegava većim razlikama temperatura rashladnog sredstva na ulazu i izlazu iz reaktora, tako da je, kao pri upotrebi gasa kao rashladnog sredstva, pregrevanje pare moguće i potrebno.

Kao reaktorsko rashladno sredstvo danas se upotrebljava natrijum. Zbog hemijske agresivnosti natrijuma ne prenosi se topota direktno sa primarnog rashladnog sredstva na radni fluid (vodu), već se postavlja intermedijarni izmenjivač topote (sl. 57). Time se izbegava da radioaktivni natrijum dođe u dodir sa vodom ako nastane kvar na izmenjivaču topote.

Sa tečnim metalom kao rashladnim sredstvom razvijeni su i termički nuklearni reaktori i sagrađene eksperimentalne nuklearne elektrane. U takvim je reaktorima moderator grafit ili cirkonijum-hidrid, a gorivo obogaćeni uran. Razne teškoće



Sl. 57. Odvođenje topote iz reaktora hladenog natrijumom

sa rashladnim sredstvom od tečnog metala zaustavile su dalji razvoj takvih termičkih reaktora.

U nuklearnim reaktorima sa brzim neutronima hlađenje tečnim metalom je zasad jedino rešenje. Jezgro je brzih reaktora maleno, specifična snaga velika, pa rashladno sredstvo mora biti efikasno. Ne može se upotrebljavati materijal sa lakisim atomskim jezgrima, kao što je voda koja usporava neutrone. Efikasnost prenošenja topote tečnih metala ima nedostatak. U prelaznim režimima zagrejano rashladno sredstvo promptno prenosi topotu na hladne delove cirkulacionog kola, što uzrokuje dinamička naprezanja materijala. Međutim, zbog dobrog prenošenja topote nema osetnog pada temperature u izmenjivačima topote, te su nepovratni gubici topote u sistemu mali, iako postoje tri cirkulaciona kola. Upotreba metalnih rashladnih sredstava koja nisu tečna na temperaturi okoline, kao što je natrijum, zahteva posebne grejače cirkulacionog kola. Budući da su metali dobri provodnici električne struje, pumpanje se može ostvariti i na elektromagnetskom principu. Takve se pumpe danas ugrađuju u pomoćne sisteme reaktora, dok se za glavne cirkulacione pumpe upotrebljavaju specijalno razvijene pumpe na rotacionom principu, koje imaju veću efikasnost od elektromagnetskih.

Zamenu i izmeštanje goriva u brzim reaktorima teško je sprovesti u toku pogona postrojenja. Stoga se zasada to čini pri zaustavljenom reaktoru.

REAKTORI ZA OSTALE NAMENE

Nuklearni reaktori koji nisu namenjeni proizvodnji i iskorištavanju energije mogu se svrstati u sledeće kategorije:

Istraživački reaktori namenjeni su istraživanju u raznim naučnim oblastima, a služe kao izvori nuklearnog zračenja, prvenstveno neutrona.

Proizvodni reaktori namenjeni su prvenstveno za pobuđivanje nuklearnih reakcija u raznim materijalima, odnosno nuklearnih transformacija koje nastaju pri tim reakcijama. To su reaktori za proizvodnju veštačkih radioaktivnih nuklida ili veštačkih fisionih nuklida, npr. plutonijuma.

Reaktori za ispitivanje materijala namenjeni su za ispitivanje ponašanja, pod uslovima koji vladaju u reaktoru, goriva, gorivnih elemenata ili drugih materijala koji su potrebni za gradnju nuklearnih reaktora.

Eksperimentalni reaktori namenjeni su za ispitivanje raznih parametara potrebnih za projektovanje reaktora ili za ispitivanje ponašanja reaktora u specifičnim uslovima.

Za reaktore svih ovih namena, osim poslednje, karakteristično je da zahtevaju određenu gustinu neutronskog fluksa, a ne mora se postići određena snaga. Zbog srazmernosti gustine neutronskog fluksa i snage, međutim, takvi reaktori mogu biti građeni i za srazmerno velike snage, pa i za više stotina megawata. Tada se oslobođena energija iz tih reaktora najčešće ne iskorisćava, već rasipa u okolinu zbog toga jer upotreba oslobođene energije može biti u koliziji sa potrebama rada reaktora za osnovnu namenu. Osim toga, iskorisćivanje snage reaktora, naročito za dobijanje mehaničke energije zahteva visoke temperature, što čini konstrukciju reaktora mnogo složenijom i skupljom.

Istraživački nuklearni reaktori služe prvenstveno kao izvori neutrona, te je njihova glavna karakteristika gustina neutronskog fluksa koja se dostiže u reaktoru, odnosno u pojedinim njegovim delovima. Mogu biti različitih tipova, sa različitim gorivom, moderatorom ili rashladnim sredstvom, pod uslovom da su zadovoljeni uslovi održavanja lančane reakcije (tabl. 20). Među istraživačkim reaktorima ima i tipova koji se ne ugrađuju u energetska postrojenja. Oni se od energetskih reaktora često razlikuju ne samo po konstrukciji već i po materijalima za gorivo i moderator.

Istraživački reaktori mogu biti termički ili brzi, već prema nameni reaktora odnosno energije neutrona koji su potrebni za istraživanja. Termički reaktori su obično heterogeni, ali se sreću i kvazihomogeni reaktori (sa gorivnim elementima od izmešanog goriva i moderatora, smeštenih u čistom moderatoru), pa čak i homogeni reaktori, ali obično sasvim male snage.

Veza između srednje gustine neutronskog fluksa u gorivu reaktora $\bar{\Phi}_g$ i snage reaktora P , koja proizlazi iz relacije što povezuje specifičnu snagu i gustinu neutronskog fluksa, prikazana je izrazom

$$\bar{\Phi}_g = \frac{P}{E_f \frac{N_A}{A_m} M_f}, \quad (124)$$

gde je E_f energija oslobođena po jednoj fisiji, N_A Avogadrov broj, A_m atomska masa fisičnog nuklida, a M_f ukupna masa fisičnog materijala u reaktoru.

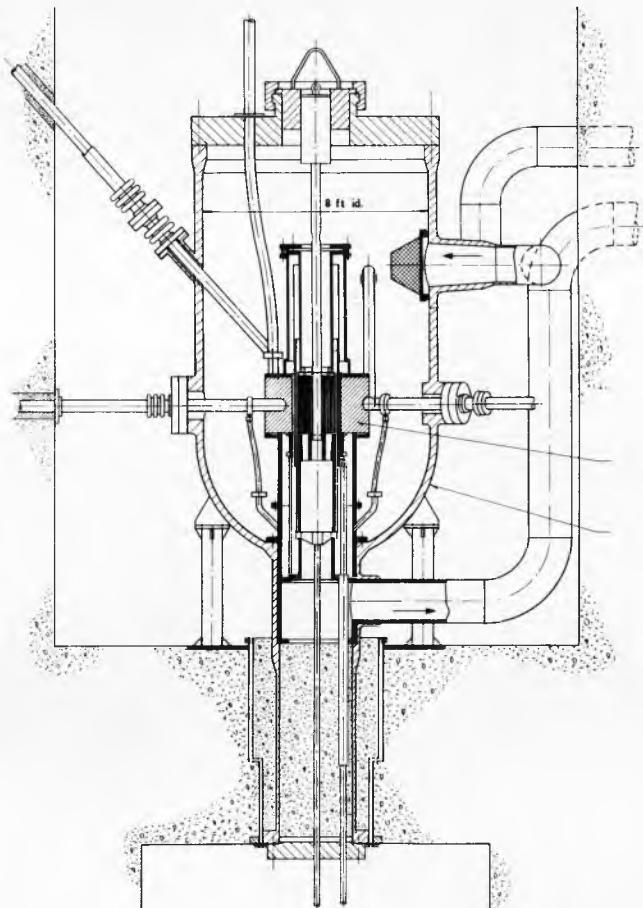
Iz te zavisnosti proizlazi da se uz zadatu snagu može dobiti to veća gustina neutronskog fluksa što je manja količina fisičnog materijala u reaktoru. To znači da su za dobijanje što veće gustine fluksa najpogodniji oni tipovi reaktora koji imaju malu kritičnu masu. To su reaktori sa dobrim moderatorom (teška ili obična voda) i obogaćenim uranom ili nekim drugim čistim fisičnim materijalom kao gorivom. Čisti fisični materijal bez oplodnog ne upotrebljava se za energetske reaktore, jer je tada iskorišćavanje goriva slabo. To, međutim, za istraživačke reaktore nema većeg značenja, jer oni imaju manje snage i specifičnu namenu. Zbog toga se u istraživačkim reaktorima najčešće upotrebljava visoko obogaćeni uran (20..90%) kao gorivo.

Količina je fisičnog materijala to veća što je veća ugrađena reaktivnost u reaktoru. Stepen ugrađene reaktivnosti zavisi od toga koliko je neutrона potrebno za druge svrhe (pobudjivanje raznih nuklearnih reakcija, izvlačenje neutronskog snopa i sl.) i od toga kako i koliko često se zamjenjuje gorivo. Budući da je za neke primene važna i zapremina reaktora, obično se usvaja kompromisno rešenje s obzirom na količinu fisičnog

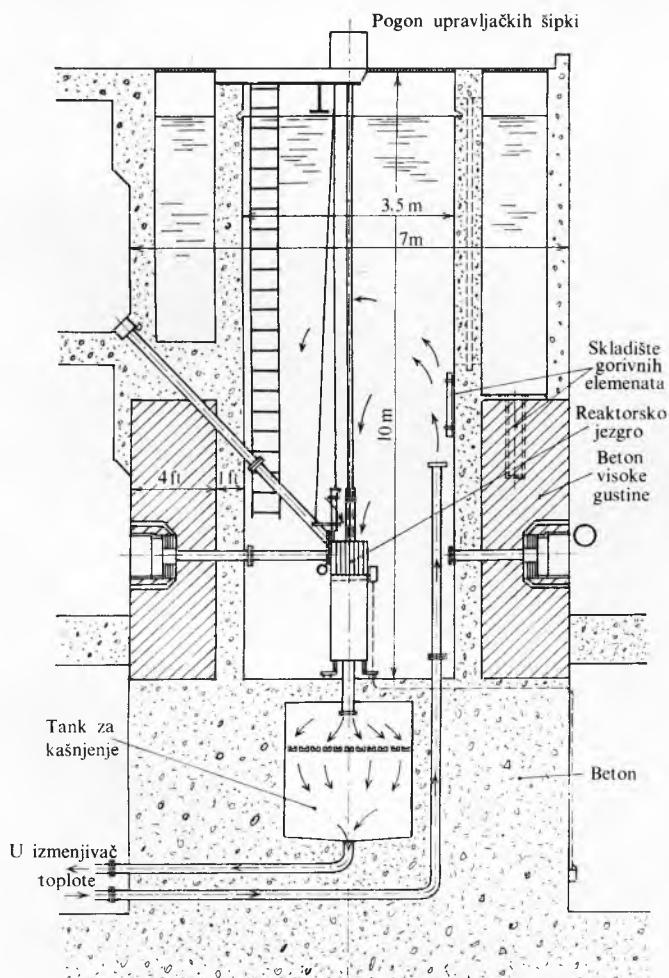
materijala koji se stavlja u reaktor, na račun gustine neutronskog fluksa.

Gustina neutronskog fluksa u jezgru reaktora nije uniformna, već je najveća u središtu jezgra. Stoga je maksimalna gustina neutronskog fluksa u gorivu veća nego srednja, i to za faktor koji zavisi od konstrukcije reaktora, od efikasnosti reflektora koji doprinosi izravnavanju gustine neutronskog fluksa, te od stepena izgaranja goriva koji sa vremenom menja prostornu raspodelu neutronskog fluksa.

U heterogenim reaktorima pojavljuju se depresije gustine neutronskog fluksa u gorivu, jer ono jače apsorbuje neutrone nego moderator. Stoga je u moderatoru gustina neutronskog fluksa veća nego u gorivu. Ponekad se nastoji postići jaka depresija gustine fluksa u gorivu kako bi se dobila što veća gustina neutrona u moderatoru. Ako se za reflektor upotrebni materijal koji veoma slabo apsorbuje neutrone, npr. teška voda, gustina neutronskog fluksa može u reflektoru, u blizini granice sa jezrom, biti veoma visoka (sl. 3); uz pogodno odabранe parametre jezgra, ona može biti i znatno viša nego bilo gde u jezgru. Iz istih razloga ponekad se pojedini delovi reaktorskog jezgra oslobađaju od goriva, npr. u središtu reaktora, te se u tim delovima može dobiti visoka vrednost gustine neutronskog fluksa (tzv. neutronski lovac).



Sl. 59. Istraživački nuklearni reaktor moderiran i hlađen običnom vodom zatvoren u reaktorskom sudu



Sl. 58. Istraživački nuklearni reaktor bazenskog tipa

Istraživački reaktori se najčešće grade bez posebne namene, pa se oni mogu upotrebiti za razna istraživanja, i mogu se iskorišćavati i u svrhe za koje se inače grade druge kategorije reaktora, kao što je ispitivanje materijala, proizvodnja veštačkih radioaktivnih nuklida itd. U opšta istraživanja sa nuklearnim reaktorima spada ispitivanje raznih nuklearnih reakcija pobuđenih neutronima, ispitivanje pojave u fizici čvrstog tела kada se prvenstveno iskorišćavaju talasne osobine neutrona itd. Da bi se neutroni mogli na pogodan način upotrebljavati, u reaktor se ugrađuju kanali kojima se omogućuje pristup

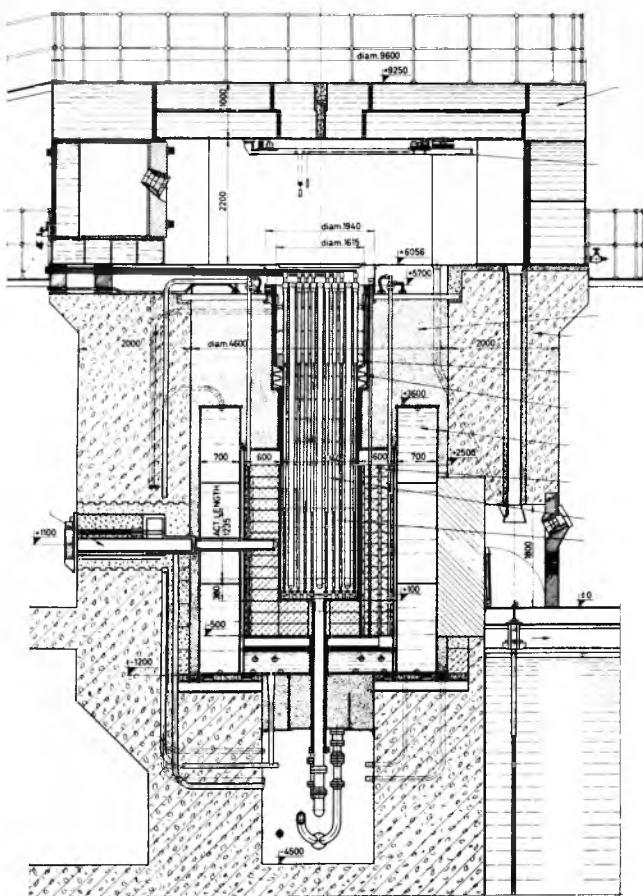
u reaktorsko jezgro ili u njegovu blizinu, odnosno kroz koje se izvode neutronski snopovi (v. *Neutronika*).

U najviše istraživačkih reaktora upotrebljava se obična voda kao moderator i rashladno sredstvo. Pri tome se reaktor može konstruisati kao reaktor bazenskog tipa. Takav reaktor ima rešetku od gorivnih elemenata uronjenu u duboki bazen napuđen vodom (sl. 58). Debeli sloj vode iznad reaktora služi kao toplotni ponor i kao biološki štit, a jednovremeno omogućuje uvid u reaktor, te laku manipulativnost sa elementima reaktora ili uzorcima koji se ozračuju. Za reaktore veće snage mora se prevideti i cirkulacija rashladnog sredstva. Obično se dovodi i odvod cirkulacione vode postavlja u neposrednu blizinu reaktorskog jezgra. Mada se takvi reaktori grade i za snage od više desetaka megavata, obično se vodom moderirani reaktori veće snage grade u zatvorenom sudu kroz koji intenzivno cirkuliše rashladno sredstvo (sl. 59).

Reaktori moderirani teškom vodom grade se u obliku zatvorenog suda. Takav je i reaktor RA u Institutu za nuklearne nauke Boris Kidrič u Vinči kod Beograda, snage 6,5 MW (sl. 60; v. *Neutronika*).

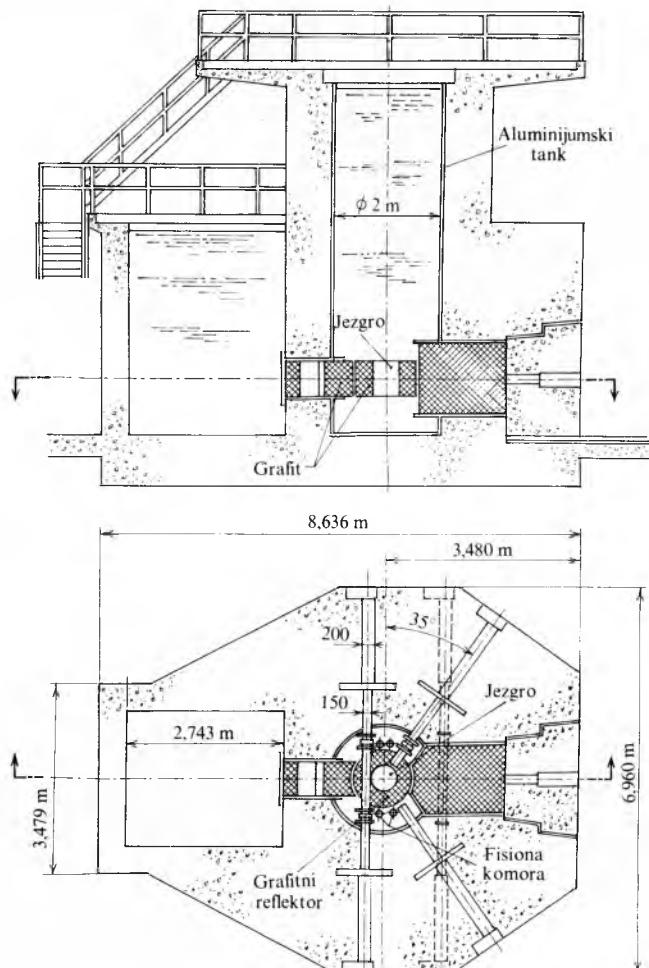
U kvazihomogene reaktore spada i reaktor tipa TRIGA, kakav je i reaktor u Nuklearnom institutu Jožef Stefan u Ljubljani, snage 250 kW (sl. 61). Takav reaktor ima gorivo dispergovano u cirkonijum-hidridu, raspoređeno u običnoj vodi kao moderatoru i rashladnom sredstvu. Vodonik u cirkonijum-hidridu je deo moderatora. Takav reaktorski sistem ima veoma veliki negativni temperaturni koeficijent reaktivnosti, što omogućuje visoki stepen sigurnosti od povećanja snage.

U istraživačke reaktore posebne namene spadaju i *impulsni reaktori*, koji u kratkom vremenskom intervalu dostižu veoma visoke snage, tako da se dobijaju impulsi neutrona veoma velike gustine fluksa. Npr. reaktor snage 20 MW dostiže u impulsu i 250000 MW. To se postiže tako što se reaktoru sa veoma jakim negativnim temperaturnim koeficijentom reaktivnosti naglo doda pozitivna reaktivnost, npr. pomoću uprav-



Sl. 60. Istraživački reaktor RA u Vinči sa teškom vodom kao moderatorom i visoko obogaćenim uranom kao gorivom

ljačkih apsorbera. Gašenje reaktora, odnosno pad snage na nominalnu vrednost, nastaje zbog negativnog temperaturnog koeficijenta reaktivnosti i naglog uvlačenja u reaktor upravljačkih apsorbera.



Sl. 61. Reaktor TRIGA u Institutu Jožef Štefan u Ljubljani

U reaktoru sa brzim neutronima mogu se dobiti i periodični impulsi dosta visoke frekvencije zahvaljujući veoma kratkom trajanju neutrona u reaktoru. Deo reaktorskog jezgra ili reflektora oscilatorno se kreće menjajući reaktivnost od neke pozitivne vrednosti do negativne vrednosti, dovoljne da se gustina neutronskog fluksa znatno smanji.

Reaktori za proizvodnju radioaktivnih nuklidova. To su obično termički reaktori relativno visoke gustine neutronskog fluksa koji poseduju i dovoljan višak reaktivnosti za kompenzaciju apsorpcije neutrona od materijala koji se ozračuje. Takvi reaktori su snabdeveni brojnim kanalima u jezgru reaktora i u reflektoru u kojima se uzorci ozračuju. Broj radioaktivnih jezgara u uzorku zapremine V raste prema izrazu (v. *Neutronika*)

$$N = \frac{\Phi \Sigma V}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}), \quad (125)$$

gde je Σ makroskopski presek za proces u kome nastaju radioaktivni nuklidi, a λ konstanta radioaktivnog raspada tih nuklida. Koncentracija radioaktivnih nuklida bliska maksimalnoj dostiže se već posle intervala dužine od jednog do dva srednja vremena trajanja stvorenih nuklida τ (pri čemu je $\tau = 1/\lambda$).

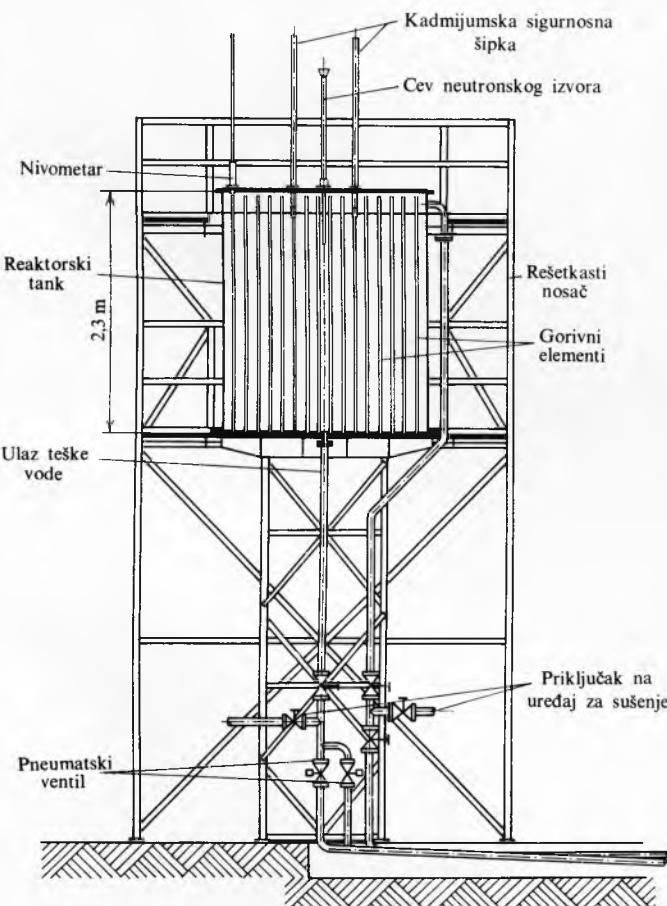
Za proizvodnju kratkoživećih radioaktivnih nuklida takvi reaktori imaju uređaj (obično pneumatski) za brzo vađenje uzoraka iz reaktora. Često je potrebno brzo ubacivati uzorke u reaktor kako se ne bi proizvelo i mnogo drugih radioaktivnih nuklida dužeg vremena raspada, koji nastaju u drugim nuklearnim reakcijama sa uzorkom.

Budući da je zahtev za visokim neutronskim fluksom zajednički i za istraživačke reaktore i za reaktore namenjene proizvodnji radioaktivnih nuklida, to se često grade reaktori za obe namene.

Reaktori za proizvodnju plutonijuma. Najveći proizvođači plutonijuma jesu energetski reaktori u kojima je gorivo prirodni ili slabo obogaćeni uran. Ipak se grade i reaktori u kojima se prvenstveno ili jedino proizvodi plutonijum. Plutonijum za nuklearno oružje treba da sadrži što manje izotopa plutonijuma 240, a to znači da gorivo ne sme da bude veoma ozračeno (sl. 22). U energetskim nuklearnim reaktorima, međutim, radi što boljeg iskorišćenja goriva, nastoji se što više ozračiti gorivo. U energetskim reaktorima u kojima se gorivo zamjenjuje u toku pogona može se deo goriva namenjen ekstrakciji plutonijuma, sa malim sadržajem plutonijuma 240, ozračivati kraće ($\sim 0,5\text{--}1 \text{ MW d/kg}$). U reaktorima u kojima se gorivo menja nakon prestanka rada to je nemoguće ostvariti a da se ne bi ometalo iskorišćavanje reaktora u energetске svrhe.

Reaktori koji se grade samo radi proizvodnje plutonijuma i kojemu se oslobođena energija ne iskorišćava treba da obezbede što veću proizvodnju plutonijuma, odnosno treba da imaju što veći faktor konverzije. Stoga su to reaktori sa prirodnim uranom kao gorivom i teškom vodom ili grafitom kao moderatorm. Zbog malog stepena izgaranja nije potrebno da reaktori imaju veliku ugradenu reaktivnost, te se mogu upotrebljavati i konstrukcije koje imaju mali faktor umnožavanja u beskočnoj sredini, npr. sistemi hlađeni običnom vodom sa grafitom kao moderatorom. Iz istog razloga takvi se reaktori mogu optimizirati na malu vrednost faktora izbegavanja rezonancija, što jednovremeno daje veću proizvodnju plutonijuma. Takvi reaktori grade se i za snage od više stotina megavata, pri čemu se proizvodi godišnje oko 300 g plutonijuma po 1 MW snage.

Reaktori za ispitivanje materijala namenjeni su za ispitivanje ponašanja goriva, gorivnih elemenata ili reaktorskih



Sl. 62. Eksperimentalni reaktor RB u Vinči

konstruktivnih materijala u uslovima koji vladaju u reaktorima. Takvi reaktori obično imaju veliku gustinu neutronskog flusfa, veću nego što je gustina u reaktorima kojima su ti materijali namenjeni, kako bi se u kraćem vremenu dobile sve potrebne informacije o ponašanju materijala. Reaktori za ispitivanje materijala grade se tako da se u njih mogu postaviti petlje, tj. kanali sa posebnim sistemima za hlađenje u kojima se nalaze ispitivani uzorci ili gorivni elementi. I mnogi istraživački reaktori poseduju takve mogućnosti te jednovremeno služe i za ispitivanje materijala.

Eksperimentalni reaktori. To su reaktori namenjeni proučavanju osobina reaktorskih konfiguracija radi provere proračuna i dobijanja podataka za projektovanje reaktora. Nekada su to reaktori nulte snage, tačnije reaktori veoma male snage, reda veličine vata ili kilovata, jer se od njih zahteva samo da pokazuju pod kojim se uslovima uspostavlja i održava lančana reakcija fisije. Takav je i nulti reaktor RB u Institutu za nuklearne nauke Boris Kidrič u Vinči kod Beograda, u kome se ispituju konfiguracije reaktora moderiranih teškom vodom (sl. 62). Grade se i eksperimentalni reaktori veće snage kako bi se pojedini parametri reaktora ispitivali i u uslovima visoke temperature, zatrovanja i sl. Ponekad se grade i reaktori namenjeni za ispitivanje akcidentalnih uslova, npr. gubitka rashladnog sredstva u energetskim reaktorima.

Reaktori za obuku. To su reaktori manje snage, obično manji od 1 kW, namenjeni obuci u oblasti istraživanja koja se obavljaju uz pomoć reaktora, upoznavanju dinamičkih osobina reaktora, te upoznavanju metoda za merenje reaktorskih parametara.

SIGURNOST NUKLEARNOG REAKTORA

Zbog svoje složenosti, glomaznosti, koncentracije energije različitih oblika, sadržaja ili proizvodnje štetnih supstancija i drugog, svako veće postrojenje predstavlja neku potencijalnu opasnost za osoblje i okolinu. Svaki tip postrojenja, pored nekih zajedničkih, nosi i neke specifične opasnosti. Za nuklearne reaktore to je lančana reakcija fisije. Sa toga stanovišta osnovna su dva aspekta lančane reakcije: moguća divergencija (povećanje) snage lančane reakcije i nuklearno zračenje koje prati lančanu reakciju. Specifičnost je lančane reakcije da može divergirati velikom brzinom, što uzrokuje veliko povećanje snage reaktora u kratkom vremenu. Nuklearno zračenje prati lančanu reakciju, i to kao zračenje neposredno emitovano pri fisiji, koje je ograničeno na nuklearni reaktor i neposrednu okolinu, i kao radioaktivno zračenje, koje se može proširiti i na širu okolinu reaktorskog postrojenja.

Mogućnost veoma brze divergencije snage reaktora ne sme se identifikovati sa mogućnošću nuklearne eksplozije. Nuklearni reaktor svojim moderatorom, rashladnim sredstvom i drugim, te srazmerno malom ugrađenom reaktivnosti predstavlja sistem relativno velike inercije s obzirom na uspostavljanje uslova za naglu divergenciju snage. Takođe nuklearni reaktor ima veoma malu inerciju što se tiče prekida uslova za održavanje divergencije snage. Može se grubo uzeti da bi *eksplozija nuklearnog reaktora* odgovarala eksploziji onolike mase trinitrotoluola kolika je masa fizičnog materijala u reaktoru (reda veličine tona), dok je *standardna nuklearna eksplozija* reda veličine desetak hiljada tona trinitrotoluola (v. *Nuklearno oružje*). Nuklearno zračenje neposredno emitovano pri fisiji ne ugrožava ozbiljno okolinu. To se zračenje veoma uspešno kontroliše primenom bioloških štitova i drugom zaštitom. Međutim, količina je radioaktivnog materijala u nuklearnom reaktoru veće snage tolika da bi njeni širenje u okolinu moglo biti poredivo sa radioaktivnim zagađenjem nakon nuklearne eksplozije.

Pri projektovanju, gradnji, a takođe i pri eksploataciji nuklearnog reaktora mora se predvideti i primeniti niz postupaka koji štite osoblje i okolinu od nepoželjnih posledica rada postrojenja, i koji obezbeđuju nesmetan rad postrojenja u skladu sa programom njegove eksploatacije. Sve je to sigurnost i zaštita. Problemi sigurnosti i zaštite često se prepišu međusobno i sa problemima upravljanja postrojenjem, a isto tako i sa problemima pouzdanosti komponenata postrojenja.

Da reaktorsko postrojenje bude što bezbednije za okolinu, obavlja se podrobna akcidentalna analiza za svako postrojenje i predviđa niz zaštita, i to: a) sprečavanje izlaska postrojenja iz normalnog rada (sistemi blokiranja i dr.); b) sprečavanje nastajanja daljih akcidenta, odnosno pojava lanca akcidenta (sistem za naglo zaustavljanje reaktora i dr.) kad izlazi postrojenje iz okvira normalnog rada usled nekih unutrašnjih ili spoljašnjih uzroka; c) sprečavanje veće razmere štete pri akcidentu, na prvom mestu u okolini, a zatim i u postrojenju (sigurnosni plašt, akcidentalno hlađenje postrojenja i dr.); d) zaštita ljudi i okoline od zračenja pri akcidentu, odnosno smanjenje posledica ako se prošire radioaktivni materijali van postrojenja.

Pri analizi akcidenta služi koncepcija rizika, prema kojoj se svaki akcident koji se može zamisliti analizira sa stanovišta redosleda događaja koji do njega dovode, a svakom od tih događaja pripisuje se određena verovatnoća nastanka. Određujući svakom takvu nizu konačne posledice (npr. u obliku oslobođene radioaktivnosti) dobija se verovatnoća nastajanja akcidenta u funkciji posledica. U takvoj se analizi pojavljuje i maksimalni mogući akcident sa verovatnoćom njegova nastanka. To je, mereno u radioaktivnom opterećenju okoline, najveći akcident koji se može dogoditi u toku životnog veka postrojenja. Pri definisanju takva akcidenta treba jednovremeno da otkazu uredaji, instrumenti, a takođe i posada postrojenja. Za reaktore hlađene i moderirane običnom vodom najveći je akcident nagli i potpuni raspad sistema primarnog rashladnog sredstva reaktora u trenutku najveće moguće koncentracije radioaktivnih fisionih produkata u gorivu, uz jednovremeno otkazivanje i pomoćnih sistema za hlađenje reaktora. Tada se razaraju gorivni elementi i isparuje rashladno sredstvo koje se širi u okolinu noseći radioaktivne materijale. Analize takva akcidenta moraju uzeti u obzir i hemijske reakcije između vode i okolnog metala, čime se oslobođa dopunska energija. Zbog gubitka rashladnog sredstva i otkazivanja sigurnosnih uredaja mogu se rastopiti gorivni elementi. Ako bi gorivni elementi bili samo razoreni, oslobođio bi se tek manji deo fisionih produkata, dok se topljenjem gorivnih elemenata ispušta najveći deo fisionih produkata. Za brze reaktore hlađene natrijumom najveći je akcident topljenje reaktorskog jezgra. To može nastati usled otkazivanja hlađenja, npr. zbog loma gorivnih elemenata, prestanka cirkulacije rashladnog sredstva i dr. Prestankom hlađenja pregrevava se reaktor, natrijum ključa i, usled negativnog uticaja natrijuma na reaktivnost reaktora, ponovo se uspostavlja kritičnost (ako je bila prekinuta), pa snaga reaktora dalje raste. Nakon toga topi se reaktorsko jezgro usled oslobođanja energije, zatim nastaju hemijske reakcije natrijuma sa drugim supstancijama, na prvom mestu sa kiseonikom iz vazduha, hemijske reakcije istopljenog fisiognog materijala itd.

Jedan je od izvora akcidenta u nuklearnim reaktorima divergencija snage reaktora koja nastaje zbog povećanja radne reaktivnosti reaktora. To može nastati izvlačenjem apsorpcionih upravljačkih elemenata iz reaktora, bilo greškom operatora, bilo kvarom u automatskom sistemu upravljanja. Međutim, pozitivna radna reaktivnost može nastati i promenom parametara reaktora od kojih zavisi faktor umnožavanja neutrona. Tako npr. u termičkim reaktorima sa dobrim moderatorom (grafit, teška voda) u kojima je voda rashladno sredstvo, gubitak dela rashladnog sredstva može, zbog smanjenja apsorpcije neutrona, proizvesti pozitivnu radnu reaktivnost. Slično se može dogoditi i u brzom reaktoru. Dalje, u reaktoru hlađenom i moderiranom vodom, koji ima negativan temperaturni koeficijent rashladnog sredstva, može uključivanje svežeg rashladnog sredstva, npr. iz neke od cirkulacionih grana, da obori temperaturu moderatora. Sve takve i slične situacije moraju biti ispitane i projektom se mora obezbediti da do njih ne dođe (konstrukcijom, izborom parametara) ili moraju postojati efikasna sredstva koja će takve situacije kompenzovati, na prvom mestu zaustavljanjem lančane reakcije.

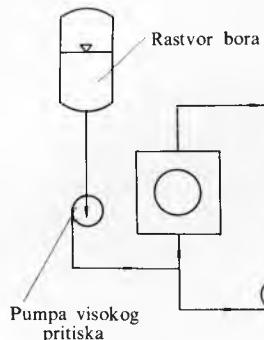
Izvor mogućih akcidenta u nuklearnom reaktoru može da bude i prestanak cirkulacije rashladnog sredstva. Takva situacija može nastati usled prestanka rada cirkulacionih pumpi, npr. zbog prekida u napajanju pumpi električnom energijom.

Prestanak efikasnog hlađenja može uzrokovati potpuno uništenje reaktora, jer će temperatura rashladnog sredstva, goriva i košuljice osetno porasti i konačno razoriti gorivne elemente. Zbog toga se za to (a isto tako i za smanjenje protoka rashladnog sredstva) mora predvideti zaustavljanje reaktora i njegovo hlađenje pomoćnim sistemima.

Sigurnosni sistemi. Svaki sigurnosni sistem deluje samo sa izvesnom verovatnoćom i ne može se smatrati apsolutno efikasnim. Zbog toga se različiti sigurnosni uredaji ili vezuju u seriju kako bi jedan sigurnosni uredaj stupio u dejstvo ako prethodni otkaže, ili se više istovetnih vezuju paralelno kako bi se obezbeđilo da deluje makar jedan od njih. To se umnožavanje uredaja može neograničeno širiti, ali se ono ipak mora razumno ograničiti. Prvo, jer su ti uredaji ekonomsko opterećenje, i drugo, jer preterana primena sigurnosnih uredaja može da nepotrebno ometa postrojenje u radu. Jedan od sistema koji trebaju da spreče nastajanje akcidentalnih situacija jesu *sistemi blokiranja*. Oni treba da onemoguće izvršenje određenih operacija ako te operacije ili njihov redosled ugrožava sigurnost postrojenja. Jedan od sistema blokiranja koji se redovno primenjuje odnosi se na proceduru puštanja nuklearnog energetskog postrojenja u rad. Takav sistem ima zadatak da uslovi dizanje upravljačkih apsorbera čitavim nizom prethodnih operacija vezanih za obezbeđenje prisustva neutronske energije u reaktoru, aktiviranje merne instrumentacije, aktiviranje sistema odvođenja i iskorišćavanja toplote iz reaktora itd. Pri tome se redovno upotrebljava i takvo blokiranje kojim se onemogućuje izvlačenje kompenzacijonih apsorbera pre no što budu izvučeni sigurnosni apsorberi i tako se obezbedi njihova intervencija ako bude potrebna. Primenjuje se i blokiranje daljeg izvlačenja kontrolnih apsorbera kada je snaga reaktora dostigla dozvoljenu vrednost, kada je vremenska konstanta reaktora blizu dopuštene granice i kada su dostignute maksimalne vrednosti nekih drugih parametara. Takva blokiranja moraju da spreče premašivanje nekih graničnih vrednosti kada bi bili aktivirani sistemi za automatsko zaustavljanje lančane reakcije. Isto tako se pri puštanju reaktora u pogon blokira i onaj deo sistema automatskog zaustavljanja reaktora koji deluje kada pojedini parametri dostignu do neke dopuštene granice u toku normalnog rada reaktora (minimalni pritisak rashladnog sredstva, minimalni protok rashladnog sredstva i dr.). Na kraju, i sistem se automatskog upravljanja blokira na sasvim niskim snagama reaktora kada signali nisu uvek dovoljno stabilni, odnosno kada je njihovo pokazivanje izrazito stohastične prirode.

Kad se pojavi opasnost od akcidenta, mora delovati najvažniji element sigurnosnog sistema nuklearnog reaktora, *sistem za naglo zaustavljanje lančane reakcije*. On deluje zato da spreči nekontrolisano divergenciju lančane reakcije, ili zato što bi dalji rad reaktora mogao da dovede do havarija. U tu svrhu najviše se upotrebljavaju sigurnosni apsorberi neutrona (upravljačke šipke) koji se na komandu operatora ili na neki drugi unapred određeni signal automatski uronjavaju u reaktor velikom brzinom i tako zaustavljaju lančanu reakciju. Za to se mogu upotrebiti i kompenzacijoni apsorberi, te kontrolni apsorberi automatskog upravljanja, ali samo kao dopunsko sredstvo, jer brzina njihova uronjavanja obično nije dovoljno velika. Osim sigurnosnih apsorbera, u reaktorima hlađenim vodom za zaustavljanje lančane reakcije služi i ubrizgavanje apsorbujućeg rastvora (borna kiselina, natrijum pentaborat i dr.). Apsorber se ubrizgava u sistem za hlađenje reaktora i cirkulacijom dospeva do reaktorskog jezgra. Na sl. 63 je prikazan jedan od takvih sistema koji se upotrebljava za reaktore hlađene vodom pod pritiskom. Pumpa visokog pritiska ubacuje iz rezervoara rastvor bora u primarno cirkulaciono kolo na mestu ulaza rashladnog sredstva u reaktor. Na sl. 64 prikazan je jedan od takvih sistema za reaktor sa ključalom vodom. Pumpa visokog pritiska ubrizgava borni rastvor kroz prstenasti raspršivač koji se nalazi iznad reaktorskog jezgra. Sistem za ubrizgavanje bora, za oba tipa reaktora, obično je vezan sa sistemom za akcidentalno hlađenje reaktora. Da bi se zaustavila lančana reakcija, može se ispuštaći moderator, ali samo onda kada je moderator u tečnom stanju i kada moderator nije jednovremeno i rashladno sredstvo (npr. teškovodni reaktori sa cevima pod pritiskom).

Lančana se reakcija naglo zaustavlja na signale predviđene sigurnosnim programom. Pored naglog zaustavljanja, sigurnosni program može predvideti i sporo zaustavljanje reaktora, odnosno brzo ili sporo smanjenje njegove snage. Naglo zaustavljanje reaktora najčešće se predviđa: a) kad je visoka gustina neutronskog fluksa, odnosno velika snaga reaktora (najčešće za $P > 110\%$ nominalne snage), b) kad je suviše kratka vremenska konstanta reaktora (obično $T < 20$ s); pri tome se obično predviđa vremensko zatezanje da se spreći nepotrebo zaustavljenje rada reaktora zbog nekog slučajnog impulsa, c) kad prestaje napajanje električnom energijom magneta sigurnosnih apsorbera, d) kad se gubi električna energija za napajanje postrojenja, e) kad je mali protok rashladnog sredstva kroz reaktor i f) kad je mali pritisak rashladnog sredstva.



Sl. 63. Sistem za ubrizgavanje rastvora bora u reaktor hlađen vodom pod pritiskom



Sl. 64. Sistem za raspršivanje rastvora bora u reaktor sa ključalom vodom

Ako su, za sve već navedeno, predviđena dva stepena sigurnosnog zaustavljanja reaktora, obično se predviđa naglo zaustavljanje reaktora *svim upravljačkim apsorberima*, tj. sigurnosnim i kompenzacijnim šipkama, a takođe šipkama automatskog upravljanja. Kada postoje dva sigurnosna stepena, zaustavlja se lančana reakcija *samo uronjavanjem šipki za regulaciju i kompenzaciju* (i to većom brzinom) ako postoje dve brzine kretanja) u sledećim slučajevima: a) visoka izlazna temperatura reaktorskog rashladnog sredstva, b) visoki pritisak rashladnog sredstva i c) ispad iz pogona pretposljednje cirkulacione pumpe za rashladno sredstvo.

U nekim od navedenih slučajeva signali za zaustavljanje lančane reakcije moraju biti blokirani pri malim opterećenjima postrojenja, kao npr. pri puštanju postrojenja u pogon. Budući da zaustavljanje lančane reakcije može da ima ozbiljne posledice za eksploraciju postrojenja, to se mora predviđati kako će se sprečiti nastanak lažnih signala. Tako se, npr., instrumenti koji generišu neki od takvih signala utrostruče, a aktivira se sigurnosni sistem kada se dobije istovetan signal iz dva od tri postojeća instrumenta. Takođe se za neke situacije predviđa i poređenje dvaju ili više raznih signala koji indiciraju međusobno povezane veličine, pa se signal za zaustavljanje reaktora formira samo ako su pojedinačni signali međusobno koherenti.

Druzi sistemi za zaustavljanje reaktora, kao što je ubrizgavanje rastvora apsorbera ili ispuštanje moderatora, obično se aktiviraju u posebnim situacijama. To se čini stoga što primena takvih sistema zahteva nakon zaustavljanja više vremena da se reaktor dovede u stanje iz koga se može ponovo pustiti u rad, odnosno da se ukloni apsorber. Prema tipu reaktora, odnosno tipu gorivnih elemenata, ne mora se pri pojavi svakog isticanja

fisionih produkata u rashladno sredstvo zaustaviti postrojenje. Izuzetnom situacijom smatra se i znatnije curenje primarnog rashladnog sredstva iz cirkulacionog kruga. Tada se zaustavljeni reaktor hlađi kao da je nastao akcident. Izuzetnom situacijom smatra se i zaglavljivanje upravljačkih apsorbera, na prvom mestu sigurnosnih, a prema tipu postrojenja mogu se i druge situacije smatrati izuzetnim.

Hlađenje reaktora nakon zaustavljanja. Posle zaustavljanja reaktora neophodno je nastaviti odvođenje toplote iz više razloga. Prvo, snaga reaktora opada posle primene negativne reaktivnosti, ali potom opada sporije. Drugo, u gorivim elementima akumulisana je znatna toplota, naročito ako je keramičko gorivo koje u unutrašnjosti ima temperaturu i višu od 2000°C . U toku nekoliko sekundi ta se toplota preraspodeljuje na ostale delove gorivog elementa, na košuljicu, pa i na rashladno sredstvo, što može da povisi temperaturu i iznad dozvoljene. Treće, radioaktivni fisioni fragmenti emituju znatnu količinu energije u obliku nuklearnog zračenja, koja se apsorbuje u gorivu i okolini (u stacionarnom stanju oko 6% ukupne energije oslobođene u reaktoru jest energija radioaktivnog zračenja fisionih produkata). Ta aktivnost opada nakon zaustavljanja reaktora, ali relativno sporo. Snaga radioaktivnog zračenja po jednoj fisiji, posle vremena t (sekundi) od fisije određena je izrazom

$$P'_{\text{zz}} = k_1 t^{-1.2}, \quad (126a)$$

gde je $k_1 = 4,26 \text{ Ws}^{1.2}$. Iz toga izraza može se dobiti i ukupna snaga zračenja u zaustavljenom reaktoru. Ako je reaktor radio sa snagom P u toku vremena T , snaga zračenja u trenutku t nakon zaustavljanja reaktora iznosi

$$P_{\text{zz}} = k_2 P [t^{-0.2} - (t + T)^{-0.2}], \quad (126b)$$

gde je $k_2 = 6,6 \cdot 10^{-2} \text{ Ws}^{0.2}$. Za dugo vreme rada reaktora ($T \rightarrow \infty$) dobiva se

$$P_{\text{zz}} = k_2 P t^{-0.2}. \quad (126c)$$

Tako, npr., snaga zračenja iznosi $P_{\text{zz}} = 0,04 P$ nakon 10 s od prestanka rada reaktora, $P_{\text{zz}} = 0,03 P$ nakon 1 min, a $P_{\text{zz}} = 0,01 P$ nakon 1 h. Kao što se vidi, snaga zračenja nije zanemarljiva i zahteva da se reaktor nastavi hlađiti nakon zaustavljanja.

U normalnim uslovima u tu svrhu služe osnovni cirkulacioni sistemi, kojim se može neko vreme nastaviti hlađenje reaktora, i pomoćni sistemi za hlađenje koji su namenjeni odvođenju toplote nakon zaustavljanja reaktora. Međutim, u akcidentalnim uslovima, naročito ako akcident nastaju zbog prestanka cirkulacije rashladnog sredstva, ili im prestaje ili opada cirkulacija, moraju se predvideti posebni postupci za akcidentalno hlađenje. Kad su reaktori hlađeni vodom, aktivira se sistem koji u primarno kolo ubrizgava vodu pomoću pumpe visokog pritiska iz posebnog rezervoara. To je obično isti sistem koji služi i za ubrizgavanje rastvora neutronskog apsorbera. Kad je reaktor hlađen vodom pod pritiskom, voda za akcidentalno hlađenje ubrizgava se u primarno kolo na mestu ulaska rashladnog sredstva u reaktor, a često se predviđa i ubrizgavanje na više mesta u kolu. To je posebno važno kada se mora ubrizgavati zbog gubitka rashladnog sredstva iz sistema. U reaktor sa ključalom vodom ubrizgava se preko prstenastog raspršivača koji se nalazi iznad reaktorskog jezgra.

Sigurnosni plasti nuklearnog reaktora. Najveća opasnost koja preti okolini od nuklearnog reaktora jest širenje radioaktivnog materijala, i to prvenstveno materijala sadržanog u gorivu reaktora. Tom širenju se suprotstavljaju dve barijere. To su košuljica gorivnog elementa kao prva, a zatim reaktorski sud, odnosno zidovi ostatog dela primarnog cirkulacionog kola. Sigurnosni uređaji zahtevaju postavljanje još jedne barijere. Ona je potrebna pri havariji na reaktorskom sudu ili drugim delovima primarnog cirkulacionog kola. Već samo isticanje rashladnog sredstva može razoriti gorivne elemente, a time i prodor fisionih fragmenata van cirkulacionog kola. Reaktorsko postrojenje obično se smešta u dva odvojena prostora. U jednom se nalazi reaktor, izmenjujući toplotu, odnosno generator pare, pumpe za cirkulaciju primarnog rashladnog sredstva i sva druga oprema koja je u neposrednoj vezi sa reaktorom i primarnim

rashladnim sredstvom. U drugom delu nalaze se ostali delovi postrojenja koji nisu u neposrednoj vezi sa primarnim rashladnim sredstvom. Reaktor i oprema primarnog kola se smještaju u jednu ili više zaptivenih prostorija koje su u stanju da prime celokupno rashladno sredstvo, te sve ono što je posledica prodora rashladnog sredstva van cirkulacionog kola. Kad su reaktori hlađeni vodom, te prostorije treba da prihvate celokupno rashladno sredstvo u obliku pare, a kad su reaktori hlađeni natrijumom, prostorije treba da prime sve proizvode interakcije natrijuma i okolnog materijala, uključujući i vazduh.

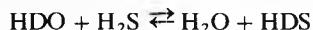
Za ograničavanje zapremine na koju se mogu širiti radioaktivni materijali pri maksimalnom akcidentu moguća su dva rešenja. Prema prvom, zgrada ima standardni oblik sa posebnim prostorijama u kojima su smešteni pojedini delovi primarnog cirkulacionog kola. Pri tome svaka je od tih prostorija predviđena da izdrži određeni pritisak, a opremljena je uređajima za smanjivanje posledica havarija, kao što su tuševi za raspršivanje vode, kojima se smanjuje temperatura sredine i kondenzuje para, zatim sistemi za odvodjenje tečnosti ili gasova i dr. Danas se, međutim, sve više upotrebljava drugo rešenje prema kojemu se gradi jedinstveni *sigurnosni plăš* (kontejnment) u koji je smeštena celokupna oprema reaktora i primarnog kola. Plăš obuhvata dovoljnu zapreminu da može primiti sve proizvode razaranja reaktora. Za reaktore hlađene vodom sigurnosni plăš ima takvu zapreminu i može da izdrži takav pritisak da se u njega može smestiti celokupno rashladno sredstvo pretvoreno u paru. Energetski reaktor moderiran i hlađen vodom pod pritiskom sadrži ~ 300 t vode. Ako plăš može da izdrži pritisak od $0,5$ MPa, njegova slobodna zapremina mora biti $\sim 5 \cdot 10^4$ m³. Pri tome se traže ekonomski optimalna rešenja koja predstavljaju kompromis između pritiska pare i njene zapremine. Za brze reaktore hlađene metalom (natrijumom) zapremina se sigurnosnog plăšta određuje na osnovu drugih pokazatelja, najviše na osnovu zapremine produkata interakcije natrijuma i kiseonika iz vazduha. Zbog toga se pri konstrukciji takvih plăštova teži da se minimizira njegova zapremina i ograniči količina kiseonika. Pri gradnji plăšta takođe se mora računati sa njegovom propustljivosti. Smatra se da se pri izgradnji plăšta teško može obezbediti manje propuštanje od $0,2\text{--}0,5\%$ na dan.

REAKTORSKI MATERIJALI

Gradnja nuklearnih energetskih postrojenja, posebno nuklearnih reaktora, zahteva je i zahteva razvoj potpuno novih materijala ili modifikaciju poznatih materijala sa osobinama koje ranije nisu bile tražene. Npr., uran je pre pronalaska radijuma iskorišćavan veoma malo, i to u obliku soli i oksida. Od pronalaska radijuma uran je proizvođen u većim količinama, ali uglavnom da bi se iz njega izdvajao radijum. Proizvodnja urana kao materijala započela je praktično tek sa razvojem nuklearnih reaktora. Zbog velike potrošnje morale su se razviti metode za ekstrakciju urana iz siromašne rude. Zatim je razvijena proizvodnja metala, legura urana, keramike urana i dr. Slično je bilo i sa torijumom. Plutonijum je bio potpuno novi element kojemu se tehnologija moralila razviti iz osnova. Pored goriva i oplodnog materijala, bilo je potrebno razviti proizvodnju i mnogih drugih specijalnih materijala. To su ili materijali ranije dobro poznati pred koje su postavljeni posebni zahtevi (grafit, čelik), ili materijali koji se nisu ranije upotrebljavali u većem obimu ili u traženom obliku (cirkonijum, teška voda, berilijum).

Teška voda. Obična voda sirovina je za proizvodnju teške vode. U običnoj vodi nalazi se $\sim 0,015\%$ teškog vodonika u obliku deuterijum-oksida (D_2O), odnosno češće u obliku vodonik-deuterijum-oksida (HDO). Teška voda se proizvodi razdvajanjem frakcije HDO, odnosno D_2O od H_2O . Elektrolizom vode jedan je od postupaka za to razdvajanje. Pri elektrolizi vode obični se vodonik izdvaja prije teškog vodonika, tako da u ostatku ima više molekula sa jednim ili dva atoma deuterijuma. Zbog velike potrošnje električne energije (vodonik ima najmanji hemijski ekvivalent od svih elemenata), danas se tim postupkom služi samo za krajnje stepene obogaćenja, od 90% na 99% i više. Pored frakcione destilacije, koja je moguća jer je temperatura ključanja teške vode na pritisku od $0,1$ MPa nešto

viša nego obične vode ($101,42^\circ C$), za proizvodnju teške vode u većim količinama služe danas hemijski postupci. Deuterijum je hemijski identičan običnom vodoniku, ali se hemijske reakcije sa ova dva izotopa ne odvijaju istom brzinom. Tako se, npr., reakcija izmene između vode i sumporovodonika



odvija brže sleva nadesno pri nižim temperaturama, te će u sumporovodoniku biti više deuterijuma. Tako se može postići neko obogaćenje u jednom stepenu i ono se povećava u više stepena. Na temperaturi od $135^\circ C$, međutim, brža je reakcija zdesna nalevo, te će se deuterijum naći pretežno u vodi. To se iskorišćuje za dvostruko obogaćivanje deuterijuma u jednom kombinovanom stepenu.

Grafit, koji se upotrebljava kao moderator u mnogim tipovima termičkih nuklearnih reaktora, veoma je dobro poznat kao tehnički materijal. Za nuklearne reaktore, međutim, grafit mora biti veoma čist, naročito oslobođen od bora, veoma jakog apsorbera neutrona. To se prečišćavanje grafita provodi prvenstveno u sirovini za izradu grafita, koja je najčešće petroleumski koks. Dok su kristali mali, grafit ima veoma loše mehaničke osobine. Tek s porastom kristala u procesu grafitizacije, koji se odvija na temperaturi od blizu $3000^\circ C$, dobija se tehnički grafit gustine $\sim 2,3$ kg/dm³ i dobrih mehaničkih osobina. Grafit ima visoku temperaturu sublimacije ($3900^\circ C$), ali već na $400^\circ C$ gori, te se mora držati u neutralnoj atmosferi (azot, helijum).

Berilijum ima dobre osobine kao moderator neutrona, te se predviđala njegova upotreba kao moderatora ili konstruktivnog materijala u obliku metala ili BeO. Međutim, iako je upotrebljen za gradnju nekoliko eksperimentalnih reaktora, berilijum nije prodro u reaktorsku tehniku ni kao moderator ni kao konstruktivni materijal. Cena izrade je visoka, toksičan je, a nije pokazao izrazite prednosti s obzirom na druge materijale.

Cirkonijum je metal koji, iako relativno rasprostranjen u Zemljinoj kori, ranije nije iskorišćavan u većem obimu. Zbog svojih povoljnih nuklearnih osobina (presek za apsorpciju termičkih neutrona iznosi $0,18 \cdot 10^{-28}$ m²) i dobrih mehaničkih i termičkih osobina, naročito kada je legiran, postao je jedan od najviše upotrebljivih konstrukcionih materijala za izradu gorivnih elemenata (košuljica) i drugih komponenata unutar reaktorskog jezgra. Jedan od osnovnih problema u proizvodnji cirkonijuma je izdvajanje hafnijuma koji ga redovno prati, a koji bi, zbog svog visokog preseka za apsorpciju termičkih neutrona, učinio cirkonijum neupotrebljivim reaktorskim materijalom. Za upotrebu u reaktorskoj tehniци cirkonijum se legira sa kalajem, gvožđem, hromom i niklom. Takve se legure nazivaju cirkaloj, s tim što nose oznake 2, 4 itd., prema sadržaju pojedinih komponenata. Cirkaloj se lako obrađuje, topi, valja na hladno i toplo, vari (u neutralnoj atmosferi) i reže. Upotrebljava se skoro redovno u reaktorima hlađenim običnom ili teškom vodom jer je u vodi otporan prema koroziji.

Niobijum je metal koji se upotrebljava kao konstruktivni materijal za izradu gorivnih elemenata. Za termičke reaktore ponekad se upotrebljava legura cirkonijum-niobijum ($2,5\%$ Nb), dok se za brze reaktore upotrebljava i u čistom stanju. Kao metal veoma je otporan prema koroziji, a na običnoj temperaturi nije osetno rastvorljiv ni u jednoj od kiselina. Relativno lako se obrađuje.

Dok je proizvodnja niobijuma i cirkonijuma razvijena tek za potrebe u nuklearnim reaktorima, doglede je za upotrebu čelika kao konstruktivnog materijala bilo potrebno samo odabrati ili razviti vrste koje odgovaraju pojedinim namenama u nuklearnom reaktoru i koje su otporne na promenu osobina pod dejstvom zračenja. Danas su razvijeni čelici pogodni za izradu reaktorskih sudova, komponenata reaktorskog jezgra i košuljica gorivnih elemenata.

LIT.: A. M. Weinberg, E. P. Wigner, The Physical Theory of Neutron Chain Reaction. The University of Chicago Press, 1958. — G. J. Bell, S. Glasstone, Nuclear Reactor Theory. Van Nostrand Reinhold Co., 1970. — A. D. Галакин, Теория гетерогенного реактора. Атомиздат, Москва 1971. — W. Fratzscher, H. Felke, Einführung in die Kernenergetik. VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig 1971. — J. R. Laramsh, Introduction to Nuclear Engineering. Addison-Wesley, Reading, Mass. 1975. — И. Я. Эмелянов, П. А. Гаврилов, Б. Н. Смирнов, Управление и безопас-

ность ядерных энергетических реакторов. Атомиздат, Москва 1975. — J. J. Duderstadt, L. J. Hamilton, Nuclear Reactor Analysis. John Wiley, New York 1976. — A. E. Profio, Experimental Reactor Physics. John Wiley, New York 1976. — E. E. Lewis, Nuclear Reactor Safety. John Wiley, New York 1977.

D. Popović

NUKLEARNO GORIVO, materijal što sadrži atomska jezgra nekih teških elemenata, kojima se mogu ostvariti nuklearni procesi za oslobađanje energije. U nuklearnom gorivu takvi se procesi podržavaju sami i odvijaju lančano, prenoseći se od jednih na druga atomska jezgra kada se u nuklearnom reaktoru nađe dovoljna količina nuklearnog goriva (v. *Nuklearni reaktori*).

U nuklearna goriva ubrajaju se tri fisisna materijala: uranijum 233 (^{233}U), uranijum 235 (^{235}U) i plutonijum 239 (^{239}Pu). Samo jedan od njih nađen je u prirodi više nego u tragovima. To je izotop ^{235}U . On čini samo $\sim 0,7\%$ prirodног elementa uranijuma. Stoga se taj materijal zove prirodno ili primarnо nuklearno gorivo. Druga dva nuklearna goriva, ^{239}Pu i ^{233}U , dobijaju se veštački u nuklearnim reaktorima. Bombardovanjem neutronima od ^{238}U nastaje ^{239}Pu , a od ^{232}Th nastaje ^{233}U . To su sekundarna nuklearna goriva. ^{238}U i ^{232}Th od kojih nastaju sekundarna goriva zovu se *oplodni materijali*.

Izvorni materijali za nuklearno gorivo, uranijum i torijum, široko su rasprostranjeni u Zemljinoj kori i veliki su energetski potencijali. Njihova ukupna količina do dubine od $\sim 5\text{ km}$ procenjena je na $\sim 12 \cdot 10^{12} \text{ t}$. Najveći deo tih elemenata retko se sreće u koncentracijama ekonomičnim za eksploraciju. Međutim, moguće je iz umereno siromašnih ruda, sa sadržajem od $\sim 0,1\%$ uranijuma, dobiti $20 \dots 25 \cdot 10^6 \text{ t}$ uranijuma i nekoliko miliona tona torijuma. Oni imaju više od deset puta veći energetski potencijal nego sve postojeće zalihe fosilnih goriva (ugalj, nafta, gas i škriljci).

Osobine i vrste nuklearnih goriva. Nuklearno gorivo mora biti veoma čisto i bez primesa koje apsorbuju neutrone. Pre nego što se stavi u nuklearni reaktor, gorivo se oblaže košuljicom koja treba da zadrži proizvode fisije (fisione fragmente) za sve vreme izgaranja u nuklearnom reaktoru, pa i posle toga, sve do njegove prerade. Budući da se u nuklearnom reaktoru stvara toplotna energija, nuklearno gorivo je izloženo visokim temperaturama i temperaturnim gradijentima, te zračenju koje menja fizičke i hemijske osobine materijala. Stoga, pored čistoće, nuklearno gorivo mora biti postojano i izdržljivo u takvim uslovima.

Cisti metalni uranijum retko se upotrebljava kao nuklearno gorivo i pored nekih svojih dobrih osobina (npr. dobra toplotna provodnost), jer pri zagrevanju na dosta niskoj temperaturi menja kristalnu strukturu, a time fizičke i mehaničke osobine. Legiranjem uranijuma s drugim metalima, niobijumom, molibdenom, cirkonijumom, aluminijumom i drugima, mogu se poboljšati osobine metalnog uranijuma kao nuklearnog goriva, ali ne toliko da bi se mogao svrstati u šire upotrebljavana nuklearna goriva.

Sinterovani uranijum-dioksid najčešće se upotrebljava kao nuklearno gorivo u energetskim nuklearnim reaktorima. Za izradu gorivnih elemenata prah se uranijum-dioksida presuje u obliku tableta i sinteruje na visokim temperaturama, obično u atmosferi vodonika. Uranijum-dioksid ima znatnih prednosti u odnosu na metalni uranijum. Može se upotrebiti na visokim radnim temperaturama, a otporan je i na radijaciona oštećenja. Otporniji je na koroziju i u normalnim uslovima rada reaktora ne reaguje s materijalima od kojih se pravi košuljica gorivnog elementa. Ne reaguje ni s vodom. Nedostatak mu je, međutim, što ima malu toplotnu provodnost i relativno malu gustinu u odnosu na metalni uranijum. Pored uranijum-dioksid-a postoje još i druga keramička goriva koja se još ne primenjuju, kao što su uranijum-karbidi (UC) i uranijum-nitrid (UN). Postoji i dispergirano nuklearno gorivo koje je u sitnim česticama, obično kao keramičko gorivo, ugrađeno u veću, najčešće metalnu matricu. Takvo se gorivo zove *kermet* (keramika-

-metal). Kao matrica može poslužiti i moderatorski materijal (grafit, berilijum-oksid, cirkonijum-hidrid).

Zbog promene kristalne strukture na dosta niskim temperaturama metalni plutonijum ne upotrebljava se kao nuklearno gorivo, već njegove legure ili oksidi. Obično se upotrebljava sinterovana smeša uranijum-dioksida i plutonijum-dioksida. Posebnu teškoću predstavlja opasnost da se tokom izrade gorivnih elemenata ne stvari kritična masa već s malom količinom plutonijuma. Zbog emisije jakog α -zračenja, u plutonijumu se stalno stvara toplotna energija.

Torijum se kao oplodni materijal upotrebljava slično kao ^{238}U . Torijum se obično kombinuje s uranijumom u obliku čvrste smeše njihovih dioksida ili dikarbida.

URANIJUMSKE RUDE

Uranijum je široko rasprostranjen. Ima ga u stenama (od nekoliko miligrama do nekoliko stotina grama po toni), u vodama (oko tri miligrama po toni u morskoj vodi) i u materijalima biljnog i životinjskog porekla.

Između tako dispergovanih uranijuma i koncentracija pogodnih za ekonomsku eksploraciju postoje pretkoncentracije sa sadržajem od nekoliko desetaka do nekoliko stotina grama uranijuma po toni koje se mogu iskoristiti. To su fosfati i rude iz kojih se vade uranijum i drugi metali kao sporedni proizvodi.

Ležišta uranijuma imaju dosta različite koncentracije, ali se smatra da su, prema postojećim tržišnim uslovima, ekonomična ona u kojima ima ~ 1000 grama uranijuma po toni rude.

Rasprostranjenost uranijumskih ruda. Ležišta uranijuma ne pojavljuju se ravnomerno u svim geološkim formacijama. Nema nalazišta iz arhajskog doba. Nasuprot tome, u proterozoiku, a naročito u donjem proterozoiku i na prelazu u srednji proterozoik nalaze se skoro dve petine do sada otkrivenih ležišta. Računa se da u primaru ima nešto manje od petine ležišta, dok su preostale dve petine nastale u sekundaru i tercijaru.

Ležišta iz sekundara i tercijara nalaze se na starom prekambrijskom platou Colorada i u bazenu Wyominga (SAD) i Nigera (Afrika; sl. 1), a nastala su najvećim delom erozijom. Najveći deo kanadskih rezervi uranijuma leži severno od jezera Huron pored reke i jezera Elliot i pripadaju tipu kvarcnih konglomerata. Australija je poslednjih godina pronašla velike zalihe uranijuma u oblasti Northern Territory, dok je na jugu i zapadu zemlje pronađeno po jedno veliko sedimentno ležište. Najveći deo rezervi uranijuma Južnoafričke Republike spada u orudnjenja tipa *konglomerata* u oblasti Witwatersrand. Tu se uranijum dobija kao sporedni proizvod u rudnicima zlata. U Namibiji se nalazi ležište uranijuma u granitnim stenama s malim sadržajem metala, ali je pogodno za eksploraciju.



Sl. 1. Površinski kop rudnika uranijuma u Arlitu (Niger)

Obogaćenja uranijumom u fosfatima odvijala su se u permu (Florida) i na prelazu iz krede u tercijar (severna Afrika). Obogaćenja uranijumom u crnim škriljcima nastala su u paleozoiku (kambrij, silur, devon). Uranonosna zona zapadne i srednje Evrope bez evidentne je veze s prekambrijem i nalazi se u formaciji hercijena.