

u okvir s prozirnim ploham. Nakon što se iz okvira isiše zrak, negativ dobro nalegne na ploču. Ekspoziranje (osvjetljavanje) provodi se izvorom svjetlosti koji zrači svjetlo na valnoj duljini prema kojoj je lak osjetljiv. Razvijajući (otapalo) se bira prema vrsti laka. Jetkanje uskih i tankih konfiguracija je to uspješnije što se brže sprovodi. Zato se otapalo najčešće raspršava i štrca s određene udaljenosti na ploču. (Slika i neki podaci o tiskanim krugovima mogu se naći u članku *Elektronika, Sastavni dijelovi*, TE 4, str. 485).

**Konturno jetkanje** (izrezivanje jetkanjem). U finoj mehanici i elektronici stalno se teži smanjivanju konstrukcionih elemenata. Sve veća je primjena dijelova koji se izrađuju od lima debljine 0,05...0,2 mm. Zato je tehnika mehaničkog oblikovanja (štančanje) tih dijelova sve manje prikladna. To naročito vrijedi za male i srednje serije i za eksperimentalnu proizvodnju. U navedenim slučajevima troškovi alata za mehaničku obradu postaju nepodnošljivo veliki. Zato se za takvu proizvodnju sve više primjenjuje obrada konturnim jetkanjem.

Postupak konturnog jetkanja u osnovi je identičan postupku fotokemijske izrade tiskanih krugova. Razlika je u tome što se lim potpuno izjetka i što se jetkaju različiti materijali. Brzina jetkanja nije jednaka u svim smjerovima grananja kristala. Ovo se to više očituje što jetkanje dulje traje. Stoga se nastoji da jetkanje traje što kraće. Materijali sa sitnozrnatom strukturom bolje se jetkaju. Najbolje se jetka bakar. Legure željeza s niklom, kobaltom i germanijumom jetkaju se srednje dobro. Silicijum smanjuje jetkavost čelika. Legura se aluminijuma najlošije jetka. Mehanička svojstva ne utječu na jetkanje; jednako se mogu jetkati i meki i tvrdi materijali. Konturnim jetkanjem općenito se postižu veće točnosti nego štančanjem. Točnost je to veća, što je debljina lima manja.

**Obrade u vakuumu.** U suvremenoj tehnologiji sve više se primjenjuju prerade materijala i obrade dijelova koje se odvijaju u vakuumu. Opseg postupka kreće se od otplinjavanja transformatorskog ulja i izrade elektroničkih cijevi do pokrivanja površina jednog materijala tankim slojem drugog materijala. Pokrivanje površina od posebnog je značenja u finomehaničkoj i elektroničkoj tehnici.

**Proces pokrivanja u vakuumu** može se razložiti u tri faze: isparavanje, prijenos i kondenzacija pokrovnog materijala na površini koja se pokriva. Isparavanjem se pokrovni materijal razlaže na molekule, odnosno atome. Uzme li se u obzir da je red veličine srednje molekule  $4 \cdot 10^{-10}$  nm, izlazi da je za debljinu pokrovnog sloja od  $1 \mu\text{m}$  potrebno 2 500 slojeva molekula. Iz navedenog je očito da se pokrivanjem u vakuumu mogu postići vrlo tanki pokrovni slojevi. Prema veličini vakuuma razlikuju se postrojenja sa srednjim vakuumom ( $10^{-1} \dots 10^{-3}$  mmHg), visokim vakuumom ( $10^{-3} \dots 10^{-6}$  mmHg), i ultravisokim vakuumom ( $10^{-6} \dots 10^{-9}$  mmHg). Ta podjela ima orijentacijski karakter, jer već postoje postrojenja s vakuumom većim od  $10^{-9}$  mmHg. Za pokrivanje površina pokrovnim slojem veličina vakuuma ima bitan utjecaj, jer utječe kako na isparavanje tako i na prijenos i kondenzaciju pokrovnog materijala. Što je niži tlak niža je i temperatura isparavanja. Pri tlakovima nižim od  $10^{-4}$  mmHg, broj molekula zraka je tako malen da se čestice isparenog pokrovnog materijala gibaju pravocrtno (jer se ne sudaraju sa česticama zraka). Pri tlaku od  $10^{-5}$  mmHg u  $1 \text{ cm}^3$  vakuumske komore nalazi se još uvijek  $10^{11}$  molekula zraka. Dio tog zraka taloži se zajedno s pokrovnim materijalom na površinu izratka i tu dijelom kemijski reagira s parama pokrovnog materijala, a dijelom biva apsorbiran. Zato tlak u vakuumskoj komori pada. Broj molekula zraka u pokrovnom sloju proporcionalan je broju molekula u vakuumskoj komori i obrnuto proporcionalan vremenu pokrivanja. Tako je npr. broj molekula u pokrovnom sloju isti pri tlaku od  $10^{-8}$  mmHg i trajanju pokrivanja od 1 000 s, kao pri tlaku od  $10^{-5}$  mmHg i trajanju pokrivanja od 1 s. Kako je zrak u pokrovnom sloju nepoželjan, očita je prednost manjih tlakova. Ispareni pokrovni materijal samo se dijelom kondenzira na površini izratka, a preostali dio, kako se smatra, trenutno se ponovno ispari. Kako bi se izbjegle neželjene ili postigle željene reakcije, atmosfera u vakuumskoj komori može se obogatiti određenim plinovima. Pokrovni materijal se isparava različitim postupcima grijanja.

Primjenjuju se ovi postupci: katodno isparavanje (katodno raspršavanje), grijanje volframovom spiralom, i to neposrednim kontaktom spirale i pokrovnog materijala ili zračenjem. Dobri efekti se postižu grijanjem pomoću elektronskih zraka. Indukcijsko zagrijavanje se u tehnici pokrivanja ne primjenjuje.

Posebna pažnja mora se posvetiti čišćenju kako izratka tako i vakuumske komore. Izradak se čisti u dvije etape. U prvoj etapi mogu se primijeniti uobičajene metode, npr. čišćenje ultrazvukom. Druga etapa odvija se u vakuumskoj komori. Nakon što se postigne vakuum reda veličine 1 mmHg, propuhava se komora nekim očišćenim plinom, npr. dušikom. Umjesto propuhavanja plinom može se izradak bombardirati ionima pri vakuumu od  $10^{-1} \dots 10^{-2}$  mmHg. Postoje i drugi postupci čišćenja u vakuumskoj komori. Po svakom završenom procesu čisti se i vakuumska komora.

**Izrada integriranih sklopova.** Široku primjenu elektronike omogućili su novi postupci izrade elektroničkih elemenata i sklopova. Umjesto sastavljanja elektroničkih sklopova iz pojedinačnih elemenata, novi su tehnološki postupci omogućili izradu tzv. integriranih sklopova, kod kojih se svi ili samo neki sastavni elementi zajedno sa spojnim vodovima izrađuju u toku jedinstvenog proizvodnog procesa. Tim je postupcima moguće izraditi veći broj sklopova na površini od nekoliko četvornih milimetara. S obzirom na proizvodni postupak postoji više vrsta integriranih sklopova. Poluvodički integrirani sklopovi izrađuju se najčešće u epitaksijalno-planarnoj tehnici s dvostrukom difuzijom, slično kao tranzistori. Integrirani sklopovi s tankim filmom proizvode se neparivanjem tankih slojeva metala i izolacijskih materijala uz naknadno jetkanje suvišnih slojeva. Integrirani sklopovi s debelim filmom izrađuju se pomoću foto-maski sa sitom na principu sitotiska. Proizvodni postupci za sve vrste integriranih sklopova opisani su u članku *Elektronika, Sastavni dijelovi*, TE 4, str. 485.

LIT.: J. A. Hrones, G. L. Nelson, Analysis of the four-bar linkage, New York 1951. — K. Hain, Die Feinwerktechnik, Giessen 1953. — O. Kraemer, Getriebelehre, Karlsruhe 1959. — O. Richter, v. Voss, Kozar, Bauelemente der Feinmechanik, Berlin 1959. — Hütte, Ingenieure Taschenbuch, IIB Feinmechanik, Berlin 28 1960. — K. Hain, Angewandte Getriebelehre, Düsseldorf 1961. — J. Hirschhorn, Kinematics and dynamics of plane mechanisms, New York 1962. — H. Mabie, Mechanisms and dynamics of machinery, New York 1963. — И. Левин, Справочник конструктора точных приборов, Москва 1964. — G. Niemann, Maschinenelemente 1 i 2, Berlin 1965. — N. Chironis, Mechanisms, linkages and mechanical controls, New York 1965. — S. Hildebrand, Feinmechanische Bauelemente, Berlin 1967. — Isti, Einführung in die feinmechanischen Konstruktionen, München 1969. — R. Sewig, Neuartige Fertigungsverfahren in der Feinwerktechnik, München 1969. — Grupa autora, Taschenbuch Feingerätetechnik 1 i 2, Berlin 1971. — A. Kuhlenkamp, Konstruktionslehre der Feinwerktechnik, München 1971. — Priručnik: Praktičar 1, 2 i 3, Zagreb 1973. — H. Д. Ачкасов, В. С. Терган, Технология точного приборостроения, Москва 1973.

I. Ruševljan

**FISIJA ATOMSKOG JEZGRA, nuklearna fisija, deoba, cepanje ili rascjep atomskog jezgra**, nuklearni proces u kome se teže atomsko jezgro deli na dva dela, odnosno na dva lakša jezgra. Fisija predstavlja danas daleko najznačajniji nuklearni proces za primenu nuklearnih pojava u praktične svrhe. Na procesu fisije zasnovane su direktno ili posredno sve oblasti nuklearne tehnike, od primene radioaktivnih izotopa u raznim oblastima istraživanja i prakse pa do iskorišćenja energije oslobođene u nuklearnim procesima za proizvodnju električne, toplotne ili mehaničke energije, ili za stvaranje nuklearnih eksplozija.

Fisija atomskog jezgra je otkrivena u toku izučavanja nastajanja transuranskih elemenata (v. *Aktinijum i aktinidi*, TE 1, str. 46) pri bombardovanju teških atomskih jezgara, prvenstveno urana, neutronima. Ova izučavanja su započela još 1934, posle otkrića neutrona, a sastojala su se u hemijskoj analizi mikrokoličina novih elemenata koji se nalaze u uranu prethodno ozračenom neutronima. Otkriće procesa fisije započelo je time što su među hemijskim elementima nastalim u uranu posle bombardovanja neutronima nađeni uz elemente čije su atomske težine bliske atomskoj težini urana, elementi sa atomskim težinama znatno manjim od atomske težine urana. Prvi lakši element, lantan, uočili su na ovaj način I. Curie i P. Savić 1938, a O. Hahn i F. Strassmann su 1939 potvrdili pojavu lantana, a zatim utvrdili i pojavu barijuma i cerijuma. Hahn i Strassman su na osnovu ovih rezultata oprezno ukazali na mogućnost nastajanja procesa deobe jezgra urana na dva dela, a ubrzo su L. Maitner i O. Frisch dali objašnjenje ovog procesa. Iste 1939 godine fisiju atomskog jezgra teorijski su obradili N. Bohr i J. Wheeler u svom nuklearnom modelu zasnovanom na analogiji sa kaplicom tečnosti (v. *Atomska jezgra* TE 1, str. 488), kojim su objasnili izvesne pojave kod težih atomskih jezgara, a posebno fisiju. Otkriće procesa fisije atomskog jezgra pobudilo je veliko interesovanje, te se već u toku 1939 saznalo za sve bitnije osobine procesa fisije.

Pokazalo se da su procesu nuklearne fisije podložni osim urana i drugi teški elementi, kao što je npr. torijum, a isto tako da se proces fisije može izazvati ne samo neutronima, već i drugim nuklearnim česticama kao što su deuteroni, protoni i alfa-čestice, pa i gama-kvantima. Pokazano je takođe da se proces fisije može dogoditi i spontano, bez spoljnog uticaja na jezgro (spontana fisija). Kako su proučavanja procesa fisije odmicala tako je postajalo sve jasnije da je konačno dobio proces koji otvara već od ranije naslućivane mogućnosti da se energija koja se oslobađa u nuklearnim procesima, nuklearna energija, koristi u razne praktične svrhe.

Osnovne osobine procesa fisije koje su omogućile njegovu široku primenu su ove:

a) Proces fisije je egzoergičan, tj. u njemu se oslobađa energija. Pri fisiji jednog atomskog jezgra dobija se relativno poznati velika energija od 200 megaelektronvolti (MeV) — ostali poznati egzoergični nuklearni procesi oslobađaju energiju reda nekoliko megaelektronvolti — a energije koje se oslobađaju u jednom hemijskom procesu (pri interakciji dvaju atoma) reda su elektronvolta, dakle više miliona puta manje.

b) Proces fisije se može izazvati neutronima koji kao neutralne čestice lako prodiru u atomsko jezgro, tako da se projektile — u ovom slučaju neutroni — mogu u velikom procentu iskoristiti za izazivanje procesa fisije. Nuklearni procesi izazvani naelektrisanim česticama kao što su protoni, deuteroni, alfa-čestice, zatim gama-kvantima, imaju mali prinos jer većina projektila izgubi svoju energiju jonizacijom atoma. Naelektrisane čestice niske energije, budući da su pozitivne kao i atomska jezgra, usled odbojnih električnih sila prodiru slabo do jezgara ili ne prodiru do njih nikako, te su za burnu interakciju, osim u specijalnim uslovima (v. *Termonuklearne reakcije*), praktično izgubljene.

c) Pri procesu fisije atomsko jezgro se deli na dva dela, ispušta gama-kvante, i, što je najvažnije, nekoliko novih neutrona. Ovi novi neutroni u stanju su da izazovu fisiju u okolnim atomskim jezgama, čime se fisija može spontano prenositi sa jednog atomskog jezgra na drugo tzv. *lančanom reakcijom*. Kontinualnim odvijanjem fisija dolazi i do kontinualnog oslobađanja energije iz fisije. Uredaji u kojima su ostvareni uslovi za uspostavljanje i održavanje lančane reakcije fisije nazivaju se nuklearnim reaktorima (v. *Nuklearni reaktori*). Ovaj naziv obično je rezervisan za takve uređaje u kojima se lančana reakcija može odvijati kontinualno i kontrolisano, tako da se fisija može koristiti kao kontinualan izvor korisne energije. Ukoliko je lančana reakcija burna, odnosno ukoliko je ona tako brza da se fisijom u vrlo kratkom vremenu obuhvati veliki broj atomskih jezgara i oslobodi velika količina energije, koju ne može apsorbovati okolina, dolazi do tzv. nuklearne eksplozije. Uredaj u kojem se nuklearna eksplozija izaziva namerno naziva se najčešće nuklearnom eksplozivnom napravom ili nuklearnom bombom (v. *Nuklearno oružje*).

d) Nova atomska jezgra koja nastaju pri fisiji, tzv. *fisioni fragmenti*, po pravilu su radioaktivni. Zbog toga materijal u kome je veliki broj atomskih jezgara bio podvrgnut procesu fisije predstavlja snažan izvor radioaktivnog zračenja i može se, po vađenju iz reaktora, koristiti u razne praktične svrhe. Osim toga u nuklearnim reaktorima različiti radioaktivni materijali mogu se proizvoditi i pomoću neutrona kojih, kao nosilaca procesa fisije, ima u nuklearnom reaktoru u velikom broju (neutronske gas). Neutroni vrlo lako interaguju sa drugim jezgama (v. *Nuklearne reakcije, Neutron*) najčešće ih čineći radioaktivnim. Zbog toga skoro svi materijali stavljeni u nuklearni reaktor postaju radioaktivni, što se koristi za proizvodnju radioaktivnih izotopa raznih hemijskih elemenata (v. *Radioaktivni izotopi*) u velikim razmerama i uz niske proizvodne troškove. Stoga su na procesu fisije posredno zasnovane i skoro sve praktične primene radioaktivnih izotopa.

Razvoj primene fisije atomskog jezgra započeo je odmah po otkrivanju najglavnijih karakteristika procesa. Već 1942 dobijena je konačna potvrda o mogućnosti uspostavljanja lančane reakcije fisije, a krajem iste godine sagrađen je na Univerzitetu u Chicagu prvi nuklearni reaktor i time ostvarena lančana reakcija fisije (E. Fermi, H. Anderson i W. Zinn). Godine 1945 sagrađena je i isprobana prva nuklearna bomba (USA), 1951 demonstrirana je proizvodnja električne energije iz fisije (USA), 1954 sagrađena je nuklearna podmornica (USA), 1955 prva eksperimentalna nuklearna elektrana (SSSR), 1956 prva nuklearna elektrana industrijskog kapaciteta (Vel. Britanija), 1957 pušten je u more prvi površinski brod na nuklearni pogon (SSSR).

**Uslovi za fisiju atomskog jezgra.** Nukleoni (zajedničko ime za protone i neutrone), od kojih su sagrađena sva atomska jezgra, vezani su u jezgro nuklearnim silama (v. *Atomska jezgra*, TE 1, str. 479). Dejstvo ovih privlačnih sila uslovljava odgovarajuću energiju veze među nukleonima. Analiza postojećih jezgara pokazuje da ova energija veze svedena na jedan nukleon ( $\bar{E}_v$ ) varira od jednog atomskog jezgra do drugog. U zavisnosti od masenog broja  $A$  (broja nukleonâ, odnosno zbira broja neutronâ  $N$  i broja protonâ  $Z$ ) energija veze po jednom nukleonu pokazuje opšti trend predstavljen na sl. 1 u članku *Atomska jezgra*.

Iz krive proizlazi da je energija veze po jednom nukleonu u teškim jezgama manja no u srednjim. Ako se teško jezgro masenog broja  $A$  i energije veze po nukleonu  $\bar{E}_v$  podeli na dva dela  $A_1$  i  $A_2$ , kojima odgovaraju energije  $\bar{E}_{v1}$  i  $\bar{E}_{v2}$ , ukupna će se veza nukleona pojačati za energiju

$$Q = \bar{E}_{v1} A_1 + \bar{E}_{v2} A_2 - \bar{E}_v A$$

i tolika će se energija pri tom procesu osloboditi. Za najteža jezgra je  $A \approx 240$ ,  $\bar{E}_v \approx 7,4$ ; pri podeli na dva jednaka dela  $A_1 = A_2 = A/2 \approx 120$ , a  $\bar{E}_{v1} = \bar{E}_{v2} \approx 8,4$  MeV tako da se oslobađa energija  $Q = 210$  MeV.

Iz ovoga proizlazi da su teška jezgra nestabilna u odnosu na deobu i trebalo bi da se, težeći ka nižem energetskom stanju, odnosno ka većoj stabilnosti, spontano i trenutno dele na dva dela. S obzirom na to da teška jezgra ipak postoje u prirodi, očigledno se ovakvoj deobi suprotstavlja neka energetska barijera. Radi se o elektrostatičkoj barijeri koja ima poreklo u činjenici da su sva atomska jezgra naelektrisana jer sadrže pozitivne protone.

Priroda barijere može se pokazati i procesom obrnutom fisiji: spajanjem dva lakša jezgra u jedno teško. Kako pokazuje sl. 1, pri spajanju dvaju jezgara delovaće među ovima zbog istoimnog naelektrisanja elektrostatičke odbojne sile. Potencijalna energija sistema dveju čestica sa naelektrisanjem  $Z_1 e$  i  $Z_2 e$ , gde je  $e$  elementarno električno opterećenje koje nosi proton, rašće sa smanjivanjem njihovog rastojanja  $r$  po Coulombovom zakonu  $E_p = Z_1 e \cdot Z_2 e / r^2$ . Privlačne nuklearne sile počinju da deluju tek kada se čestice sasvim približe jedna drugoj, s obzirom na to da su nuklearne sile vrlo kratkog dometa: praktično se prostiru u domenu onoga što se naziva dimenzijama jezgra. Poluprečnik jezgra je približno dat jednačinom

$$R = R_0 A^{1/3},$$

gdje je  $R_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$  cm. U trenutku spajanja jezgra, kada počinju da deluju nuklearne sile, potencijalna energija iznosi

$$E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})},$$

odnosno za  $A \approx 240$ ,  $A_1 = A_2 = A/2$  i  $Z = 92$ ,  $Z_1 = Z_2 = Z/2$ ,  $E_c \approx 220$  MeV. Kada bi energija veze u novonastalom jezgru ostala nepromenjena, potencijalna energija bi opet pala na nulu. Zbog manje energije veze novog težeg jezgra potencijalna će energija opasti na samo  $E_f = Q$ , s obzirom na to da će tolika energija otići na razlabavlivanje nuklearnih veza. Višak uložene energije od

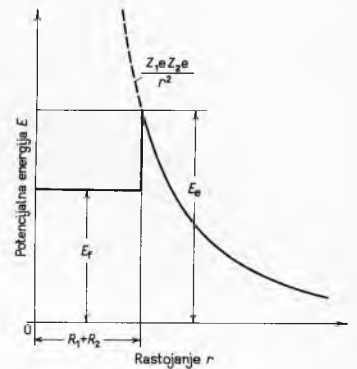
$$E_c - E_f = E_c$$

oslobodiće se, npr. emisijom gama-zračenja, a u čitavom procesu biće utrošena energija  $E_f$ .

Da bi se novo atomsko jezgro ponovo podelilo na dva prvobitna dela, očigledno se mora savladati barijera  $E_c$ , odnosno atomsko jezgro se mora pobuditi za najmanje toliku energiju da bi započeo proces deobe. Kada se dva nova jezgra razdvoje, prestaće delovanje privlačnih nuklearnih sila i nadalje će delovati samo odbojne elektrostatičke sile. Kada se nova jezgra udalje jedno od drugog, dobiće se energija  $E_c$  umanjena za uloženu energiju  $E_c$ , odnosno oslobodiće se energija  $E_f = E_c - E_c$ . Prema tome proces fisije je egzoergičan, ali se u njega mora prethodno uložiti izvesna energija radi pobude jezgra.

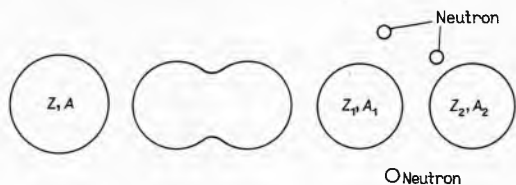
Kritična energija za fisiju vrlo teških jezgara nije suviše visoka s obzirom na to da je  $E_f \approx 210$  MeV a  $E_c \approx 220$  MeV. U tabeli 1 date su za neka atomska jezgra kritične energije dobijene na osnovu uprošćene formule

$$E_c \approx A^{2/3} (0,89 - 0,02 Z^2/A) \text{ [MeV]}.$$



Sl. 1. Potencijalna energija dvaju atomskih jezgara pri spajanju ili razdvajanju

Ova formula proizlazi iz pomenutog modela kapljice čija je predstava deobe data na sl. 2.



Sl. 2. Proces fisije atomskog jezgra i ispuštanje neutrona predstavljen modelom kapljice

Energija pobude na različite se načine može saopštiti jezgru, a od najvećeg interesa je pobuđivanje jezgra neutronima. Prodor jednog neutrona u atomsko jezgro vodi pobudi jezgra zbog toga što se neutron vezuje nuklearnim silama, pri čemu se u prvoj fazi jezgro pobuđuje odgovarajućom energijom veze. U tabeli 1 date su i energije veze neutrona za neka atomska jezgra u MeV.

Tabela 1  
FISIONE KARAKTERISTIKE NEKIH TEŠKIH IZOTOPA

	<sup>232</sup> <sub>90</sub> Th	<sup>233</sup> <sub>91</sub> Pa	<sup>238</sup> <sub>92</sub> U	<sup>235</sup> <sub>92</sub> U	<sup>233</sup> <sub>92</sub> U	<sup>239</sup> <sub>94</sub> Pu
$E_c$	7,1	6,4	6,8	6,4	6,2	5,8
$E_v$	6,6	5,6	4,8	6,5	6,8	6,4
$E_p$	0,5	0,8	2,0	—	—	—
$E_p \text{ exp}$	1,3	0,5	1,1	—	—	—

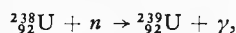
Uobičajene oznake za izotope: levo dole od hemijske oznake dat je atomski broj  $Z$ , levo gore maseni broj  $A$ . Nuklearne osobine atomskog jezgra ne zavise samo od njegove pripadnosti hemijskom elementu, odnosno od atomskog broja  $Z$ , već i od masenog broja, tj. i od broja neutrona koje sadrži jezgro. Energije su date u megaelektronvoltima (MeV)

Kao što se vidi, u atomskim jezgrima urana-235 (92 protona i  $235 - 92 = 143$  neutrona), urana - 233 (92 protona i  $233 - 92 = 141$  neutron), plutonijuma-239 (94 protona i  $239 - 94 = 145$  neutrona) već sama energija veze neutrona premašuje kritičnu energiju za fisiju. Druga atomska jezgra, kao što su uran 238 i torijum 232, imaju energiju veze neutrona manju no što je kritična energija za fisiju. Prema tome, u prvom slučaju ma kakav neutron, i sasvim spor, može izazvati fisiju, a u drugom slučaju, da bi došlo do fisije, neutron mora imati i izvesnu kinetičku energiju, kako bi ukupna energija pobude prevazišla kritičnu energiju za fisiju. U tabeli 1 su date razlike  $E_p$  između kritične energije i energije veze neutrona, tj. minimalne kinetičke energije neutrona potrebne da dođe do fisije. Pored vrednosti  $E_p$  dobijene na osnovu modela kapljice, date su i izmerene vrednosti  $E_p \text{ exp}$ . Razvijene su i teorije koje daju znatno bolje slaganje sa izmerenim vrednostima nego model kapljice.

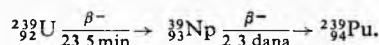
**Fisibilni materijal.** Uobičajeno je da se fisionim ili fisibilnim izotopima nazivaju samo nuklearni izotopi koji se mogu podvrći procesu fisije i sasvim sporim neutronima. Materijal koji sadrži fisibilne izotope naziva se *fisibilnim materijalom*. Ako je reč o korišćenju u nuklearnom reaktoru, fisibilni materijal se naziva i *nuklearnim gorivom*, a ako je reč o korišćenju u eksplozivnim napravama, *nuklearnim eksplozivom*. Među izotopima koji se nalaze u prirodni fisibilan je samo izotop 235 urana. U prirodnom uranu izotopa 235 ima svega 0,714%, a ostali deo čine uran-238 (99,28%) i uran-234 (0,0057%). Poslednja dva izotopa mogu se podvrći fisiji samo brzim neutronima. S obzirom na to da sadrži jedan fisibilni izotop, uran se može smatrati prirodnim fisibilnim materijalom, odnosno prirodnim nuklearnim gorivom. Posebnim metodama materijal se može obogatiti nekim datim izotopom (v. *Separacija izotopa*). Tako se veštačkim putem može dobiti uran kome je procenat izotopa 235 veći no u prirodi. Takav uran se naziva *obogaćenim uranom* i to slabo obogaćenim ako je procenat urana-235 manji od 5%, srednje obogaćenim ako je između 5 i 30% i jako obogaćenim ako je više od 30%.

Pored urana-235, koji je jedini prirodni fisibilni izotop, u nuklearnim reakcijama se mogu dobiti i veštački izotopi koji su fisibilni. Među njima su najvažniji uran-233 i plutonijum-239.

Plutonijum-239 može se dobiti kao posledica bombardovanja izotopa 238 urana neutronima:

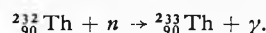


tj. neutron  $n$  vezuje se u atomsko jezgro urana-238, pri čemu nastaje izotop urana 239, a odgovarajuća energija veze neutrona emituje se kao gama-zračenje (radijativna apsorpcija neutrona). Izotop urana 239 je  $\beta^-$ -radioaktivan, tj. izbacuje jedan negativni elektron, zbog čega mu se pozitivno naelektrisanje povećava za jedinicu, te prelazi u atomsko jezgro elementa  $Z = 93$ , tj. neptunijuma-239. Novo jezgro je takođe  $\beta^-$ -radioaktivno i prelazi u jezgro sa  $Z = 94$ , tj. plutonijum. Pri svim ovim procesima ne menja se maseni broj jezgara. Opisani lanac radioaktivnog raspada predstavlja se shemom

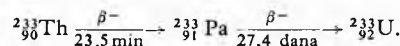


Označeni vremenski periodi odnose se na trajanje radioaktivnog procesa izraženog preko tzv. vremena poluraspada, tj. vremena za koje polovina jezgara doživi datu transformaciju (v. *Radioaktivni izotopi*). Nuklearni reaktori koji kao gorivo koriste prirodni ili slabo obogaćeni uran sadrže znatnu količinu urana-238, te se pod dejstvom neutrona gornji proces neprestano odvija u reaktoru.

Izotop 233 urana, koji je takođe fisibilan, nastaje apsorpcijom neutrona u izotopu 232 torijuma u procesu



Torijum-233 je radioaktivan i raspada se u uran-233 u ovom lancu:



Torijum-232 je jedini izotop od koga je sastavljen prirodni torijum, te će se u prirodnom torijumu stavljenom u nuklearni reaktor stvarati fisibilni izotop <sup>233</sup>U.

Proces nastajanja plutonijuma-239 i torijuma-232 naziva se *nuklearnom konverzijom*, a materijal iz koga se konverzijom dobija fisibilni izotop (<sup>238</sup>U, <sup>232</sup>Th) naziva se *oplodnim materijalom*. U nekim slučajevima grade se nuklearni reaktori koji su namenjeni isključivo proizvodnji plutonijuma, npr. kada se želi doći do plutonijuma radi proizvodnje nuklearnog oružja (konvertorski reaktori). Inače konverzijom se nadoknađuje utrošeno nuklearno gorivo tako da se »sagoreva« ne samo fisibilni izotop, već i oplodni materijal. Kao *faktor konverzije* ( $C$ ) definiše se odnos konverzijom novostvorenih atomskih jezgara fisibilnih izotopa i fisijom ili radijativnom apsorpcijom utrošenih atomskih jezgara fisibilnih izotopa. U reaktoru na prirodni uran postiže se faktor konverzije od 0,8, što u povoljnim slučajevima omogućuje iskorišćenja i više od 1% urana, iako prvobitnog fisibilnog izotopa, urana-235, ima u prirodnom uranu svega 0,714%. Ako se ostvare pogodni uslovi u nuklearnom reaktoru, može proizvodnja novog fisibilnog izotopa da nadmaši utrošak ( $C > 1$ ), tako da se iz reaktora može vaditi višak proizvedenog plutonijuma-239 ili urana-233 i koristiti ga za izgradnju drugih reaktora. Ovakvi reaktori se nazivaju *oplodnim reaktorima* ili, po engleskom, *briderima* (breeder).

Pored urana-233 i plutonijuma-239, u nuklearnim reakcijama se mogu proizvesti i drugi fisibilni izotopi, sa atomskim brojem većim od 92 (transurani), kao što su americijum <sup>243</sup>Am, kirijum <sup>245</sup>Cm, kalifornijum <sup>249</sup>Cf, i dr. Za nuklearnu tehniku posebno su važni viši izotopi plutonijuma <sup>240</sup>Pu, <sup>241</sup>Pu, <sup>242</sup>Pu, koji nastaju uzastopnom apsorpcijom neutrona u plutonijumu-239. Među njima je fisibilan <sup>241</sup>Pu.

**Neutroni iz fisije.** Za proces lančane reakcije fisije od bitnog je značaja nastajanje novih neutrona. Pri fisiji date vrste atomskih jezgara može nastati različiti broj neutrona, ali je njihov srednji broj po jednoj fisiji karakteristika datog atomskog jezgra, s tim što unekoliko zavisi i od energije upadnog neutrona. Srednji broj neutrona iz fisije  $\nu$  može se predstaviti približnom relacijom

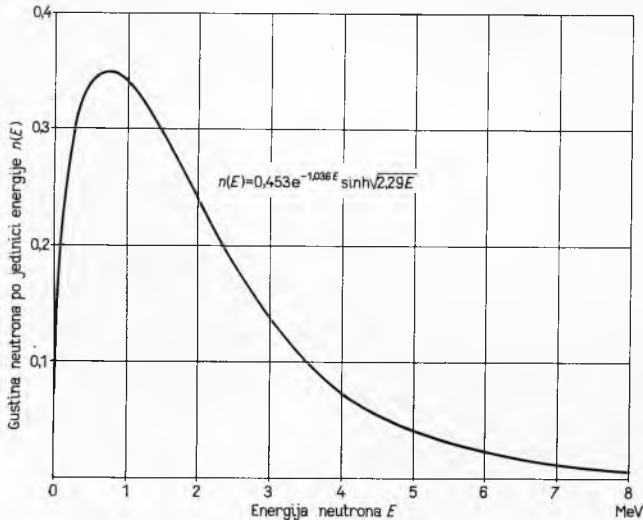
$$\nu(E) = \nu_0 + aE,$$

gde je  $E$  energija neutrona u MeV, a  $\nu_0$  i  $a$  su konstante date u tabeli 2. U tabeli 2 navedeno je i vreme poluraspada datih izotopa s obzirom na to da su svi teži izotopi i radioaktivni, najčešće ispuštajući alfa-česticu.

Neutroni koji nastaju pri fisiji spadaju uglavnom u energetska oblast brzih neutrona, tj. imaju kinetičku energiju reda megaelektronvolta. Njihova srednja energija iznosi  $\sim 2$  MeV, ali oni obuhvataju čitav spektar energija koji ide od 0 pa do  $\sim 10$  MeV, sa maksimumom na 0,85 MeV (sl. 3). Spektar ovih neutrona određen je semiempirijskom relacijom

$$n(E) = 0,453 e^{-1,036 E} \sinh(2,29 E)^{1/2},$$

gde je  $E$  energija neutrona u megaelektronvoltima, a  $n(E)$  energetska gustina elektronâ.



Sl. 3. Energetski spektar neutrona iz fisije

U nekim nuklearnim reaktorima neutroni iz fisije izazivaju nove fisije, prethodno ne menjajući bitno svoju energiju. S obzirom na to da su ovi neutroni brzi, takvi reaktori se nazivaju *brzim nuklearnim reaktorima* ili reaktorima na brze neutrone. I u nuklearnim eksplozivnim napravama fisije izazivaju brzi neutroni.

Tabela 2  
BROJ NEUTRONA EMITOVANIH PRI FISIJU

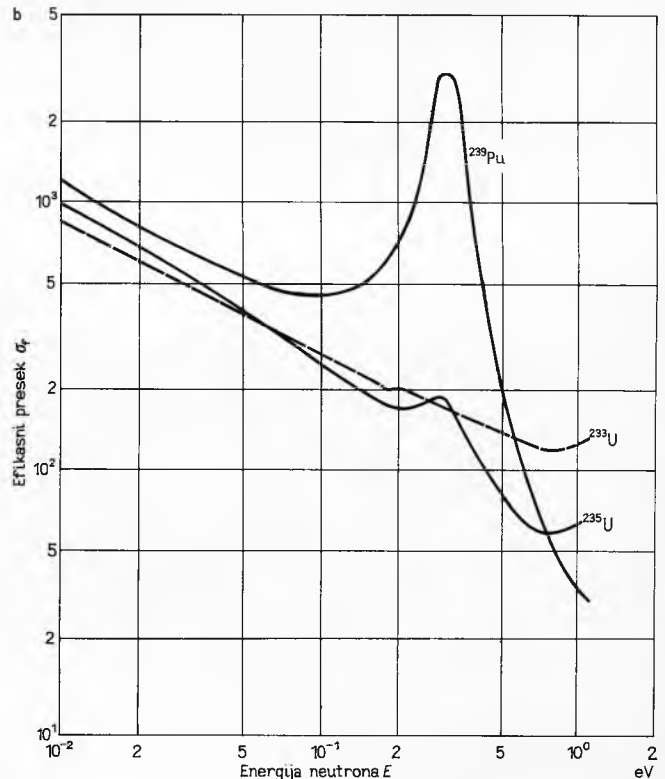
Izotop	Procenat izotopa u prirodnom elementu	Vreme poluraspada (godina)	E do 1 MeV		E preko 1 MeV	
			$\nu_0$	$\alpha$	$\nu_0$	$\alpha$
$^{235}\text{U}$	0,714	$7,1 \cdot 10^8$	2,430	0,065	2,35	0,150
$^{238}\text{U}$	99,28	$7,5 \cdot 10^8$	—	—	2,30	0,160
$^{234}\text{U}$	0,006	$2,5 \cdot 10^5$	—	—	—	—
$^{237}\text{U}$	Veštački	$1,6 \cdot 10^5$	2,494	0,075	2,41	0,136
$^{239}\text{Pu}$	Veštački	$2,4 \cdot 10^4$	2,969	0,148	2,91	0,133
$^{232}\text{Th}$	100	$1,6 \cdot 10^8$	—	—	1,87	0,164

Međutim, u reaktorima koji se danas grade najčešće se neutroni iz fisije usporavaju pre no što izazovu nove fisije. Usporavanje neutrona se vrši ubacivanjem tzv. moderatora u reaktor (v. *Moderator neutronâ*). To je voda, teška voda, grafit, berilijum i drugi materijal koji sadrži laka atomska jezgra (H,  $^2\text{H}$ , C, O, Be) sa kojima se neutron elastično sudara i pri tome gubi jedan deo energije. U više uzastopnih sudara neutron može izgubiti skoro celokupnu svoju kinetičku energiju. S obzirom na to da i atomi, odnosno atomska jezgra, imaju kinetičku energiju termalnog kretanja, to usporavanje neutrona može da ide samo do ovih energija, tj. dok neutroni ne dođu u energetska ravnotežu sa termalnim kretanjem atomskih jezgara. Ovako usporeni neutroni nazivaju se *termalnim neutronima*, a reaktori kod kojih se neutroni termalizuju pre no što izazovu nove fisije nazivaju se *termalnim nuklearnim reaktorima*. Ukoliko se neutroni u reaktoru ne usporavaju do termalnih energija, te većina njih izazove fisiju u energetska oblasti između brzih i termalnih energija, reaktori se nazivaju *intermedijarnim*.

**Efikasni nuklearni preseki za fisiju.** U nuklearnoj fizici uobičajeno je da se verovatnoća nastajanja interakcije jedne nuklearne čestice i atomskog jezgra meri tzv. efikasnim presekom

za datu nuklearnu reakciju (v. *Nuklearna reakcija*). To je efektivna površina koju jezgro istura upadnoj čestici ili projektilu za datu reakciju. Ova efektivna površina može biti manja ili veća od geometrijske projekcije jezgra na ravan normalnu na putanju upadne čestice. Pošto efikasni presek ima dimenziju površine, on se i meri jedinicama za površinu, obično jedinicom *barn* (b), koja iznosi  $10^{-28}$  m<sup>2</sup>. Presek se obično označava slovom  $\sigma$  i naziva mikroskopskim presekom, za razliku od makroskopskog preseka  $\Sigma$  koji predstavlja proizvod  $\sigma N$ , gde je  $N$  gustina datih atomskih jezgara u materijalu. Broj neutronske interakcije u jedinici vremena i jedinici zapremine  $K$  određen je jednačinom  $K = \Sigma \Phi$ , gde je  $\Phi$  tzv. *neutronske fluks*, koji u ovom slučaju predstavlja proizvod  $n v$  gustine neutrona u materijalu  $n$  i brzine kretanja neutrona  $v$ .

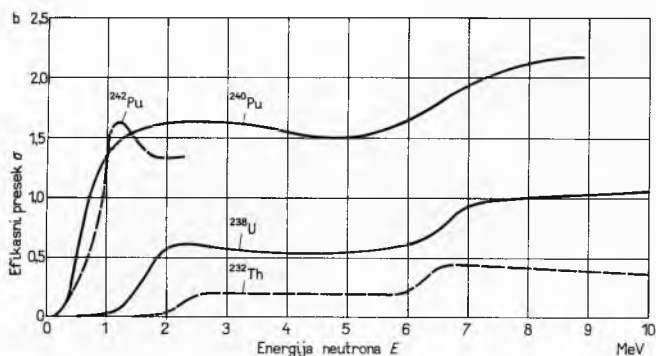
Pri interakciji date čestice i datog atomskog jezgra mogući su različiti nuklearni procesi. Tako, npr., kada neutron interaguje sa atomskim jezgrom urana, može da dođe do procesa fisije; umesto da izazove fisiju, neutron može da bude apsorbovan u uranu, pri čemu se jezgro oslobodi pobude koju neutron unosi svojom energijom veze izbacivanjem odgovarajuće količine gama-zračenja (proces radijativne apsorpcije). Takođe je moguće da se neutron samo odbije od atomskog jezgra, ili da bude ponovo emitovan iz jezgra (proces elastičnog ili neelastičnog rasejanja). Zbog toga se za svaki slučaj interakcije definišu i parcijalni preseki koji određuju verovatnoću da dođe do datog tipa nuklearne reakcije:  $\sigma_f$  za fisiju,  $\sigma_a$  za radijativnu apsorpciju,  $\sigma_s$  za rasejanje neutrona, itd. Zbir svih parcijalnih preseka naziva se totalnim presekom za date uslove. Preseci za različite tipove nuklearnih reakcija zavise i od energije neutrona, a energetska zavisnost različitih tipova reakcija zavisi od tipa reakcija. Tako preseki za fisiju i radijativnu apsorpciju u oblasti sporih neutrona uglavnom opadaju sa brzinom neutrona (sl. 4), a preseki za elastično rase-



Sl. 4. Efikasni presek za fisiju u oblasti niskih energija neutrona

janje praktično su konstantni. U tabeli 3 date su izmerene vrednosti efikasnih preseka za fisiju, radijativnu apsorpciju i rasejanje neutrona na tipovima atomskih jezgara važnih za reaktorsku tehniku (»Srednje svetske vrednosti« Međunarodne agencije za atomsku energiju). Ovi se preseki odnose na termalne neutrone, tačnije na neutrone energije 0,0253 eV, odnosno brzine  $2,2 \cdot 10^3$  m/s, na kojoj Maxwellov spektar na 20 °C ima maksimum. U

tabeli 4 dati su preseci za fisiju, radijativnu apsorpciju i rasejanje brzih neutrona, odnosno neutrona s energijama sa kojima nastaju pri fisiji. Kao što se vidi, svi preseci su znatno manji za brze neutrone no za termalne, što je jedan od razloga da se grade termalni reaktori. Iz vrednosti preseka proizlazi da se i uran-238 može podvrći fisiji, ali samo brzim neutronima. Energetska zavisnost ovog preseka data je na sl. 5. U tabelama 3 i 4 dati su i preseci



Sl. 5. Efikasni presek za fisiju brzim neutronima urana-238 i drugih teških izotopa koji se ne mogu podvrći fisiji sporim neutronima, odnosno koji imaju energetski prag za fisiju

za prirodni uran, tj. preseci svedeni na jedan atom urana prirodnog izotopskog sastava, bez obzira o kome se izotopu radi. Tako na primer presek za fisiju prirodnog urana termalnim neutronima iznosi 4,18 b kada se uzme da su svi atomi urana podložni fisiji,

Tabela 3

EFIKASNI PRESECI ZA FISIJU ( $\sigma_f$ ), RADIJATIVNU APSORPCIJU ( $\sigma_\gamma$ ) RASEJANJE ( $\sigma_s$ ) ZA TERMALNE NEUTRONE ENERGIJE 0,0253 eV (u barnima)

Izotop	$\sigma_f$	$\sigma_\gamma$	$\sigma_s$
<sup>235</sup> U	527,7	48,6	12,4
<sup>238</sup> U	579,5	100,5	15,2
<sup>239</sup> U	—	6	—
<sup>238</sup> U	—	2,71	8,4
<sup>239</sup> Pu	742,4	265,7	12,1
<sup>240</sup> Pu	1009	382	—
<sup>241</sup> Pu	—	18,6	—
<sup>232</sup> Th	—	7,56	1,25
Prirodni uran	4,8	3,50	8,4

Tabela 4

EFIKASNI PRESECI ZA FISIJU ( $\sigma_f$ ), RADIJATIVNU APSORPCIJU ( $\sigma_\gamma$ ) I RASEJANJE ( $\sigma_s$ ) ZA BRZE NEUTRONE IZ FISIJE (u barnima)

Izotop	$\sigma_f$	$\sigma_\gamma$	$\sigma_s$
<sup>235</sup> U	1,32	0,40	3,2
<sup>238</sup> U	0,28	0,04	3,9
<sup>239</sup> U	1,92	0,45	3
<sup>238</sup> Pu	2,04	0,45	3
Prirodni uran	0,29	0,04	3,97

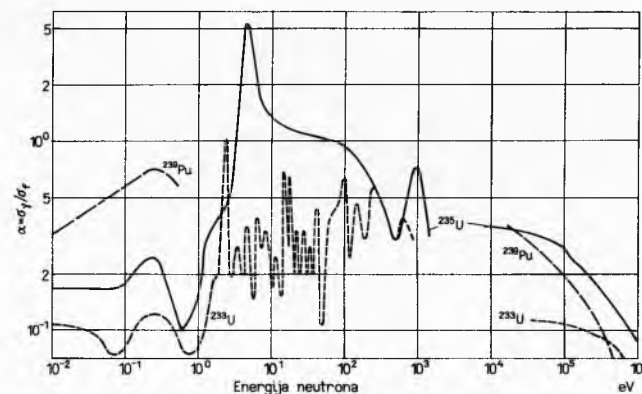
iako je to stvarno slučaj samo sa uranom-235 koga ima 0,714% u prirodnom uranu. Na sl. 6 dat je odnos  $\alpha$  preseka za radijativnu apsorpciju ( $\sigma_\gamma$ ) i preseka za fisiju ( $\sigma_f$ ) za izotope <sup>233</sup>U, <sup>239</sup>Pu i <sup>235</sup>U u funkciji energije neutrona. Iz tabela 3 i 4 kao i sl. 6 mogu se izvući sledeći zaključci:

a) Proces radijativne apsorpcije u kompeticiji je sa procesom fisije, tako da neće svi apsorbovani neutroni izazvati fisije, već će delom biti izgubljeni u procesu radijativne apsorpcije.

b) Prisustvo urana-238 još više povećava ove gubitke jer je u oblasti nižih energija podložan samo procesu radijativne apsorpcije, a ne i procesu fisije. Ovome treba dodati i činjenicu da uran-238 ima vrlo visoke apsorpcione preseke za neutrone intermedijarnih energija zbog pojava tzv. nuklearnih rezonancija.

Apsorpcija neutrona u uranu-238 nepovoljna je sa stanovišta iskorišćenja neutrona za lančanu reakciju fisije, ali povoljna sa stanovišta konverzije urana-238 u fisibilni plutonijum-239, te maksimalnog iskorišćenja urana kao goriva.

c) Sl. 6 pokazuje da je radijativna apsorpcija u odnosu na fisiju najmanja u oblasti termalnih i brzih neutrona, a znatno je veća u intermedijarnoj energetskoj oblasti. To znači da je sa stanovišta iskorišćenja neutrona za proces fisije najpovoljnije raditi u oblasti termalnih ili brzih neutrona.



Sl. 6. Odnos efikasnosti preseka za radijativnu apsorpciju neutrona i preseka za fisiju u funkciji energije neutrona

**Umnožavanje neutrona u nuklearnom gorivu.** Da bi se lančana reakcija mogla odvijati, pri fisiji mora da nastane bar jedan neutron koji će nastaviti lanac reakcija. Drugim rečima, umnožavanje neutrona pri fisiji  $\nu$  mora da bude veće od jedinice. Prema tabeli 2 ovaj uslov je ispunjen u svim slučajevima. Međutim, s obzirom na to da je proces radijativne apsorpcije, koji vodi ka gubitku neutrona, u kompeticiji sa procesom fisije, umnožavanje će neutrona u nuklearnom gorivu biti manje no što je umnožavanje neutrona pri fisiji. Može se staviti da je umnožavanje neutrona u nuklearnom gorivu jednako

$$\eta = \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma} \cdot \nu.$$

U tabeli 5 dat je faktor umnožavanja neutrona u nuklearnom gorivu za uran-235, plutonijum-239, uran-233 i prirodni uran, i to u oblasti termalnih energija, energija oko 100 keV i oko 1 MeV. I ovdje se vidi da je umnožavanje neutrona povoljnije u oblasti termalnih i brzih neutrona no u oblasti intermedijarnih. Takođe se vidi da je umnožavanje brzih neutrona najveće u plutonijumu-239, a termalnih u uranu-233. Činjenica da faktor umnožavanja neutrona u prirodnom uranu, određen prema gornjoj formuli, iznosi 2,2, ne znači da se sa prirodnim uranom može ostvariti lančana reakcija brzim neutronima. Ukupan presek za fisiju prirodnog urana određen je uglavnom uranom-238, koji za brze neutrone ima energetski prag. Brzi neutroni, međutim, od svih mogućih procesa na uranu-238 imaju najveći presek za neelastično rasejanje. U tom procesu neutron se ponovo emituje iz urana-238, ali sa znatno manjom energijom. Ovaj gubitak energije takav je da kinetička energija neutrona najčešće pada ispod energetskog praga za fisiju, zbog čega je neutron praktično izgubljen za lančanu reakciju. Računajući stoga i neelastično rasejanje kao proces u kome se gubi neutron ( $\sigma = 2,7$  b), umnožavanje brzih neutrona u prirodnom uranu iznosi  $\eta \approx 0,3$ , što znači da neće moći da se uspostavi lančana reakcija fisije.

Tabela 5

FAKTOR UMNOŽAVANJA NEUTRONA U NUKLEARNOM GORIVU

E	Uran-235	Plutonijum-239	Uran-233	Prirodni uran
0,025 eV	2,07	2,11	2,28	1,315
100 keV	2,06	2,5	2,2	< 1
1 MeV	2,3	2,9	2,4	2,2*

\* za fisione neutrone

Ni umnožavanje neutrona u gorivu ne predstavlja pravo umnožavanje neutrona u reaktoru: neutroni se gube i van goriva, npr. apsorpcijom u materijalima koji se nalaze u reaktoru, ili umicanjem iz reaktorskog sistema. Da bi lančana reakcija mogla da se održi, mora umnožavanje neutrona u reaktoru ( $k$ ) da bude veće od jedinice, odnosno da se po svakom neutronu izgubljenom ma na koji način stvori bar jedan novi neutron. Zbog toga je važno da faktor umnožavanja neutrona u nuklearnom gorivu bude što veći od jedinice. Iz tabele 5 vidi se da je u oblasti termalnih neutrona faktor  $\eta$  za prirodni uran samo nešto veći od jedinice. Zbog toga treba, kad je reč o prirodnom uranu, strogo voditi računa o bilansu neutrona i moraju se što više smanjiti gubici. Zato reaktori sa prirodnim uranom koriste samo moderatore koji vrlo slabo apsorbuju neutrone, kao što su teška voda, berilijum i grafit, a obična se voda, koja je inače najbolji usporivač neutrona, ne može koristiti. I ostali konstruktivni materijali u reaktoru moraju imati male preseke za apsorpciju neutrona (aluminijum, cirkonijum i dr.), makar imali nepovoljnije osobine sa stanovišta mehaničke i kemijske otpornosti.

Faktor umnožavanja neutrona u nuklearnom gorivu određuje i mogućnosti konverzije goriva. Da bi se ostvario oplodni reaktor, tj. reaktor u kome se više fisibilnog materijala stvara nego što se troši, faktor  $\eta$  mora očigledno biti veći od dva: jedan neutron je potreban za održavanje lančane reakcije, a jedan za nadoknađivanje izgubljenog atomskog jezgra fisibilnog materijala. Kao što se vidi iz tabele 5, u reaktorima na brze neutrone oplodni sistem se može najlakše realizovati ako je osnovno gorivo plutonijum-239, a u termalnim reaktorima sa gorivom od urana-235.

**Energija iz fisije.** Energija oslobođena po jednoj fisiji iznosi za uran-235 oko 207 MeV. U tabeli 6 data je raspodela ove energije. Kao što se vidi, najveći deo oslobođene energije nose u obliku kinetičke energije fisionih fragmenti (168 MeV). U interakciji fisionih fragmenata sa okolnim atomima ova energija se pretvara u toplotnu energiju. Jedan deo energije fisije (7 MeV) emituje se u obliku gama-zračenja koje nastaje direktno pri fisiji, a jedan deo (5 MeV) nose neutroni nastali pri fisiji u obliku kinetičke

Tabela 6  
RASPODELA ENERGIJE OSLOBOĐENE PRI FISIJU URANA 235

Notilac energije	Emitovana energija MeV	Energija apsorbovana u reaktoru MeV
Fisioni fragmenti	168	168
Gama-zraci iz fisije	7	7
Radioaktivni raspored fisionih fragmenata		
beta-zračenje	8	8
gama-zračenje	7	7
neutrino	12	—
Fisioni neutroni	5	—
Nefisiona apsorpcija neutrona	—	3...12
<b>Ukupno</b>	<b>207*</b>	<b>198...207</b>

\* Energija oslobođena pri fisiji  $^{235}\text{U}$  je  $\sim 2\%$  manja, a  $^{239}\text{Pu}$   $\sim 4\%$  veća od energije oslobođene pri fisiji  $^{235}\text{U}$ .

energije. Ostali deo od 27 MeV emituje se u obliku radioaktivnog zračenja fisionih fragmenata, i to delom kao beta-zračenje (8 MeV), delom kao gama-zračenje (7 MeV), a delom emisijom neutrina (5 MeV). U tabeli 6 dat je i deo fisione energije koji se apsorbuje u reaktoru i pretvara u toplotnu energiju. Kao što se vidi, u reaktoru će biti apsorbovana sva kinetička energija fisionih fragmenata, zatim skoro sva energija koju nosi gama- i beta-zračenje. Jedino energija neutrina, koji vrlo slabo interaguje sa materijalom, biće odneta van reaktora. Međutim, pri radijativnoj apsorpciji jednog dela neutrona u raznom materijalu u reaktoru oslobodiće se izvesna energija u obliku gama-zračenja, koja će takođe skoro u celosti biti zadržana u reaktoru.

Ukupna energija fisije zadržana u reaktoru samo je vrlo malo manja od energije oslobođene pri fisiji i može se uzeti da iznosi  $\sim 200$  MeV. Kako 1 MeV odgovara energiji od  $1,6 \cdot 10^{-13}$  J (džula), snazi od jednog vata odgovara  $1/(200 \times 1,6 \cdot 10^{-13}) = 3,1 \cdot 10^{10}$  fisija u sekundi.

Kako jedan gram-atom sadrži  $6,025 \cdot 10^{23}$  atoma, a jedan gram-atom urana-235 teži  $\sim 235$  g, pri fisiji se jednog grama urana-235 oslobada energija od

$$(6,025 \cdot 10^{23}/235) \times 200 \times 1,6 \cdot 10^{-13} = 8,2 \cdot 10^{10} \text{ J/g}$$

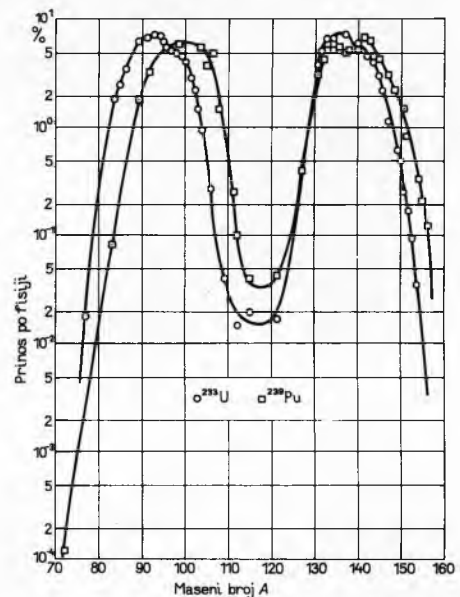
$$\text{ili } \sim 0,95 \text{ MWd/g} = 22,8 \text{ GWh/kg.}$$

Međutim, s obzirom na to da je proces radijativne apsorpcije neutrona u kompeticiji sa procesom fisije, neće sva utrošena atomska jezgra fisibilnog materijala pretrpeti fisiju, već samo deo  $\sigma_f/(\sigma_f + \sigma_a)$ . U slučaju urana-235 i termalnih neutrona na  $20^\circ\text{C}$  energija koja se oslobodi iz jednog grama utrošenih jezgara iznosi

$$0,95 [\sigma_f/(\sigma_f + \sigma_a)] \approx 0,8 \text{ MWd/g} = 19,2 \text{ GWh/kg.}$$

Ova gustina energije odgovara  $1,6 \cdot 10^7$  kcal/g, te je  $\sim 3 \cdot 10^6$  puta veća od specifične energije koja se dobija pri sagorevanju uglja ogrevne moći od 5500 kcal/kg.

**Prinos fisionih fragmenata.** Pri fisiji atomsko se jezgro deli na dva dela, dva nova jezgra. Ova podela može se izvršiti na više načina i dati pri pojedinim fisijama različite parove jezgara. Analiza velikog broja fisija pokazuje da se među fisionim fragmentima nalaze jezgra skoro svih masenih brojeva između  $A = 72$  i  $A = 166$ . Raspodela mase jezgara iz velikog broja fisija zavisi kako od fisibilnog jezgra tako i od energije neutrona kojima se vrši fisija. Na sl. 7 data je raspodela masa fisionih fragmenata urana-235 za slučaj fisije termalnim neutronima i neutronima energije 14 MeV. Kao što se iz dijagrama vidi, simetrična fisija ( $235/2 \approx 118$ ) vrlo je malo verovatna, a najverovatnija je raspodela na mase  $\sim 138$  i  $98$ . Sa povećanjem energije neutrona, međutim, verovatnoća simetrične fisije raste. Prinos pojedinih jezgara pri velikom broju fisija daje se u procentima. Ukupan zbir svih prinosa je jednak 200% s obzirom na to da se procenti odnose na broj fisija, a pri svakoj fisiji nastaju dva fisiona fragmenta.

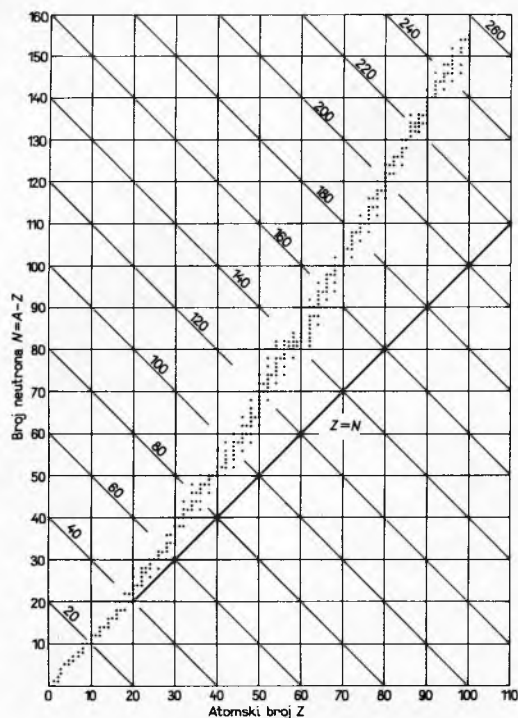


Sl. 7. Raspodela masa fisionih fragmenata urana-235 termalnim neutronima i neutronima energije 14 MeV

Medu fisionim fragmentima i njihovim produktima radioaktivnog raspada nalazi se 38 različitih hemijskih elemenata (od  $Z = 30$  do  $Z = 68$ ). Fisioni produkti oštećuju gorivo u reaktoru (v. *Nuklearno gorivo*), pri čemu posebnu ulogu igraju fisioni fragmenti koji pripadaju gasovitim elementima.

**Radioaktivnost fisionih fragmenata.** Fisioni fragmenti po pravilu su radioaktivni, jer odnos broja protona i neutrona u njima znatno odstupa od oblasti stabilnosti. Na sl. 8 prikazana je zavisnost broja neutrona  $N$  od broja protona  $Z$  za sva stabilna atomska jezgra koja se nalaze u prirodi. Kao što se iz dijagrama vidi, sasvim laka jezgra su stabilna ako im je broj protona otprilike jednak broju neutrona, a za teža jezgra broj neutrona sve više prevladuje nad brojem protona. Prema tome, posle fisije

težeg jezgra, fisioni fragmenti će imati procentualni višak neutrona u odnosu na broj protona. Zato će fisioni fragmenti biti uglavnom  $\beta^-$ -radioaktivni, težeći da povećaju broj protona i time dospeju u oblast stabilnosti.



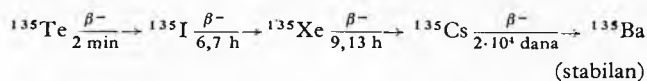
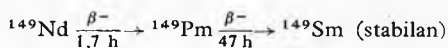
Sl. 8. Oblast stabilnosti atomskih jezgara

U tabeli 7 dati su neki od važnijih fisionih fragmenata, njihovo vreme poluraspada i prinos pri fisiji. Najčešće je višak neutrona u fisionim fragmentima toliki da oni ne postaju stabilni

Tabela 7  
OSNOVNI PODACI O NEKIM FISIONIM FRAGMENTIMA

Izotop	Vreme poluraspada	Prinos izotopa %	Napomena
$^{85}\text{Kr}$	10,6 god.	0,29	beta, gama
$^{87}\text{Br}$	54,5 s	3,1	zakasneli neutroni
$^{89}\text{Sr}$	26 god.	5,77	čist beta
$^{91}\text{Kr}$	2,0 s	0,487	zakasneli neutroni
$^{93}\text{Tc}$	$2,1 \cdot 10^5$ god.	6,06	čist beta
$^{101}\text{Ru}$	1,01 god.	0,38	beta, gama
$^{125}\text{Sb}$	2,0 god.	2,1	beta, gama
$^{127}\text{Te}$	105 d	$3,5 \cdot 10^{-4}$	beta, gama
$^{137}\text{Cs}$	29 god.	6,15	beta, gama
$^{138}\text{I}$	6,7 h	6,1	fisioni otrov
$^{139}\text{Xe}$	9,13 h	0,3	fisioni otrov
$^{134}\text{Cs}$	$2,6 \cdot 10^4$ god.	6,41	čist beta
$^{114}\text{Ce}$	285 d	6,0	beta, gama
$^{117}\text{Pm}$	2,65 god.	2,7	čist beta
$^{119}\text{Nd}$	1,7 h	1,3	fisioni otrov
$^{151}\text{Sm}$	90 god.	0,45	beta, gama
$^{152}\text{Eu}$	1,9 god.	0,033	beta, gama

jednim  $\beta^-$ -raspadom, već serijom od 2 ili više takva raspada. Primeri takvih serija jesu



Beta-raspad u seriji još više komplikuje opštu shemu radioaktivnosti skupa fisionih fragmenata. Eksperimentalno je utvrđeno da se u vremenu  $t = 1$  s do  $t = 10$  d aktivnost svih fisionih fragmenata može predstaviti jednačinom  $I = ct^{-1,2}$ , gde je  $c$  konstanta. Za beta- i gama-zračenje po jednoj fisiji važe relacije

$$I_\beta = 1,26 \cdot t^{-1,2} \text{ MeV/s}, \quad I_\gamma = 1,40 \cdot t^{-1,2} \text{ MeV/s},$$

pri čemu srednja energija beta-zračenja iznosi 0,4 MeV, a srednja energija gama-zračenja 0,7 MeV. S obzirom na to da se radioaktivnost obično meri u jedinicama kiri (curie) (v. *Dozimetrija nuklearnog zračenja*) koja iznosi  $3,7 \cdot 10^{10}$  radioaktivnih raspada u sekundi, radioaktivnost je po jednoj fisiji  $I = 8,5 \cdot 10^{-11} t^{-1,2} \text{ Ci}$ .

Iz ovih podataka može se dobiti ukupna snaga zračenja fisionih fragmenata. Ako je reaktor radio na snazi  $P$  u toku vremena  $T$ , snaga zračenja u trenutku  $\tau$  ( $\tau$  i  $T$  se mere od početka rada reaktora) usled rada reaktora u toku vremena  $dT$  u trenutku  $T$ , iznosiće u MeV/s

$$dP_{zr} = 3,1 \cdot 10^{10} P \times 2,66(\tau - T)^{-1,2} dT,$$

gde je  $3,1 \cdot 10^{10}$  broj fisija u jedinici vremena potreban za snagu od jednog vata, a  $(\tau - T)$  vreme u sekundama koje je proteklo od trenutka  $T$ . Ako je reaktor radio  $T_0$  dana na snazi  $P$ , snaga zračenja u vatima se može dobiti integracijom gornjeg izraza od  $0$  do  $T_0$ :

$$P_{zr} = 6,6 \cdot 10^{-2} P [(\tau - T_0)^{-0,2} - \tau^{-0,2}],$$

a isto tako radioaktivnost u Ci

$$I = 13 P [(\tau - T_0)^{-0,2}].$$

Ako se vreme  $t$  računa od trenutka zaustavljanja reaktora  $\tau = t + T_0$ , to je

$$P_{zr} = 6,6 \cdot 10^{-2} P [t^{-0,2} - (t + T_0)^{-0,2}].$$

Ako je reaktor termičke snage 1000 MW radio na punoj snazi npr. 100 dana, 1 minut posle zaustavljanja reaktora snaga radioaktivnog zračenja njegovog goriva iznosiće 26 MW, posle jednog sata 10 MW, posle jednog dana 4 MW, a posle 10 dana 1,2 MW, itd. Ovo ima za posledicu znatno usložnjavanje rukovanja nuklearnim reaktorom i njegovim gorivom:

a) Količina energije koja se emituje iz nuklearnog goriva znatna je i posle zaustavljanja reaktora, te se mora predvideti odvođenje toplote iz reaktora i po njegovom zaustavljanju.

b) Kada se nuklearno gorivo vadi iz nuklearnog reaktora moraju se preduzeti mere za zaštitu od zračenja. Zbog toga se uz nuklearne reaktore postavljaju transporteri sa daljinskim upravljanjem koji imaju specijalne sudove za smeštaj goriva. U sudovima se često mora predvideti i hlađenje goriva u toku transporta.

c) Pri smeštaju isluženog goriva mora se takođe voditi računa o zaštiti od zračenja i hlađenju goriva. Obično se gorivo smešta u duboke bazene sa vodom. Debeo sloj vode iznad goriva služi za zaštitu od zračenja, a voda oko goriva odvodi toplotu koju gorivo emituje. Ako se gorivo želi dalje da transportuje ili iz bilo kog razloga prerađuje, potrebno je da ono u takvim bazenima «odleži» više nedelja, pa i meseci.

d) Pri konstrukciji nuklearnog reaktora moraju se preduzeti pogodne mere da fisioni fragmenti iz nuklearnog goriva ne prodru u ostali deo postrojenja ili u okolinu. Nuklearno gorivo, koje se obično u reaktoru koristi u obliku šipki, cevi ili ploča (gorivni elementi) mora se zaštititi košuljicama od pogodnog materijala (aluminijuma, cirkonijuma, nerđajućeg čelika). U raznim delovima postrojenja reaktora postavljaju se detektori zračenja koji treba da signališu prodor radioaktivnih fisionih fragmenata, npr. usled mehaničkog oštećenja košuljica gorivnih elemenata. U sistemima za ventilaciju postrojenja i zgrade moraju se predvideti filtri koji bi najvećim delom uklonili fisione produkte i sprečili da sa ventilacionim vazduhom prodru u okolinu reaktorskog postrojenja. Iz istog razloga se ventilacioni vazduh izbacuje kroz više desetina metara visoke ventilacione cevi, čime se obezbeđuje da pri precipitaciji na tle fisioni produkti budu rasejani na što većoj površini i time se umanjani njihova koncentracija.

**Radioaktivni izotopi iz fisionih fragmenata.** Zbog sadržaja velike količine radioaktivnog materijala, isluženo nuklearno gorivo se može koristiti kao snažan izvor zračenja za razne primene. U principu se za stvaranje snažnih polja zračenja potrebnih za ozračivanja visokim dozama u industriji, kao što je konzerviranje namirnica i dr., mogu direktno koristiti gorivni elementi iz reaktora. Ovakva se primena, međutim, izbegava zbog opasnosti da usled oštećenja košuljice gorivnih elemenata dođe do nekontrolisanog prodora fisionih fragmenata u okolinu.

Mnogo češće se radioaktivni materijali izdvajaju hemijskim putem iz isluženog nuklearnog goriva. Pri tome se mogu izdvo-

jiti i pojedini hemijski elementi. U sklopu datog hemijskog elementa obično se nalazi više radioaktivnih izotopa, ali najčešće samo po jedan sa dužim vremenom poluraspada. Tako se npr. pri izdvajanju stroncijuma iz ozračenog nuklearnog goriva dobijaju izotopi stroncijum-89 sa poluvremenom raspada od 50,5 dana i prinosom od 1,71%, stroncijum-90 (28 godina i 2,16%), stroncijum-91 (9,7 časova i 2,43%), stroncijum-92 (2,71 časova) itd. Posle nekoliko dana u ovoj mešavini preostaju samo izotopi 89 i 90, a posle više meseci samo izotop 90 koji ima vrlo dugo vreme poluraspada. Stroncijum-90 je »čist«  $\beta^-$ -radioaktivni izotop, tj. ne prati ga gama-zračenje. Zbog toga nalazi mnoge primene tamo gde prisustvo gama-zračenja unosi komplikacije, kao što su dopunske mere zaštite.

Izdvajanje fisijonih izotopa iz ozračenog nuklearnog goriva predstavlja dosta složenu i skupu operaciju s obzirom na to da se zbog snažnog zračenja mora preduzeti čitav niz mera, kako u cilju zaštite ljudi, tako i radi sprečavanja da nuklearno zračenje radijaciono-hemijskim procesima omete hemijski postupak izdvajanja (v. *Radijaciona hemija*). Zbog toga se ovakvo izdvajanje vrši najčešće samo ako se ozračeno nuklearno gorivo hemijski preraduje sa osnovnim ciljem da se ono regeneriše i da se izdvoje fisijoni materijali za dalju upotrebu (v. *Nuklearno gorivo*), pri čemu su fisijoni fragmenti uzgredni proizvod.

Sa stanovišta opasnosti za okolinu neki od fisijonih fragmenata se posebno izdvajaju. Tako se stroncijum-90 smatra posebno opasnim zbog toga što ima vrlo dugo vreme trajanja, a kada prodre u organizam metaboličkim putem, taloži se u kostima gde dugo vremena oštećuje tkivo. Radioaktivni jod, koga također ima među fisijonim produktima, taloži se uglavnom u štitastoj žlezdi, ali izotopi joda iz fisijonih fragmenata imaju vrlo kratko vreme poluraspada (od nekoliko minuta do nekoliko časova). Pri proceni opasnosti od fisijonih produkata mora se voditi računa i o tome da pojedini hemijski elementi mogu posrednim putem da dospeju u ljudski organizam, posebno putem biljaka, podzemnih voda i dr. Poznato je da se radioaktivni stroncijum može naći u mleku u koje dospeva posrednim putem, pošto prethodno bude asimilovan u biljkama kojima se hrane domaće životinje.

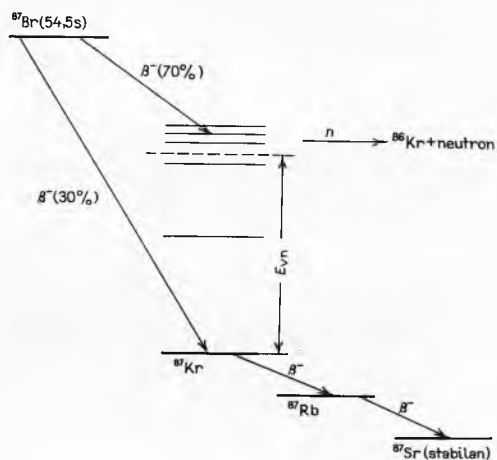
**Fisijoni fragmenti u nuklearnim eksplozijama.** Prilikom nuklearnih eksplozija izazvanih burnom lančanom reakcijom, u fisibilnom materijalu dolazi do oslobađanja velikih količina fisijonih fragmenata koji se pod dejstvom same eksplozije vrlo brzo prošire na velika prostranstva. Eksplozija bombe snage 20 kilotona trinitrotoluola (snaga bombe bačene na Hirošimu u toku

tima fisijoni fragmenti mogu da dospeju u vrlo udaljene krajeve, pa čak i da posle višestrukog obilaženja Zemljine kugle budu uspešno detektovani. Ako se radioaktivni fisijoni fragmenti sakupe iz atmosfere, na primer filtriranjem vazduha ili uparavanjem kišnice koja sobom nosi radioaktivne čestice, mogu se dobiti uzorci radioaktivnih materijala koji potiču od nuklearne eksplozije. Radioaktivnost uzoraka opada sa vremenom srazmerno  $t^{-1,2}$ . Nanošenjem na dijagram recipročne vrednosti izmerene aktivnosti, dignute na stepen  $1/1,2$ , u funkciji vremena  $t$ , dobija se prava linija, s obzirom na to da je

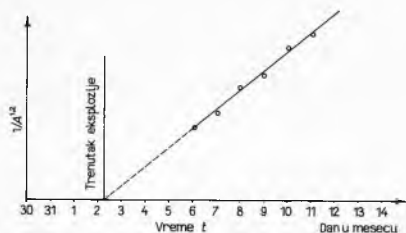
$$(1/A)^{1/1,2} = ct,$$

gde je  $c$  konstanta. Ekstrapolacijom ove prave do vrednosti  $1/A = 0$  dobija se trenutak kada je izvršena eksplozija (sl. 9).

**Zakasneli neutroni iz fisije.** Velika se većina neutrona pri fisiji emituje skoro trenutno. Manji broj neutrona, međutim, emituje se iz fisijonih fragmenata sa izvesnim zakašnjenjem. Kašnjenje neutronske emisije u principu ne može postojati: ako za emisiju postoje energetske uslovi, nema razloga da ona ne bude trenutna, jer elektrostatička barijera ne može sprečiti neutralni neutron da napusti jezgro. Naknadna emisija neutrona iz fisijonih fragmenata nastaje usled toga što se energetske uslovi za emisiju neutrona stvaraju ne u fragmentu neposredno stvorenom pri fisiji, već u nekom od produkata radioaktivnog raspada fisijonog fragmenta. Tako, npr., jedan od fisijonih fragmenata, brom-87,



Sl. 10. Radioaktivni raspad broma-87 i emisija neutrona iz kripton-87



Sl. 9. Određivanje trenutka nuklearne eksplozije na osnovu radioaktivnosti uzoraka fisijonih fragmenata uzetih iz atmosfere

drugog svetskog rata) odgovara fisiji jednog kilograma fisibilnog materijala. Pri tome dode do  $(6,025 \cdot 10^{23}/235) \times 10^3 = 2,56 \cdot 10^{24}$  fisija/kg. Zračenje nastalih fisijonih produkata izraženo u jedinicama kiri (curie) iznosi

$$I = 8,5 \cdot 10^{-11} t^{-1,2} \times 2,56 \cdot 10^{24} = 2,17 \cdot 10^{14} t^{-1,2} \text{ Ci.}$$

To znači da posle 1 minuta od eksplozije ukupno zračenje iznosi  $1,6 \cdot 10^{12}$  Ci, posle jednog sata  $1,2 \cdot 10^{10}$  Ci, posle jednog dana  $2,8 \cdot 10^8$  Ci itd. To je vrlo jako nuklearno zračenje koje uz ostale efekte nuklearne eksplozije (v. *Nuklearno oružje*) doprinosi njenom razornom dejstvu. Pri tome za ljude predstavlja opasnost ne samo zračenje koje organizam prima iz fisijonih fragmenata rasutih po okolini, već i od fisijonih fragmenata koji prodiru u disajmne organe i drugim putem u organizam i u njemu se talože.

Na osnovu radioaktivnosti fisijonih fragmenata u atmosferi može se detektovati nuklearna eksplozija. Pasatima i antipas-

sa poluvremenom raspada 54,5 sekundi, prelazi u kripton-87, i to tako da jezgro kripton-87 nastane ili u osnovnom ili u pobuđenom stanju (sl. 10). Kripton-87 iz svog osnovnog stanja prelazi preko dve uzastopne emisije u stroncijum-87. Za kripton-87 u pobuđenom stanju, međutim, postoje energetske uslovi za emisiju neutrona (energija veze neutrona je manja od energije pobude) i ona nastaje dajući kao produkt stabilan kripton-86. Pošto emisiji neutrona prethodi radioaktivni raspad broma-87 sa poluvremenom od 54,5 s, to se i neutroni ispuštaju sa istim zakašnjenjem, kao da se radi o neutronske radioaktivnosti.

U tabeli 8 dati su fisijoni fragmenti koji proizvode zakasnele neutrone. Iz praktičnih razloga svi ovi fisijoni fragmenti podeljeni su u šest grupa od kojih svaka objedinjuje fisijone fragmente sa sličnim vremenom poluraspada. U tabeli 8 date su i vrednosti  $\beta_1$  koje označavaju frakcije fisija pri kojima nastaju zakasneli neutroni date grupe. Kao što se vidi na primeru urana-235, ove frakcije su vrlo male, tako da svih zakasnelih neutrona ima 0,65% od ukupnog broja neutrona emitovanih pri fisiji. Iako je ova frakcija vrlo mala, zakasneli neutroni igraju vrlo važnu ulogu u kontroli lančane reakcije u nuklearnim reaktorima. Trajanje neutrona u nuklearnim reaktorima iznosi  $t = 10^{-2} \dots 10^{-5}$  sekunde. Makar i minimalne promene u uslovima lančane reakcije višestruko bi se umnožile u toku kratkih vremenskih intervala (i dela sekunde), što bi učinilo lančanu reakciju vrlo nestabilnom i teškom za kontrolisano održavanje. Iako je procent zakasnelih neutrona mali, njihovo srednje kašnjenje je vrlo dugo ( $\tau = 13$  s za uran-235),



što čini da je ukupno trajanje svih neutrona relativno dugo jer iznosi

$$t'_n = t_n(1 - \beta) + \tau \beta.$$

Za slučaj urana-235 ukupno trajanje neutrona iz fisije iznosi najmanje  $8,5 \cdot 10^{-2}$  s, što čini upravljanje lančanom reakcijom mogućnom bez upotrebe posebno brzih kontrolnih sistema (v. *Nuklearni reaktori*).

Tabela 8  
EMITERI ZAKASNELIH NEUTRONA IZ FISIJJE URANA-235

Jezgro	Vreme poluraspada, s	Grupa	Srednje vreme za raspad, s	$\beta_i$
<sup>81</sup> Br	54,5	1	80,7	0,000215
<sup>137</sup> J	24,4	2	30,3	0,001424
<sup>89</sup> Br	16,3			
<sup>135</sup> J	6,3			
<sup>88</sup> Br	4,4	3	9,0	0,001247
<sup>92</sup> Rb	6,5			
<sup>133</sup> J	2,0			
?	1,6...2,4	4	3,3	0,002568
<sup>90</sup> Br	1,6			
<sup>92</sup> Kr	1,3			
<sup>140</sup> J + ?	0,5			
Br + ?	0,2	5	0,87	0,000748
		6	0,33	0,000273
				0,0065

**Fisioni otrovi.** Fisioni fragmenti ili produkti njihovog radioaktivnog raspada imaju manje ili veće preseke za apsorpciju neutrona. Oni koji imaju velike preseke nazivaju se fisionim otrovima jer »truju« nuklearni reaktor time što povećavaju gubitke neutrona i pogoršavaju neutronske bilans. Daleko najznačajniji fisioni otrovi su ksenon-135 i samarijum-149, čiji su radioaktivni lanci prikazani gore. U tabeli 9 dati su i podaci o atomskim jezgrama koji prethode ovim fisionim otrovima. Vidi se da su njihovi

Tabela 9  
IZOTOPI U LANCU FISIONIH OTROVA <sup>135</sup>Xe i <sup>149</sup>Sm

	<sup>144</sup> Nd	<sup>149</sup> Pm	<sup>151</sup> Sm	<sup>152</sup> Te	<sup>153</sup> J	<sup>155</sup> Xe
Prinos po fisiji, %	1,3	—	0	5,6	—	0,3
$\sigma_f$ (term.)	—	0	$4,08 \cdot 10^4$	—	7	$2,7 \cdot 10^4$
$T_{1/2}$	2 h	52 h		2 min	6,7	6,7...9,2 h

Tabela 10  
SPONTANA FISIIJA

Izotop	Broj spontanah fisija u sekundi po gramu	Vreme poluraspada (godina)
Uran-233	$2 \times 10^{-4}$	$3 \times 10^{17}$
Uran-234	$8 \times 10^{-3}$	$1,6 \times 10^{18}$
Uran-235	$3 \times 10^{-4}$	$1,8 \times 10^{17}$
Uran-238	$7 \times 10^{-3}$	$8 \times 10^{15}$
Plutonijum-239	$1 \times 10^{-2}$	$5,5 \times 10^{15}$
Plutonijum-240	$5 \times 10^2$	$4,2 \times 10^{11}$
Plutonijum-242	$8 \times 10^2$	$7,0 \times 10^{10}$

preseki za apsorpciju termalnih neutrona za više redova veličine veći no što su preseki atomskih jezgara koji se nalaze u nuklearnom gorivu (v. tabelu 3). Svi ostali fisioni fragmenti imaju znatno manje preseke za apsorpciju neutrona i u srednjem se svakom od njih može pripisati presek od ~ 50 b. Samarijum-149 je stabilan, te on delimično nestaje iz reaktora samo apsorpcijom neutrona, tako da se može smatrati kumulativnim otrovom. Ksenon-135 je radioaktivan i po zaustavljanju reaktora njegova koncentracija u principu opada. Ipak postoji period odmah posle zaustavljanja reaktora kada njegova koncentracija raste jer dolazi od stvaranja novog ksenona iz atomskih jezgara fisionih fragmenata koji mu prethode, a njegovo je smanjenje usled apsorpcije neutrona po zaustavljanju reaktora svedeno na nulu. Ovaj efekt ima posebne važnosti kod upravljanja nuklearnim reaktorom (v. *Nuklearni reaktor*).

**Spontana fisija.** Iako je proces fisije mnogih težih atomskih jezgara energetski moguć, do njega ne dolazi spontano ni trenutno usled prisustva elektrostatičke barijere (v. sliku 2). Po kvantnoj mehanici, međutim, moguće je da čestica koja nema dovoljno energije da savlada barijeru prodrne (tunnelira) kroz nju. Za ovaj proces postoji određena verovatnoća koja je u slučaju fisije srazmerno mala. Međutim, ona je ipak dovoljno velika da se spontana fisija težih jezgara događa brzinom koja se lako može utvrditi. U tabeli 10 dati su podaci o spontanoj fisiji za neka teža jezgra. Iako je broj spontanah fisija u sekundi relativno mali, ipak to ima značenja s obzirom na to da se pri svakoj spontanoj fisiji stvori oko dva neutrona. Ovi neutroni igraju izvesnu ulogu kod započinjanja lančane reakcije fisije u nuklearnim reaktorima.

LIT.: E. Fermi, Nuclear physics, Chicago 1950. — E. Pollard, W. L. Davidson, Applied nuclear physics, New York - London 1951. — S. Glasstone, Principles of nuclear reactor engineering, New York 1955. — R. S. Shankland, Atomic and nuclear physics, New York 1955. — I. Kaplan, Nuclear physics, Cambridge 1956. — J. R. Nix, Calculation of fission barriers for heavy and superheavy nuclei, u djelu Annual review of nuclear science, Vol. 22, Palo Alto 1972. — M. G. Blowler, Nuclear physics, Oxford 1973. — H. J. Specht, Nuclear Fission — Proceedings of the International conference on nuclear physics, Vol. II, Munich 1973. D. Popović

**FIZIKA** je osnovna prirodna znanost (grč. φυσικη physis, priroda), unutar koje se istražuje i tumači materijalna stvarnost: struktura i odnosi osnovnih sastojaka materije, na osnovi iskustvenih činjenica i teorijskih istraživanja. Te se spoznaje oblikuju u shvatljive principe (početne nazore), tzv. zakone fizike, koji se definišu egzaktnim matematičkim aparatom.

U prvim vremenima nastanka naše civilizacije fizika, tzv. *philosophia naturalis*, obuhvaćala je svu materijalnu stvarnost, no već su se u antičko doba iz ove »prafizike« odvojile grane unutar kojih se proučavaju posebni problemi: medicina, astronomija, kemija, geologija, biologija, a u novije vrijeme različite grane tehnike. I danas je fizika u užem smislu osnova svih grana prirodnih znanosti, te je teško postaviti ostru granicu između fizike kao osnovne znanosti i iz nje proizašlih znanstvenih disciplina.

Do danas su se u jeziku zadržali tragovi sveobuhvatnosti fizike, npr. doskora se u nas gradski liječnik zvao *fizik*, u engleskom je *physician* liječnik, *physic* lijek, ljekarstvo, fizika je *physics*, u francuskom je *le physique* spoljašnost (tjelesna), a *la physique* je fizika.

Današnja fizika obuhvaća: klasičnu mehaniku, termodinamiku, elektrodinamiku, optiku, zatim kvantnu mehaniku, statističku fiziku i elektrodinamiku, nadalje teoriju relativnosti, atomsku i nuklearnu fiziku, te fiziku subatomskih čestica (koja opet obuhvaća niz specijaliziranih grupa).

Gotovo svaka od tih grana ima dva vida istraživanja, eksperimentalni i teorijski, koji se često međusobno isprepliću i utječu jedan na drugi.

**ANTIČKA FIZIKA**

Već u prapovijesno doba čovjek je stjecao prva empirijska fizikalna znanja. On je naučio da upotrebljava npr. polugu iako nije znao zakon na kojem se temelji njezina upotreba. Fizikalna znanja empirijski su se stjecala i u prvim civilizacijama: Egiptu, Babilonu i Kini. Iako se tih empirijskih znanja dosta nakupilo, ipak su ona interpretirana tek u staroj Grčkoj. *Tales* (← VII st.), bez obzira na to što je raspolagao malom količinom znanja, pokušao je naći međusobnu povezanost pojava, a tvrdio je da je sve proizašlo iz jednog prvotnog počela — vode. Prapočelo su tražili i drugi Grci, pa se tako kao prapočelo isticao zrak ili vatra. *Empedokle* (← V st.) smatrao je da su četiri prapočela: zemlja, voda, zrak i vatra, od kojih svaki može imati i četiri kvalitete: toplo, vlažno, hladno i suho. *Pitagorejci* su napravili razliku između nebeskog područja, koje je savršeno i nepromjenljivo, i zemaljskog, u kojem je sve promjenljivo i nesavršeno. Tako je za ta dva područja vrijedila i različita fizika. *Demokrit* je naprotiv smatrao da se cijeli svijet sastoji od dva dijela: punog i praznog. Puni se sastoji od malih čestica koje su nedjeljive i nazivaju se *atomi*. Svi fizikalni procesi nastaju zbog neprekidnog skupljanja i razdvajanja atoma.

Prema Empedoklu tijela se razdvajaju ili spajaju mržnjom i ljubavlju. To su u biti sile, ali su shvaćene u psihološkom smislu. Silu je i *Platon* (← 427... ← 347) shvaćao u psihološkom