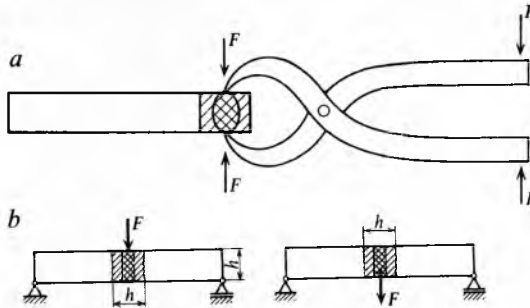


od prosječnog napreznja koje se dobije kad se sila podijeli ploštinom, tj.

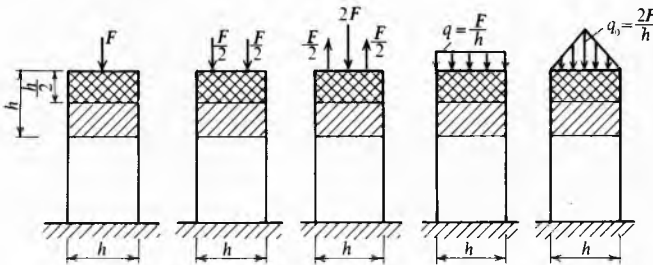
$$\sigma_{\max} = 2,575 \sigma_n = 2,575 \frac{F}{bh}. \quad (372)$$

Ako je presjek za jednu širinu štapa udaljen od kraja, maksimalno napreznja je gotovo jednako prosječnom; razlikuje se od njega samo za 2,7%.

Saint Venantov princip glasi: Ako na malom dijelu tijela djeluje međusobno uravnoteženo opterećenje, ono uzrokuje samo lokalno napreznja u neposrednoj blizini djelovanja opterećenja. Ta napreznja naglo opadaju s udaljenošću od mjesta djelovanja opterećenja (sl. 151 a).



Sl. 151. Ilustracija Saint Venantovog principa. a napreznja u dvostruko iscrtanom dijelu je veliko, u jednostruko iscrtanom dijelu maleno, a u neiscrtanom dijelu zanemarljivo, b dvije jednake grede opterećene statički ekvivalentnim opterećenjem. Razlika napreznja u dvostruko iscrtanom području je velika (veća od 50%), u jednostruko iscrtanom području je razlika manja (do 50%), a u neiscrtanom području posve malena



Sl. 152. Štapovi opterećeni različitim, ali statički ekvivalentnim opterećenjima. U dvostruko iscrtanom području napreznja se u različitim štapovima mnogo razlikuju. U jednostruko iscrtanom području razlika napreznja je manja (do 50%). U neiscrtanom području raspored napreznja u različitim štapovima malo se razlikuje

Saint Venantov princip može se izraziti i na drugi način: U točkama tijela koje su dovoljno udaljene od mjesta opterećenja napreznja će se zanemarivo malo promijeniti ako se jedno opterećenje zamijeni drugim, njemu statički ekvivalentnim opterećenjem (sl. 151 b, 152).

Saint Venantov princip ne može se uvijek primijeniti na tankostijene konstrukcije.

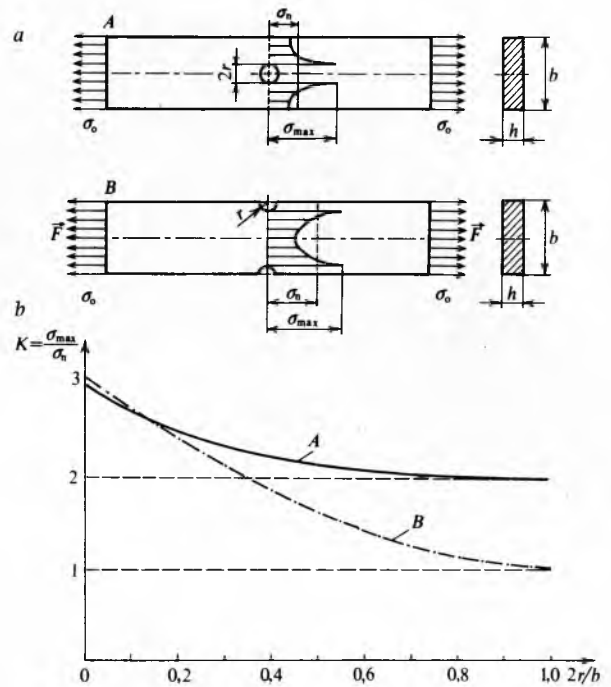
Koncentracija napreznja. U blizini nagle promjene presjeka pojavljuje se koncentracija napreznja. Faktor koncentracije napreznja K_n definiran je izrazom

$$K_n = \frac{\sigma_{\max}}{\sigma_n}, \quad (373)$$

gdje je σ_{\max} maksimalno napreznja na presjeku, a σ_n prosječno (nazivno, nominalno) napreznja u presjeku. Za štapove je prema slici 153 a

$$\sigma_n = \frac{F}{A} = \frac{F}{(b-2r)h} = \sigma_0 \frac{b}{b-2r}. \quad (374)$$

Faktor koncentracije napreznja ovisi o obliku i veličini geometrijskog diskontinuiteta (otvora, utora i slično). Ovisnost faktora koncentracije napreznja o veličini $2r/b$ za štap sa središnjim kružnim otvorom i štap sa dva polukružna utora prikazan je dijagramom na sl. 153.



Sl. 153. Ilustracija koncentracije napreznja: a raspored napreznja po presjeku osno opterećenog štapa s kružnim otvorom, odnosno sa dva polukružna utora, b ovisnost faktora koncentracije napreznja o omjeru $2r/b$

Vrlo iscrpni podaci o faktorima koncentracije napreznja mogu se naći u djelu R. E. Petersona navedenu u popisu literature ovog članka. Ilustracija koncentracije napreznja na osno opterećenog štapa s eliptičkim otvorom prikazana je na fotografiji u slikovnom prilogu, TE 5 iza str. 528.

LIT.: J. P. Den Hartog, Strength of Materials. McGraw-Hill, New York 1949. — J. P. Den Hartog, Advanced Strength of Materials. McGraw-Hill, New York 1952. — S. Timoshenko, History of Strength of Materials. McGraw-Hill, New York 1953. — A. J. Durelli, E. A. Phillips, C. H. Tsao, Introduction to the Theoretical and Experimental Analysis of Stress and Strain. McGraw-Hill, New York 1958. — S. Timošenko, Otpornost materijala I. Građevinska knjiga, Beograd 1966. — W. Flüge, Festigkeitslehre. Springer-Verlag, Berlin 1967. — D. C. Drucker, Introduction to Mechanics of Deformable Solids. McGraw-Hill, New York 1967. — E. P. Popov, Introduction to Mechanics of Solids. Prentice-Hall, Englewood Cliffs 1968. — K. A. Reckling, Mechanik II, Festigkeitslehre. Vieweg Verlag, Braunschweig 1969. — S. Timošenko, Otpornost materijala II. Građevinska knjiga, Beograd 1972. — D. Vazjanac, Nauka o čvrstoći. Tehnička knjiga, Zagreb 1973. — C. B. Бояринов, Основы строительной механики машин. Машиностроение, Москва 1973. — Г. С. Писаренко, Сопrotивление материалов. Вища школа, Киев 1973. — R. E. Peterson, Stress Concentration Factors. John Wiley & Sons, New York 1974. — T. R. Tauchert, Energy Principles in Structural Mechanics. McGraw-Hill, Kogakusha, Tokio 1974. — I. Alfiredić, Viša nauka o čvrstoći. Liber, Zagreb 1975. — R. J. Roark, W. C. Young, Formulas for Stress and Strain. McGraw-Hill, Kogakusha, Tokio 1975. — I. Alfiredić, Nauka o čvrstoći I. Liber, Zagreb 1978. — А. П. Филин, Прикладная механика твердого деформируемого тела II. Наука, Москва 1978. — В. И. Феодосьев, Сопrotивление материалов, Наука, Москва 1979.

I. Alfiredić

NEUTRONIKA, neutronska fizika, grana fizike koja proučava svojstva i ponašanje neutrona. U prirodi se neutron prvenstveno nalazi kao sastavni deo atomskih jezgara. Sa te strane posmatrano, neutronika je odeljak fizike atomskog jezgra, odnosno nuklearne fizike. Međutim, slobodni neutron, tj. neutron izdvojen iz atomskog jezgra, projektil je specifičnih svojstava, zbog kojih je postao izvanredno oruđe za ispitivanje ne samo atomskih jezgara već i drugih struktura i pojava. Pored toga, mnogi procesi pobuđeni neutronima imaju praktičnu primenu; zapravo, skoro sve primene nuklearnih procesa u raznim oblastima nauke i tehnike neposredno ili posredno su vezane

za neutrone. Stoga nauka o neutronu, pored fundamentalnih, obrađuje i mnoge praktične probleme, te je i deo nuklearne tehnike.

Neutron je otkriven 1932. godine, a već 1934. je pomoću neutrona otkrivena veštačka radioaktivnost. Veštački radioaktivni materijali, veštački radionuklidi, i danas se najviše proizvode pomoću neutrona u nuklearnim reaktorima. Bombardovanjem teških atomskih jezgara neutronima ostvareni su 1936. godine transuranski elementi, aktinidi, koji se još uvek, najvećim delom, proizvode pomoću neutrona u nuklearnim reaktorima (npr. plutonijum). Proces nuklearne fisije, na kome je danas zasnovano iskorišćavanje nuklearne energije, a indirektno i skoro sva ostala primena nuklearnih procesa u praktične svrhe, otkriven je 1939. godine, takođe pomoću neutrona. I više od toga, nosilac lančane reakcije fisije u nuklearnom reaktoru je redovno neutron. Neutronika je stoga naučna osnova celokupne nuklearne energetike, pa i nuklearne tehnike. Počev od 1946. godine počinje intenzivan rad na iskorišćavanju neutrona i u druge svrhe, kao što je ispitivanje svojstava i strukture kristala i molekula, ispitivanje sastava tla, neutronska radiografija, neutronska aktivaciona analiza i dr.

Otkriće neutrona. Neutron je relativno kasno otkriven, prvenstveno zato što slobodnih neutrona praktično nema u prirodi, već se dobijaju u nuklearnim reakcijama. W. Bothe i H. Becker (Nemačka) zapazili su 1930. godine da pri bombardovanju berilijuma α -česticama nastaje neko zračenje koje ima izvanredno veliku prodornu moć kroz olovne apsorbere. Smatrali su da se radi o γ -fotonima veoma visoke energije. I. Curie i F. Joliot (Francuska) ustanovili su 1932. godine da to zračenje izbacuje protone iz parafina i zaključili da se radi o Comptonovu efektu fotona, ali na protonima. Tek je iste godine J. Chadwick (Engleska) ponavljajući eksperimente, ali ne samo na parafinu već i na drugim materijalima, zaključio da se rezultati eksperimenata izvrsno slažu ako se usvoji da se novo zračenje sastoji od električno neutralnih čestica koje imaju masu približno jednaku masi protona.

Otkriće neutrona, između ostalog, rešilo je i jedan od osnovnih problema atomske fizike toga vremena: problem sastava atomskog jezgra. Prisustvo neutrona u jezgru objasnilo je činjenicu da je masa jezgra veća od zbira mase onolikog broja protona koliko ih, prema poznatom naelektrisanju atoma, treba da bude u jezgru (v. *Atom*, TE 1, str. 456; v. *Atomska jezgra*, TE 1, str. 479).

SVOJSTVA NEUTRONA

Masa neutrona. Budući da je neutron električno neutralna čestica, za određivanje njegove mase ne mogu se primeniti maseno-spektroskopske metode kojima se koristi za naelektrisane čestice. Sve metode za merenje mase neutrona zasnovane su na principu održanja materije (energije i energetskog ekvivalenta mase) u nuklearnim reakcijama u kojima je neutron ili upadna čestica ili proizvod reakcije. To su reakcije tipa

$$X(n,y)Y \text{ ili } X(x,n)Y, \tag{1}$$

gde je n neutron, X i Y početno i konačno (rezidualno) jezgro, x upadna a y emitovana čestica. Budući da je energiju neutrona teško meriti sa velikom tačnošću, za tu svrhu se biraju takve reakcije u kojima ili neutron izbačen posle reakcije ima zanemarljivu kinetičku energiju ili u reakciji sudjeluje sasvim spori neutron, opet zanemarljive kinetičke energije.

Danas se masa neutrona najtačnije određuje pomoću reakcije

$${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}, \tag{2}$$

što je, zapravo, spajanje jezgra običnog vodonika, odnosno protona (${}^1\text{H}$) i neutrona (n) u jezgro teškog vodonika, deuterijuma (${}^2\text{H}$), uz emisiju γ -kvanta (γ). Ta reakcija se može odvijati i sa posve sporim neutronom. Jednakost količine materije pre i posle reakcije daje za masu neutrona

$$m_n = M_D - M_H + \frac{E_\gamma}{c^2}, \tag{3}$$

gde su m_n , M_D i M_H mase neutrona, deuterijuma i običnog vodonika, c brzina svetlosti, a E_γ energija emitovanog γ -kvanta. Sve su to veličine koje su poznate ili precizno merljive. Rezultati merenja daju za masu neutrona

$$m_n = (1,008\,665\,01 \pm 3,7 \cdot 10^{-8}) u,$$

gde je u atomska jedinica mase. Izraženo u jedinici SI za masu

$$m_n = (1,674954 \pm 9 \cdot 10^{-6}) \cdot 10^{-27} \text{ kg},$$

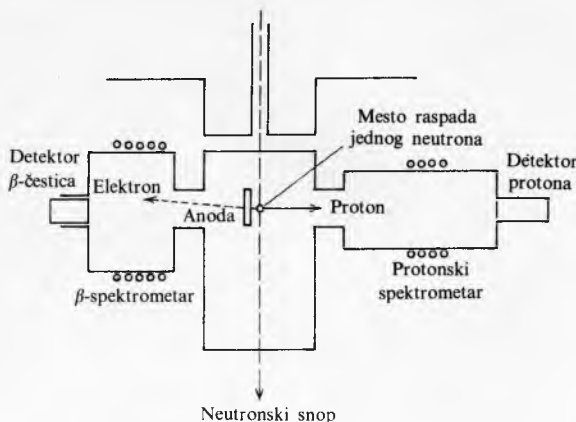
a energetski je ekvivalent mase neutrona

$$m_n c^2 = (939,5731 \pm 0,0025) \text{ MeV}.$$

Radioaktivnost neutrona. Slobodan neutron je nestabilan i raspada se u proton (p), elektron (e^-) i antineutrino ($\bar{\nu}$)

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}. \tag{4}$$

Na osnovu teorije β -raspadanja može se proceniti da je srednje vreme trajanja slobodnog neutrona reda 10^3 s. Direktna merenja toga vremena dosta su složena. Vreme za koje se neutron može posmatrati veoma je kratko, reda milisekunde i manje, s obzirom na to da je verovatnoća da neutron bude apsorbovan od atomskih jezgara sredine kroz koju se kreće mnogo veća nego verovatnoća raspada. Zato se za merenje srednjeg trajanja neutrona uz radioaktivni raspad ne posmatraju određeni neutroni, već se meri broj raspada u određenoj zapremini kroz koju prolazi snop neutrona. Najtačnije se to meri jednovremenom registracijom i protona i elektrona nastalih pri raspadu neutrona, pa i to uz pomoć spektrometara (sl. 1) koji, preko energije, eliminišu čestice nastale u drugim procesima. Tako je za vreme poluraspada neutrona dobijena vrednost $T_{1/2} = (700 \pm 18)$ s.

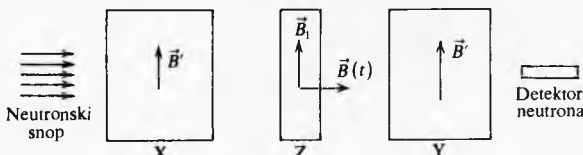


Sl. 1. Uređaj za merenje vremena poluraspada neutrona

Magnetski moment neutrona. Postojanje magnetskog momenta neutrona pokazivala je osetna razlika između magnetskih momenata protona i deuterona (spoja protona i neutrona). Već je 1936. F. Bloch eksperimentalno, pomoću polarizacije neutrona u magnetskom polju, dokazao postojanje magnetskog momenta neutrona, a 1940. godine i izmerio, zajedno sa L. Alvarezom, vrednost magnetskog momenta neutrona. U tu svrhu bila je prilagođena metoda I. I. Rabija za merenje magnetskih momenata atoma i molekula. U magnetskoj sredini X (namagnetisani feromagnetik) neutroni se polarisu paralelno ili antiparalelno magnetskoj indukciji (sl. 2), a u daljem, zbog jače interakcije paralelno orijentisanih neutrona sa magnetskim domenima, prevlađuju antiparalelno orijentisani neutroni. Stoga je interakcija neutrona u magnetskim sredinama Z i Y sa magnetskim indukcijama istog smera kao u X slaba. U sredini Z neutroni koji se precesiono kreću izloženi su i naizmeničnoj indukciji $B(t)$, upravnoj na stacionarno polje. Frekvencija je precesionog kretanja (Larmorova frekvencija)

$$\nu_0 = \frac{2\mu_n B_1}{h}, \tag{5}$$

gde je μ_n magnetski moment neutrona, a h Planckova konstanta zračenja. Kada je frekvencija naizmeničnog polja $B(t)$ jednaka Larmorovoj frekvenciji, neutron može apsorbovati energiju i promeniti orijentaciju. Preorijentisani neutroni postaju paralelni magnetskoj indukciji u sredini Y, što povećava interakciju sa magnetskim domenima u sredini Y i smanjuje broj neutrona koje registruje detektor. Daljim usavršavanjem metode dobijena je za magnetski moment neutrona vrednost: $\mu_n = (-1,91307 \pm \pm 0,0006)$ nuklearnih magnetona. Znak minus magnetskog momenta (prema spinu) određen je eksperimentalno, kada je



Sl. 2. Sheme merenja magnetskog momenta neutrona

umesto naizmeničnog polja $B(t)$ primenjeno obratno magnetsko polje.

Spin i statistika neutrona. Neutron ima spin $s=1/2$, te se kao i elektron i proton ponaša prema Fermi-Diracovoj statistici. Ta vrednost spina proizlazi iz činjenice da je spin atomskih jezgara koja imaju paran broj nukleona redovno celi broj, a onih koja imaju neparan broj nukleona redovno neparan umnožak od $1/2$. Budući da je spin protona jednak $1/2$, to je moguće samo ako je spin neutrona neparan umnožak od $1/2$. Postoje mnogi dokazi slaganjem magnetskih momenata protona i neutrona, analizom interakcije protona i neutrona itd. da spin neutrona nije veći od $1/2$.

Električno opterećenje neutrona. Neutron je električno neutralan jer sadrži pozitivno i negativno naelektrisanje u jednakom apsolutnom iznosu. Postavlja se pitanje da li je neutron ipak, makar malo, naelektrisan. Eksperimentalno je dokazano da naelektrisanje mora biti veoma malo. Najniža gornja granica mogućeg naelektrisanja utvrđena je eksperimentima sa rasejanjem sporih neutrona na atomima ksenona. Pokazalo se da neutron ne može da poseduje naelektrisanje veće od 10^{-18} elementarnog naelektrisanja.

Izgradnjom moćnih elektronskih akceleratora postalo je moguće prodreti i u unutrašnjost nukleona. Ispitivanja su pokazala da je radijus nukleona $\sim 10^{-15}$ m, a kako talasna dužina elektrona energije od 2 GeV iznosi $\sim 10^{-16}$ m, takva su ispitivanja moguća. Rezultati su pokazali da je u neutronu pozitivno naelektrisanje verovatno koncentrisano u središtu i na periferiji neutrona, dok negativno naelektrisanje obrazuje međusloj.

Talasna priroda neutrona. Kao svaka čestica u kretanju, neutron se ponaša i kao talas. Za nerelativističke brzine talasna dužina neutrona iznosi

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}, \quad (6a)$$

odnosno prilagođena jednačina je za talasnu dužinu u metrima i energiju u elektronvoltima

$$\lambda = 2,86 \cdot 10^{-11} E^{-1/2}. \quad (6b)$$

Talasna priroda čestica dolazi do izražaja kada one interaguju sa materijalom u kome su strukturne dimenzije porediva sa talasnom dužinom čestice. Neutroni vrlo visoke energije reda $10 \dots 100$ GeV imaju talasne dužine $\sim (1 \dots 3) \cdot 10^{-16}$ m, što odgovara rastojanjima među nukleonima u atomskom jezgri. Sa neutronima takve energije mogu se, stoga, ispitivati strukture atomskih jezgara. Neutroni energije $1 \dots 100$ MeV imaju talasne dužine $(3 \dots 30) \cdot 10^{-15}$ m, tj. reda dimenzije atomskih jezgara. Neutroni takve energije biće podvrgnuti pojavama difrakcije pri interakciji sa jezgrima. Sasvim spori neutroni, kao što su termalizovani neutroni, kojima je energija $\sim 0,025$ eV, imaju talasnu dužinu $\sim 10^{-10}$ m, što odgovara rastojanjima atoma u molekulu ili kristalnoj rešetki. Sa takvim neutronima stoga je moguće ispitivati strukturu molekula ili čvrstih tela.

IZVORI NEUTRONA

Slobodnih neutrona gotovo nema u prirodi, ne samo zato što su radioaktivni, te se s vremenom transformišu u protone, već i zato što lako stupaju u reakcije sa atomskim jezgrama okoline i pri tome iščezavaju. Na površinu Zemlje padaju neutroni koji imaju poreklo u kosmičkom zračenju, i to $\sim (2 \dots 3) \cdot 10^4$ neutrona po kvadratnom metru u sekundi. U prirodi se nalaze i neutroni koji se emituju pri spontanoj fisiji teških atomskih jezgara (v. *Fisija atomskog jezgra*, TE 5, str. 453 i tabl. 10), prvenstveno urana. To je veoma slab izvor neutrona (~ 20 neutrona u sekundi po kilogramu urana). Neki veštački transuranski elementi daju znatno više spontanih fisija, a time i neutrona (npr. plutonijumovi izotopi), a neki, koje je teško dobiti u većim količinama, mogu biti i veoma jaki izvori neutrona (npr. kalifornijum 252 daje spontanom fisijom $\sim 3 \cdot 10^{15}$ neutrona u sekundi po kilogramu).

Da bi se slobodni neutroni dobili u znatnom broju, potrebom za razna istraživanja ili praktičke primene, iskorišćavaju se nuklearne reakcije koje daju neutrone, tj. reakcije oblika



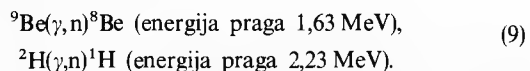
Projektili (x) mogu biti čestice emitovane iz radioaktivnih izvora (nezavisni neutronske izvori), akceleratora ili nuklearnog reaktora.

Nezavisni neutronske izvori. To su izvori u kojima upadne čestice x daje neki radioaktivni materijal. Takvi neutronske izvori su obično mali po dimenzijama (desetak kubnih centimetara) i lako prenosivi. Projektil x može biti α -čestica ili γ -kvant. Kod upotrebe α -radioaktivnog izvora kao meta mogu se upotrebiti razni nuklidi, ali je najpogodniji, zbog najvećeg prinosa, berilijum. Prah nekog α -radioaktivnog izvora, kao što su ^{239}Pu (vreme poluraspada $T_{1/2} = 2,4 \cdot 10^4$ god.), ^{226}Ra ($T_{1/2} = 1,6 \cdot 10^3$ god.), ^{241}Am ($T_{1/2} = 462$ god.) i drugi, pomešan sa prahom berilijuma (jedini prirodni izotop berilijuma je ^9Be) u odnosu 1:20 do 1:300 i smešten u kapsulu daje egzoergičnu reakciju



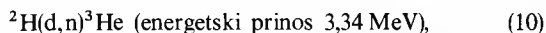
uz energetski prinos od 5,75 MeV. Upotreba smese neophodna je zbog malog dometa α -čestice. Takva kapsula neprestano emituje neutrone energije $0 \dots 10$ MeV, odnosno srednje energije od ~ 5 MeV i intenziteta od ~ 50 neutrona po 10^6 α -čestica.

Kako mnogi radioaktivni nuklidi ispuštaju i prateće γ -zračenje, za nezavisne neutronske izvore upotrebljavaju se i (γ,n) reakcije. To su endoergične reakcije, jer se svode na odvezivanje neutrona iz jezgra i imaju energetski prag. Stoga se kao mete upotrebljavaju nuklidi sa najmanjom energijom veze neutrona, a to su

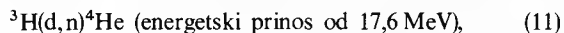


Nema, međutim, mnogo radioaktivnih nuklida koji ispuštaju γ -zračenje tako visoke energije. Za obe reakcije primenljiv je ^{24}Na ($E_\gamma = 2,8$ MeV, $T_{1/2} = 15,0$ h), a za prvu reakciju ^{124}Sb ($E_\gamma = 1,67$ MeV, $T_{1/2} = 60,9$ dana), ^{226}Ra ($E_\gamma = 1,8$ MeV) i neki drugi. Za takve reakcije, s obzirom na znatnu prodornost γ -zračenja, može se fizički odvojiti emiter od mete, te se kapsula sa radioaktivnim izvorom stavlja unutar bloka od berilijuma ili suda sa teškom vodom.

Akceleratorne reakcije. Čestice kao što su protoni (p), deuteroni (d) i α -čestice ubrzane u akceleratorima mogu pobuditi razne nuklearne reakcije u kojima nastaju neutroni. Reakcije (d,n) su po pravilu egzoergične, te se mogu ostvariti znatni prinosi neutrona i sa niskim energijama deuteronu. Tako npr. reakcija

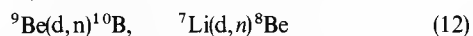


tzv. (D-D) reakcija, daje dobar prinos neutrona i sa česticama ubrzanim na $0,2 \dots 0,4$ MeV. Još veći prinos sa niskim energijama deuteronu može se dobiti reakcijom



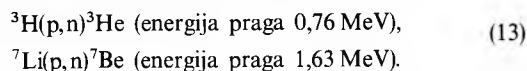
tzv. (D-T) reakcijom. Ona daje zadovoljavajući prinos i sa energijama deuteronu od 0,1 MeV, te se grade veoma mali akceleratori za specijalne potrebe (ispitivanja tla, laboratorijski minijaturni izvori) od svega desetak kilovolta.

Te se reakcije mogu upotrebiti za dobijanje monoenergetskih neutrona sa energijom nešto manjom od energije prinosa. Druge reakcije (d,n), kao što su



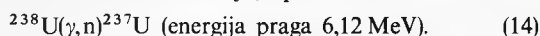
i druge, upotrebljavaju se za akceleratore veće energije, a njima se ne mogu dobiti monoenergetski neutroni.

Reakcije pobuđene protonima, reakcije (p,n), po pravilu su endoergične, što će reći da protoni treba da poseduju neku minimalnu energiju da bi mogli pobuditi reakciju. Takve su reakcije



One su posebno pogodne za dobijanje monoenergetskih neutrona niske energije, približno sa energijom jednakom razlici između energije protona i energije praga.

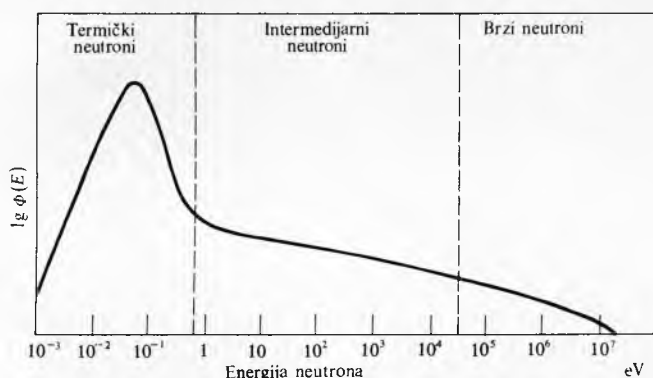
Elektronskim akceleratorima mogu se postići i fotoneutronske reakcije. Ubrzani elektroni padaju na metu, obično od urana, i usporavajući se stvaraju zakono zračenje koje u istoj meti može da pobudi fotoneutronska reakciju, npr.



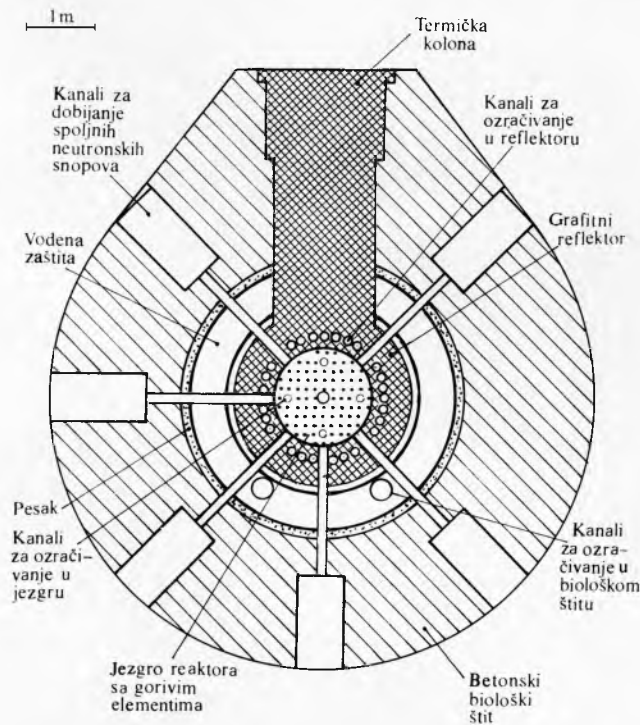
Prinos je takvih reakcija vrlo dobar, a energije neutrona se protežu približno od nule pa do energije elektrona umanjene za energiju praga fotoneutronske reakcije.

Nuklearni reaktor kao izvor neutrona. U nuklearnom reaktoru neutroni su nosioci lančane reakcije fisije, te se u njemu u svakom trenutku nalaze neutroni u haotičnom kretanju, formirajući tzv. *neutronske gas*. Ako je to tzv. reaktor na brze neutrone, neutroni formiraju energetski spektar koji se proteže od 0...~10 MeV, sa srednjom energijom od ~0,2 MeV. Ako je to tzv. termički reaktor, neutroni formiraju spektar koji sadrži fisione neutrone (v. *Fisija atomskog jezgra*, TE 5, str. 448), zatim neutrone u usporavanju i na kraju veoma izražene termičke neutrone u energetskoj oblasti nižoj od 1 eV (sl. 3).

Budući da je nuklearni reaktor veoma jak izvor neutrona, grade se reaktori sa jedinom namenom da služe kao izvori neutrona. To su tzv. *istraživački reaktori*. Oni se optimiraju



Sl. 3. Tipičan energetski spektar neutrona u termičkom nuklearnom reaktoru



Sl. 4. Horizontalni presek kroz istraživački nuklearni reaktor RA u Institutu za nuklearne nauke »Boris Kidrič« u Vinči, Beograd

na što veću gustinu neutrona, a energija koja se oslobađa pri fisiji, radi izbegavanja komplikacija, obično se ne iskorišćava, već se rasipa u okolinu.

Istraživački reaktori poseduju razne pogodnosti za iskorišćavanje neutrona. Unutar reaktora se ugrađuju kanali za ozračivanje uzoraka (sl. 4). Postavljaju se izvodni kanali kroz koje neutroni izlaze van reaktora u obliku snopa i tu se iskorišćavaju. U središtu reaktora, u njegovu jezgru, prevlađuju termički neutroni, ali je tu prisutan i znatan broj brzih neutrona iz fisije i neutrona u usporavanju. Bliže reflektoru reaktora, a posebno u reflektoru, gde nema fisije, uglavnom su termički neutroni. Da bi se dobili potpuno termalizovani neutroni, grade se produžeci reflektora, tzv. termičke kolone ili stubovi u kojima praktički postoje samo termički neutroni. U termičkoj koloni takođe ima veoma malo γ -zračenja, koje je, međutim, veoma intenzivno u jezgru reaktora, jer fisiju prati i γ -zračenje.

Kad se žele iskoristiti pretežno brzi neutroni oslobođeni termičkih neutrona, često se upotrebljava tzv. neutronske konvertor koji se obično stavlja u termičku kolonu. To je ploča od fisionog materijala u kojoj termički neutroni pobuđuju fisije, pa nastaju brzi neutroni.

INTERAKCIJA NEUTRONA SA ČESTICAMA

Naelektrisane čestice, kao što su protoni, deuteroni, α -čestice i dr., veoma intenzivno interaguju sa elektronima u atomskom omotaču, uglavnom jonizujući atome. Tek mali deo čestica uspe da interaguje sa atomskim jezgrima, utoliko pre što se tome suprotstavljaju električne odbojne sile.

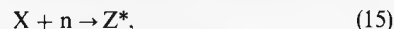
Nasuprot tome, neutroni, kao neutralne čestice, veoma slabo interaguju sa elektronima. Ta mala interakcija nastaje usled interakcije magnetskog momenta neutrona sa magnetskim momentom atoma, a delimično proizlazi i iz činjenice da neutron predstavlja i električni dipol.

Upravo zbog svoje neutralnosti neutroni veoma lako prodiru do atomskog jezgra. Budući da ne deluju električne odbojne sile, nije im potrebna nikakva energija. Zapravo, mnoge interakcije imaju veću verovatnoću nastajanja što je neutron sporiji.

Model složenog jezgra za neutronske nuklearne reakcije. Za opisivanje interakcije neutrona i drugih čestica razvijeno je više različitih modela od kojih svaki daje zadovoljavajuću interpretaciju u određenim uslovima i u određenom opsegu tačnosti. Tako npr. model tzv. *direktno interakcije* dobro opisuje interakciju neutrona visoke energije sa jezgrom, uzimajući pri tom da neutron interaguje samo sa pojedinačnim nukleonima u jezgru, uglavnom sa onima na površini jezgra. *Optički model*, nazvan tako što je načinjen po analogiji sa prolazom talasa kroz delimično propusnu sredinu, na zadovoljavajući način opisuje rasejanje neutrona u čitavoj energetskoj oblasti. *Model složenog jezgra*, iako jedan od najstarijih, na zadovoljavajući način opisuje sve vrste reakcija sa neutronima nižih energija, manjih od 10 MeV, dakle u energetskoj oblasti najzanimljivijoj za procese koji se primenjuju u nuklearnoj tehnici.

Prema modelu složenog jezgra upadni neutron može na jezgru pretrpeti dva osnovna procesa. Prvi je da bude rasejan na površini (obliku) jezgra, pri čemu jezgro ostaje nepromenjeno, ali prima jedan deo kinetičke energije neutrona. Neutron menja energiju i smer kretanja u skladu sa zakonima održanja energije i količine kretanja. To je elastični proces i naziva se *potencijalnim rasejanjem*.

Druga je mogućnost da neutron prodre u jezgro. Tada se proces odvija u dve faze. U prvoj se stvara složeno jezgro sastavljeno od prvobitnog jezgra i neutrona. Ono je pobuđeno energijom veze neutrona u jezgru i kinetičkom energijom neutrona (tačnije delom kinetičke energije koji nije utrošen na kinetičku energiju složenog jezgra). Prema tome, prva je faza



gde je X prvobitno jezgro, n neutron, a Z^* složeno jezgro. Složeno jezgro traje dovoljno dugo ($\sim 10^{-13}$ s) da njegova dalja sudbina više ne zavisi od načina na koji je nastalo.

U drugoj fazi se složeno jezgro oslobađa pobude na jedan od načina (kanala) koji zadovoljavaju energetski bilans. Tih

kanala obično ima više, te i pod istim uslovima krajnji ishod interakcije može da bude različit. Prema tome

$$Z^* \rightarrow Y_i + y_i \quad (16)$$

gde je Y rezidualno jezgro, y emitovana čestica, dok se indeks i odnosi na i -ti mogući kanal.

Uobičajeno je da se verovatnoća za nastajanje nuklearnih reakcija definiše pomoću (efikasnih) preseka (v. *Fisija atomskog jezgra*, TE5, str. 448). Za složeno jezgro efikasni presek za njegovo nastajanje može se označiti sa σ_{st} , te je presek za nastajanje i -te reakcije

$$\sigma_i = \sigma_{st} W_i \quad (17)$$

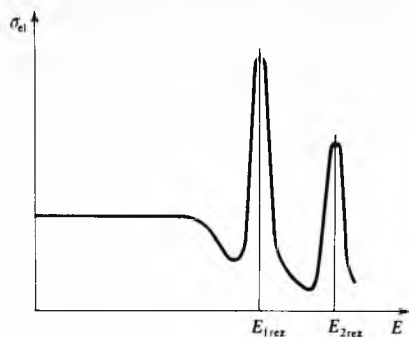
gde je W_i verovatnoća da do deeksitacije složenog jezgra dođe i -tim kanalom.

Rezonantno rasejanje neutrona. Jedan od kanala kojim se složeno jezgro može osloboditi energije pobude jest ponovna emisija neutrona sa takvom kinetičkom energijom da jezgro ostane u osnovnom stanju, odnosno da se krajnji efekt svede na elastični sudar neutrona i prvobitnog jezgra. Takav se proces u celini naziva rezonantnim rasejanjem. Energetski se on ne razlikuje od potencijalnog rasejanja, te se za elastični sudar može postaviti da je

$$\sigma_{el} = \sigma_p + \sigma_n \quad (18)$$

gde je σ_p presek za potencijalno, a σ_n rezonantno rasejanje.

Presek za rezonantno rasejanje u oblasti nižih energija neutrona je konstantan i nezavisan od energije, ali samo dok ukupna pobuda jezgra (deo kinetičke energije neutrona i energija veze neutrona u jezgru) ne dovede složeno jezgro na jedan od njegovih diskretnih energetskih razina. Tada se pojavljuju tzv. nuklearne rezonancije, kada presek dobija vrlo visoke vrednosti. Budući da je i presek za potencijalno rasejanje u oblasti nižih energija neutrona konstantan, presek za elastično rasejanje ima energetsku zavisnost prikazanu na sl. 5.



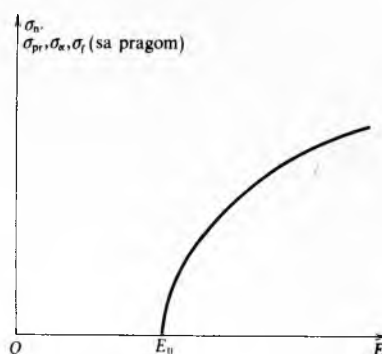
Sl. 5. Tipična energetska zavisnost efikasnog preseka za elastično rasejanje neutrona, sa pojavama nuklearne rezonancije na dve energetske razine

Neelastično rasejanje neutrona. U tom procesu složeno jezgro takođe emituje neutron, ali rezidualno jezgro ostaje pobuđeno na nekoj od svojih energetskih razina. To znači da je jedan deo kinetičke energije neutrona utrošen na povećanje unutrašnje energije prvobitnog jezgra, te je proces neelastičan. Ako se emitovani neutron identifikuje sa upadnim, izlazi da neutron pri sudaru gubi više energije nego pri elastičnom rasejanju. Kako jezgro može da ostane pobuđeno samo na jednom od svojih diskretnih energetskih razina, proces neelastičnog rasejanja ima svoj energetski prag: neutron mora posedovati kinetičku energiju najmanje jednaku energiji prve energetske razine jezgra sa kojim se sudara. Stoga presek za neelastično rasejanje ima energetsku zavisnost kao na sl. 6. Do kinetičke energije neutrona jednake energiji prve energetske razine, neelastičnog rasejanja ne može biti i presek je jednak nuli. Uz veću od te minimalne energije presek dobija konačnu vrednost i raste. Pobuđeno jezgro se oslobađa za ostale pobude skoro redovno emisijom jednog ili više γ -kvanta, čime jezgro konačno dolazi u svoje osnovno energetsko stanje. Neelastično rasejanje dolazi posebno do izražaja kod težih jezgara, kod kojih su energetske razine

guste. Laka jezgra imaju retke energetske razine, te je potrebno da neutron poseduje znatnu kinetičku energiju da bi se moglo pojaviti neelastično rasejanje. Ukupan presek za rasejanje neutrona iznosi

$$\sigma_s = \sigma_n + \sigma_{ep} \quad (19)$$

gde je σ_n presek za neelastično rasejanje.



Sl. 6. Tipična energetska zavisnost efikasnog preseka za neutronske nuklearne reakcije koje imaju energetski prag

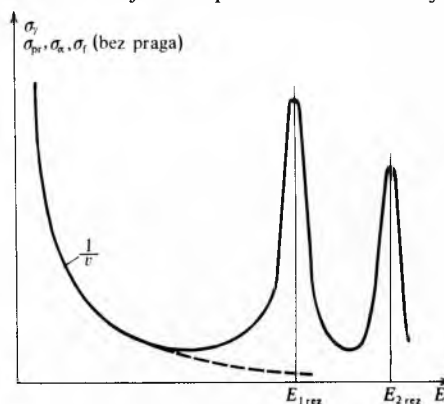
Radijativna apsorpcija neutrona. To je proces u kojemu neutron ostaje trajno vezan u jezgru, a složeno jezgro se oslobađa pobude, potaknute energijom veze i kinetičkom energijom upadnog neutrona, emisijom jednog ili više γ -kvanta, posle čega ostaje u svom osnovnom energetskom stanju. Stoga se taj proces naziva radijativnom apsorpcijom neutrona ili $(n-\gamma)$ procesom i obeležava sa

$$nX(n, \gamma)^A + 1Y. \quad (20)$$

Budući da se radi o vezivanju novog neutrona, usled čega se oslobađa energija veze emisijom γ -kvanta, taj proces je egzotermičan, te se može izvesti i sa sasvim sporim neutronom. Iz istih razloga taj je proces moguć sa svim atomskim jezgrima (sa izuzetkom jezgra ${}^4\text{He}$). U oblasti sasvim niskih energija neutrona zavisnost preseka od brzine neutrona v ima oblik

$$\sigma(v) = \frac{k}{v}, \quad (21)$$

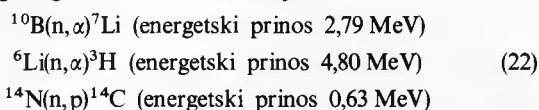
gde je k konstanta, te presek raste sa smanjivanjem kinetičke energije neutrona. Kada je ukupna energija koju neutron unosi u jezgro jednaka jednoj od energetskih razina složenog jezgra, pojavljuje se rezonancija kao i pri rezonantnom rasejanju (sl. 7).



Sl. 7. Tipična energetska zavisnost efikasnog preseka za neki od procesa apsorpcije neutrona, kada ga mogu pobuditi i sasvim spori neutroni (v je brzina upadnog neutrona). Prisutne su i nuklearne rezonancije na dve energetske razine

Transmutacione reakcije. Ako su ostvareni energetski uslovi, složeno jezgro se može tako raspasti da iz jezgra bude emitovana neka naelektrisana čestica — proton; tada je to reakcija (n, p) , ili pak α -čestica, pa je to reakcija (n, α) . Zbog promene

naelektrisanja jezgra te reakcije vode ka transmutaciji atoma u druge hemijske elemente i nazivaju se transmutacionim nuklearnim reakcijama. Za većinu jezgara to su endoergične reakcije, te se jezgru preko kinetičke energije neutrona mora dovesti izvesna minimalna energija (energija praga) da bi nastupila takva reakcija. Stoga energetska zavisnost preseka σ_{pr} za reakciju (n,p) i σ_{α} za reakciju (n, α) ima za većinu jezgara oblik kao na sl. 6. Međutim, za nekoliko lakših jezgara, reakcije (n,p) i (n, α) su egzoergične. Takve su reakcije



i još neke reakcije (n,p). Budući da za takve reakcije nije potrebna energija, to energetski one nemaju prag. Kao što se može pokazati, tada je presek za te reakcije zavisn od $1/v$, kao na sl. 7. Rezonancije se, međutim, ne pojavljuju, jer se radi o lakim jezgrima sa energetski udaljenim razinama.

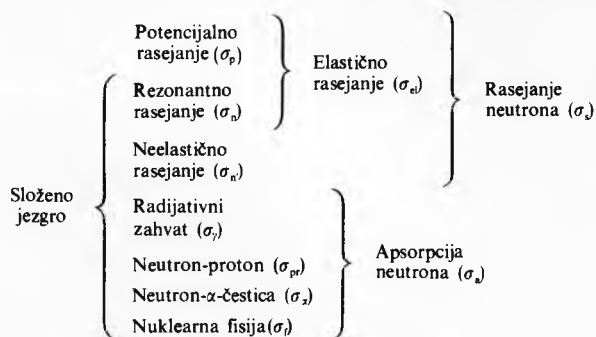
Nuklearna fisija. To je proces, moguć samo kod najtežih jezgara, u kome se složeno jezgro raspada na dva manja jezgra (v. *Fisija atomske jezgre*, TE 5, str. 445) i pri tom oslobađa znatna energija (~200 MeV). Budući da pri fisiji nastaje i nekoliko novih neutrona, to oni mogu da uzrokuju nove fisije, odnosno moguća je i ostvarena je lančana reakcija fisije, koja je osnovni proces današnje nuklearne energetike. Neka su atomska jezgra podložna fisiji već i sasvim sporim neutronima, odnosno za fisiju je dovoljna pobuda usled energije veze neutrona u jezgri. Takva se jezgra nazivaju *fisilnima*. Među nuklidima koji se nalaze u prirodi fisilan je samo izotop urana ^{235}U . Među veštačkim nuklidima fisilni su ^{239}Pu , ^{233}U i drugi. Za fisilna jezgra presek za fisiju σ_f ima oblik kao na sl. 7. Mnogi su teški nuklidi, međutim, fisilni, što znači da su podložni fisiji, ali samo neutronima koji poseduju neku minimalnu kinetičku energiju, odnosno energiju praga za fisiju, jer energija veze neutrona nije dovoljna za pobudu fisije. Takvi su ^{238}U , ^{232}Th i mnogi drugi prirodni ili veštački nuklidi. Presek za fisiju takvih jezgara ima stoga oblik kao na sl. 6.

Reakcija (n,2n). Pri toj reakciji emituju se dva neutrona i konačni je efekt izdvajanje jednog neutrona iz jezgra. Taj je proces endoergičan, jer se za njega mora utrošiti energija kojom je neutron bio vezan u prvobitnom jezgri. Presek za ovu reakciju σ_{2n} ima oblik kao na sl. 6, pa je energija praga za reakciju dosta visoka, reda nekoliko MeV, odnosno odgovara energiji veze neutrona u jezgri.

Apsorpcioni procesi. Svi procesi koji vode ka nestanku neutrona nazivaju se apsorpcionim procesima. Taj naziv važi i za procese posle kojih se emituju neutroni (ne odnosi se, međutim, na proces rasejanja, elastičnog ili neelastičnog). Apsorpcioni procesi su prema tome (n, γ), (n,p), (n, α), (n,f). Efikasni je presek za apsorpciju neutrona

$$\sigma_a = \sigma_{\gamma} + \sigma_p + \sigma_{pr} + \sigma_{\alpha} \quad (23)$$

Na sl. 8 prikazana je shema neutronskih nuklearnih reakcija, gde su naznačeni i apsorpcioni procesi.



Sl. 8. Shema neutronskih procesa

Gustina neutronskog fluksa. Uz pomoć efikasnog preseka za nuklearne reakcije može se, prema njegovoj definiciji, odrediti i

brzina odvijanja neke reakcije. Neka se u nekoj sredini prostiru neutroni krećući se u svim pravcima i sudarajući se sa atomskim jezgrima sredine. Pri tome se jedan neutron može rasejati na jezgri, promeniti pravac kretanja, zatim se rasejati na drugom itd., sve dok u nekoj interakciji sa jezgrom ne bude apsorbovan, ili dok ne izađe iz te sredine. Tada je ponašanje velikog broja neutrona slično gasu, te se takav skup neutrona često i naziva *neutronskim gasom*. Kao gustina neutronskog fluksa Φ (veličina koja se često naziva nepravilno i kratko fluks) definiše se ukupni put koji neutroni pređu u jedinici zapremine i u jedinici vremena. Ako je gustina broja neutrona n , a njihova brzina v , tada je

$$\Phi = nv. \quad (24)$$

Veličina Φ ima dimenziju broja čestica po jedinici površine i u jedinici vremena.

Srednji slobodni put neutrona u nekoj sredini u kojoj atomska jezgra imaju gustinu N , za neku reakciju kojoj je efikasni presek σ_i , određen je relacijom

$$\lambda_i = \frac{1}{\sigma_i N_i} = \frac{1}{\Sigma_i}. \quad (25)$$

Veličina Σ_i naziva se makroskopskim efikasnim presekom za i -tu reakciju (ima dimenziju recipročne dužine), a σ_i mikroskopskim presekom. Broj je interakcije i -te vrste u jedinici zapremine i u jedinici vremena

$$F_i = \frac{\Phi}{\lambda_i} = \Phi \Sigma_i = \Phi \sigma_i N. \quad (26)$$

Ako se ne radi o monoenergetskim neutronima, definišu se funkcije raspodele gustine neutronskog fluksa i gustine broja neutrona prema brzini $\Phi(v)$ i $n(v)$ ili prema energiji $\Phi(E)$ i $n(E)$, tako da je

$$n = \int n(v) dv \text{ i } \Phi = \int \Phi(v) dv = n \bar{v}, \quad (27)$$

gde je n ukupna gustina broja neutrona, a Φ integralna gustina neutronskog fluksa. Srednja je brzina neutrona

$$\bar{v} = \frac{\int n(v) v dv}{\int n(v) dv}, \quad (28)$$

dok je brzina odvijanja reakcija

$$F = \int n(v) v N \sigma(v) dv = \Phi N \bar{\sigma}, \quad (29)$$

gde je $\bar{\sigma}$ srednji efikasni presek određen relacijom

$$\bar{\sigma} = \frac{\int \sigma(v) n(v) v dv}{\int n(v) v dv}. \quad (30)$$

Budući da je za mnoge procese važna ne samo brzina već i smer kretanja neutrona, definišu se i funkcije raspodele:

$$n(E, \vec{\Omega}), \text{ tako da je } n = \int_{4\pi} \int_E n(E, \vec{\Omega}) dE d\vec{\Omega}, \quad (31)$$

$$\Phi(E, \vec{\Omega}) = v n(E, \vec{\Omega}), \text{ tako da je } \Phi = \int_{4\pi} \int_E \Phi(E, \vec{\Omega}) dE d\vec{\Omega}, \quad (32)$$

gde je $d\vec{\Omega}$ element prostornog ugla, a $\vec{\Omega}$ jedinični vektor brzine. Kako gustina neutrona može da bude i funkcija vremena i mesta, u opštem se slučaju definiše

$$n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \text{ i } \Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t), \quad (33)$$

gde je \vec{r} vektor položaja, a t posmatrani trenutak.

Radioaktivnost rezidualnog jezgra. Pošto se oslobodi pobude nekim od kanala, složeno jezgro prelazi u svoje osnovno energetsko stanje. Ponajčešće, osim kada se radi o ponovnoj emisiji neutrona, rezidualno jezgro postaje nestabilno, najčešće sledi β -raspad. To se posebno odnosi na rezidualno jezgro posle reakcije (n, γ), kad prvobitno jezgro postaje obogaćeno za jedan

neutron, i posle mnogih reakcija (n,p) i (n, α). Tako se nakon neutronske interakcije, pored neposredne emisije čestica, stvaraju veštački radioaktivni nuklidi. Prema već spomenutom, brzina nastajanja radioaktivnih nuklida u nekom i -tom procesu neutronske interakcije iznosi

$$F_i = \sigma_i N \Phi. \quad (34)$$

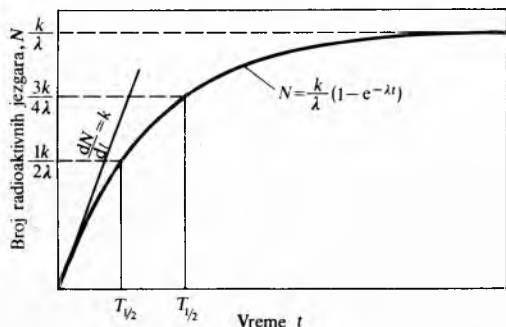
Za vreme izlaganja uzorka neutronima neki se od stvorenih radioaktivnih nuklida raspadaju, tako da je prinos broja radioaktivnih nuklida po vremenu

$$\frac{dN_r}{dt} = \sigma_i N \Phi - \lambda N_r \quad (35)$$

gde je N_r broj radioaktivnih nuklida u posmatranom trenutku, a λ konstanta raspada. Posle vremena t izlaganja neutronima broj dobijenih radioaktivnih nuklida iznosi

$$N_r = \frac{\sigma_i N \Phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (36)$$

To znači da posle dovoljno dugog vremena broj radioaktivnih jezgara dostiže zasićenje koje iznosi F_i/λ (sl. 9). Ako je to proces nuklearne fisije, rezidualno je jezgro (fisioni fragment) tako daleko od stabilnosti da prelazi u stabilno stanje tek posle više uzastopnih β -raspada (v. *Fisija atomskog jezgra*, TE 5, str. 450).



Sl. 9. Povećanje broja radioaktivnih jezgara sa vremenom pri konstantnoj brzini njihova nastajanja

Detekcija neutrona. Nuklearne naelektrisane čestice i kvanti elektromagnetskog zračenja detektuju se pomoću jonizacije što je pobuđuju u atomima sredine kroz koju se kreću. Neutron, kao neutralna čestica, ne jonizuje atome. Zato se on detektuje posredno, detekcijom sekundarnih čestica koje se pojavljuju kao posledica interakcije neutrona sa atomskim jezgrom (v. *Detekcija nuklearnog zračenja*, TE 3, str. 244). Najviše se upotrebljavaju reakcije (n, α) na nuklidima ^{10}B i ^6Li , kao i nekim drugim, pri čemu se detektuje α -čestica, zatim nuklearna fisija, pri čemu se detektuju fisioni fragmenti a isto tako uzmačne čestice koje nastaju pri elastičnom sudaru neutrona sa lakim jezgama, kao što je vodonik.

Za detekciju neutrona služi i radioaktivnost rezidualnog jezgra posle neutronske interakcije. Posle izlaganja pogodnog materijala neutronima meri se njegova radioaktivnost. Ako je uzorak ozračen neutronima za vremena t_1 , tada će aktivnost rezidualnih jezgara posle vremena t_2 od završetka ozračivanja iznositi

$$A = \sigma_i N \Phi (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2}. \quad (37)$$

Merenjem te aktivnosti može se odrediti i gustina neutronske fluksa Φ .

Da bi se pri detekciji izdvojili spori od brzih neutrona, upotrebljavaju se detektori koji imaju brzinsku zavisnost efikasnog preseka prema relaciji $1/v$. Takvi će detektori biti znatno osetljiviji na spore nego na brze neutrone. Obrnuto, da bi se pri detekciji brzih neutrona otklonio uticaj sporih, služe detektori sa nuklidima koji imaju energetski prag za interakciju sa neutronima.

USPORAVANJE NEUTRONA

Gubitak energije neutrona pri rasejanju. Pri elastičnom ili neelastičnom rasejanju neutron gubi deo svoje kinetičke energije koja se smanjuje od početne E_1 do energije E_2 posle sudara. Elementarna analiza sudara pomoću održanja količine kretanja i energije, te eksperimentalno verifikovani podatak da se neutron energije do nekoliko megaelektronvolta rasejava sferno simetrično u sistemu centra masa, dovodi do sledećih zaključaka:

Posle sudara sa atomskim jezgrom mase M neutron mase m sa podjednakom verovatnoćom može dobiti bilo koju energiju između početne E_1 i konačne αE_1 , gde je

$$\alpha = \left(\frac{M - m}{M + m} \right)^2 \quad (38)$$

To pokazuje da je najveći mogući gubitak energije pri sudaru sa teškim jezgama, gde je $M \gg m$ i $\alpha \approx 1$, veoma malen. Naprotiv, u sudaru sa lakim jezgama kad je $\alpha \ll 1$, gubitak energije može biti znatan. Najveći je za običan vodonik, $M = m$ i $\alpha = 0$, te neutron može u jednom sudaru (centralni sudar) da izgubi celokupnu energiju, dok je srednji gubitak energije $E_1/2$.

Ista analiza pokazuje da je srednji kosinus ugla rasejanja neutrona

$$\mu = \overline{\cos \vartheta} = \frac{2m}{3M}. \quad (39)$$

To pokazuje da je za teška jezgra $\overline{\cos \vartheta} \approx 0$, tj. da je rasejanje sferno simetrično. Za lakša jezgra $\overline{\cos \vartheta}$ ima pozitivnu vrednost, odnosno neutron ima preferenciju prostiranja u smeru koji je imao pre sudara. To je najviše izraženo za sudar s vodonikom kad je $m/M \approx 1$.

U teoriji usporavanja iskorišćuje se i srednji logaritamski dekrement energije pri sudaru, odnosno srednja razlika logaritma energije pre i posle sudara. Ta veličina iznosi

$$\xi = \lg \frac{E_1}{E_2} = 1 + \alpha \frac{(M + m)^2}{2mM} \lg \sqrt{\alpha}.$$

I ta veličina teži nuli za teška jezgra, a iznosi jedan za vodonik. U tabl. 1 su vrednosti pomenutih veličina za neka jezgra ili mešavinu jezgara.

Tablica 1
OSNOVNE KARAKTERISTIKE MODERATORA

Jezgro	A	α	$\mu = \overline{\cos \vartheta}$	ξ ili $\bar{\xi}$
H	1	0	0,667	1,000
H ₂ O				0,935
D	2	0,111	0,353	0,725
D ₂ O				0,517
Be	9	0,640	0,074	0,209
C (grafit)	12	0,716	0,055	0,158
O	16	0,779	0,042	0,120
U	238	0,983	0,0028	0,0084

Određivanje gubitka energije u procesu neelastičnog rasejanja je znatno složenije jer obuhvata i procese u atomskom jezgrom. Gubitak se može približno odrediti iz empirijske prilagođene relacije

$$\overline{E_2} = 6,4 \left(E_1 \frac{M}{m} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (40)$$

gde su energije u megaelektronvoltima. Gubitak energije pri neelastičnom sudaru može biti znatan ako su sudari sa teškim jezgama. Npr. za uran, pri $E_1 = 10$ MeV, dobiva se $E_2 = 1,32$ MeV, dok je za elastični sudar gubitak energije veoma malen, iznosi $\sim 0,085$ MeV. Međutim, usporavanje se neutrona pri neelastičnom sudaru može odvijati samo dok energija neutrona ne padne ispod praga za taj proces, te se za usporavanje neutrona na sasvim niske energije mora iskoristiti elastično rasejanje.

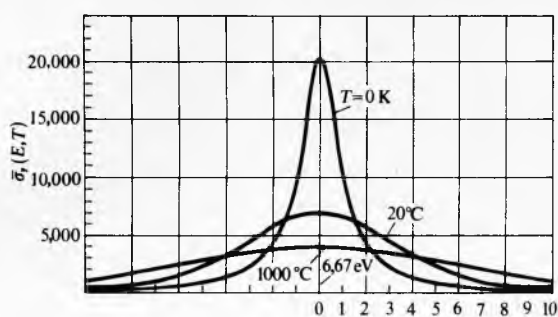
Doplerovo širenje rezonancija. U rezonanciji, vrednosti preseka mogu biti veoma velike. Jednu usamljenu rezonanciju sa dosta velikom tačnošću opisuje Breight-Wignerova relacija koja za presek apsorpcije neutrona ima oblik

$$\sigma_a = \frac{A}{\sqrt{E}} \frac{1}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (41)$$

gde su A i Γ karakteristike rezonancije, E_r energija rezonancije, a E energija neutrona. Oko vrednosti energije rezonancije presek naglo menja vrednost, te se i malim promenama energije znatno menja vrednost preseka. Budući da jezgra poseduje kinetičku energiju koja raste sa temperaturom sredine, i to kretanje može da utiče na promenu vrednosti preseka, koji tako postaje funkcija i temperature. Tada će biti

$$\sigma_a(E, T) = B\Psi(\Delta, x), \quad (42)$$

gde x zavisi od razlike energije neutrona i energije rezonancije, dok je Δ tzv. Dopplerova širina rezonancije (sl. 10). Tim se širenjem rezonancije povećava apsorpcija neutrona u rezonanciji.



Sl. 10. Prividno širenje prve nuklearne rezonancije na ^{238}U pri povećanju temperature sredine. Jedinica na apsisci iznosi $13,24 \cdot 10^{-3}$ eV, a na ordinati 10^{28} m^2

Energetska raspodela neutrona u usporavanju. Kada se kreću kroz sredinu kojoj je presek za rasejanje znatno veći od preseka za apsorpciju, neutroni mogu pretrpeti nekoliko sudara pre no što budu apsorbovani i pri tome mogu stalno gubiti energiju. Tada će neutroni dobiti energetska raspodelu sledećeg oblika:

$$\Phi(E) = \frac{Q}{\xi [\Sigma_s(E) + \Sigma_a(E)]} \exp \left[\frac{1}{\xi} \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a(t)}{\Sigma_a(E) + \Sigma_s(E)} \frac{dE}{E} \right],$$

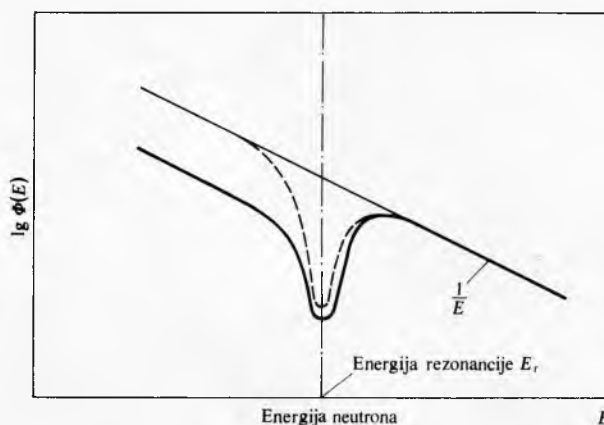
$$q(E) = Q \exp \left[\frac{1}{\xi} \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a(E)}{\Sigma_a(E) + \Sigma_s(E)} \frac{dE}{E} \right], \quad (43)$$

$$p(E) = \exp \left[\frac{1}{\xi} \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_a(E)}{\Sigma_a(E) + \Sigma_s(E)} \frac{dE}{E} \right],$$

gde je $\Phi(E)$ energetska raspodela gustine fluksa, a $q(E)$ gustina usporavanja neutrona, definisana kao broj neutrona koji u jedinici vremena i jedinici zapremine prolaze kroz energiju E u toku usporavanja. Veličina $p(E)$ predstavlja frakciju neutrona koji su u toku usporavanja došli do energije E izbegavši apsorpciju. Kako se u toku usporavanja apsorpcije neutrona događaju uglavnom u rezonancijama, to se ta veličina naziva i *faktorom izbegavanja rezonancija*. Te relacije važe (osim kad se neutroni kreću u vodoniku) za energije neutrona koje su znatno manje od njihove početne energije E , a izvedene su uz pretpostavku beskonačne sredine.

Na sl. 11 prikazana je raspodela gustine neutronske fluksa u okolini rezonancije. Tačkasta linija odgovara odsustvu ($\Sigma_a = 0$) rezonancije i ima oblik

$$\Phi(E) = \frac{Q}{\xi \Sigma_s(E) E}. \quad (44)$$



Sl. 11. Energetska raspodela gustine neutronske fluksa u okolini nuklearne rezonancije za apsorpciju neutrona

Budući da je u oblasti nižih energija neutrona $\Sigma_s = \text{const.}$, energetska je raspodela gustine neutronske fluksa obrnuto proporcionalna energiji neutrona.

TERMALIZACIJA NEUTRONA

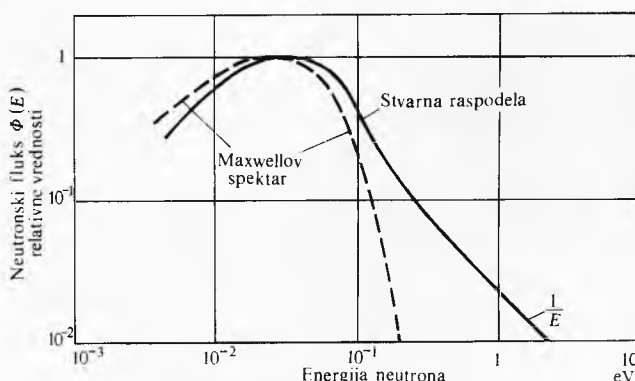
Uticao termičkog kretanja atoma na usporavanje neutrona. Kada se neutron toliko uspori da njegova energija postane porediva sa energijom termičkog kretanja atoma sredine, više se ne može smatrati da su atomska jezgra u miru. Neutron može pri sudaru i primiti izvesnu kinetičku energiju od jezgra, odnosno proces se može posmatrati kao razmena kinetičke energije između neutrona i atomskog jezgra. Kada bi gubitak neutrona iz sistema bio zanemarljiv, neutroni bi posle dovoljno mnogobrojnih sudara primili energetska raspodelu koja imaju atomska jezgra. Ako je sredina idealan gas, dobija se Maxwellov spektar raspodele energije na temperaturi T , s gustinom neutronske fluksa

$$\Phi(E) = \frac{4n}{(kT)^{\frac{3}{2}} (2\pi m)^{\frac{1}{2}}} E \exp \left(-\frac{E}{kT} \right), \quad (45)$$

gde je n gustina broja neutrona, k Boltzmannova konstanta, a m masa neutrona. Takvi neutroni koji su došli u energetska ravnotežu sa termičkim kretanjem atoma sredine nazivaju se *termičkim neutronima*. Taj se naziv zadržava i onda kada ta ravnoteža nije potpuna, kao što je to redovno u praksi.

Model slobodnog gasa. Da bi se opisala termalizacija neutrona, najjednostavnije je smatrati da su atomi sredine potpuno slobodni. Takav model, koji su razvili E. P. Wigner i Wilkinson, daje za beskonačnu sredinu u kojoj se i apsorbuju neutroni, uz presek Σ_a , neutronska fluksa za $E \ll kT$.

$$\Phi(E) = C E \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \left[1 + \frac{4r}{3(1+2r)} \left(\frac{E}{kT} \right) + \dots \right], \quad (46)$$



Sl. 12. Energetski spektar termičkih neutrona

gde je $r = \left(\frac{\pi T_0}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Sigma_{a0}}{\Sigma_s}$, a indeks 0 odnosi se na referentnu temperaturu. Izraz u uglastoj zagradi pokazuje, zapravo, odstupanje od Maxwelllova spektra zbog prisustva apsorpcije neutrona, koja ne dozvoljava da se dovoljno velikim brojem sudara uspostavi energetska ravnoteža (kada je $\Sigma_a = 0$, izraz se svodi na Maxwellovu raspodelu). Na sl. 12 prikazan je takav spektar za realne prilike, te Maxwellov spektar.

Uobičajeno je da se u približnijim proračunima i dalje koristi Maxwellovim spektrom kao pogodnim analitičkim oblikom, ali zbog pomećenog maksimuma ka višim energijama, neutronima se pripisuje viša temperatura, nazvana neutronska temperaturom (T_n). Model slobodnog gasa daje za razliku neutronske i stvarne temperature

$$T = T_n - T = \frac{2}{3} \sqrt{\pi} \sqrt{T_0 T} \frac{\Sigma_{a0}}{\xi \Sigma_s} \quad (47)$$

Uticaoje vezanosti atoma na termalizaciju. Kvantnomehanička razmatranja pokazuju da se za atome vezane u teže molekule ili atomsku rešetku preseka za rasejanje povećava, tako da je

$$\sigma_{vezano} = \left(\frac{M+m}{M}\right)^2 \sigma_{slobodno} \quad (48)$$

gde je M masa jezgra, a m masa neutrona. Dok neutron ima energiju mnogo veću od energije veze atoma u molekulu ili kristalnoj rešetki, neutron će izbiti atom, te se može smatrati da je to sudar sa slobodnim atomom. Takav sudar je neelastičan, jer će neutron utrošiti jedan deo svoje kinetičke energije na savlađivanje energije veze atoma. Ali, dokle god je energija neutrona mnogo veća od energije veze atoma, ta se neelastičnost može zanemariti. Kad neutron ima manju energiju od one za pomenutu i druge neelastičnosti, neutron se sudara sa masom čitavog molekula, te je zbog velike mase gubitak energije pri elastičnom sudaru zanemarljiv.

Termičko neelastično rasejanje. Za razliku od neelastičnog rasejanja neutrona koje potiče od utroška kinetičke energije neutrona na pobudu atomskog jezgra, u oblasti energije neutrona od nekoliko elektronvolta i manje dolazi do izražaja utrošak energije neutrona na razne procese koji proističu iz vezanosti atoma u molekulu i kristalnoj rešetki. Svi ti efekti dolaze do izražaja upravo na energijama gde počinje termalizacija neutrona, što mnogo komplikuje taj proces.

Jedna od vrsta neelastičnosti pojavljuje se usled pomenutog utroška energije na savlađivanje vezanosti atoma u molekulu ili kristalnoj rešetki. Kada energija neutrona postane manja od te energije veze, ta vrsta neelastičnosti prestaje, ali nastaju druge. Ako je atom vezan u molekulu, neutron može pobuđivati vibraciona ili rotaciona stanja molekula i na to trošiti energiju. Ako je atom vezan u kristalnoj rešetki, neutron može izmenjivati energiju sa vibracionom energijom atoma u rešetki. Vibraciona stanja atoma u rešetki su kvantovana i ti kvanti se nazivaju *fononima*. Kada neutron preda energiju atomu, govori se o rađanju fonona, a kada je primi, o uništavanju fonona. Stoga se i proces rasejanja neutrona na atomima kristalne rešetke naziva *fononskim rasejanjem*.

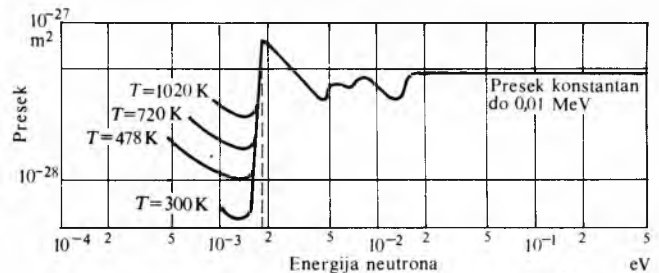
Postoji više modela koji manje ili više uzimaju u obzir efekte vezanosti atoma pri rasejanju neutrona. *Nelkinov model* na zadovoljavajući način tretira rasejanje neutrona na molekulima, uzimajući u obzir vibraciona i rotaciona stanja molekula, a uključuje i ometanje rotacija usled prisustva okolnih molekula. *Modeli Yoshimori-Kitano* i *Koppel-Young* tretiraju rasejanje neutrona na kristalima, uzimajući u obzir različite vrste vibracija u raznim ravnima kristala.

Interferencioni efekti. Pri rasejanju neutrona na sredenim strukturama atoma pojavljuju se interferencioni efekti. Kako su talasne dužine sporih neutrona reda rastojanja među atomima u molekulima i kristalima, takvi interferencioni efekti nastaju upravo u energetskoj oblasti gde se vrši termalizacija neutrona.

Kao i za druge talase, usklađenost reflektovanih neutronske talasa na kristalima nastaje kada je zadovoljen Braggov uslov

$$n\lambda = 2d \sin \vartheta, \quad (49)$$

gde je λ talasna dužina, d rastojanje među kristalnim ravnima, ϑ ugao upadnih neutrona prema reflektujućoj ravni, a n ceo broj. Zbog pojave tako usklađenog, koherentnog rasejanja veoma je složena energetska zavisnost preseka za rasejanje neutrona na materijalima koji poseduju kristalastu strukturu (sl. 13, za ugljenik u formi grafitu). Pojedini mikrokristali u takvim materijalima različito su orijentisani, te za svaki smer kretanja neutrona i za svaku talasnu dužinu (osim za najduže talase) može da bude zadovoljena Braggova relacija (49). Najizraženiji je nagli pad (u smeru nižih energija) vrednosti preseka za određene talasne dužine neutrona. To se pojavljuje usled toga što za rastojanje d najveća talasna dužina koja se može koherentno rasejati (za $n=1$ i $\vartheta=\pi/2$) iznosi $\lambda_m = 2d$. Celu sliku još više komplikuje činjenica što se uz koherentno pojavljuje i nekoherentno rasejanje neutrona usled nehomogenosti rešetke (različiti izotopi različito rasejavaju neutrone, različite orijentacije spina, nesavršenost u građi kristala itd.).



Sl. 13. Totalni efikasni presek za ugljenik, meren na grafitu

Koherentno rasejanje nastaje i na molekulima zato što oni predstavljaju prostorno sređene strukture atoma. Takvi su efekti, međutim, na uobičajenim sredinama (voda, teška voda) koje služe za usporavanje neutrona nedovoljno izraženi, te se najčešće ne moraju uzeti u obzir pri određivanju preseka za rasejanje neutrona na molekulima.

PROSTIRANJE NEUTRONA

Boltzmannova jednačina. Kada se neutroni nađu u nekoj sredini, bilo da u njoj nastanu, bilo da dolaze spolja, stvara se *neutronska gas*. Neutroni se sudaraju sa atomskim jezgrima, menjaju energiju i smer kretanja i na kraju nestaju bilo apsorpcijom, bilo napuštanjem te sredine. Međutim kada je sredina homogena i beskonačna po dimenzijama, a izvor neutrona ravnomerno raspoređen u sredini, formiraće se stanje u kojemu će neutroni imati neku prostornu raspodelu. Ako stanje nije stacionarno, gustina broja neutrona i gustina neutronske fluksa biće funkcije vremena i položaja. Takvo stanje se detaljno može opisati tzv. *jednačinom transporta neutrona*. To je zapravo Boltzmannova jednačina koja opisuje stanje razređenog gasa prilagođena prostiranju neutrona:

$$-\bar{\Omega} \nabla \Phi(\vec{r}, E, \bar{\Omega}, t) - \Sigma(\vec{r}, E, \bar{\Omega}) \Phi(\vec{r}, E, \bar{\Omega}, t) + q(\vec{r}, E, \bar{\Omega}, t) = \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, E, \bar{\Omega}, t)}{\partial t} \quad (50)$$

Prvi član na levoj strani jednačine predstavlja isticanje neutrona iz jedinične zapremine, a drugi nestanak neutrona interakcijama (bilo koja interakcija ukloniće neutron iz elementa faznog prostora). Član na desnoj strani predstavlja promenu broja neutrona sa vremenom. Treći je član na levoj strani jednačine

$$q(\vec{r}, E, \bar{\Omega}, t) = \int \frac{d\bar{\Omega}'}{4\pi} \int \frac{dE'}{E} \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \bar{\Omega}' \rightarrow \bar{\Omega}) \Phi(\vec{r}, E, \bar{\Omega}, t) + Q(\vec{r}, E, \bar{\Omega}, t), \quad (51)$$

gde prvi član na desnoj strani predstavlja pristizanje neutrona rasejanjem sa E' i $\bar{\Omega}'$ na E i $\bar{\Omega}$, a drugi član predstavlja izvor neutrona.

Gornja jednačina transporta neutrona ima integro-diferencijalni oblik. Često se, međutim, upotrebljava drugi integralni

oblik:

$$\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \int_0^{\infty} \bar{P} q\left(\vec{r} - s\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}, t - \frac{s}{v}\right) ds, \quad (52)$$

gde je

$$\bar{P} = \exp\left[-\int_0^s \Sigma_t(\vec{r} - s\vec{\Omega}, E) ds\right] \quad (53)$$

verovatnoća da neutron ne pretrpi sudar na putu s . Ideja je te jednačine u tome da u tačku \vec{r} stižu oni neutroni iz tačke $\vec{r} - s\vec{\Omega}$ koji su krenuli u trenutku $t - s/v$, gde je v brzina neutrona.

I jedna se i druga jednačina, koje su matematički identične, upotrebljavaju, a svaka ima određene prednosti pri rešavanju datih problema. Međutim, nijedna se jednačina ne može rešiti u opštem slučaju, te se ili direktno numerički rešavaju ili se posle izvansnih uprošćenja rešavaju analitički ili numerički. Biće navedene neke od najčešće primenjenih metoda.

Metoda diskretnih ordinata. To je direktno numeričko rešavanje integro-diferencijalne transportne jednačine, koje je uobičajeno u numeričkoj matematici. Metoda se sastoji u tome da se nepoznata funkcija Φ predstavi svojim vrednostima za diskretni sistem argumenata, pri čemu se dobija i rešava sistem algebarskih jednačina. Pri tome se integral u $q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ predstavlja odgovarajućim zbirom sa težinskim faktorima. Diskretizacija se provodi za promenljivu $\vec{\Omega}$, energiju E (ako se ne razmatraju monoenergetski neutroni), vektor položaja \vec{r} , a ako se radi o nestacionarnom stanju, i za vreme t .

Diskretizacija po $\vec{\Omega}$ vodi ka tzv. S_N jednačinama, gde je N broj diskretnih vrednosti za $\vec{\Omega}$. Pri takvoj diskretizaciji integral u q se svodi na sumu

$$\sum_{n'=1}^N w_{n'} \int_0^{\infty} dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E, n' \rightarrow n) \Phi_{n'}(\vec{r}, E, t), \quad (54)$$

gde je $\Phi_{n'}(\vec{r}, E, t)$ funkcija gustine neutronskega fluksa za diskretno $\vec{\Omega}_{n'}$, a $w_{n'}$ odgovarajući težinski faktor.

Diskretizacija funkcije po energiji obično se ne provodi jer zavisnost efikasnih preseka od energije može biti veoma oštra (rezonancije i dr.). Umesto toga se pristupa *višegrupnom postupku*, pri čemu se ukupni opseg energije neutrona podeli u G grupa i za svaku od njih postavi po jedna monoenergetska transportna jednačina. Takve jednačine su spregnute koeficijentima koji predstavljaju prelaz neutrona iz jedne u drugu grupu ($g' \rightarrow g$). Integral u relaciji za q tada postaje

$$\sum_{n'=1}^N w_{n'} \sum_{g'=1}^G \Sigma_s(g' \rightarrow g, n' \rightarrow n) \Phi_n^{g'}(\vec{r}, t). \quad (55)$$

Metoda razvijanja funkcija u red. Drugi je uobičajeni način za direktno numeričko rešavanje integro-diferencijalne jednačine razvijanje nepoznate funkcije u red. Da bi se razvila ugaona zavisnost gustine neutronskega fluksa u konačni red, odnosno izvršila diskretizacija $\vec{\Omega}$, najpogodniji su za to sferni harmonici $Y_n^m(\vec{\Omega})$, tj.

$$\Phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=-n}^{+n} \Phi_n^m(\vec{r}, E, t) Y_n^m(\vec{\Omega}). \quad (56)$$

N je stepen aproksimacije, s obzirom na to da je funkcija adekvatno razvijena tek sa $n = \infty$. Odgovarajući stepen aproksimacije se naziva P_N . Uobičajenim matematičkim postupkom, koji uključuje i podelu energije neutrona po grupama, dobija se konačni sistem algebarskih jednačina, čije rešenje daje željenu raspodelu gustine neutronskega fluksa.

Vidi se da su metode za direktno numeričko rešavanje transportne jednačine veoma glomazne ako služe za neki složeniji problem. Računajući, npr., na $100 \times 100 \times 100$ tačaka u prostoru, 10 energetske grupe i 10 diskretizacija za $\vec{\Omega}$, potrebno je rešiti 10^8 algebarskih jednačina za svaki vremenski korak. To je mnogo i za računare velike brzine i kapaciteta računanja. Stoga se metode direktnog numeričkog rešavanja transportne jednačine obično upotrebljavaju za jednodimenzionalne i dvo-

dimenzionalne probleme, za stacionarna stanja, uopšte kada se broj algebarskih jednačina može svesti na razumnu meru.

Metoda verovatnoće sudara. Ta se metoda upotrebljava za rešavanje jednačina transporta neutrona u integralnom obliku. Prostor se diskretizuje u pogodno odabrane zapremine V_i . Za posmatranu i -tu zapreminu integral se pretvara u zbir prinosa neutrona iz j -tih zapremina. Pri tom se izvrši usrednjenje verovatnoće da neutron ne pretrpi sudar na putu između dve zapremine, tako da je verovatnoća $P_{j,i}$ ista za prelaz neutrona iz bilo koje tačke iz j -te zapremine u bilo koju tačku i -te zapremine. Ako se uz to energija tretira višegrupno (indeks grupe g), integral se pretvara u zbir, koji je za izotropno rasejanje

$$\Phi_{i,g} V_i \Sigma_{t,g,n} = \sum_j P_{j,i,g} V_j \left[\sum_{g'} \Sigma_{s,g'}(j \rightarrow i) \Phi_{j,g'} + Q_{j,i,g} \right]. \quad (57)$$

Kako je u većini realnih slučajeva anizotropija rasejanja osetna, i ona se uključuje na pogodan način, npr. razdvajanjem izotropnog od anizotropnog rasejanja.

Metoda Monte Carlo. Ta se metoda upotrebljava naročito za složenije geometrije sistema u kojemu se prostiru neutroni, kada je postavljanje graničnih uslova pri rešavanju jednačine transporta drugim metodama veoma otežano, te kada preseki za pojedine procese imaju složenu energetsku zavisnost. Ona se sastoji u tome da se, zahvaljujući mogućnostima računara, prati istorija pojedinačnih neutrona, pa se ona određuje uz pomoć verovatnoća za sudar, promenu energije i smera kretanja. Praćenjem mnogobrojnih takvih neutrona dobijaju se prostorne i energetske raspodele gustine neutronskega fluksa u sistemu.

Difuziona i P_1 aproksimacija. Ako se pri razvijanju transportne jednačine po sfernim funkcijama zadrži na $N = 1$ (što znači da je neizotropnost gustine neutronskega fluksa malena), dobija se za monoenergetske neutrone.

$$\frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} + \nabla \vec{J}(\vec{r}, t) + \Sigma_a(\vec{r}) \Phi(\vec{r}, t) = Q(\vec{r}, t) \quad (58a)$$

i

$$\frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \vec{J}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{1}{3} \nabla \Phi(\vec{r}, t) + \Sigma_{tr}(\vec{r}) \vec{J}(\vec{r}, t) = Q_1(\vec{r}, t), \quad (58b)$$

gde je kao sa efikasnim presekom za transport neutrona računato sa relacijom $\Sigma_{tr} = \Sigma_s - \mu \Sigma_a$, a μ je srednji kosinus ugla rasejanja neutrona. Sa \vec{J} je označena gustina struje neutrona, definisana tako da je $\vec{J} d\vec{A}$ čist protok neutrona kroz površinu $d\vec{A}$ (veličina koja se u drugim oblastima naziva gustinom fluksa). Q_1 predstavlja neizotropni deo izvora neutrona. Kada se prvi član u drugoj jednačini može zanemariti u odnosu na drugi i kada je $Q_1 \approx 0$, što su većinom realne aproksimacije, iz druge jednačine se dobija

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{3\Sigma_{tr}(\vec{r})} \nabla \Phi(\vec{r}, t), \quad (59)$$

što predstavlja Fickov zakon difuzije. Stoga se ova aproksimacija i naziva difuzionom. Ako Fickov zakon važi za prostiranje jednobrzinskih neutrona, može se direktno izvesti jednačina difuzije, koja se dobija zamenom izraza za \vec{J} u prvoj jednačini

$$\frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} - \nabla \cdot D(\vec{r}) \nabla \Phi + \Sigma_a(\vec{r}) \Phi(\vec{r}, t) = Q(\vec{r}, t), \quad (60)$$

gde je $D(\vec{r})$ jednako $1/(3\Sigma_{tr}(\vec{r}))$ koeficijent difuzije. Ta jednačina se naziva difuzionom i približno određuje raspodelu neutrona u vremenu i prostoru.

Kada je $D \neq f(\vec{r})$, difuziona jednačina se može napisati i u obliku

$$D \nabla^2 \Phi(\vec{r}, t) - \Sigma_a(\vec{r}) \Phi(\vec{r}, t) + Q(\vec{r}, t) = \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t}. \quad (61)$$

Prvi član predstavlja isticanje neutrona, drugi apsorpciju neutrona, treći izvor neutrona, a član na desnoj strani promenu broja neutrona u vremenu, i to sve po jedinici zapremine i u jedinici vremena.

Granični uslovi za difuzionu jednačinu. Da bi se difuziona jednačina rešila za datu geometriju, potrebno je postaviti granične uslove. Oni su na granici dveju sredina A i B , na mestu \vec{r}_s

$$\Phi_A(\vec{r}_s, t) = \Phi_B(\vec{r}_s, t) \quad (62a)$$

i

$$-D_A \nabla \Phi_A(\vec{r}_s, t) = -D_B \nabla \Phi_B(\vec{r}_s, t), \quad (62b)$$

tj. predstavljaju jednakost gustine neutronskega fluksa i struje na granici dveju sredina. Na spoljnoj granici, prema vakuumu nema povratka neutrona, te je

$$\Phi(\vec{r}_s, \vec{\Omega}, t) = 0 \quad \text{za} \quad \vec{\Omega} \cdot dA = 0. \quad (63)$$

Taj poslednji uslov se svodi (za jednodimenzionalni slučaj) na relaciju

$$\Phi(x_s + d) = 0, \quad (64)$$

gde je d tzv. ekstrapolaciona dužina data sa $d = 0,714/\Sigma_{tr}$. To znači da se može iskoristiti pogodan granični uslov da je $\Phi = 0$, ali ne na granici sredine, već na ekstrapolisanoj definisanoj sa $x_s + d$.

Neka rešenja jednobrzinske difuzione jednačine za $D \neq f(\vec{r})$. Za ravan izvor neutrona u beskonačnoj sredini, jačine Q neutrona po jedinici površine i u jedinici vremena, vredi

$$\Phi(x) = \frac{Q}{4\Sigma_a L} \exp\left(-\frac{|x|}{L}\right), \quad (65)$$

gde je x upravna udaljenost od ravnog izvora, a L tzv. difuziona dužina neutrona

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} \quad \text{i} \quad r^2 = 6L^2, \quad (66)$$

gde je r^2 srednje rastojanje koje neutron pređe od mesta nastajanja do mesta apsorpcije.

Za tačkasti izvor jačine Q neutrona u jedinici vremena u beskonačnoj sredini dobija se

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{Q}{4\pi\Sigma_a L^2} \cdot \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r}{L}\right), \quad (67)$$

gde je r udaljenost od izvora.

Za linijski izvor jačine Q neutrona po jedinici dužine u beskonačnoj sredini vredi

$$\Phi(r) = \frac{Q}{2\pi\Sigma_a L^2} K_0\left(\frac{r}{L}\right), \quad (68)$$

gde je K_0 modifikovana Besselova funkcija druge vrste nultog reda, a r upravna udaljenost od linijskog izvora.

Ako je tačkasti izvor u središtu konačne sfere radijusa R , dobija se

$$\Phi(r) = \frac{Q}{4\pi D \sinh \frac{R}{L}} \cdot \frac{\sinh \frac{R-r}{L}}{r} \quad (69)$$

Energetski zavisna difuziona jednačina. Ako se primeni aproksimacija P_1 na energetski zavisnu jednačinu, a ne na jednobrzinsku transportnu, dobija se, uz izvesne aproksimacije, sledeća energetski zavisna difuziona jednačina

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, E, t)}{\partial t} - \nabla D(\vec{r}, E) \nabla \Phi(\vec{r}, E, t) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, E, t) = \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E) \Phi(\vec{r}, E', t) + Q(\vec{r}, E, t). \quad (70)$$

Ta se jednačina obično rešava u višegrupnom postupku, pri čemu se, kao i ranije, čitava energetska oblast u kojoj se mogu naći neutroni podeli na G grupa, koje nose oznake $g = 1, 2, 3, \dots, G$. Pri tome gornja jednačina dobija oblik

$$\frac{1}{V_g} \frac{\partial \Phi_g(\vec{r}, t)}{\partial t} - \nabla D_g(\vec{r}) \nabla \Phi_g(\vec{r}, t) + \Sigma_{t,g}(\vec{r}) \Phi_g(\vec{r}, t) =$$

$$= \sum_{g'=1}^G \Sigma_{s,g',g}(\vec{r}) \Phi_{g'}(\vec{r}, t) + Q_g(\vec{r}, t), \quad (71)$$

gde zbir zamenjuje integral u jednačini (70). Veličine v_g , D_g itd. moraju se na pogodan način usrednjiti za pojedine grupe. To obično zahteva iteracione postupke, jer usrednjenje treba da je zasnovano na raspodeli neutronskega fluksa u datoj grupi, a raspodela je zadatak koji se rešava tim postupkom. Veličina $\Sigma_{s,g',g}$ je efektivni presek za prelazak neutrona iz grupe g' u grupu g . Treći član jednačine se može rastaviti na deo koji odgovara apsorpciji neutrona i deo koji odgovara rasejanju, pa se drugi može izraziti kao zbir članova koji predstavljaju rasejanje u pojedine grupe, tj.

$$\Sigma_{t,g} \Phi_g(\vec{r}, t) = \Sigma_{a,g} \Phi_g(\vec{r}, t) + \sum_{g'=1}^G \Phi_g(\vec{r}, t) \Sigma_{s,g' \rightarrow g}. \quad (72)$$

Dvogrupsne jednačine. Dvogrupsni postupak je najprostiji višegrupni postupak. Upotrebljava se posebno kada se neutroni termalizuju, i tada prva grupa neutrona (1) obično obuhvata sve neutrone iznad termičkih, a druga (2) termičke neutrone. Tada jednačine, ako nema prelaska neutrona iz grupe 2 natrag u 1 i ako koeficijent difuzije D ne zavisi od položaja, glase za stacionarno stanje:

$$D_1 \nabla^2 \Phi_1(\vec{r}) - \Sigma_1 \Phi_1(\vec{r}) + Q_1(\vec{r}) = 0 \quad (73a)$$

i

$$D_2 \nabla^2 \Phi_2(\vec{r}) - \Sigma_a \Phi_2(\vec{r}) + p \Sigma_1 \Phi_1(\vec{r}) = 0, \quad (73b)$$

gde je Σ_1 efektivni presek za prelazak neutrona iz prve u drugu grupu. Pri tome je zanemarena apsorpcija neutrona u toku usporavanja, a pojavljuje se samo na prelazu neutrona iz prve u drugu grupu, i to preko faktora izbegavanja rezonancija p . Svi izvori neutrona daju samo brze neutrone (prve grupe), dok je izvor termičkih neutrona predstavljen prelaskom neutrona iz prve u drugu grupu.

Kad je tačkasti izvor brzih neutrona, iz prve jednačine se dobija, slično kao i za jednobrzinske neutrone,

$$\Phi(r) = \frac{Q_1}{4\pi\Sigma_1 L_s} \cdot \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r}{L_s}\right), \quad (74)$$

gde je $L_s^2 = \frac{D_1}{\Sigma_1}$ i $r^2 = 6L_s^2$. Veličina L_s se naziva dužinom usporavanja neutrona i predstavlja meru za srednje rastojanje koje neutron pređe otkako nastane kao brzi, pa dok se ne termalizuje. Zamenom rešenja za $\Phi(r)$ u drugu jednačinu dobija se za prostornu raspodelu termičkih neutrona (druge grupe)

$$\Phi(r) = \frac{Q}{4\pi D_2} \cdot \frac{L^2}{L^2 - L_s^2} \cdot \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r}{L}\right) - \exp\left(-\frac{r}{L_s}\right). \quad (75)$$

Srednji kvadrat rastojanja koji neutron pređe otkako nastane kao brzi, pa dok ne bude apsorbovan kao termički, iznosi

$$\bar{r}^2 = 6M^2, \quad (76)$$

gde je $M^2 = L^2 + L_s^2$, pri čemu se M naziva migracionom dužinom neutrona.

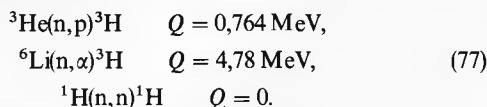
SPEKTROMetriJA NEUTRONA

Za proučavanje procesa u kojima nastaju neutroni, a još više procesa pobuđenih neutronima, potrebno je poznavati energiju neutrona. U praksi se retko sreću monoenergetski neutroni, te se određivanje njihove energije svodi na određivanje energetskog spektra $n(E)$ mnoštva neutrona.

Kada se radi o naelektrisanim česticama, na raspolaganju su mnogobrojne metode za određivanje njihove energije zasnovane na jonizaciji koju takve čestice pobuđuju u sredini kroz koju se kreću, na skretanju čestica u električnim i magnetskim poljima i dr. S obzirom na električnu neutralnost te se metode ne mogu primeniti na neutrone. Za spektrometriju neutrona razvijene su posebne metode koje se mogu podeliti u tri grupe: a) preslikavanje energije neutrona na energije drugih čestica,

b) selektivno registrovanje neutrona određenih energija i c) fizičko odvajanje neutrona određenih energija.

Preslikavanje neutronskog spektra. U osnovi se iskorišćuju neutronski nuklearni procesi pri kojima nastaju čestice čija energija zavisi od energije neutrona koji pobuđuju te procese. Najčešći su sledeći procesi:



Poslednja reakcija predstavlja, zapravo, elastično rasejanje neutrona na protonu, jezgru običnog vodonika. U prve dve reakcije proizvodi imaju energiju jednaku prinosu reakcije Q uvećane tačno za kinetičku energiju neutrona. U poslednjoj, energija neutrona se samo delimično predaje protonu i podjednaka je verovatnoća da proton primi bilo koju energiju od nule do početne energije neutrona. Stoga se tada spektar energija neutrona ne preslikava direktno na protone, već tako da važi

$$n_n(E) = C \frac{dn_p(E)}{dE}, \quad (78)$$

gde je $n_n(E)$ energetski spektar neutrona, a $n_p(E)$ protona. Prema tome, da bi se dobio energetski spektar neutrona, mora se diferencirati snimljeni energetski spektar uzmaklih protona.

Da bi se pobudila neka od tih reakcija i registrovala energija produkata reakcije, iskorištavaju se jonizacione komore ili proporcionalni brojači, radiografske, tzv. fotonuklearne emulzije, scintilacioni detektori, poluprovodnički detektori i dr., punjeni materijalom mete (v. *Detekcija nuklearnog zračenja*, TE 3, str. 240). Kako takvi detektori mogu da registruju samo energije čestica od nekoliko kiloelektronvolta ili više, to se takvi spektrometri upotrebljavaju samo za neutrone veće energije. Kad se upotrebljavaju prve dve reakcije (77), donja granica je čak reda 100 keV, dok se trećom, uz jonizacione spektrometre, ta granica može spustiti i do energija od nekoliko kiloelektronvolta.

Mehanički selektor brzina. Takav uređaj fizički izdvaja neutrone određenih energija. Jedan je od tipova prikazan na sl. 14. Cilindar od punog materijala, dužine l_0 , koji se obrće oko svoje ose ugaonom brzinom ω , ima helikoidalni žleb sa zavojem pod uglom α_0 , a žleb ima otvor od $\Delta\alpha_0$. Kroz žleb će biti propušteni samo neutroni čija je brzina

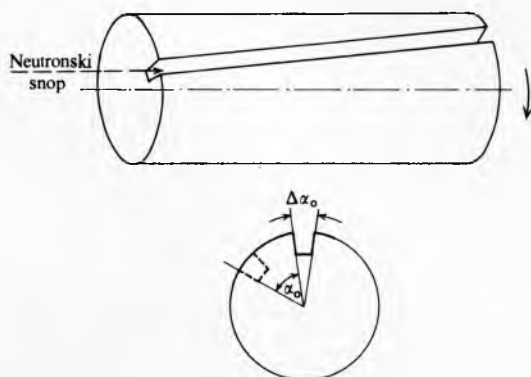
$$v = \frac{l_0}{\alpha_0} \omega, \quad (79)$$

pri čemu će razlaganje spektrometra biti

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta\alpha_0}{\alpha_0}. \quad (80)$$

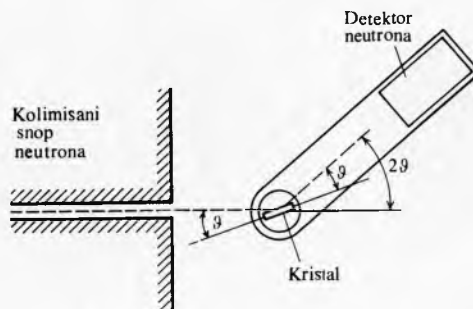
S obzirom na ograničene ugaone brzine i na činjenicu da dobro razlaganje brzina zahteva veliko α_0 , što sa svoje strane ograničava gornju brzinu neutrona, takvi se selektori mogu upotrebljavati samo za spore neutrone.

Kristalni monohromator takođe fizički odvaja neutrone određene energije. Zasnovan je na činjenici da neutron u kretanju



Sl. 14. Mehanički selektor brzina sa helikoidalnim procepom

predstavlja i talas, te da je podložan pojavama interferencije. Kristalni monohromator je sličan onome koji se upotrebljava pri difrakciji rendgenskih zraka. Kolimisani snop neutrona (sl. 15) pada pod uglom ϑ prema ravni nekog kristala. Ako je rastojanje među ravnima d , koherentno će se reflektovati pod istim uglom prema ravni samo neutroni čija talasna dužina λ zadovoljava Braggovu relaciju (49). Promenom ugla ϑ mogu se iz snopa izdvojiti neutroni različitih talasnih dužina, odnosno energija. U koherentno rasejanom snopu naći će se ne samo neutroni talasne dužine koja odgovara $n = 1$ već i $n = 2, 3, \dots$. Međutim, budući da reflektivnost kristala opada sa n , prevlađivaće u reflektovanom snopu neutroni koji odgovaraju $n = 1$.



Sl. 15. Kristalni monohromator neutrona

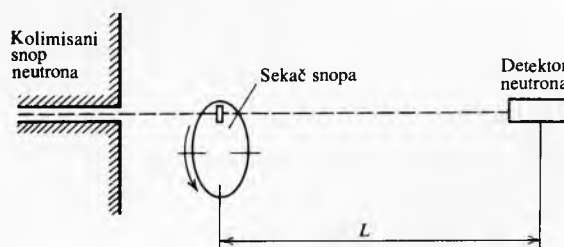
S obzirom na ograničenje u rastojanjima među ravnima realnih kristala i mogućnosti postizanja malih uglova, talasne dužine tako izdvojenih neutrona ne mogu biti suviše male, odnosno energije ne mogu biti velike. Zato se kristalni monohromatori upotrebljavaju najviše za izdvajanje neutrona energije do reda od 1 eV.

Metoda vremena preleta spada u metode zasnovane na registraciji neutrona određene energije. Iz izvora neutrona na pogodan se način dobije neutronski impuls, a neutroni se registruju na rastojanju L od izvora. Detektor se aktivira u vrlo kratkom vremenskom intervalu koji usledi posle vremena t_f od trenutka nastanka neutronskog impulsa. Tada će se registrovati samo neutroni brzine

$$v = \frac{L}{t_f}. \quad (81)$$

Vreme t_f se naziva vremenom preleta neutrona.

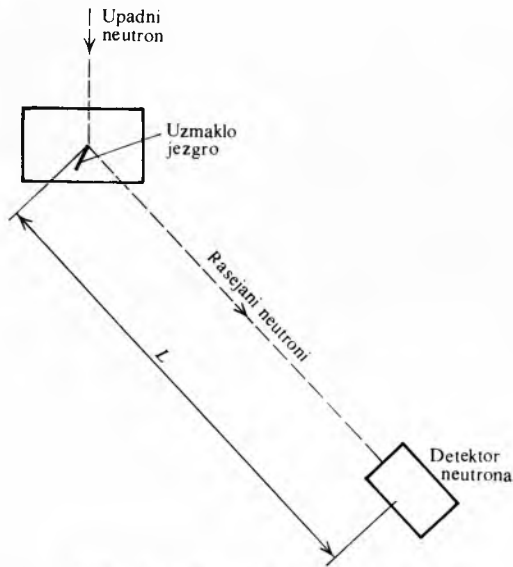
Ako je akcelerator izvor neutrona, za dobijanje neutronskih impulsa upotrebljava se impulsno napajanje izvora jona. Isti se impuls upotrebljava i za aktiviranje linija za kašnjenje. Ako je reaktor izvor neutrona, neutronski impulsi se dobijaju pomoću mehaničkog sekača neutronskog snopa, obično obrtnog tipa (sl. 16).



Sl. 16. Uređaj za merenje vremena preleta neutrona

Moć razdvajanja brzina zavisi na prvom mestu od neodređenosti u vremenu preleta Δt . Ta neodređenost zavisi od oblika i trajanja neutronskog impulsa, vremena razdvajanja elektronskog sistema, vremena aktivacije detektora i dr. Moć je razdvajanja spektrometra

$$\frac{\Delta v}{v} = v \Delta t, \quad (82)$$



Sl. 17. Merenje vremena preleta brzih neutrona

gde je $\Delta t_L = \Delta t/L$ vreme razdvajanja po jedinici dužine preleta. To znači da se moć razlaganja pogoršava sa brzinom neutrona. Kada se metodom vremena preleta vrši spektrometrija brzih neutrona, vreme preleta je vrlo kratko, te se često umesto impulsa neutrona konačnog trajanja određuje vreme preleta svakog pojedinačnog neutrona. Za to služe razni postupci. Po jednom od njih neutroni se rasejavaju na nekom organskom scintilatoru, posle čega preletaju. Za početak vremena preleta upotrebljava se impuls iz scintilatora što ga je izazvalo uzmaglo jezgro (sl. 17).

NEUTRONSKA OPTIKA

Neutron u kretanju se ponaša i kao talas, pa se i skup neutrona u jednom snopu ponaša kao talasni front. Interakcija takva snopa sa čvrstim telom ne predstavlja samo skup interakcija pojedinačnih neutrona i pojedinačnih jezgara, već interakciju neutrona sa skupom jezgara. To isto važi kada se radi o prostiranju fotona, te mnoge pojave interakcije neutrona i čvrstog tela imaju svoje ekvivalente u optici; otuda i naziv neutronska optika.

Ako se neutronska optika poredi sa fotonskom, npr. sa optikom rendgenskog zračenja, osnovne razlike se nalaze u tome što su za neutrone centri rasejanja atomska jezgra, sa karakterističnim nuklearnim preseccima za rasejanje, a za fotone elektronska struktura atoma. Otuda potiču i određene razlike:

a) Slična je elektronska gustina u omotaču atoma koji pripadaju hemijskim elementima bliskog atomskog broja, te se pomoću rendgenskog zračenja ne mogu izrazito razlikovati. Preseci za rasejanje neutrona ne zavise, međutim, od atomskog broja, te se mogu osetno razlikovati i atomi susedi u periodnoj tablici elemenata.

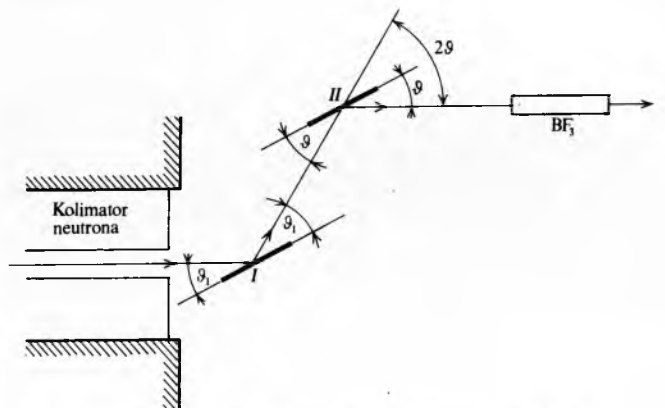
b) Elektronska gustina vodonikovih atoma je veoma malena te se pomoću rendgenskog zračenja gotovo i ne primećuje. Rasejanje neutrona sa vodonikovih atoma je, međutim, znatno, te osetno utiče na prostiranje neutronske talasa. To ima značaja kada se, npr., radi o organskim kristalima.

c) Neutroni imaju magnetski moment, te njihovo rasejanje zavisi i od magnetskih svojstava materijala, odnosno pojedinih atoma. Zbog toga se neutronske talasi drugojačije ponašaju u magnetskim materijalima, te se neutronima mogu ispitivati magnetska svojstva materijala.

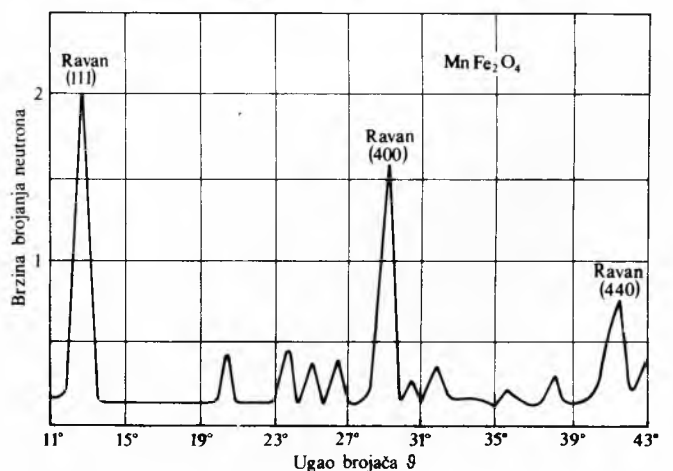
Da bi se pojavila interakcija neutronske talasa sa više atomskih jezgara, mora talasna dužina neutrona da bude poređiva ili veća od međuatomskog rastojanja u materijalu. Neutroni termičkih energija imaju talasne dužine reda 10^{-10} m, kolika su i međuatomska rastojanja. U poređenju sa primenom difrakcije rendgenskog zračenja neutronska difrakcija ima i

nedostataka, od kojih je najveći što se ne mogu dobiti intenziteti neutronske snopova takvi kao kod rendgenskog zračenja. Takođe su izvori rendgenskog zračenja neuporedivo jednostavniji od izvora neutrona. Da bi se, naime, dobio dovoljan intenzitet neutrona, mora se upotrebiti nuklearni reaktor kao izvor.

Difrakcija neutrona na kristalima. Već je pomenuto da se polienergetski neutroni u prolazu kroz kristal tako reflektuju od neke od kristalnih ravni da se pod istim uglom prema ravni pojavljuju neutroni onih energija, odnosno talasnih dužina, koje zadovoljavaju Braggovu relaciju (sl. 15). To služi, kao i kod rendgenskog zračenja, za ispitivanje strukture kristala. Ako se pomoću jednog kristalnog monohromatora (I na sl. 18) dobiju neutroni određene talasne dužine, odnosno energije, i puste na drugi kristal (II) nepoznatih karakteristika, može se određivanjem ugla ϑ pod kojim nastaje difrakcija odrediti na osnovu Braggove relacije rastojanje d među kristalnim ravnima. Za registrovanje neutrona koristi se obično proporcionalni brojač BF_3 , postavljen pod uglom 2ϑ prema smeru monohromatskih neutrona. Iz praktičnih razloga kristal koji se ispituje obično je u obliku praha, tako da je uzorak sastavljen od mnogobrojnih kristalića orijentisanih na razne strane. Menjanjem ugla između smera kojim brojač prima neutrone i smera upadnih monohromatskih neutrona bit će registrovani razni maksimumi (sl. 19). Takvi maksimumi nastaju refleksijom neutrona sa onih kristalića koji jednu od svojih ravni imaju postavljenu pod takvim uglom da rastojanje d i energija neutrona zadovoljavaju Braggov uslov. Pojava više maksimuma odgovara raznim ravnima kristala i rasejanjima višeg reda ($n > 1$).



Sl. 18. Ispitivanje strukture kristala pomoću neutronske difrakcije

Sl. 19. Rasejanje monohromatskih neutrona na kristalnom prahu $MnFe_2O_4$ u funkciji ugla koherentnog rasejanja

Magnetska struktura kristala. Zbog posedovanja magnetskog momenta atomi mogu interagovati i sa magnetskim momentima atoma. Atomi imaju magnetski moment kada je njihova elektronska struktura takva da postoji konačan rezultujući spin elektrona. Kada neutronske talasne dužine interaguje sa atomom koji ima

konačni magnetski moment, tada pored interakcije sa jezgrom atoma nastaje i interakcija sa magnetskim momentom atoma, odnosno sa atomskim omotačem. Ako su magnetski momenti atoma prostorno uređeni, npr. ako u nekom kristalu postoji određena periodičnost u pogledu pravca i smera magnetskog momenta atoma, to će se odraziti na neutronske difrakcione slike. Tako se mogu dobiti mnogi podaci o magnetskim strukturama i svojstvima materijala koji se ne mogu dobiti difrakcijom rendgenskog zračenja, pa ni drugim metodama. Upravo takva su neutronska ispitivanja pokazala da su magnetske strukture mnogih materijala mnogo složenije nego što se to zaključivalo na osnovu makroskopskih ispitivanja.

Prelamanje neutronske talase. Pri prelazu iz vakuuma u neku supstancu neutronska snop podleže optičkim zakonima prelamanja. To se pojavljuje zato što talasni front, usled rasejanja, dobija u supstanci drugu brzinu, manju nego u vakuumu. Za svaku se supstancu, analogno optičkim pojavama, može definisati i *indeks prelamanja* za neutronske talase dužine λ :

$$n = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2 N b}{\pi}}, \quad (83)$$

gde je N gustina broja atoma, a b tzv. amplituda rasejanja neutrona. Za razliku od svetlosnih talasa, indeks prelamanja za neutrone se ne razlikuje mnogo od jedinice, ali je obično manji od jedinice. Stoga prelaz iz vakuuma u neku supstancu za neutrone predstavlja prelaz iz optički gušće u optički ređu sredinu, te je tada moguća i totalna refleksija. Zbog malog indeksa prelamanja i kritični je ugao za totalnu refleksiju (maksimalni ugao između upadnog snopa i granične ravni) veoma malen, reda lučnog minuta. Budući da indeks prelamanja odstupa od jedinice utoliko više ukoliko je i talasna dužina neutrona veća, odnosno energija neutrona manja, totalna će refleksija doći do izražaja samo za neutrone niske energije: u polienerskom snopu će se posle totalne refleksije naći samo neutroni niske energije. Tako se pomoću refleksije mogu filtrirati spori neutroni, odnosno izdvojiti veoma spori neutroni iz snopa.

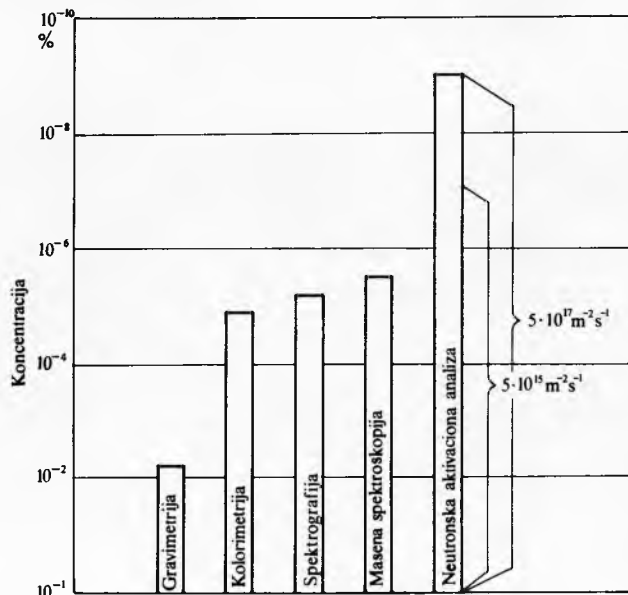
Posebno je važna refleksija sa feromagnetskih materijala. Zbog toga što neutroni, prema kvantnoj mehanici, mogu u magnetskom polju da se orijentišu ili paralelno ili antiparalelno polju, te usled razlike u rasejanju paralelno i antiparalelno orijentisanih neutrona, postoje za neutrone date talasne dužine dve vrednosti indeksa prelamanja, pa i dva kritična ugla za totalnu refleksiju. Na pogodno odabranom uglu (uglu između vrednosti dvaju kritičnih uglova) pojavice se skoro potpuna polarizacija neutronske snopa. To je jedan od načina za dobijanje polarizovanog snopa neutrona koji se primenjuje kada se ispituju magnetska svojstva materijala.

NEKE PRAKTIČNE PRIMENE NEUTRONA

Slobodni neutron danas predstavlja standardno oruđe u mnogim oblastima nauke i tehnike. Neutroni kao nosioci lančane reakcije fisije u nuklearnim reaktorima predstavljaju osnovu za celokupnu nuklearnu energetiku. Veštački radioaktivni materijali, koji su našli primenu u raznim oblastima, proizvode se najviše pomoću neutronske nuklearne reakcije u nuklearnim reaktorima. Slobodni neutroni služe i kao moćno oruđe u istraživanju atomskih jezgara i strukture materijala. Pored toga, slobodni neutroni su našli i razne druge primene, od kojih će neke biti navede.

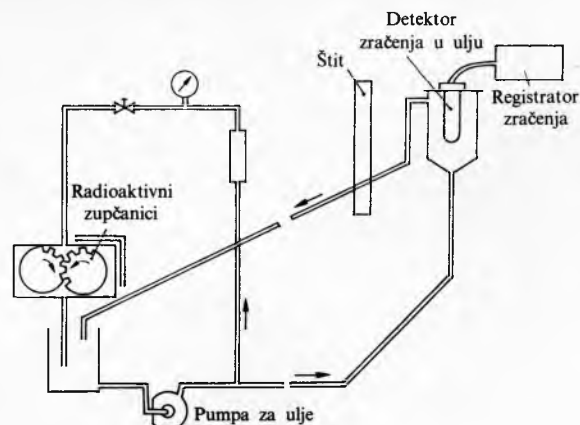
Neutronska aktivaciona analiza predstavlja vrlo osetljivu metodu za određivanje hemijskog sastava materijala. U tom postupku uzorak se podvrgne nekom nuklearnom procesu, najčešće se ozrači neutronima u nuklearnom reaktoru. Praktično svi hemijski elementi imaju izotope koji postaju radioaktivni posle nuklearnih reakcija sa brzim ili sporim neutronima. Svaki radioaktivni nuklid ima svoje karakteristično zračenje: vreme poluraspada, energiju β -čestica, karakteristične popratne γ -kvante i dr. Analizom zračenja iz ozračenog uzorka može se prema tome i kvalitativno i kvantitativno odrediti hemijski sastav uzorka. Najpre se iz karakteristika zračenja (obično iz

energije γ -kvanta) odredi vrsta radioaktivnog nuklida, a zatim se na osnovu poznatih neutronske reakcije određuje i vrsta prvobitnog jezgra. Pošto se na osnovu ukupne aktivnosti, preseka za reakciju i gustinu neutronske fluksa odredi količina prvobitnog izotopa, na osnovu njegovog prirodnog izotopskog odnosa određuje se i ukupna količina hemijskog elementa. Prednosti su aktivacione analize u njenoj velikoj osetljivosti, zbog čega se primenjuje uglavnom radi određivanja prisustva hemijskih elemenata u tragovima. Na sl. 20 prikazana je komparativna osetljivost nekih metoda hemijske analize, među njima i aktivacione.



Sl. 20. Uporedna osetljivost raznih metoda hemijske analize. Za aktivacionu analizu je data osetljivost za razne vrednosti gustine neutronske fluksa

Metoda uklanjanja radioaktivnog materijala. Jedna od metoda u kojoj se praktično primenjuje nuklearno zračenje zasnovana je na uklanjanju radioaktivnog materijala zajedno sa materijalom koji ga sadrži. Za neke od tih primena neophodni su neutroni. U mašinskoj industriji tom se metodom može utvrditi stepen habanja zupčanika, klipnih prstenova, reznog alata i dr. Delovi čije se habanje želi da ispita obično se najpre ozrače neutronima u nuklearnom reaktoru, pri čemu se dobijaju radioaktivni izotopi železa i legirajućih komponenti. Pošto se ozračeni delovi stave u normalan rad, određuje se radioaktivnost u ulju za podmazivanje (za ispitivanje zupčanika, klipnih prstenova i dr.) ili u pilotini (reznim alatima). Na osnovu te aktivnosti i uz pomoć standarda može se odrediti stepen habanja u datim uslovima. Ta je metoda jednostavna i brza jer ne zahteva vađenje ispitivanog dela iz sklopa radi utvrđivanja stepena oštećenja, a dovoljno je osetljiva da se stepen habanja može odrediti



Sl. 21. Shematski prikaz uređaja za kontinualno merenje aktivnosti ulja za podmazivanje

već i posle relativno kratke upotrebe ispitivanog dela. Habanje se može i kontinualno registrovati ako se ostvari cirkulacija ulja za podmazivanje kroz detektor zračenja (sl. 21).

Neutroni u geokarotazi. Pri istraživanju sastava tla i rudnog blaga pomoću bušotina primenjuju se i razne tzv. nuklearne metode koje u osnovi iskorišćuju neko pogodno nuklearno zračenje. U takvim ispitivanjima su našli mesto i neutroni.

Neutronske izvor se spušta u bušotinu. To može da bude ili neki izvor koji se koristi reakcijom (α, n), na berilijumu ili minijaturni akcelerator za reakciju (D-T) ili (D-D). Ponekad akcelerator radi u impulsima, odnosno proizvodi impulse neutrona. Neutroni u karotazi upotrebljavaju se uglavnom na dva osnovna načina: za aktivaciju i za određivanje prostiranja neutrona. U prvom, neutroni aktiviraju okolne stene, pa se zatim pomoću detektora zračenja smeštenog takođe u bušotinu određuje sastav tla. Ta metoda odgovara neutronske aktivacione analizi. U drugom načinu se u bušotinu sa neutronske izvorom postavlja i pogodan neutronske detektor. Pomoću njega se određuje prostorna raspodela neutrona, odnosno stepen usporavanja neutrona u tlu. Ako okolina jače usporava neutrone, to će koncentracija termičkih neutrona oko izvora biti veća. Kako se neutroni najintenzivnije usporavaju u vodoniku, tako se može utvrditi koncentracija vodonika oko tog mesta, odnosno utvrditi prisustvo vode, nafte i zemnog gasa.

Razvijene su metode i za razlikovanje vode od npr. nafte. U tu svrhu se može dopunski određivati i sadržaj kiseonika pomoću aktivacione metode ili se iskorišćuje činjenica da je voda obično visoko mineralizovana, posebno natrijum-hloridom, i da intenzivnije apsorbuje neutrone. Ako se upotrebljava impulsni izvor neutrona, dobiće se posle usporavanja impuls termičkih neutrona. Merenjem trajanja impulsa termičkih neutrona određuje se i stepen njihove apsorpcije u sredini. Ako impuls kraće traje, znači da je apsorpcija neutrona velika, odnosno da se pre radi o vodi nego o nafti.

Neutronska radiografija. U industrijsku praksu je odavno prodrila radiografija, tj. rendgensko snimanje sklopova ili blokova materijala. Pored rendgenske upotrebljava se i γ -zračenje, a razvila se i neutronska radiografija. Uklanjanje fotona iz sklopa koji prolazi kroz ispitivani uzorak zavisi od broja elektrona u atomskim omotačima koji stoje na putu zračenju. To znači da uklanjanje zavisi od mase materijala koji stoji na tom putu. Šupljina u materijalu će stoga biti detektovana. Budući da organski materijali sadrže uglavnom ugljenik i vodonik, od kojih naročito vodonik ima malu gustinu elektrona, neće se razlikovati prava šupljina u nekom metalu od prostora ispunjenog organskim materijalima. Kod neutrona je drugojačije. Oni se uklanjaju iz snopa interakcijom sa atomskim jezgama, a vodonik npr. ima velik makroskopski presek za takvu interakciju. Stoga se neutronska radiografija uglavnom upotrebljava kada je potrebno utvrditi sadržaj vodoničnog materijala na nepristupačnim mestima, npr. raspored eksploziva u zrnima i dr. Kod fotonske radiografije za detekciju zračenja upotrebljavaju se fotografski filmovi na kojima se pod dejstvom zračenja dobija veće ili manje zacrnenje. Neutroni ne deluju na fotografski materijal, pa se stoga nekako konvertiraju u jonizujuće zračenje. Film se prekriva slojem materijala (gadolinijum, indijum) koji veoma apsorbuje neutrone i pri tome nastaju (n, γ) reakcije posle kojih rezidualno jezgro postaje β -radioaktivno. Te β -čestice izazivaju zacrnenje na filmu.

LIT.: G. E. Bacon, Neutron Physics. Wykeham Publications, London 1969. — P. A. Egelstaff, M. J. Poole, Experimental Neutron Thermalisation. Pergamon Press, London 1969. — H. A. Власов, Нейтроны. Наука, Москва 1971. — J. Bussac, P. Reuss, Traité de neutronique. Hermann, Paris 1978.

D. Popović

od pet stabilnih izotopa: ^{58}Ni (68,27%), ^{60}Ni (26,10%), ^{61}Ni (1,13%), ^{62}Ni (3,59%) i ^{64}Ni (0,91%). Od sedam poznatih veštačkih radioaktivnih izotopa najduže vreme poluraspada ($\sim 10^5$ godina) ima ^{59}Ni . Elektronska konfiguracija atoma nikla jeste $[\text{Ar}]3d^84s^2$.

Nikal je otkrio A. F. Cronstedt 1751. godine, a H. T. Richter dobio ga je 1804. godine u relativno čistom obliku i ispitivao njegove osobine. Još i mnogo pre Cronstedtova otkrića upotrebljavale su se legure koje su sadržavale nikal. Kovani novac od bakarne legure sa 20% nikla izrađivao se i ± 200 godina. Dvadesetih godina prošlog stoleća u Švajcarskoj je podignuta prva fabrika za proizvodnju nikla koja je prerađivala arsenaste rude. Godine 1865. otkrivena su nalazišta oksidnih niklovih ruda u Novoj Kaledoniji, a 1880. godine otkrivena su velika nalazišta sulfidnih niklovih ruda u Kanadi (rejon Sudbury, Ontario). U narednih 75 godina taj je rejon bio najvažniji svetski izvor niklovih ruda i podmirivao je 95% potreba za niklom na zapadnom tržištu. Potreba za niklom veoma je porasla koncem prošlog stoleća kada se nikal počeo legirati sa čelikom i kada se otkrila mogućnost njegova elektrolitičkog nanošenja. Do kraja prvoga svetskog rata nikal se uglavnom upotrebljavao u vojne svrhe, ali se ubrzo počeo industrijski primenjivati u različite svrhe, u prvom redu u obliku svojih mnogobrojnih legura. Danas se niklove rude prerađuju u više od 20 zemalja, pa je udeo Kanade u proizvodnji nikla u zapadnim zemljama opao na svega 25% od ukupne proizvodnje.

Danas je nikal jedan od neophodnih metala koji ima veoma veliku i raznovrsnu industrijsku primenu. Od juvelirnog metala i metala koji se upotrebljavao za kovanje novca osamdesetih godina prošlog stoleća nikal je postao jedan od najvažnijih legiranih elemenata industrije čelika. Nikal je tvrd, plastičan, žilav i kovan metal. Može se plastično obrađivati svim postupcima do veoma tankih folija, cevi i traka. Nikal je teško topljiv metal te se upotrebljava pri visokim temperaturama. Otporan je prema oksidaciji; na vazduhu se ne oksidiše ni pri zagrevanju do 500°C. Čvrstoća i koroziona otpornost nikla veća je nego drugih obojenih metala. Nikal, kao i železo i kobalt, poseduje magnetne osobine. On obrazuje jedinjenja i legure sa mnogim metalima, poboljšavajući njihove osobine, kao što su čvrstoća, plastičnost, žilavost, vatrostalnost, otpornost prema oksidaciji, spoljašni izgled itd.

Maseni udeo nikla u Zemljinoj kori približno je 0,008%. Nikal je veoma neravnomerno raspoređen, te se rezerve bogatih niklovih ruda pogodnih za eksploataciju javljaju samo u nekoliko poznatih rejona kao što su Kanada, Kuba, Nova Kaledonija, Japan i SSSR. U prirodi se nikal sreće u obliku sulfidnih, oksidnih (silikatnih) i arsenidnih ruda.

Oko 60% ukupne svetske proizvodnje nikla bazira danas na sulfidnim niklovim rudama, koje su magmatskog porekla. Sadržaj nikla u tim rudama je u granicama 0,3-2%. Osnovni niklov mineral sulfidnih ruda je pentlandit, $(\text{Ni, Fe})_9\text{S}_8$. Sulfidne bakar-niklove rude veoma su vredne polimetalne sirovine koje, pored nikla i bakra, sadrže kobalt, plemenite (naročito platinske) i retke metale. Najveća su nalazišta tih ruda u Kanadi (rejon Sudbury), a poznata su i nalazišta u Južnoafričkoj Republici, Norveškoj, Finskoj i SSSR.

Oksidne niklove rude produkti su preobražaja ultrabaznih serpentina. Po obliku je to sitnozrna zemljasta masa s masenim udelom nikla od 0,7-2,0%. U tim se rudama nikal često nalazi u obliku sopstvenih minerala, hidratiranih silikata ili aluminosilikata, obično izomorfnu vezanih za magnezijum (npr. $\text{NiSiO}_3 \cdot \text{MgSiO}_3 \cdot m\text{H}_2\text{O}$). Zbog veoma fine raspodele ne mogu se oksidne niklove rude efikasno obogaćivati, već se obično neposredno metalurški prerađuju primenom pirometalurških ili hidrometalurških metoda. Vredan prtilac nikla u oksidnim rudama je kobalt. Te rude sadrže obično mnogo železa, koje se može dobiti njihovom preradom. Od ukupnih svetskih rezervi niklovih ruda $\sim 80\%$ su oksidne rude i na njima bazira $\sim 40\%$ današnje svetske proizvodnje nikla. Najveća nalazišta tih ruda su na Kubi, Novoj Kaledoniji, Brazilu, Kini, Indoneziji i u SSSR (na srednjem i južnom Uralu i u Kazahstanu). Niklove rude u Jugoslaviji pripadaju grupi oksidno-silikatnih ruda. Najvažnija su nalazišta: Ržanovo u Makedoniji, Goleš na Kosovu i Lipovac u Srbiji.

ELEMENTARNI NIKAL

NIKAL (Niccolum, Ni), hemijski element sa atomskim brojem 28 i relativnom atomskom masom 58,71. Nalazi se u VIII grupi periodnog sistema elemenata, u trijadi sa železom i kobaltom, sa kojima ima mnogo sličnosti. Prirodni je nikal smesa

Osobine. Kompaktni nikal je metal srebrnastobe boje sa karakterističnim sjajem, veoma kovan i plastičan. Nikal se javlja u dve alotropske modifikacije; on obično kristališe u kubičnom sistemu s plošno centriranom rešetkom ($a = 0,35239$ nm). Pla-