

NEUTRONI, FISIJA I KRITIČNOST

8.1 UVOD

Neutron je otkrio Čedvik 1932 god. To je neutralna čestica čija je masa približna masi protona; masa neutrona je za oko dve mase elektrona veća od mase protona. Neutron je konstituent jezgra i zajedno sa protonom gradi jezgro. Slobodni neutroni su nestabilni (radioaktivni) i raspadaju se preko β^- raspada.

Nuklearna fisija, na koju je prvi "naišao" Pavle Savić u eksperimentima ozračivanja ^{235}U neutronima, izazvana je zahvatom sporih neutrona. Kao rezultat tog ozračivanja dobijeni su elementi iz sredine periodnog sistema. Objašnjenje ove pojave došlo je od Hahn-a i Štrasmana 1939. kojima je pripisano "otkriće" fisije, pod kojom se podrazumeva cepanje jezgra ^{235}U , koje sledi nakon zahvata neutrona. Činjenica da se pri fisiji emituje nekoliko neutrona sugeriralo je da je moguća samo-održavajuća lančana reakcija. Takva reakcija je ostvarena pod Fermijevim rukovodstvom 2.12.1942 kada je prvi veštački nuklearni reaktor dostigao kritičnost. Od tog perioda, neutron, zauzima centralno mesto u svetu moderne fizike atoma i zračenja.

8.2 IZVORI NEUTRONA

Neutroni se mogu proizvoditi na više različitih načina: u reaktorima, akceleratorima i pomoću posebno napravljenih neutronske izvora.

Nuklearni reaktori su najobilniji izvori neutrona. U njima je moguće dobiti veoma velike flukseve neutrona različitih energija. Energetski spektar neutrona iz fisije ^{235}U je od nekoliko keV do više od 10 MeV. Srednja energija je oko 2 MeV. Istraživački reaktori često imaju "port" (kanal) kroz koje neutronske snop izlazi u oblasti eksperimenta van glavnog reaktorskog štita. Ovi neutroni su obično usporeni, jer moraju da prođu kroz deo reaktorskog jezgra i hladioce, kao i kroz strukturne materijale. Slika 8.1 prikazuje primer istraživačkog reaktora.

Akceleratori čestica se koriste da generiraju neutronske snopove preko izvesnih nuklearnih reakcija. Na primer, ubrzani deuteron koji udara metu od tricijuma proizvodi neutrone preko $^3\text{H}(d,n)^4\text{H}$ reakcije, tj:



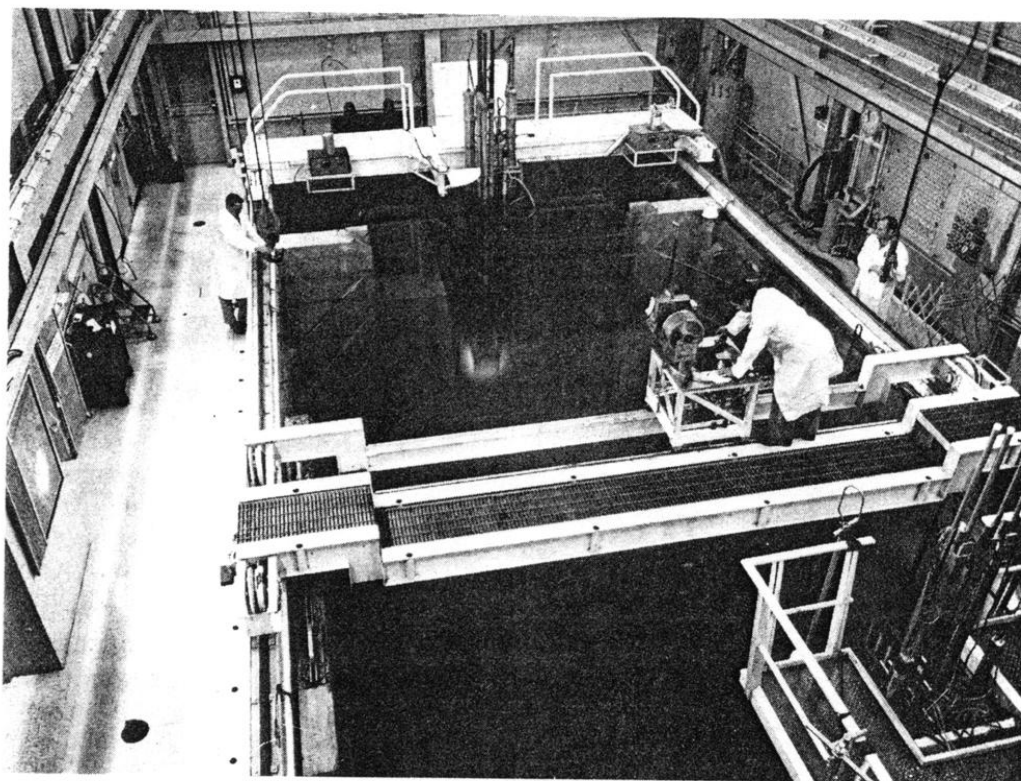
Da bi se dobili monoenergetski neutroni pomoću akceleratora, nepoželjna su ekscitovana stanja produkta. Zato se kao mete za snopove protona ili deuterona često koriste laki materijali. Tabela 8.1 daje neke važne reakcije koje se koriste za dobijanje monoenergetskih neutrona. Prve dve su egzotermne i mogu se koristiti sa jonima energije od nekoliko stotina keV u relativno jeftinim akceleratorima. Za datu energiju snopa, neutroni napuštaju tanku metu sa energijom koja zavisi od ugla izlaska u odnosu na pravac incidentnog snopa.

Neutronske izvori se mogu praviti i na sledeći način: Alfa emiter, obično radijum, polonijum ili plutonijum se pomeša sa lakim metalom, kao što su berilijum, ili bor. Ovi materijali su obično u obliku praha i sve se to skupa kapsulira da bi se načinio "radioaktivni" izvor neutrona. Neutroni se emituju kao rezultat (α, n) reakcije:



Tabela 8.1. *Reakcije koje se koriste za dobijanje monoenergetskih neutrona na akceleratorima protona (p) i deuteronu (d)*

Reakcija	Q vrednost (MeV)
${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$	17.6
${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$	3.27
${}^{12}\text{C}(d,n){}^{13}\text{N}$	-0.281
${}^3\text{H}(d,n){}^3\text{He}$	-0.764
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	-1.65



Slika 8.1. *Oak Ridge istraživački reaktor-tipa bazen za plivanje (Reaktor je bukvalno potopljen u vodi) (Prim.prev.). Voda služi kao hladilac, moderator i (zaklon) štiti. Oko reaktora svetli plavičasta svetlost koja se emituje kao Čerenkovljevo zračenje od strane elektrona koji se kroz vodu prostiru brže od svetlosti.*

Laki metali se koriste da bi se minimiziralo Kulonovo odbijanje između alfa čestice i jezgra. Fluks neutrona iz takvih izvora opada sa vremenom poluraspada alfa emitera. Neutroni napuštaju izvor sa kontinualnim energetskim spektrom, jer se alfa čestice usporavaju za različiti iznos pre udara u jezgro. Neutron i uzamknuto jezgro dele ukupnu energiju koja je

jednaka Q vrednosti reakcije i kinetičkoj energiji alfa čestice pre nego što je ona udarila u jezgro. Neki uobičajeni (α, n) izvori su dati u Tabeli 8.2.

Tabela 8.2. (α, n) neutronske izvori

Izvor	Srednja energija neutrona	Poluživot
$^{210}\text{Po Be}$	4.2	138 dana
$^{210}\text{Po B}$	2.5	138 dana
$^{226}\text{Ra Be}$	3.9	1602 god
$^{226}\text{Ra B}$	3.0	1602 god
$^{239}\text{Pu Be}$	4.5	24400 god

Slično, (α, n) neutronske izvorima, mogući su i foto- neutronske izvori, koji koriste (γ, n) reakciju. Nekoliko primera je nabrojano u Tabeli 8.3. Za razliku od (α, n) izvora, koji emituju neutrone sa kontinualnim energetskim spektrom, monoenergetski fotoni se mogu dobiti izborom jezgra koje emituje gama zračenje jedne energije (jednu liniju). Fotoneutronske izvori opadaju sa vremenom poluraspada gama emitira. Svi izvori u Tabeli 8.3 su monoenergetski, osim zadnjeg ^{226}Ra koji emituje gama zračenje sa više raznih energija. Važno je znati, sa aspekta zaštite od zračenja, da svi fotoneutronske izvori imaju gama zračni fon od >1000 fotona po neutronu.

Tabela 8.3. (γ, n) neutronske izvori

Izvor	Energija neutrona	Poluživot
$^{24}\text{Na Be}$	0.83	24.8 h
$^{24}\text{Na D}_2\text{O}$	0.22	14.8 h
$^{116}\text{In Be}$	0.3	54 min
$^{124}\text{Sb Be}$	0.024	60 dana
$^{140}\text{La Be}$	0.62	40 h
$^{226}\text{Ra Be}$	0.7 (maksimum)	1602 god

Neka vrlo teška jezgra se raspadaju preko spontane fisije, pri čemu emituju neutrone. Oni se mogu kapsulirati i koristiti kao neutronske izvori. Primeri nekih spontano fisibilnih izvora su ^{254}Cf , ^{252}Cf , ^{244}Cm , ^{238}Pu , i ^{235}U . U mnogim slučajevima poluživot za spontanu fisiju je mnogo veći od istog za alfa raspad. Izuzetak je ^{254}Cf , koji se raspadada skoro u potpunosti fisijom sa poluvremenom 60 dana.

8.3 KLASIFIKACIJA NEUTRONA

Pogodno je klasificirati neutrone prema njihovoj energiji. Na niskom delu energetske skale, neutroni mogu biti u termalnoj ravnoteži sa okolinom. Njihove energije su raspodeljene prema Maksvel Bolcmanovoj formuli. Energija termalnih neutrona se ponekada daje kao 0.025 eV , koja je najverovatnija energija na sobnoj temperaturi (20°C). Srednja energija termalnih neutrona na sobnoj temperaturi je 0.038 eV . Raspodela termalnih neutrona ne mora obavezno da odgovara sobnoj temperaturi. "Hladni" neutroni, sa nižom temperaturom, se proizvode u nekim uređajima, dok drugi generiraju neutrone sa energetskom raspodelom karakterističnom za temperature znatno iznad 20°C . Termalni neutroni dobijaju i gube samo

male iznose energije kroz elastične sudare u materiji. Oni difunduju sve dok ne budu zahvaćeni od nekog jezgra iz materije.

Neutroni viših energija do 0.01 ili 0.1 *MeV* (konvencija nije precizna) su poznati kao "spori", "intermedijarni" ili "rezonantni" neutroni. Brzi neutroni su sledeći na energetske skali i imaju energije do 10 *MeV*. Relativistički neutroni imaju još veće energije.

8.4 INTERAKCIJA SA MATERIJOM

Slično fotonima, neutroni su nenaelektrisani i mogu da prođu znatno rastojanje u materiji bez interakcije. Pod uslovima "dobre" geometrije uzan snop monoenergetskih neutrona takođe slabi eksponencijalno u materiji. Elektromagnetska interakcija sa elektronima je zanemarljiva. Prolazeći kroz materiju neutroni se mogu sudariti sa jezgrom, koje ih može rasejati elastično ili neelastično. Rasejanje je elastično ako se ukupna kinetička energija očuva u sudaru, tj. kada je energija koju neutron izgubi jednaka kinetičkoj energiji uzmaća jezgra. Kada je rasejanje neelastično, jezgro apsorbuje izvesnu energiju interno i podiže se u više energetske pobuđeno stanje. Neutron takođe može biti zahvaćen ili absorbovan od strane jezgra, što dovodi do reakcija kao što su (n,p), (n,2n), (n, α), ili (n, γ). Reakcije menjaju atomski maseni broj i/ili atomski broj udarenog jezgra.

Tipično, brzi neutroni gube energiju u materiji nizom (najviše) preko elastičnih rasejanja. Ovaj proces usporavanja se naziva moderacija neutrona. Kako energija neutrona opada, rasejanje se nastavlja, ali verovatnoća zahvata jezgrom generalno raste. Ako neutron dostigne termalne energijem on će se kretati haotično usled elastičnih rasejanja sve do apsorpcije u jezgru.

Efikasni preseki za interakcije neutrona sa atomskim jezgrom se menjaju u vrlo širokim granicama i obično su komplikovana f-ja energije neutrona. Slika 8.2 pokazuje ukupni efikasni presek za interakciju neutrona sa vodonikom i ugljenikom u zavisnosti od energije. Zbog toga što jezgro vodonika (proton) nema pobuđenih stanja, mogući su samo elastično rasejanje i zahvat. Ukupni efikasni presek za vodonik prikazan na Slici 8.2 je suma efikasnih preseka za ova dva procesa. Efikasni presek za zahvat na vodoniku je relativno mali i dostiže vrednost svega 0.33 *barna* na termalnim energijama, gde je i najveći. Zahvat termalnih neutrona je važan proces interakcije sa materijalima koji sadrže vodonik.

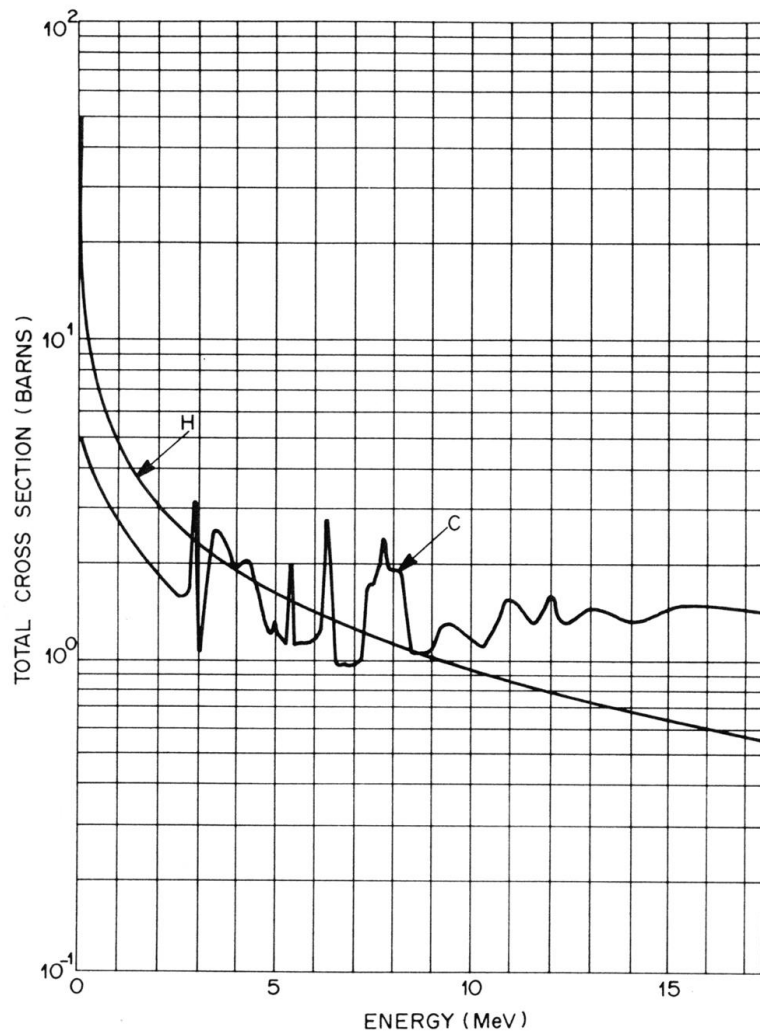
Nasuprot prethodnom, efikasni presek za ugljenik pokazuje izvesnu strukturu, naročito u oblasti 1-10 *MeV*. Jezgro ima diskretna pobuđena stanja, koja mogu pojačati ili oslabiti efikasne preseke elastičnih ili neelastičnih sudara na pojedinačnim energijama neutrona.

8.5 ELASTIČNO RASEJANJE

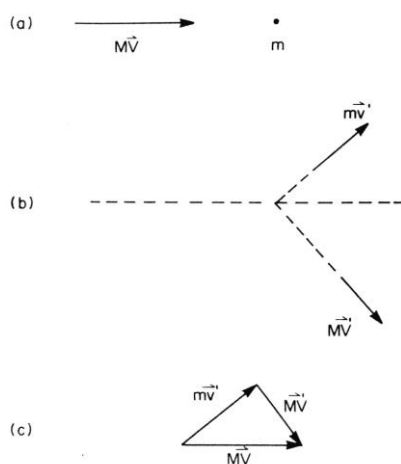
Kao što je pomenuto u prethodnoj sekciji, elastično rasejanje je najvažniji proces za usporavanje neutrona; doprinos od neelastičnog rasejanja je relativno mali (pri poređenju). Ovde tretiramo elastično rasejanje.

Maksimalna energija koju neutron mase M i kinetičke energije E može da prenese na jezgro mase m u jednom (čeonom) sudaru je data jednačinom (4.4)

$$Q_{\max} = \frac{4mME}{(M + m)^2} \quad (8.3)$$



Slika 8.2. Ukupni efikasni presek interakcije neutrona sa vodom i ugljenikom u funkciji energije.



Slika 8.3. Impulsi sudarajućih čestica (a) pre i (b) posle sudara. (c) predstavlja konzeracije impulsa.

Tabela 8.4. Maksimani deo energije Q_{\max}/E koju neutron može da izgubi u jednom elastičnom sudaru sa raznim jezgrima

Jezgro	Q_{\max}/E
^1H	1
^2H	0.889
^4He	0.640
^9Be	0.360
^{12}C	0.284
^{16}O	0.221
^{56}Fe	0.069
^{118}Sn	0.033
^{238}U	0.017

Uzimajući $M=1$, možemo izražunati deo energije neutrona koje on može izgubiti u sudarima sa jezgrima različitog masenog broja m . Neki rezultati su prikazani u Tabeli 8.4. Za običan vodonik, pošto su proton i neutron skoro iste mase, neutron može izgubiti svu svoju kinetičku energiju u čeonom sudaru, sličnom sudaru bilijarskih kugli. Kako raste masa jezgra, može se videti kako se efikasnost moderacije neutrona po jednom sudaru pogoršava. Kao pravilo, srednja energija izgubljena u sudaru je približno jednaka polovini maksimalne. Ovo pravilo je tačno kada je rasejanje izotropno u sistemu centra masa jezgra i neutrona, što je slučaj sa vodonikom i neutronom do energija do 10 MeV.

Jedna interesantna posledica jednakosti masa u n-p rasejanju je da se čestice razilaze pod pravim uglom nakon sudara, kada je sudar nerelativistički. Slika 8.3(a) predstavlja neutron mase M i impulsa MV , koji prilazi stacionarnom jezgru mase m . Posle sudara na slici 8.3(b) čestice imaju impulse MV' i mv' , koji su jednaki inicijalnom impulsu (kao vektori), što je prikazano na slici 8.3(c). Pošto se kinetička energija održava, imamo:

$$\frac{1}{2}MV^2 = \frac{1}{2}m'v'^2 + \frac{1}{2}M'V'^2 \quad (8.4)$$

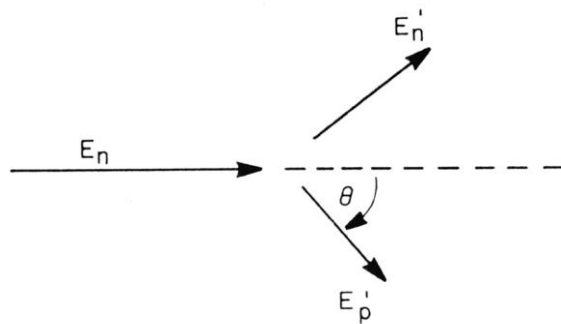
Ako je $M=m$, onda je $V'^2 = v'^2 + V^2$, što implicira Pitagorina teorema za trougao u (c). Zato su v' i V' pod pravim uglom.

Elastično rasejanje neutrona igra važnu ulogu pri merenju energije neutrona. Kao što je diskutovano u sledećoj Glavi pod pogodnim uslovima energija uzmarka jezgra se može meriti u gasnom proporcionalnom brojaču. Energija uzmarka i ugao jezgra su direktno povezani sa energijom neutrona. Na primer kao što je prikazano na Sl. 8.4, kada se neutron enerije E_n sudari sa protonom, koji uzmarkne sa energijom E_p' na uglu θ u odnosu na incidentni pravac neutrona, onda zakoni održanja energije i impulsa daju:

$$E_p' = E_n \cos^2 \theta \quad (8.5)$$

Tako, ako se E_p' i θ mogu meriti pojedinačno za veći broj incidentnih neutrona, može se dobiti incidentni neutronske spektar direktno. (Neutronske spektrometar sa uzmarknutim protonima je diskutovan u delu 9.5.2.). Mnogo češće, određuje se samo energija uzmarknutih jezgra u gasu (^3H , ^4He , ili ^1H i ^{12}C iz CH_4) i energetski spektar neutrona se može dobiti iz statističke veze spektra uzmarknute energije. Razrešavanje spektra je dalje komplikovano činjenicom da tragovi uzmarknutih jezgra ne leže uvek u potpunosti u gasu komore (efekat zida).

Zbog obilnosti vodonika u mekom tkivu, n-p rasejanje je često dominantni mehanizam oslobađanja (predaje) energije neutrona u tkivu. Kao što ćemo videti u Sekciji 10.9, preko 85 % "first collision" doze u tkivu (građenog od H, O, C i N) potiče od n-p rasejanja za neutrone energije ispod 10 MeV.



Slika 8.4. Shematska prezentacija elastičnog rasejanja neutrona na protonu. Inicijalna energija neutrona E_n je data u obliku energije uzmarka protona E_p' i ugla θ

8.6 REAKCIJE

U ovoj sekciji opisaćemo neke reakcije koje su važne u različitim aspektima detekcije neutrona i zaštite od zračenja. Način na koji se reakcija koristi za detekciju biće objašnjeni u Glavi 9.

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

Već je ranije pomenut zahvat termalnih neutrona vodonikom. Ova reakcija je primer radijacionog zahvata; t.j. apsorpcija neutrona je praćena neposrednom emisijom gama fotona. Eksplicitno:



Pošto termalni neutron ima zanemarljivu energiju, energija $Q=2.22 \text{ MeV}$ se oslobodi u ovoj reakciji u obliku gama fotona, što predstavlja vezivnu energiju deuteronu. Kada je tkivo izloženo termalnim neutronima, reakcija (8.6) obezbeđuje izvor gama zračenja koje oslobađa dozu u tkivu. Efikasni presek za zahvat termalnih neutrona (8.6) je 0.33 barn .

Efikasni presek za zahvat niskoenergetskih termalnih neutrona opada recipročno sa brzinom kako energija neutrona raste. Ovo se često zove zakon "1/v". Tako, ako je presek za zahvat σ_0 poznat za datu brzinu v_0 , (ili energiju E_0), onda se efikasni presek na nekoj drugoj brzini v (ili energiji) može proceniti iz relacije:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{v_0}{v} = \sqrt{\frac{E_0}{E}} \quad (8.7)$$

Ovi izrazi se mogu koristiti za neutrone energije do 100 keV ili 1 keV, zavisno od apsorbujućih jezgara.

Primer: Efikasni presek za zahvat termalnog neutrona za reakciju (8.6) je 0.33 barn . Oceniti efikasni presek za neutrone energije 10 eV .

Rešenje: Kao energija termalnih neutrona najčešće se uzima $E=0.025 \text{ eV}$. Primenjujući jednačinu (8.7) sa $\sigma_0=0.33 \text{ barn}$, i $E=10 \text{ eV}$, nalazimo efikasni presek za zahvat

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}} = 0.33 \sqrt{\frac{0.025}{10}} = 0.0165 \text{ barn} \quad (8.8)$$

${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$

Efikasni presek za zahvat termalnih neutrona je 5330 *barna* i energija od $Q=765 \text{ keV}$ se oslobodi u reakciji koja prati zahvat termalnog neutrona. Neki proporcionalni brojači koji se koriste za monitoring brzih neutrona sadrže mali dodatak ${}^3\text{He}$ za kalibracione svrhe. Cev je pokrivena (kao u rukavu) sa svih strana polietilenom, koji termalizuje incidentne neutrone u vremenu kada oni uđu u gas. U spektru impulsa se vidi pik u kanalu koji odgovara 765 keV . Kada se ustanovi energija po kanalu, polietilenski pokrov se može skinuti i instrument se može koristiti za monitoring brzih neutrona. Drugi neutronske uređaji koriste ${}^3\text{He}$ kao gas u cevi proporcionalnog brojača. Oni mere neprekidni spektar impulsa koji potiče od uzmaknutih ${}^3\text{He}$ jezgara iz elastičnog rasejanja. Dodatno, kada neutron sa kinetičkom energijom T se zahvati jezgrom ${}^3\text{He}$, oslobodi se energija $T+765 \text{ keV}$ (vidi sl 9.32).

${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$

Ova reakcija u kojoj se proizvode ${}^3\text{H}$ jezgra (ili tricijum) ima Q vrednost od 4.78 MeV , se takođe koristi za detekciju termalnih neutrona. Efikasni presek 940 barn a i izotopska obilnost ${}^6\text{Li}$ je 7.4% . Na neutrone osetljivi LiI scintilatori se mogu napraviti, i Li se takođe dodaje drugim scintilatorima da bi se registrovali neutroni. Litijum obogaćen ${}^6\text{Li}$ može se takođe naći.

${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$

Za ovu reakciju $\sigma=3840 \text{ barna}$ za termalne neutrone. Obilnost ${}^{10}\text{B}$ u prirodi je 19.8% . U 93% reakcija ${}^7\text{Li}$ se dobija u pobuđenom stanju i emituje gama kvant 0.48 MeV . Ukupna kinetička energija raspodeljena između alfa čestice i ${}^7\text{Li}$ uzmaknutog jezgra iznosi $Q=2.31 \text{ MeV}$. Drugih 7% reakcija vode do osnovnog stanja ${}^7\text{Li}$, sa $Q=2.79 \text{ MeV}$. BF_3 je gas koji se može koristiti direktno u neutronske brojačima. Boron se takođe koristi kao "linear" u cevima proporcionalnih brojača za detekciju neutrona. Takođe se koristi i kao materijal za zaklanjanje. Bor obogaćen izotopom ${}^{10}\text{B}$ je raspoloživ (na tržištu).

${}^{14}\text{N}(n,p){}^{14}\text{C}$

Pošto je azot jedan od glavnih konstituenata tkiva, ova reakcija, slično zahvatu neutrona na vodoniku, doprinosi dozi. Efikasni presek za termalne neutrone je 1.70 barn a i $Q=0.626 \text{ MeV}$. Pošto su njihovi dometi u tkivu mali, energije protona i ${}^{14}\text{C}$ jezgra se talože lokalno na mestima gde je neutron apsorbovan. Ova reakcija čini manje od 1% doze za neutrone energije oko 10 MeV . Na višim energijama doprinos je oko 1% ili nešto malo više.

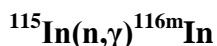
${}^{32}\text{S}(n,p){}^{32}\text{P}$

Da bi se ova reakcija dogodila neutron mora da ima energiju najmanje 2.7 MeV . To je primer jedne od mnogih prag reakcija koje se koriste za detekciju neutrona. Kao što je opisano u sekciji 9.5.2 istovremena aktivacija folija načinjenih od niza nuklida sa različitim pragovima je sredstvo za procenu neutronske spektra. Postojanje ${}^{32}\text{S}$ u ljudskoj kosi se takođe može koristiti za procenu visokoenergetskog dela ($>2.7 \text{ MeV}$) neutronske doze u kritičnim akcidentima. Proizvod ${}^{32}\text{P}$, čisti beta emiter sa maksimalnom energijom od 1.117 MeV i vremenom poluraspada 14.3 dana, se može lako meriti.

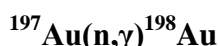
${}^{113}\text{Cd}(n,\gamma){}^{114}\text{Cd}$

Zbog velikog efikasnog preseka za zahvat termalnih neutrona, od 21000 barna , ${}^{113}\text{Cd}$ se koristi kao neutronske štiti i kao šipke za kontrolu nuklearnih reaktora. Relativna obilnost izotopa ${}^{113}\text{Cd}$ je 12.3% . Efikasni presek ${}^{113}\text{Cd}$ za apsorpciju neutrona je veliki od termalnih

energija do oko 0.5 eV, gde opada oštro. Metod za merenje količnika termalni/brzi neutroni sastoji se u poređenju indukovane aktivnosti na dve indetične folije (indijum), od kojih je jedna pokrivena sa kadmijumom, a druga ne. Kadmijum apsorbuje skoro sve neutrone sa energijama ispod kadmijumove granice od 0.5 eV.



Efikasni presek za zahvat termalnih neutrona ^{115}In (koji ima izotopsku obilnost od 95.7 %) je 157 barna, a metastabilni ^{116m}In se raspada sa vremenom poluraspada od 54.3 min. Aktivnost indukovana na folijama koje nose lica za koje se sumnja da mogu biti ozračena neutronima, se može proveriti kao brzi metod koji prati kritične akcidentne. U praktičnim slučajevima, metod je dovoljno osetljiv, da omogući detekciju sa jonizacionom komorom ili GM brojačem (misli se na gama zračenje koje emituje ^{116m}In). Step en aktivnosti folije jako zavisi od orijentacije folije, energetskog spektra neutrona i dr faktora, tako da procena doze ne mora biti dobra. Samo se može ustanoviti da li je lice ozračeno neutronima ili nije.



Ovaj izotop koji je obilan 100 %, ima ef. presek za zahvat neutrona od 98.8 barna. Iako nije osetljiv kao indijum, njegovo duže vreme poluraspada omogućuje monitoring dugo vreme posle ekspozicije.



Fisija (f) se diskutuje u Sekciji 8.8. Zbog velike energije oslobođene po jednom aktu fisije (200 MeV), fisioni proces obezbeđuje dobro sredstvo za detekciju termalnih neutrona, čak i u slučaju znatnog prisustva drugih tipova radijacije.

8.7 NEUTRONSKA AKTIVACIJA

Vremenska zavisnost aktivnosti izazvane zahvatom neutrona može se opisati kvantitativno. Ako je uzorak koji sadrži N_T atoma mete efikasnog preseka σ cm^2 ozračen monoenergetskim neutronima čiji je fluens ϕ izražen u $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, onda je brzina proizvodnje atoma potomaka neutronskeg zahvata data kao $\phi\sigma N_T$ s^{-1} . Ako je broj atoma potomaka u uzorku N , i ako je konstanta raspada λ onda je brzina gubitka atoma potomka λN . Tako je brzina promene broja jezgara dN/dt (s^{-1}) atoma potomaka data sa

$$\frac{dN}{dt} = \phi\sigma N_T - \lambda N \quad (8.9)$$

Da bi rešili ovu jednačinu pretpostavimo da je jačina fluensa konstantna i da se početni broj atoma mete ne smanjuje značajno, tako da je N_T konstantno. Bez izraza $\phi\sigma N_T$, koji je konstantan, jedn (8.9) bi bila ista linearna homogena jednačina kao i (3.47). Zato pokušajmo da rešenje (8.9) tražimo u istoj formi kao i (3.52) za homogenu jednačinu plus dodata konstanta. Zamenjujući $N=a+be^{-\lambda t}$ u jednačinu (8.8) daće

$$-b\lambda e^{-\lambda t} = \phi\sigma N_T - a\lambda - b\lambda e^{-\lambda t}$$

Krajnji izraz je:

$$A = \lambda N = \phi\sigma N_T (1 - e^{-\lambda t}) \quad (8.12)$$

Leva strana jednačine predstavlja aktivnost potomka u funkciji od vremena. Veličina $\phi\sigma N_T$ se naziva saturaciona aktivnost jer predstavlja maksimalnu aktivnost, koja se može dobiti ako se uzorak ozračuje duže vreme ($t \rightarrow \infty$). Prikaz f-je (8.12) je dat na slici 8.3.

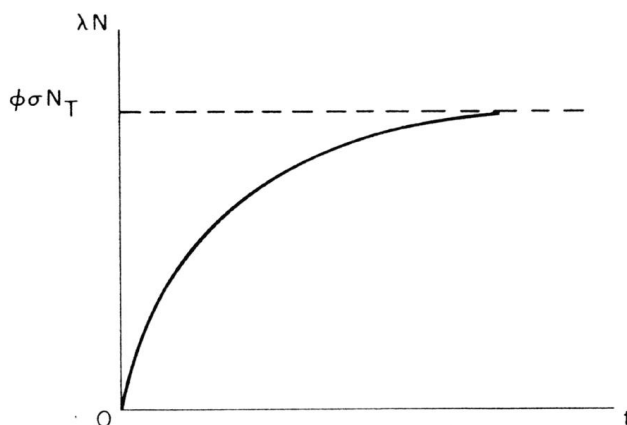
Ako neutroni nisu monoenergetski, izraz (8.9) se može zameniti integralom energetski zavisnog efikasnog preseka i neutronskeg spektra. Alternativno jedna (8.12) se može koristiti pod uslovom da je poznat srednji efikasni presek σ .

Primer: 3 g uzorka ^{32}S su ozračeni brzim neutronima koji imaju konstantnu jačinu fluensa $155 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Efikasni presek za reakciju $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$ je 0.2 barn, i poluvreme raspada ^{32}P je $T=14.3 \text{ d}$. Koja se maksimalna aktivnost ^{32}P može indukovati. Koliko je dana potrebno da nivo aktivnosti dostigne tri četvrtine maksimuma.

Rešenje: Ukupan broj atoma mete je $N_T = 3/32 \cdot 6.02 \cdot 10^{23} = 5.64 \cdot 10^{22}$. Maksimalna (saturaciona) aktivnost je $\phi\sigma N_T = (155 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}) (0.2 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2) / 5.64 \cdot 10^{22} = 1.75 \text{ s}^{-1}$. Izraženo u Ci saturaciona aktivnost je $4.73 \cdot 10^{-11} \text{ Ci}$. Vreme t , potrebno da se dostigne 3/4 ove vrednosti se može naći iz (8.12) uzimajući $3/4 = 1 - e^{-\lambda t}$, odakle $t = 2T = 28.6$ dana. Zapaziti da je nagomilavanje prema saturacionoj aktivnosti analogno prilazu sekularnoj ravnoteži potomka dugoživećem roditelju.

Primer: Oceniti deo ^{32}S atoma koji će se potrošiti u prethodnom primeru za 28.6 dana.

Rešenje: Brzina kojom se atomi ^{32}S troše je $\phi\sigma N_T = 1.75 \text{ s}^{-1}$. Pošto je vreme $2.47 \cdot 10^6 \text{ s}$, broj atoma ^{32}S koji je izgubljen u toku ozračivanja je $4.32 \cdot 10^6$. Deo atoma je $7.66 \cdot 10^{-17}$, što je zanemarljiv iznos. Zapazi da "sagoreni" deo ne zavisi od N_T . Pretpostavka o konstantosti N_T pri izvođenju (8.12) je stoga ispravna.



Slika 8.5. Nagomilavanje indukovane aktivnosti za vreme ozračivanja neutronima konstantno fluensa.

8.8 FISIJA

Kao što je opisano u sekciji 3.2. vezivna energija teških jezgara po nukleonu opada sa porastom mase atoma. Tako, kada se teško jezgro cepa u manje delove, oslobađa se izvesna energija. Alfa raspad je primer jednog takvog procesa i on je spontani. Otkrićem nuklearne fisije, realizovan je drugi proces u kome je cepanje mnogo dramatičnije i oslobođena energija skoro dva reda veličine veća. Nuklearna fisija se može izazvati zahvatom neutrona od strane nekih jezgara. Sa ^{235}U , ^{239}Pu i ^{233}U , fisija se može izazvati apsorpcijom termalnih neutrona, što izaziva oscilacije jezgra koja dovode do cepanja. Efikasni presek za fisiju termalnim neutronima je 580, 747 i 525 barn-a resp. Veća aktivaciona energija je potrebna da bi se

izazvala fisija drugih jezgara. Na primer ^{238}U potrebno je neutron energije $> 1\text{MeV}$. Efikasni preseki za fisiju takvim "brzim" neutronima su znatno manji od ef. pres. termalnih neutrona. Efikasni presek za fisiju ^{238}U brzim neutronima je 0.29 barn . Takođe zahvat neutrona ne mora da uvek dovede do fisije. ^{235}U se cepa samo u 85 % slučajeva nakon apsorpcije termalnih neutrona.

Jezgra sa neparnim brojem neutrona su mnogo fisibilnija od jezgara sa parnim brojem. Ova činjenica je povezana sa tim da je energija veze po nukleonu u parno-parnim jezgrima veća. Jezgro ^{235}U je parno-neparno u pogledu broja protona i neutrona. Dodatak jednog neutrona transformiše ga u parno -parno jezgro uz oslobađanje energije, koja je veća nego nakon procesa apsorpcije neutrona jezgrom ^{238}U .

Fisija može dovesti do različitih produkata. Tako ^{235}U jezgro se može podeliti na nekih 40 raznih načina nakon apsorpcije termalnog neutrona. Jedan tipičan primer je kao što sledi:



Srednja energija od 195 MeV koja se oslobodi u ovom fisionom procesu raspodeljuje se kao što je prikazano u Tab 8.5. Glavni deo energije (162 MeV) odnesu fisioni fragmenti, kao što su La i Br u (8.31). Fisioni neutron i gama zračenje nosi drugih 12 MeV . Raspad fisionih produkata (koji sledi) 10 MeV i neutrino 11 MeV . U novim reaktorima, gde nema fisionih produkata, (koji nisu kontaminirani produktima) energetska izlaz je oko 175 MeV po fisiji. U starijim reaktorima, (sa većim sadržajem fisionih produkata) to je oko 185 MeV . Energija proizvedena u reaktorima se uglavnom transformiše u toplotu, usled zaustavljanja naelektrisanih čestica, uključujući i uzmaknuta jezgra usled udara neutronima, i sekundarnim neutronima proizvedenim gama zračenjem. Neutrino odlaze sa veoma malim gubitkom energije.

Kao što je prikazano u (8.13) pri fisiji se proizvode asimetrična jezgra sa velikom verovatnoćom. Raspodela masa fisionih produkata ^{235}U je stoga bimodijalna.

Tabela 8.5. Srednja raspodela energije između produkata fisije ^{235}U

Kinetička energija fis. fragm	162 MeV
Fisioni neutroni	6
Fisioni gama zruci	6
Beta raspadi	5
Gama raspadi	5
Neutrino	11
Ukupno	195 MeV

Svi fisioni fragmenti su radioaktivni i mnogi se raspadaju kroz nekoliko koraka do stabilnog potomka. Raspad ukupne aktivnosti proizvedene fisijom prati sledeću jednačinu:

$$A \cong 10^{-16} t^{-1.2} \text{Ci} / \text{fisija} \quad (8.14)$$

gde je t vreme u danima. Ovaj izraz se može koristiti za procenu aktivnosti preostalih fisionih produkata u intervalu vremena od 10 s do 1000 H .

Srednji broj neutrona proizveden po fisiji ^{235}U je 2.5. Ovaj broj mora preći jedinicu da bi lančana reakcija bila moguća. Oko 99.36 % fisionih neutrona se emituje trenutno (promptno) (u oko 10^{-14} s) nakon fisije od strane fisionih produkata, dok se ostali (zakasneli)

emituju kasnije (do 1 min ili više). Zakasneli neutroni igraju značajnu ulogu u kontroli nuklearnih reaktora kao što će biti diskutovano u sledećoj sekciji.

8.9 KRITIČNOST

Količina fisionog materijala je "kritična", kada usrednjeno, tačno jedan od nekoliko u fisiji proizvedenih neutrona izaziva fisiju drugog jezgra. Snaga koju daje ta količina fisionog materijal je konstantna. Ostali fisioni neutroni se ili apsorbuju ne izazivajući fisiju ili napuste sistem. Tako kritičnost zavisi od geometrijskih uslova i od raspodele i vrste prisutnog materijala. Ako usrednjeno uzev, više od jednog fisionog neutrona proizvodi dalju fisiju, onda se za skup kaže da je nadkritičan i izlazna snaga raste. Ako se manje od jedne fisije proizvede po stvorenim fisionim neutronima, onda je sistem podkritičan.

Kritičnost je određena obimom multiplikacije neutrona u susednim generacijama. Ako je N_i termalnih neutrona prisutno u sistemu, njihova apsorpcija će rezultovati u izvesnom broju N_{i+1} termalnih neutrona sledeće generacije (i je broj generacije). Efektivni faktor multiplikacije je dat sa

$$K_{ef} = \frac{N_{i+1}}{N_i} \quad (8.15)$$

Sistem je kritičan ako je $K_{ef}=1$ tačno; nadkritičan je ako je $k_{ef}>1$ i podkritičan ako je $k_{ef}<1$.

Korisno je diskutovati k_{ef} nezavisno od veličine i oblika uređaja. Zato, uvedimo "beskonačni" faktor multiplikacije k_{∞} za sistem koji je beskonačan. Za konačan sistem može se onda pisati:

$$k_{ef} = Lk_{\infty} \quad (8.16)$$

gde je L verovatnoća da neutron napusti sistem. Vrednost k_{∞} zavisi od nekoliko faktora kao što biti će biti opisano za uranijumsko gorivo.

Od N_i prisutnih termalnih neutrona prisutnih u i^{th} oj generaciji u beskonačnom sistemu, samo deo f , koji se naziva faktor termalnog iskorišćenja, će se apsorbovati u fisionom gorivu. Ostatak će se apsorbovati u ostalim materijalima, moderatoru ili nečistoćama. Ako se η neutrona proizvede po zahvatu jednog termalnog neutrona, sve ovo će rezultirati u $N_i f \eta$ neutrona u novoj generaciji. Neki od ovih neutrona će izazvati "brzu" fisiju na ^{238}U pre nego što će dobiti šansu da se termalizuju. Faktor brze fisije ϵ se definiše kao količnik ukupnog broja fisionih neutrona i broja proizvedenih termalnom fisijom. Tako apsorpcija N_i termalnih neutrona rezultuje u proizvodnji ukupno $N_i f \eta \epsilon$ fisionih neutrona. Od ovih neutrona neće se svi termalizovati jer jedan deo doživi radijacioni zahvat na gorivu (^{238}U) i moderatoru. Mnogi materijali imaju rezonance u preseku (n,γ) reakcije na energijama od nekoliko stotina eV pa naniže. Neka sa p označimo rezonantni gubitak (t.j. verovatnoću da se brzi neutroni uspore do termalnih bez radijacionog zahvata) i dobićemo ukupni broj N_{i+1} neutrona u sledećoj generaciji.

$$N_{i+1} = N_i f \eta \epsilon p \quad (8.17)$$

Iz definicije (8.15) sledi da je faktor multiplikacije beskonačnog sistema data sa

$$k_{\infty} = f \eta \epsilon p \quad (8.18)$$

Desna strana jednačine (8.18) se naziva formula četiri faktora, koja opisuje faktor multiplikacije beskonačno velikog sistema. Faktori f , ϵ i p zavise od kompozicije i obogaćenja goriva i njegove fizičke distribucije u reaktoru. Za čisti metalni uranijum $f=1$. Faktor

termalnog iskorišćenja može biti mali, ako je konkurencija termalne apsorpcije na drugim materijalima velika. Za čisti prirodni uranijum faktor brze fisije ima vrednost od $\varepsilon=1.3$; za homogeno pomešano gorivo i moderator $\varepsilon \approx 1$. Zavisno od okolnosti p se menja od 0.7 do 1 za obogaćene sistema. Za čisti ^{235}U , $p=1$. Za čisti metalni prirodni uranijum, $p=0$ i takav sistem makar i beskonačan, neće biti kritičan. Četvrti faktor, η , zavisi samo od goriva. Izotop ^{235}U emituje u proseku 2.5 neutrona po fisiji. Međutim, kako termalni zahvat na ^{235}U rezultuje u fisiji samo u oko 85.6 % slučajeva sledi da je za čisti ^{235}U , $\eta=0.85 \cdot 2.5=2.1$. Za druga obogaćena goriva $\eta < 2.1$.

U osnovi, nuklearni reaktor je smeša (skup) koji se sastoji od goriva (obično obogaćenog), moderatora, obično niskog atomskog masenog broja, za termalizaciju neutrona; kontrolnih šipki napravljenih od materijala sa velikim efikasnim presekom za apsorpciju termalnih neutrona (kadmijum ili bor-ov čelik), i hladnjaka koji odnosi stvorenu toplotu. Ako su kontrolne šipke potpuno uvučene u reaktor, faktor multiplikacije, k , je manji od jedinice. Kako se šipke izvlače, k raste i kada $k=1$ reaktor postaje kritičan i proizvodi snagu na konstantnom nivou. Dalje izvlačenje kontrolnih šipki dovodi do $k > 1$ i izaziva povećanje nivoa snage reaktora. Kada se dostigne željeni nivo snage šipke se malo vrata unazad što učini $k=1$ i reaktor ponovo radi na stabilnom nivou.

Kao što je pomenuto u prehodnoj sekciji 99.36 % fisionih neutrona od ^{235}U se proizvodi promptno; tj oni se emituju neposredno posle fisije, dok se drugih 0.64 % neutrona oslobodi u vremenu reda sekundi ili čak minuta nakon fisije. Pošto se fisioni neutroni termalizuju u delu sekunde, postojanje ovih zakasnelih neutrona umnogome olakšava kontrolu nuklearnog reaktora. Ako je $1 < k < 1.0064$, reaktor je u zakasnelom kritičnom režimu, pošto zakasneli neutroni podižu snagu reaktora. Brzina porasta snage je onda dovoljno spora da omogućuje kontrolu preko mehaničkih mehanizama kao što je fizičko pozicioniranje kontrolnih šipki. Kada je $k > 1.0064$, reaktorom se može upravljati samo preko promptnih neutrona i uslovi se nazivaju promptno kritični. Brzina porasta snage je onda mnogo veća nego u zakasnelom režimu.

Kad god se fisioni materijal obrađuje, hemijski, fizički ili se transportuje ili se bilo šta sa njime radi mora se voditi računa da se slučajno ne dostigne kritičnost. Uopšte, procedura za izbegavanje kritičnosti zavisi od ukupne mase ili koncentracije prisutnog fisibilnog materijala i od geometrije u kojoj se on čuva. Na primer, beskonačno dug cilindar sa vodenim reflektorom, i vodenim rastvorom sa koncentracijom 75 g ^{235}U po litru je subkritičan ako je diameter manji od 6.3 inča. Bez vodenog reflektora granični dijаметar je 8.7 in. Kada se koriste takve "uvek sigurne" geometrije, pažnja se mora posvetiti tome da dve ili više podkritične jedinice mogu postati nadkritične ako se dovoljno primaknu.

Primer: Efikasni presek za fisiju za termalni neutron za ^{235}U ke 580 barn, efikasni presek apsorpcije termalnog neutrona na ^{238}U je 2.8 barn; naći vrednost η za prirodni uranijum koji se sastoji od 0.72 % ^{235}U i 99.28 % ^{238}U .

Rešenje: Po definicije η je srednji broj fisionih neutrona proizvedenih po jednom termalnom neutronu apsorbovanom u uranijumskom gorivu ($^{235}\text{U} + ^{238}\text{U}$) koji su jedino prisutni. Iz datog fisionog preseka sledi da je termalni apsorpcioni efikasni presek ^{235}U koji je fisibilan u 85 % slučajeva $580/0.85=682$ barn. Deo događaja apsorpcije u prirodnom uranijumskom gorivu je zato $0.0072 \cdot 580 / (0.0072 \cdot 682 + 0.9928 \cdot 2.8) = 0.543$. Pošto se u srednjem 2.5 neutrona emituje po jednoj fisiji ^{235}U sledi da je $\eta = 0.543 \cdot 2.5 = 1.36$.

Primer: Izračunati η za čvrsti metalni uranijum, obogaćen do 90% sa ^{235}U .

Rešenje: Slično prethodnom problemu imamo ovde $\eta = (0.90580) / (0.9 \cdot 682 + 0.1 \cdot 2.8 \cdot 2.5) = 2.13$ Zapazi da je najveća moguća vrednost za η (za čisti ^{235}U) je $580/682 \cdot 2.5 = 2.13$ kao što je pokazano gore.

METODE DETEKCIJE ZRAČENJA

Ova glava opisuje načine na koje se jonizujuće zračenje može meriti. Sekcija 5.9. pokriva specijalne metode koje se primenjuju za neutrone. U Glavi 10 videćemo kako se ove tehnike primenjuju u dozimetriji.

9.1 JONIZACIJA U GASOVIMA

Jonizaciona struja

Slika 9.1 (a) ilustruje uniformni, paralelni snop monoenergetskih naelektrisanih čestica koje prodiru u gasnu komoru preko površine A sa energijom E i dolaze do mira u komori. Potencijalna razlika V primenjena između paralelnih ploča komore P_1 i P_2 daje uniformno električno polje između njih. Kako se čestice usporavaju u komori, one jonizuju atome gasa izbacujući elektrone i stvarajući pozitivne jone. Izbačeni elektroni mogu odmah stvoriti dodatne elektronske parove. Ako je jačina električnog polja, koja je proporcionalna naponu V , relativno slaba, onda će se samo nekoliko od svih stvorenih jonskih parova razdvojiti pod njegovim dejstvom, i mala električna struja će teći u kolu. Većina preostalih jonskih parova će se rekombinovati i nagraditi neutralne atome gasa. Kao što je prikazano na slici 9.1 (b) struja I se može povećati porastom napona do neke vrednosti V_0 , na kojoj je električno polje dovoljno jako da sakupi sve jonske parove stvorene incidentnim zračenjem kao i sekundarne elektrone. Zato, struja ostaje konstantna (na platou) na njenoj saturacionoj vrednosti I_0 kada je $V > V_0$.

Pošto je struja "lako" merljiva, važno je videti koje sve informacije ona daje o zračenju. Intenzitet, ili jačina energetskog fluensa, snopa zračenja je energija preneti kroz jedinicu normalne površine u jedinici vremena. Ako je jačina fluensa ϕ čestica/(cm^2s), onda je intenzitet J , zračenja koje prodire u komoru $J = E\phi$. Ako sa W označimo srednju energiju potrebnu da se proizvede jedan jonski par, kada se čestica inicijalne energije E zaustavi u komori, onda je srednji broj N jonskih parova proizvedenih incidentnom česticom i njenim sekundarnim elektronima dat sa $N = E/W$. Srednje naelektrisanje (bilo + ili -) proizvedeno po čestici je Ne , gde je e naelektrisanje elektrona. Struja saturacije I_0 u kolu je jednaka proizvodu Ne i ϕA , ukupnog broja čestica koje su ušle u komoru po jedinici vremena. Zato, imamo

$$I_0 = Ne\phi A = \frac{e\phi AE}{W} \quad (9.1)$$

Odakle sledi da je :

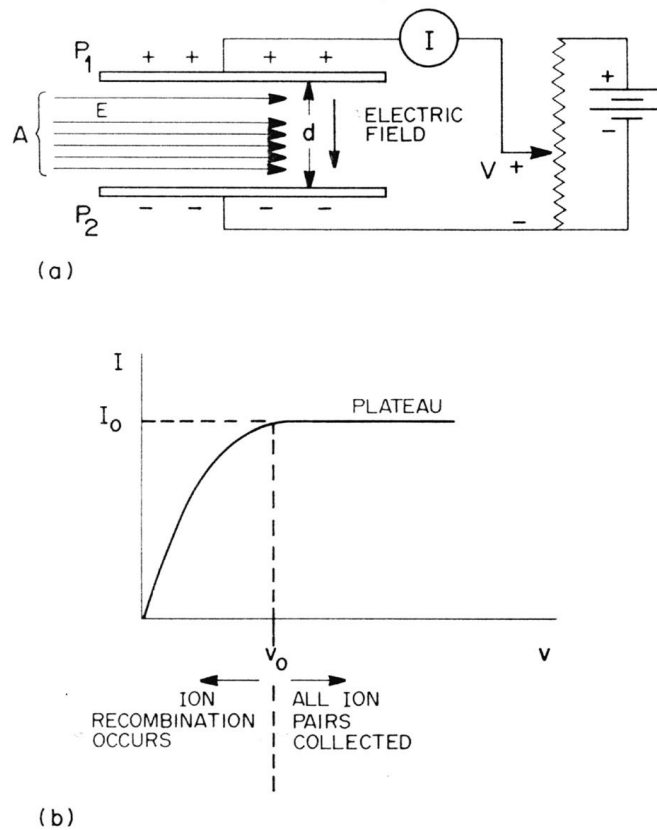
$$J = \phi E = \frac{I_0 W}{eA} \quad (9.2)$$

čime je pokazano da je intenzitet snopa proporcionalan struji zasićenja.

Važna relacija (9.2) je ograničena pri korišćenju, jer se ona primenjuje na uniformni, paralelni snop zračenja. Međutim, pošto je brzina apsorpcije energije u gasu komore data sa $\dot{E}_{aps} = JA$, možemo u mesto (9.2) napisati

$$\dot{E}_{aps} = \frac{I_0 W}{e} \quad (9.3)$$

Tako, struja zasićenja daje direktnu meru brzine apsorpcije energije u gasu. Relacija (9.3) je nezavisna od bilo kojih pojedinačnih uslova ozračivanja, geometrije snopa i zbog toga je od velike praktične koristi.



Slika 9.1. (a) Monoenergetski snop čestica se zaustavlja u jonizacionoj komori sa paralelnim i ravnim pločama, sa promenljivim naponom V primenjenim između ploča P_1 i P_2
(b) Zavisnost struje I od napona V

Primer: Dobar elektrometar meri jačinu struje do $10^{-16}A$. Koja je odgovarajuća brzina apsorpcije energije između paralelnih ploča jonizacione komore koja sadrži gas za koji je $W=30$ eV/jonskom paru.

Rešenje: Jednačina 9.3 daje

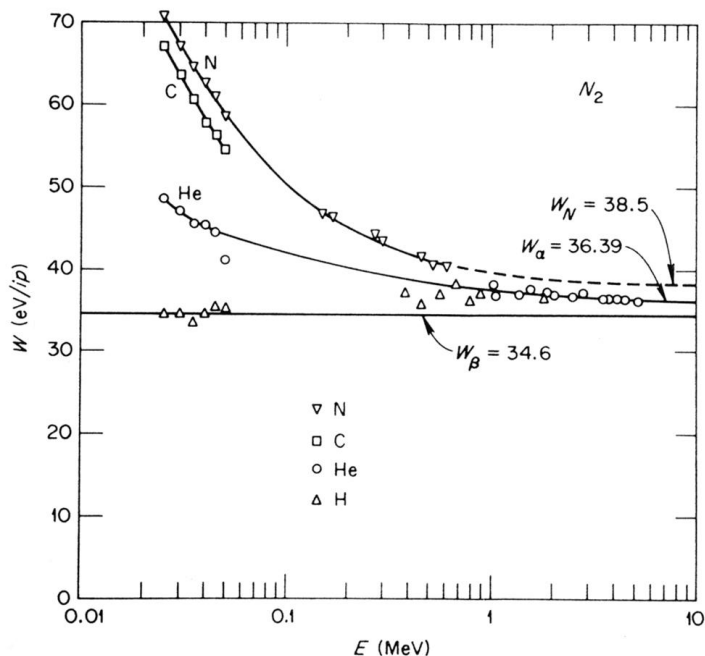
$$\dot{E}_{aps} = \frac{10^{-16}(C/s) \times 30(eV/jp)}{1.6 \times 10^{-19}(C/jp)} = 1.88 \times 10^4 eV/s \quad (9.4)$$

Merenja jonizacije su vrlo osetljiva. Ova srednja vrednost struje će se proizvesti apsorpcijom beta čestice enerije 18.8 keV po sekundi.

W vrednost

Slika 9.2 prikazuje W vrednosti za protone (H), alfa čestice (He), ugljenik i jon azota, na različitim energijama u azotu N_2 . Ove vrednosti predstavljaju srednju energiju utrošenu na

stvaranje jednog jonskog para, kada se inicijalna čestica energije E i svi sekundarni elektroni koje je ona proizvela zaustave u gasu. Vrednost za elektrone je $W_{\beta}=34.6 \text{ eV/jp}$, prikazana horizontalnom linijom, je ista kao i za protone na energijama $E>10 \text{ keV}$. W vrednost za teške jone, koja je konstantna na visokim energijama, raste sa opadanjem energije zbog toga što se veći deo energije troši na ekscitaciju gasa nego na njegovu jonizaciju. Elastično rasejanje jona na jezgru, takođe izaziva veliko povećanje na niskim energijama.



Slika 9.2. W vrednost za elektrone, protone, alfa čestice, ugljenikove jone i azotne jone u azotu (gas) kao funkcija energije E čestica. Tačke predstavljaju eksperimentalne podatke, kroz koje su krive povučene.

Podaci na slici 9.2 indiciraju da je W vrednost za dati tip naelektrisanih čestica približno nezavisna od inicijalne energije, ukoliko energija nije mala. Ova činjenica je od velikog praktičnog značaja, pošto često omogućuje da se apsorbirana energija odredi iz merenja sakupljenog naelektrisanja, nezavisno od energetskog spektra incidentnih čestica. Alternativno, brzina apsorpcije energije se može odrediti iz merenja struje.

W vrednost za mnoge višeatomske gasove je u opsegu od 25 do 35 eV/jp . Tabela 9.1 daje neke vrednosti za alfa i beta čestice u nekim gasovima.

Tabela 9.1. W vrednosti, W_{α} i W_{β} za alfa i beta čestice u nekoliko gasova

Gas	W_{α}	W_{β}	W_{α}/W_{β}
He	43	42	1.02
H_2	36	36	1.
O_2	33	31	1.06
CO_2	36	33	1.09
CH_4	29	27	1.07
C_2H_4	28	26	1.08
Vazduh	36	34	1.06

Jonizacioni impulsi

Dodatno merenju apsorbovane energije, jonizaciona komora sa paralelnim pločama koja radi u regionu platoa (Sl 9.1 (b)) može takođe da se koristi kao brojač čestica. Kada naelektrisana čestica prodre u komoru, potencijalna razlika između komora momentalno opadne sve dok se joni ne sakupe. Posle sakupljanja jona potencijalna razlika se vrati na prvobitnu vrednost. Električni impuls koji se dogodi za vreme sakupljanja jona se može pojačati i snimiti elektronski, čime se registruje čestica. Štaviše, ako se čestica zaustavi u komori, onda, pošto je broj stvorenih jonskih parova proporcionalan njenoj početnoj energiji, veličina impulsa se može koristiti za utvrđivanje energetskog spektra. Takva merenja se u principu mogu izvršiti, ali je korišćenje impulsne jonizacione komore praktično ograničeno zbog prisutnog elektronskog šuma.

Problem šuma je uveliko smanjen u proporcionalnim brojačima. Takvi brojači koriste gas zatvoren u cevi koja je često načinjena sa finom žičanom anodom duž ose provodne cilindrične katode, kao što je šematski prikazano na slici 9.3. Jačina električnog polja na rastojanju r od centra anode u ovoj cilindričnoj geometriji je dato sa

$$\varepsilon(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (9.5)$$

gde je V potencijalna razlika između centralne anode i zida cilindra, b je radijus cilindra, a je radijus žice koja služi kao anoda. U ovakvom uređaju moguće je postići vrlo jako jačinu električnog polja kada je a malo, u malom regionu blizu katode, gde je r takođe vrlo malo. Korišćenje ove činjenice je objašnjeno u sledećem tekstu.

Razmotrimo impuls stvoren alfa česticom koja se potpuno usporila u gasu. Kada je primenjeni napon nizak, cev radi kao jonizaciona komora. Broj sakupljenih jonskih parova, ili visina impulsa, je mala ako je napon dovoljno nizak da dozvoljava rekombinaciju. Kako potencijalna razlika raste, veličina impulsa raste i dostiže nivo platoa, tipično na oko 200 V, što je prikazano na slici 9.4. Kada potencijalna razlika poraste do nekoliko stotina volti, jačina polja blizu anode raste do tačke kada elektroni stvoreni alfa česticama i njenim sekundarima, dobijaju dovoljnu energiju da ovde dodatno jonizuju atome gasa. Događa se multiplikacija u gasu, i onda je broj jona sakupljenih u impulsu proporcionalan originalnom broju elektrona proizvedenim alfa česticom i njenim sekundarima. Ova cev radi kao proporcionalni brojač sve do potencijalne razlike od 700 V i može se koristiti za merenje energetskog spektra pojedinačnih alfa čestica koje se zaustavljaju u gasu. Tipičan faktor multiplikacije je do 10^4 .

Ako potencijalna razlika raste dalje, cev radi sa ograničenom proporcionalnošću, a na još višim naponima prelazi u oblast Gajger Milerove cevi (G-M). U ovom zadnjem slučaju polje blizu anode je tako jako da bilo kakva inicijalna jonizacija u gasu rezultuje u stvaranju impulsa čija je visina nezavisna od broja inicijano stvorenih jonskih parova. Ako se jačina polja i dalje povećava, može se doći u situaciji da ono *samo* jonizuje atome gasa i onda imamo kontinualno pražnjenje u cevi.

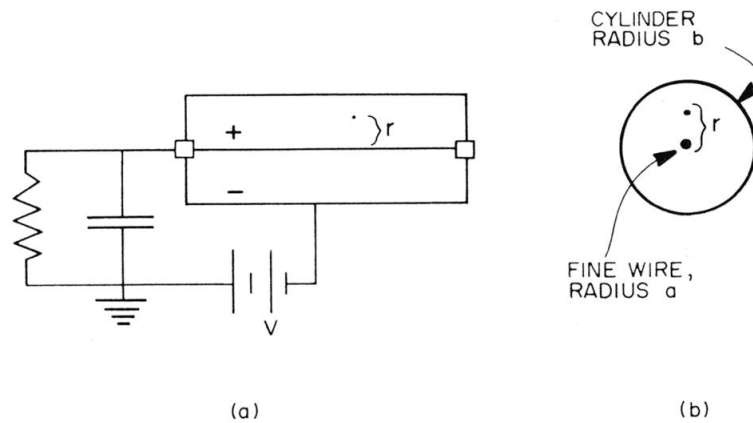
U poređenju sa alfa česticama, kriva visine impulsa za elektrone (β) je slična, ali znatno niža, što je prikazano na slici 9.4. Ove dve krive se spajaju u oblasti GM brojača.

Gasom punjeni detektori

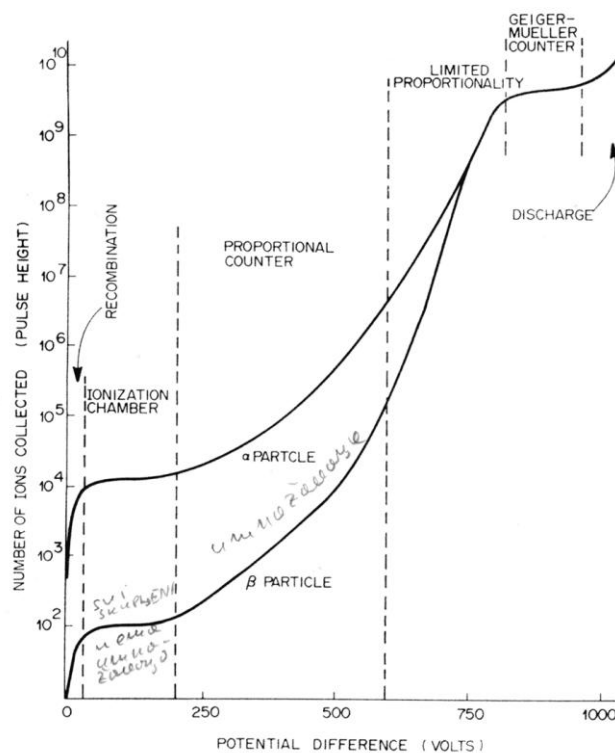
Mnoge jonizacione komore za merenje zračenja su napunjene vazduhom i nezatvorene su, iako se zatvoreni tip komora sa vazduhom ili drugim gasovima takođe opšte primenjuje. One se koriste uglavnom za monitoring beta, gama i X zračenja, njihova aktivnost zavisi od zapremine i pritiska gasa i od pridruženih elektronskih komponenti. Zidovi komore su obično vazdušno ili tkivu ekvivalentni za sekundarni elektronski spektar proizveden kao odgovor na zračenje. Jonizacione komore postoje i kao aktivne i kao pasivni detektori. Aktivni detektor, koji je prikazan na slici 9.1, daje neposredno očitavanje polja zračenja merenjem jonizacione

struje u spoljnjem kolu spojenom sa komorom. Primeri ovoga tipa uređaja uključuju "free air" jonizacione komore i popularne prenosne beta-gama metre. Poslednji instrument obično ima prozor izrađen od tankog aluminiziranog milara što dozvoljava ulazak mekog beta zračenja i alfa čestica da bi se one detektovale.

Pasivni jonizacioni detektori često zahtevaju nekoliko koraka da bi se procenila ekspozicija. Poznati cilindrični džepni dozimetri su u osnovi kondenzator poznatog kapaciteta C . Za korišćenje, prvo se spoji na *punjač-čitač* na potencijalnu razliku V , čime se



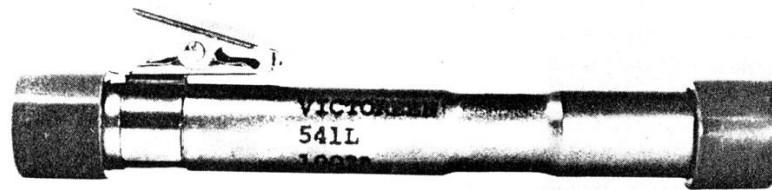
Slika 9.3. (a) Šematski izgled i (b) presek proporcionalnog cevnog brojača. Promena jačine električnog polja sa rastojanjem r od centra anode koja je po osi cilindra je data jednačinom (9.5).



Slika 9.4. Radne oblasti gasne cilindrične jonizacione komore u impulsnom režimu rada.



Slika 9.5. Prenosna jonizaciona komera.



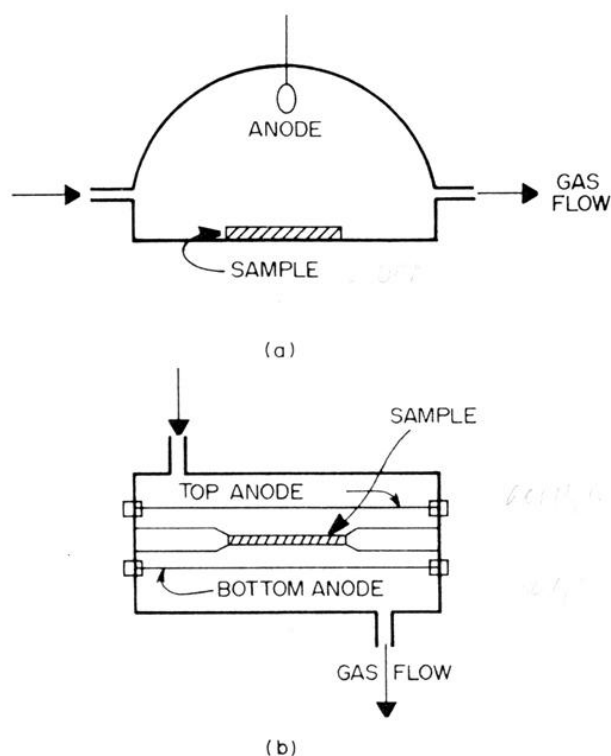
Slika 9.6. Džepna jonizaciona komora tipa kondenzatora. Ekspozicija se može očitati direktno kroz otvor za oko.

kondenzator napuni naelektrisanjem. Kada se izloži zračenju, jonski parovi proizvedeni u gasu komore neutralizuju naelektrisanje komore. Gubitak naelektrisanja komore $\Delta Q = C\Delta V$. Posle ekspozicije, dozimetar se ponovo spoji sa *punjač-čitač* uređajem da bi se procenila ekspozicija. Drugi tip pasivnog džepnog dozimetra koristi dva staklena kvarcna vlakna koja se mogu videti kroz određeni otvor. Rastojanje između vlakana zavisi od naelektrisanja koja ona još uvek imaju. Posle izlaganja, novo rastojanje između vlakana je mera ekspozicije. Slika 9.6 prikazuje džepnu komoru sa direktnim očitavanjem. U komore tipa kondenzatora spada i tzv R komora koja je načinjena od vazduhu ekvivalentnih zidova različite debljine i građe i meri izlaz X zračnih mašina ili radioaktivnih izvora u širokom opsegu energija.

Proporcionalni brojači se mogu koristiti za merenja različitih vrsta zračenja, i pod pogodnim uslovima za merenje doze zračenja. Varijetet gasnih punjenja, pritisaka i oblika cevi se primenjuje. Cevi mogu biti bilo zapečaćene bilo protočne. Kao što je ilustrovano na slici 9.7, zadnji tip bezprozornih cevi se koristi za brojanje alfa i mekog beta zračenja, pošto je uzorak u direktnom kontaktu sa brojačkim gasom.

Diskriminacija po visini impulsa pruža sredstvo za detekciju jedne vrste zračenja u prisustvu drugih. Na primer da bi se merio kombinovan alfa beta izvor uređajem kao na slici 9.7 (a) ili (b) treba podesiti nivo diskriminacije tako da se registuju impulsi samo iznad određene visine. Zatim treba meriti zavisnost brzine brojanja od napona držeći nivo diskriminacije konstantim. Rezultujuća karakteristika je data na slici 9.8. Na niskim naponima samo najenergetskije alfa čestice će proizvoditi impulse dovoljne visine da bi se mogli brojati.

Povećavanje napona izaziva da brzina brojanja dođe u plato kada se svi impulsi proizvedeni alfa česticama mogu izbrojati. Dalje povećanje napona, pojačava multiplikaciju u gasu što omogućava da impulsi koji potiču od beta čestica pređu nivo diskriminacije i da budu izbrojani. Na još većim naponima dostiže se strmiji, kombinovani alfa beta plato. Korišćenje proporcionalnih brojača za merenje neutrona je opisano u sekcijama 9.5.1 i 9.5.2. Diskriminacija gama zračenja se koristi za unapređivanje monitoringa u mešanom neutron gama polju. Jezgra koja dožive uzmak usled rasejanja neutrona, proizvode velike impulse u poređenju sa fotoelektronima i Komptonovski proizvedenim elektronima usled interakcije gama zračenja.

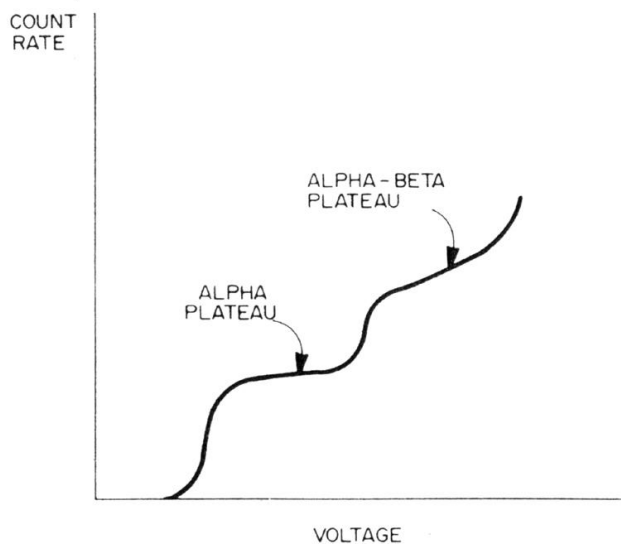
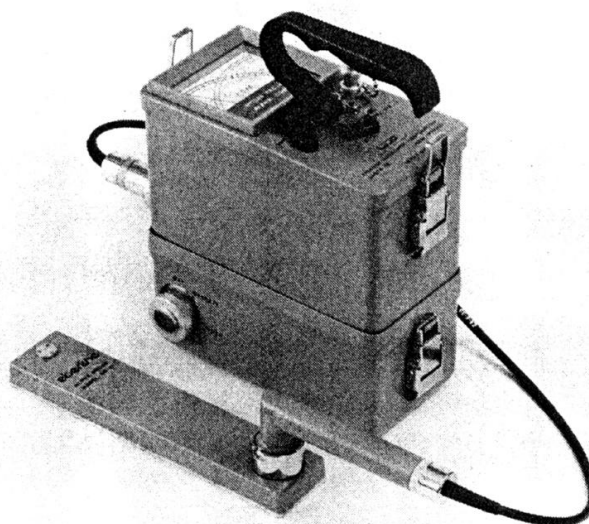


Slika 9.7. Dijagram (a) 2π i (b) 4π protočnih proporcionalnih brojača.

Slika 9.9 prikazuje prenosni G-M metar, koji se može koristiti za različite probe, zavisno od primena. Za beta gama merenja koriste se cilindrične cevi, često snabdevene pokretnim zaklonom (koji se po potrebi može ukloniti) ispred tankog prozora od liskuna (*mica*) što omogućava detekciju mekog beta zračenja.

Posle primarnog pražnjenja u GM cevi, pozitivni joni iz brojača driftuju ka zidu katode, gde se neutrališu. Zbog visoke razlike potencijala neki od pozitivnih jona mogu udariti u katodu sa dovoljnom energijom da proizvedu sekundarne elektrone. Pošto ovi elektroni mogu inicirati novo pražnjenje i multiplikaciju impulsa, mora se koristiti neko sredstvo za gašenje pražnjenja. U jednom metodu, nazvanom spoljašno gašenje, veliki otpor između anode i izvora visokog napona smanjuje potencijalnu razliku posle svakog impulsa. Ovaj metod ima nedostatak jer čini cev sporom ($10^{-3}s$) u povratku u osnovno stanje. Interno gašenje cevi dodatkom odgovarajućeg gasa je pogodnije. Bira se gaseći gas sa nižim potencijalom jonizacije i kompleksnijim molekulima nego brojački gas. Kada se pozitivni jon brojačkog gasa sudari sa molekulom gasećeg gasa, dolazi do prenosa naelektrisanja i neutralizacije atoma brojačkog gasa. Pozitivni jon gasećeg gasa, dostigavši zid katode troši svoju energiju radije na disocijaciju nego na proizvodnju sekundarnih elektrona. Brojni

organski molekuli (etil alkohol) su pogodni za interno gašenje. Pošto se molekuli troše u procesu gašenja, GM cevi sa organskim parama kao gasećim gasom imaju ograničen život (10^9 impulsa). Alternativno mogu se koristiti halogeni ili bromidni gasovi za gašenje. Iako ovi molekuli disocuju pri gašenju, oni se nakon toga rekombinuju. Halogeni brojači se najčešće koriste, iako i drugi faktori ograničavaju njihov život.



Slika 9.8. (Gornji deo). Prenosni protočni proporcionalni brojač sa α probom.
(Donji deo) Zavisnost brzine brojanja od napona za proporcionalni brojač koji se koristi za diskriminaciju mešanih alfa-beta izvora.



Slika 9.9. Prenosni brojač sa GM cevi. Instrument se može koristiti sa raznim GM i scintilacionim detektorima da se meri alfa, beta, gama i X zračenje. Očitavanje u mR/h. Preklopnik desno omogućuje integralno merenje (impulsa ili mR). Zvučnik se može podesiti da daje audio odgovor.

9.2 JONIZACIJA U POLUPROVODNICIMA

Zonska teorija čvrstih tela

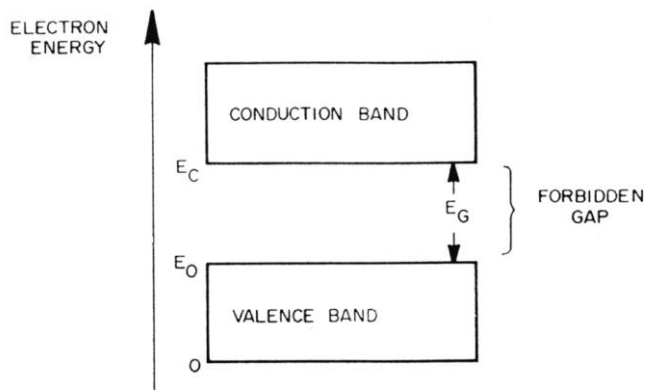
Čvrsta tela se karakterišu time da imaju dozvoljene i zabranjene energetske zone koje valentni elektron može da zaposedne. Kao što je prikazano šematski na slici 9.10, elektroni mogu da zauzmu stanja u kontinuumu između 0 i E_0 u valentnoj zoni ili bilo koju energiju $E > E_0 + E_G$ u provodnoj zoni. Nema stanja sa energijom u zabranjenoj zoni širine E_G .

Električne osobine čvrstih tela se mogu razumeti na osnovu naseljenosti zona elektronima. Ako je valentna zona puna, a zabranjena zona 5 eV ili više, materijal je izolator. Struja neće teći kao odgovor na primenjeno električno polje. Na primer NaCl ima pune elektronske ljuske i izolator je. Na drugoj strani, ako postoje šupljine u valentnoj zoni, onda se elektroni mogu kretati slobodno i materijal je provodnik. Valentna ljuska čvrstog Na je tek napola naseljena jednim 3s elektronom po atomu i Na provodi struju. Među kovalentnim čvrstim telima širina zone od 5.4 eV čini dijamant izolatorim. U Si širina zone je 1.14 eV a u Ge svega 0.67 eV. Iako su valentne zone ovih metala u potpunosti popunjene na niskim temperaturama, što ih čini izolatorima, mali deo njihovih elektrona se termički ekscituje u provodnu zonu na sobnim temperaturama ($kT = 0.025$ eV), što im daje mogućnost provođenja. Kovalentni čvrsti izolatori sa zabranjenom zonom E_G oko 1 eV se nazivaju unutrašnjim poluprovodnicima.

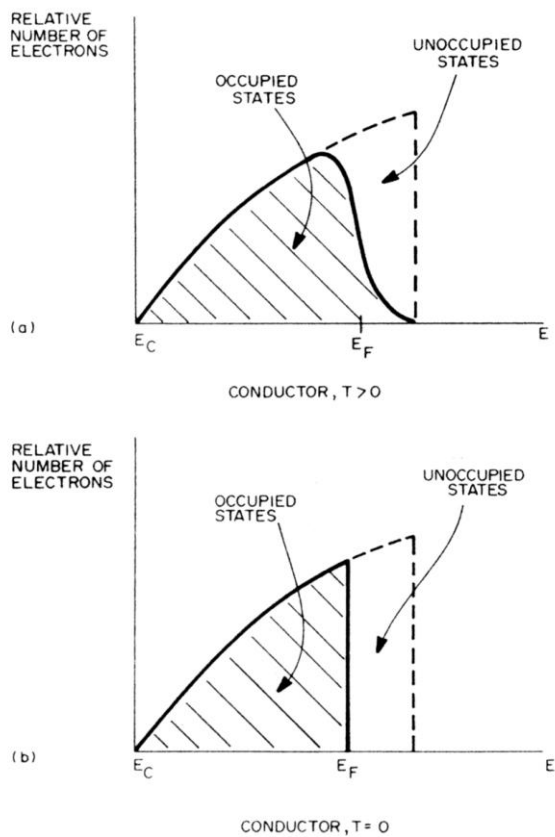
Osobine poluprovodnika se mogu kvantitativno analizirati pomoću modela elektronskog gasa. U statističkoj mehanici je pokazano da je srednji broj elektrona po jednom kvantnom stanju energije E u elektronskom gasu dat sa:

$$N = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} \quad (9.6)$$

gde je k Bolcmanova konstanta, T apsolutna temperatura i E_F označava Fermijevu energiju (nivo). Na apsolutnoj nuli, sva elektronska stanja sa energijom E do nivoa Fermija su zauzeta



Slika 9.10. Zonska struktura čvrstih tela. Elektroni imaju kontinuum energetske stanja u valentnoj i provodnoj zoni. Ne postoje elektronska stanja sa energijama u oblasti $E_G = E_C - E_0$ između vrha valentine i dna provodne zone



Slika 9.11. Relativni broj elektrona u provodnoj zoni provodnika na apsolutnim temperaturama (a) $T > 0$ i (b) $T = 0$.

sa po jednim elektronom ($N=1$), a sva stanja iznad Fermijevog nivoa su slobodna ($N=0$). Kako Paulijev princip zabranjuje da se u jednom stanju nađe više od jednog elektrona, ova konfiguracija ima najnižu moguću energiju, što se i očekuje na apsolutnoj nuli. Na temperaturama $T>0$ Fermijev nivo je energija na kojoj je sredni broj elektrona po kvantnom stanju tačno $1/2$.

Instruktivan je dijagram relativnog broja slobodnih elektrona kao funkcija energije u različitim tipovima čvrstih tela na različitim temperaturama. Slika 9.11(a) pokazuje energetska raspodelu elektrona u provodnoj zoni provodnika na temperaturama iznad apsolutne nule ($T>0$). Elektroni zauzimaju stanja sa termalnom raspodelom energija iznad E_C . Dijagram za isti provodnik na $T=0$ je prikazan na slici 9.11 (b). Svi nivoi $E<E_F$ su zauzeti a svi $E>E_F$ su slobodni.

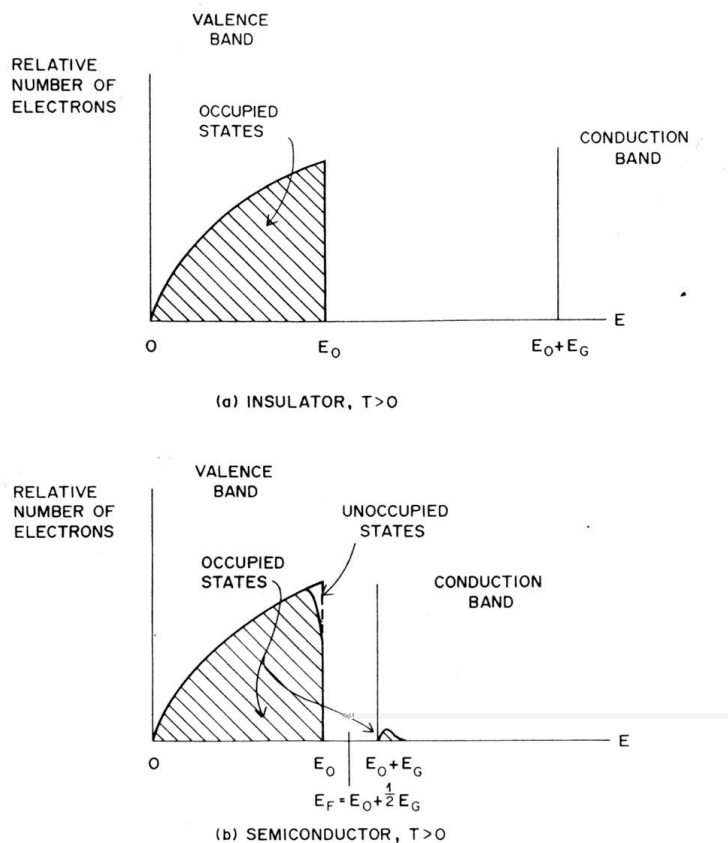
Slika 9.12(a) prikazuje energetska raspodelu elektrona u izolatoru sa $T>0$. Valentna zona je puna i zabranjena zona je toliko široka ($E_G = 5 \text{ eV}$) tako da elektroni ne mogu da dostignu provodnu zonu na uobičajenim temperaturama. Slika 9.12(b) prikazuje poluprovodnik u kome je E_G približno 1 eV , što je znatno uže nego u izolatoru. Rep termalne raspodele (Slika 9.6) dozvoljava relativno malom broju elektrona da imaju energije u provodnoj zoni. U ovom slučaju broj stanja zauzetih u provodnoj zoni je jednak broju šupljina u valentnoj zoni i E_F leži na sredini zabranjene zone na energiji $E_0+E_G/2$. Na sobnoj temperaturi gustina elektrona u provodnoj zoni je $1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ u Silicijumu i $2.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ u Germanijumu.

Poluprovodnici

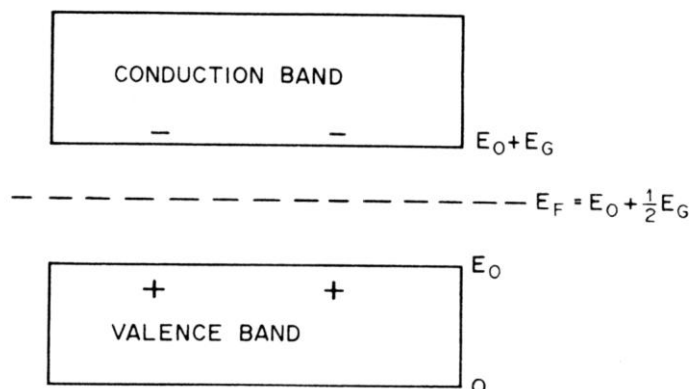
Slika 9.13 predstavlja šemu energetska stanja u poluprovodniku sa slike 9.12 (b) na $T>0$. Relativno mali broj elektrona u provodnoj zoni je označen znakom "-", i jednak je broju pozitivnih jona koju su oni napustili i koji su označeni znakom "+". Kombinacija ovih naelektrisanja se naziva par elektron- šupljina. Pod uticajem električnog polja elektroni u provodnoj zoni se pokreću. Dodatno, elektroni u valentnoj zoni se pomeraju u popunjavaju šupljine, ali tako ostavljaju nova prazna mesta tj. nove šupljine. Na ovaj način i šupljina se kreće. Pokretanje elektrona u provodnoj zoni i šupljina u valentnoj zoni skupa doprinosi opaženoj provodnosti. Slika 9.13 predstavlja čisti poluprovodnik. Njegova unutrašnja provodnost na sobnoj temperaturi je ograničena malim brojem parova elektron šupljina, koji je sa svoje strane ograničen širinom zabranjene zone u poređenju sa kT .

Provodnost poluprovodnika se može znatno pojačati dopingovanjem kristala atomima iz susedne grupe periodnog sistema. Kao primer razmotrimo dodatak male količine arsena germanijumu. Kada se kristal sagradi iz takve smeše, arsenov atom zauzima mesto atoma germanijuma u kristalnoj rešetki, kao što je indicirano na slici 9.14. Pošto arsen ima pet valentnih atoma ostaje jedan elektron slobodan posle nagrađnje osam kovalentnih veza sa susednim germanijumovim atomima. Nema ekstra stanja koje bi mogao da popuni ovaj ekstra elektron. On je veoma slabo vezan za As^+ jon i njegova putanja se veoma izdužuje preko nekoliko desetina atomskih dimenzija, ovaj elektron ima veliku verovatnoću da bude termalno ekscitovan u provodnu zonu na sobnoj temperaturi. Provodnost ovako dopingovanog poluprovodnika raste znatno iznad njegove sopstvene provodnosti. Ovo povećanje se može regulisati kontrolisanim dodavanjem arsena, što iznosi svega nekoliko čestica po milion. Nečistoće kao arsen daju elektron i nazivaju se donori, a dobijeni poluprovodnik je n-tipa.

Pošto je samo mali iznos energije potreban da se ekscituje n tip poluprovodnika, energetska nivo donorske nečistoće mora da leži u zabranjenoj zoni nešto ispod dna provodne zone, što je prikazano na slici 9.13. Nađeno je da je donorski nivo arsena svega 0.013 eV ispod dna provodne zone u Germanijumu. Na apsolutnoj nuli sva donorska stanja su zauzeta i nema elektrona u provodnoj zoni. Fermijev nivo leži između donorskog nivoa i dna provodne zone. Sa povećanjem temperature, termalno ekscitovani elektroni prodiru u provodnu zonu sa



Slika 9.12. Relativni broj elektrona u valentnoj i provodnoj zoni (a) izolatora i (b) poluprovodnika na $T > 0$.



Slika 9.13. Zauzetost energetske stanja u poluprovodniku na sobnoj temperaturi. Relativno mali broj elektrona (-) je termalno ekscitovan u provodnu zonu, pri čemu je jednak broj šupljina (+) ostao u valentnoj zoni. Kretanje elektrona i šupljina u (suprotnim smerovima) doprinosi provodnosti kada se primeni električno polje. Fermijeva energija E_F je na sredini zabranjene zone.

donorskog nivoa, znatno povećavajući provodnost. Antimon se takođe može koristiti kao dodatak Ge i Si za dobijanje n tipa poluprovodnika.

Drugi tip poluprovodnika se dobija kada se Si ili Ge dopinguju galijumom ili indijumom koji su u grupi levo u periodnom sistemu. U ovom slučaju valentna ljuska atoma nečistoće ima jedan elektron manje nego što je potrebno da nagradi kovalentne veze. Na ovaj način stvara se pozitivna šupljina, koja se može popunjavati elektronima sa strane. Ovakva nečistoća se naziva akceptorska, a poluprovodnik je p tipa. Šupljine se u valentnoj zoni pokreću kao pozitivno naelektrisanje jer ih elektroni iz susedstva popunjavaju. Efekat uvođenja akceptorske nečistoće je stvaranje akceptorskog nivoa malo iznad vrha valentne zone u zabranjenoj zoni. Slika 9.16 prikazuje dijagram energetske nivoe za p tip Ge poluprovodnika sa dodatkom Ga atoma. Dejstvo p tipa je analogno kao i n tipa. Na apsolutnoj nuli svi elektroni su u valentnoj zoni i Fermijev nivo je malo iznad nje. Kako T raste termalno ekscitovani elektroni popunjavaju akceptorski nivo ostavljajući šupljine u valentnoj zoni, što izaziva povećanje provodnosti u dopingovanom kristalu.

Poluprovodnički spoj (Dioda)

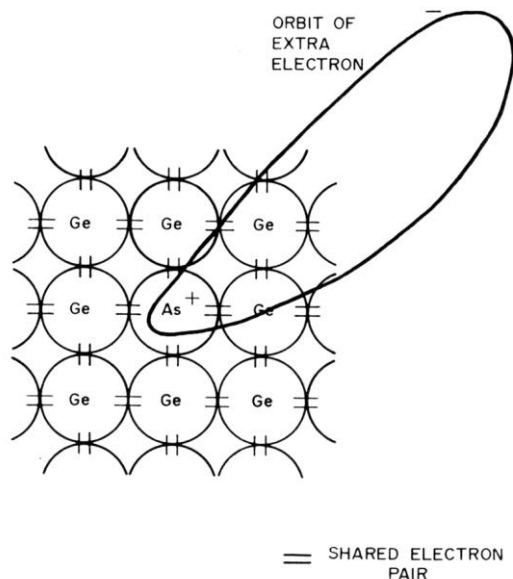
Korisnost poluprovodnika kao elektronskih elemenata kola i za detekciju zračenja dolazi iz osobina spoja p i n tipa poluprovodnika koji su dovedeni u dobar termodinamički kontakt. Slika 9.17 prikazuje energetski dijagram elektrona za jedan n-p spoj. Dva tipa poluprovodnika u kontaktu grade sistem sa svojim posebnim karakterističnim Fermijevim nivoom E_F . Zbog toga što E_F leži malo ispod provodne zone u n regionu, i malo iznad valentne zone u p regionu, zone se moraju deformisati u oblasti spoja, kao što je prikazano na slici. Kada se n i p tip poluprovodnika dovedu inicijalno u kontakt, elektroni teku sa nivoa donorskih nečistoća na n strani ka nisko energetskim stanjima na p strani. Ovaj proces akumulira negativno naelektrisanje na p strani oblasti spoja i ostavlja nepokretno pozitivno naelektrisanje na n strani u obliku jonizovanih donorskih atoma. Ukupan efekat po dostizanju ravnoteže je odvajanje naelektrisanja preko oblasti spoja (što je indicirano znacima + o - na slici 9.17).

Oblast spoja, se često naziva i prazna oblast (ili oblast pražnjenja) jer bilo koje pokretno naelektrisanje odlazi iz te oblasti. Oblast spoja deluje, kao visoko otporna jonizaciona komora sa paralelnim pločama, što ga čini pogodnim za detekciju zračenja. Jonski par proizveden ovde će migrirati van, i njihovo kretanje daće elektronski signal. Osobine takvog uređaja se uveliko poboljšavaju korišćenjem spoljašnjeg napona da bi se umanjila rekombinacija i problemi šuma.

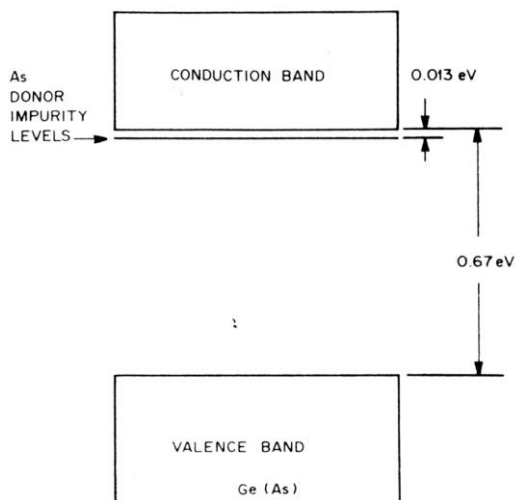
Posmatrajmo n-p spoj na slici 9.18, kada je negativna strana spoljašnjeg napona primenjena na n strani. Kada uporedimo sa slikom 9.17 vidimo da primenjeni napon u ovom pravcu smanjuje potencijalnu razliku preko oblasti spoja i izaziva relativno veliku struju I da teče u kolu. Ovakva polarizacija se naziva direktna, i tipična volt-amperska karakteristika (struja napon) je prikazana na desnoj strani slike 9.18(a). Kada se primeni obrnuti polaritet (slika 9.18(b)) raste potencijal preko oblasti spoja. Zato teče mnogo manja struja kao što je ilustrovano na desnoj strani na slici 9.18(b). Zapaziti ogromnu razliku skala na ovim dvema slikama. Tako, n-p spoj se ponaša kao ispravljач, propuštajući struju samo u jednom pravcu a ne i u drugom.

Merenje zračenja

Inverzno polarisan n-p spoj je privlačan za detekciju zračenja. Prelazna oblast, koja jeste aktivna zapremina ima visoku otpornost, i joni koje zračenje proizvede ovde se mogu sakupiti brzo i efikasno. Slično jonizacionoj komori, broj jona je proporcionalan energiji nataloženoj od strane čestice u aktivnoj oblasti. Zbog toga se spoj n-p može koristiti kao spektrometar. W vrednosti za Si i Ge su 3.7 i 3.0 eV/j.p. resp. Jedinствена osobina ovog spoja, među detektorima zračenja je da se osetljiva zapremina može menjati promenom spoljašnjeg

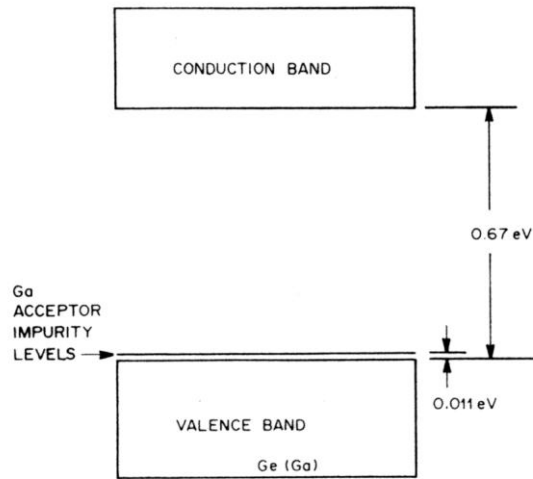


Slika 9.14. Dodatak male količine petovalentnog As germanijuskoj rešetki obezbeđuje višak elektrona koji ima veliku verovatnoću da se termalno ekscituje u provodnu zonu na sobnoj temperature. As se naziva donorska nečistoća i rezultujući poluprovodnik je n tipa.

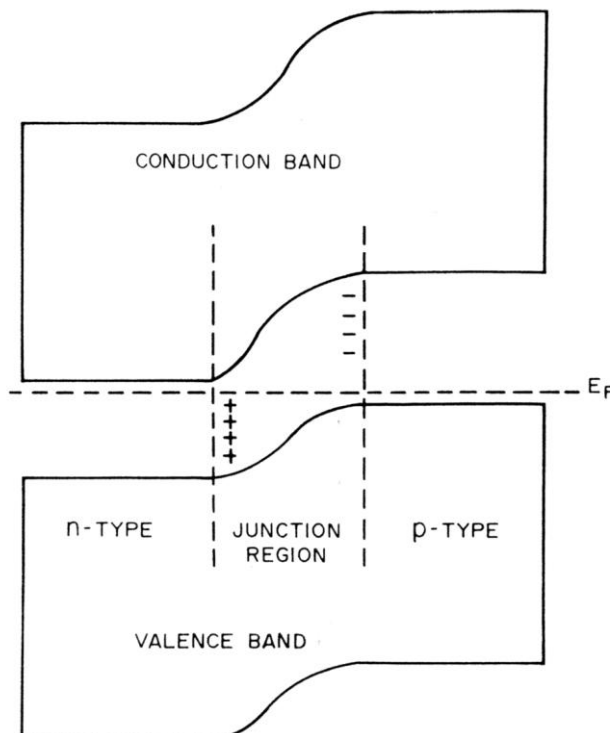


Slika 9.15. Šema energetskeg dijagrama kristala Ge koji sadrži As donorske atome (n tip poluprovodnika)

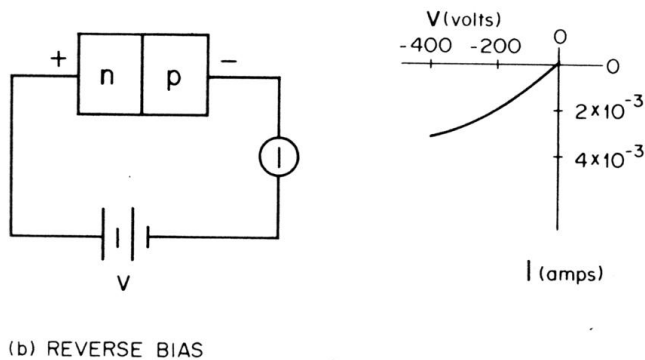
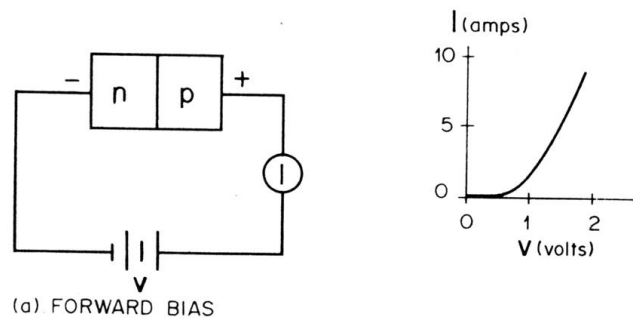
napona. Za merenje zračenja, naročito α i β čestica, nužno je imati prelaznu oblast smeštenu blizu površine uređaja, tako da zračenje može doći u ovu oblast sa minimalnim gubitkom energije. Ovde ćemo opisati nekoliko važnih n-p konfiguracija za primene u radijacionoj fizici.



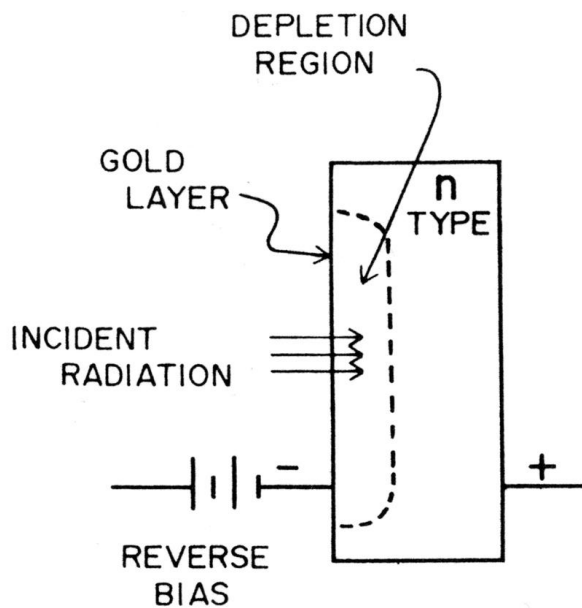
Slika 9.16. Šema energetskeg dijagrama kristala Ge koji sadrži Ga akceptorske atome (p tip poluprovodnika).



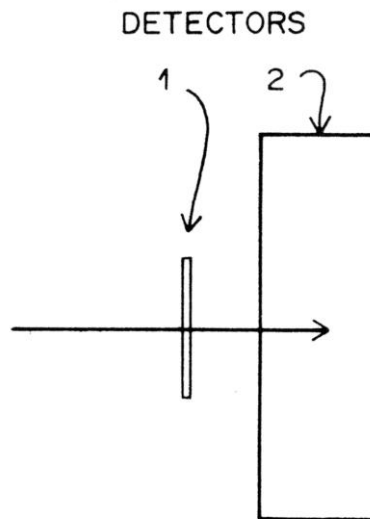
Slika 9.17. Dijagram energetskeg nivoa n-p spoja



Slika 9.18. (a) direktno i (b) obrnuto polarisan n-p spoj, i tipična zavisnost struje od napona. Zapaziti vrlo različite skale koje se koriste na ovim dvema krivama. Takav n-p spoj je dobar ispravljač



Slika 9.19. Primer detektora sa površinskom barijerom.



Slika 9.20. *Identifikator čestica*

Detektor sa površinskom barijerom se može napraviti startujući od n tipa kristala koristeći jednu od nekoliko tehnika za proizvodnju vrlo gustih elektronskih trapova na površini koji deluju kao p strana spoja. Jedna takva barijera se pravi nagrizanjem površine n tipa Si kristala kiselinom, čime se nagradi SiO_2 sloj, i napanjanjem tankog sloja zlata na to radi dobrog kontakta. Drugi tip barijernog detektora se pravi napanjanjem aluminijuma na površinu p tipa kristala, čime se gradi n tip kontakt. Slika 9.19 prikazuje uređaj za korišćenje detektora sa površinskom barijerom.

Ovi detektori se karakterišu time da imaju veoma tanak mrtav sloj od oko 0.05 mm . Oksidni film i zlatni sloj se takođe mogu napraviti dovoljno tankim da dozvole da α čestice prodru do osetljivog sloja. Detektori se koriste za spektroskopiju teških naelektrisanih čestica, uključujući i fisione fragmente. Oni se mogu koristiti i za beta zračenje, mada su drugi poluprovodnički uređaji pogodniji za ovu svrhu.

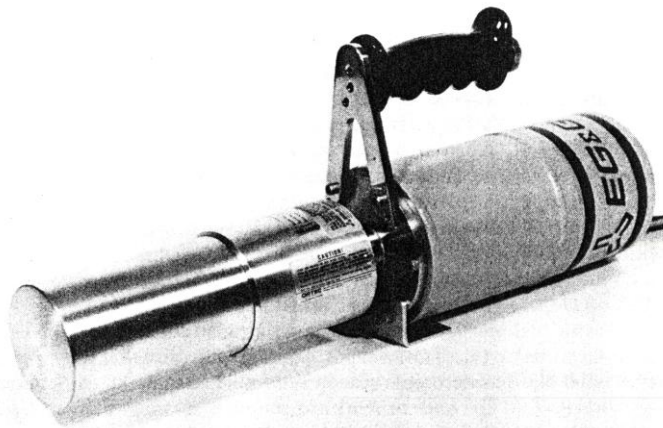
Jonska implantacija je drugi način za uvođenje nečistoća. Joni iz akceleratora se upravljaju na poluprovodnik i njihova energija se može menjati do dobijanja dopingovanog regiona po želji.

Difuzioni spojevi su korišćeni u prošlosti. n-p spoj se stvara tako što se para n tipa napanava i pušta da difunduje u površinu p tipa poluprovodnika.

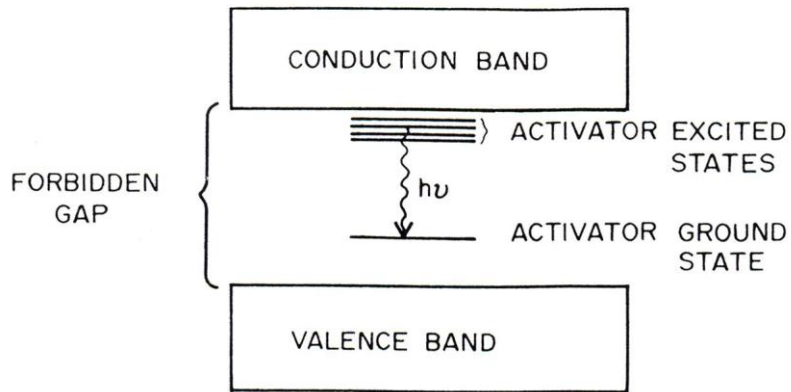
Identifikator čestica koristi dva detektora kao što je prikazano na slici 9.20. Teška naelektrisana čestica prolazi kroz tanak detektor (1) i nakon toga se zaustavlja u drugom debelom detektoru. Visina impulsa iz prvog detektora je proporcionalna zaustavnoj moći $-dE/dx$, a iz drugog je proporcionalna kinetičkoj energiji, $E=mv^2/2$, sa kojom je čestica ušla u njega. Signali iz prvog i drugog detektora se mogu kombinovati elektronski u koincidenciji da bi se nagradio proizvod $E(-dE/dx)$. Pošto se logaritamski član u formuli za zaustavnu moć menja vrlo sporo sa energijom E čestice, sledi da je

$$E \left(- \frac{dE}{dx} \right) = kz^2M \quad (9.7)$$

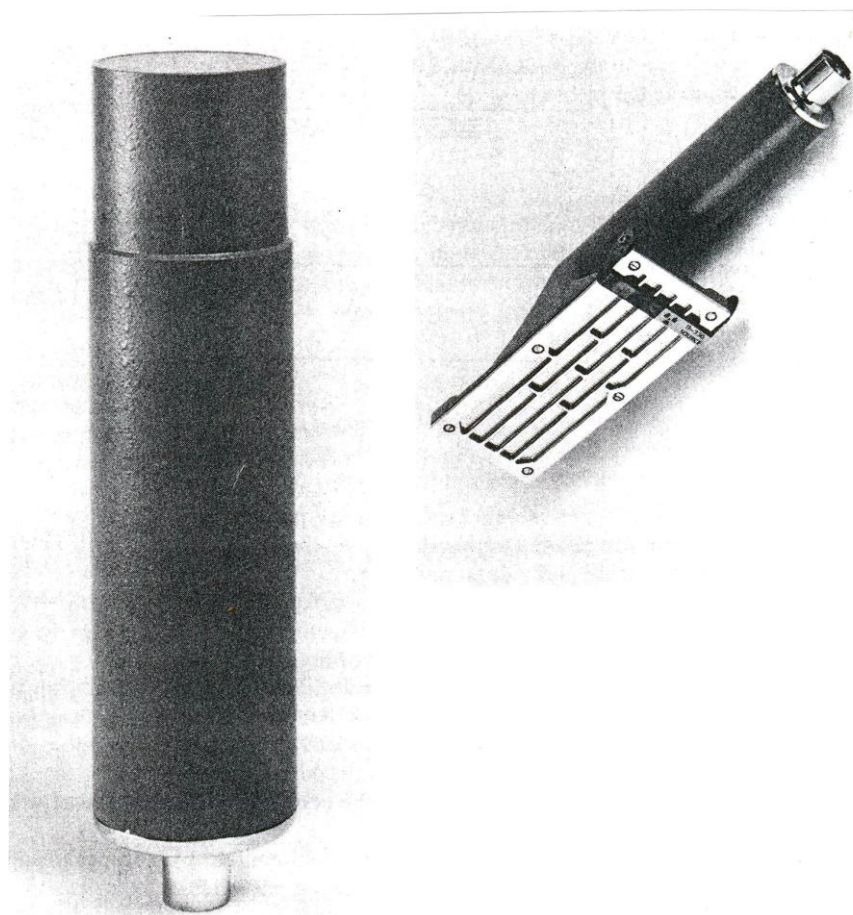
gde je z naelektrisanje čestice i k je konstanta proporcionalnosti. Veličina z^2M koja se ovako određuje u merenju je karakteristika teške čestice koja se može identifikovati.



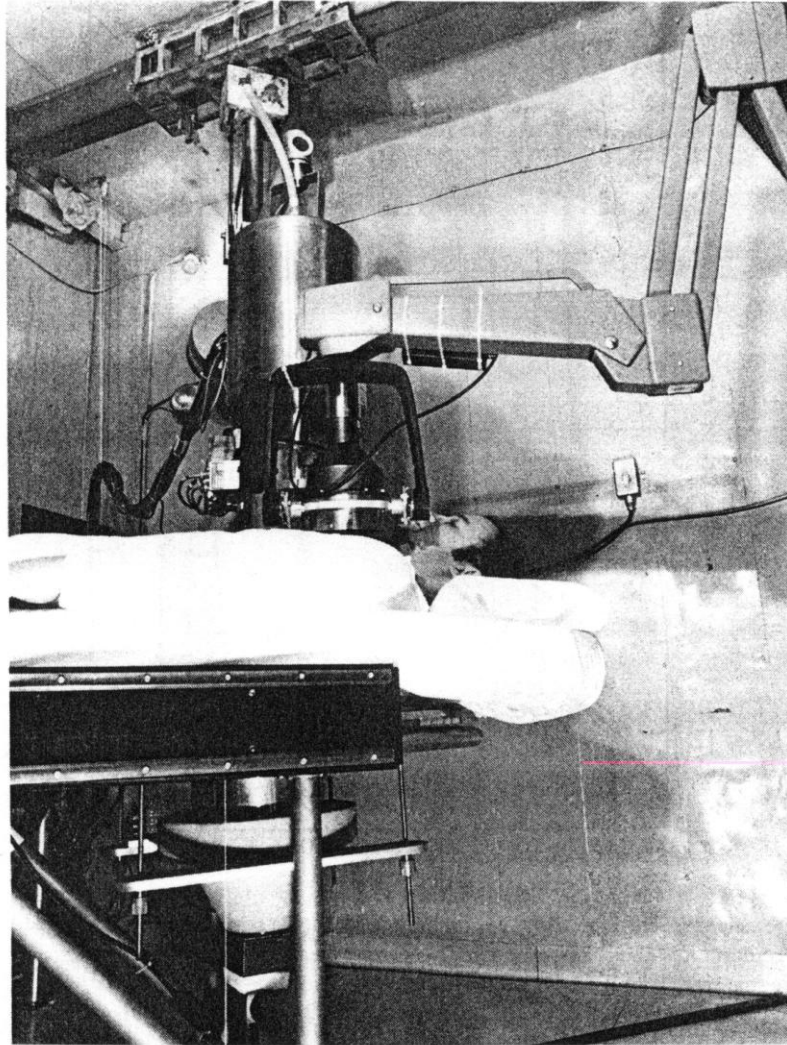
Slika 9.21. HPGe gama detector (gore) montiran na Djuarovom sudu sa tečnim azotom. Prenosni HPGe (dole) detektor se može otkaçiti od velikog suda napunjenog tečnim azotom i koristiti više sati sa svojim sopstvenim rezervoarom tečnog azota.



Slika 9.22. Dijagram energetske nivoa aktiviranog kristala scintilatora. Pošto je energetski nivo aktivatorskog kompleksa u zabranjenoj zoni, kristal je transparentan za fluorescentne fotone energije $h\nu$.



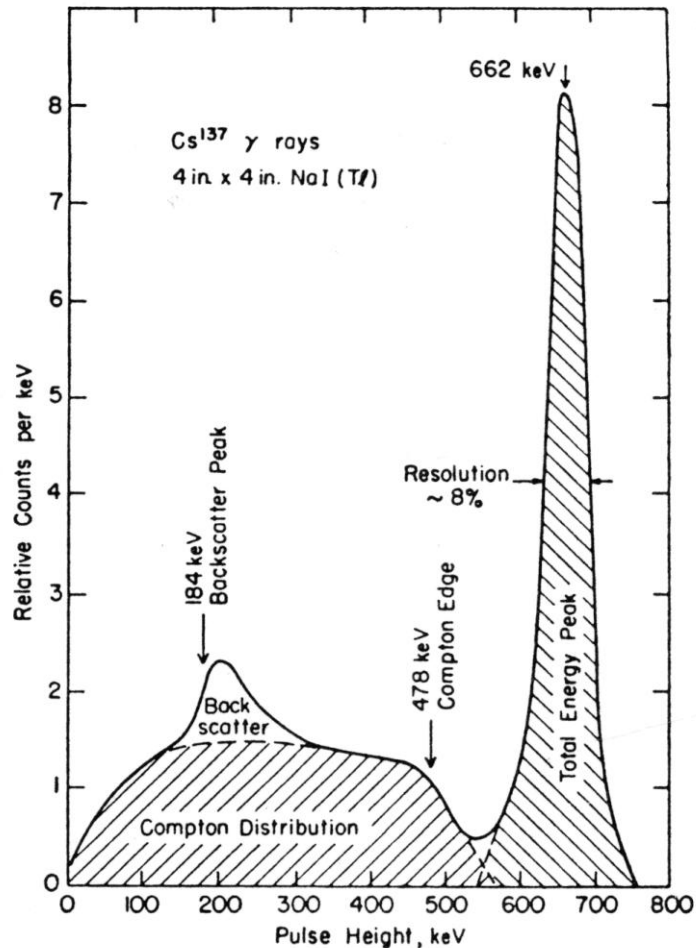
Slika 9.23. Primeri scintilacionih sonde: levo NaI(Tl) za merenje gama zračenja, Zn(s) za monitoring alfa kontaminacije. Scintilacione sonde se mogu prepoznati po njihovoj veličini i obliku jer sadrže i fotomultiplikatorske cevi.



Slika 9.24. *Wholle bodu counter (Brojač za merenje aktivnosti celog čovečijeg tela) koristi sistem za tri detektora da meri fotone u širokom energetsom intervalu, vidi tekst.*

Glavno ograničenje diskutovanih detektora je ograničena veličina prelazne oblasti koja se može dostići. Debljine prelazne oblasti nisu veće od nekoliko milimetara. Ovakve osetljive zapremine su adekvatne za teške naelektrisane čestice ili drugo kratkodometno zračenje, ali su mnogo veće aktivne oblasti potrebne za merenje gama zračenja.

Litijumom driftovani detektori imaju velike zapremine $>20\text{mm}$ i bili su u širokoj upotrebi do ranih 1980 tih god. Velika zapremina se može dobiti driftovanjem Li u Ge ili Si pod kontrolisanim uslovima. Detektor Ge driftovan sa Li, Ge(Li) detektor ima veliku pokretljivost Li, tako da se mora držati na niskoj temperaturi da bi se očuvale njegove karakteristike. Obično se drže na temperaturi tečnog azota (-196 C). Hlađenje Si(Li) detektora nije neophodno. Ge(Li) detektori su široko primenjivani za gama spektroskopiju za energije više od nekoliko stotina keV. Si(Li) detektori se koriste za niskoenergetsko gama zračenje, X zračenje i beta čestice. U poređenju sa Ge(Li) detektorima njihov niži atomski broj i manja osetljivost na temperaturu je korisna u ovim aplikacijama.



Slika 9.25. Spektar impulsa po visinama meren 4×4 inčnim NaI(Tl) scintilatorom, koji je izložen gama zračenju ^{137}Cs (662 keV). Rezolucija je oko 8% na energiji pika. Maksimum Komptonovske energije je na 478 keV.

Čisti germanijumski detektori (HPGe) Danas su ovi detektori u mnogome zamenili Ge(Li) detektore. Oni takođe rade na temperaturama bliskim tečnom azotu, ali se ne moraju neprekidno hladiti kada nisu u upotrebi.

9.3 SCINTILATORI

Opšta razmatranja

Scintilatori su bili prvi metod koji je korišćen za detekciju jonizujućeg zračenja. Rendgen je zapazio fluorescenciju ekrana pri otkrivanju x zračenja. Kada zračenje gubi energiju u luminiscentnom materijalu, nazvanom scintilator ili fosfor, izaziva elektronske prelaze u ekscitovana stanja materije. Ekscitovana stanja se raspadaju emitovanjem fotona koji se mogu opaziti i povezati kvantitativno sa dejstvom zračenja. Ako je raspad ekscitovanog stanja brz (10^{-8} do 10^{-9} s) proces se naziva fluorescencija, a ako je sporiji onda je to fosforescencija.

Scintilatori korišćeni za detekciju zračenja se obično okružuju reflektujućim materijalima da bi se sakupilo što je više moguće svetlosti. Svetlost odlazi u fotomultiplikator gde se stvara strujni impuls. Ovde fotoosetljiva katoda pretvara jedan deo energije svetlosti u fotoelektrone, koji se ubrzavaju električnim poljem prema drugoj anodi, nazvanoj dinoda.

Udarajući u dinodu, svaki elektron izbacuje više sekundarnih elektrona što daje multiplikaciju elektrona. Ovi sekundarni elektroni se dalje ubrzavaju do sledeće dinode i td. Multiplikacija elektrona dostiže do 10^7 do 10^{10} . Veličina izlaznog signala je proporcionalna energiji svetlosti koja je upala na fotokatodu, a ona je pod dobrim uslovima proporcionalna sa energijom koju je zračenje ostavilo u scintilatoru.

Pošto materijali emituju i apsorbuju fotone iste talasne dužine, obično se dodaju nečistoće scintilatoru, koje grade energetske nivoe tako da talasna dužina emitovane svetlosti ne padne u samoapsorbujuću oblast. Štaviše, zbog toga što mnogobrojne supstance kao organska jedinjenja, emituju fluorescentno zračenje u ultraljubičastoj oblasti, dodaju se nečistoće se koje pomeraju talasne dužine. Ovo dovodi do emisije fotona vidljive svetlosti, za koje je obično staklo transparentno i kojoj odgovaraju najveći broj postojećih fotomultiplikatora.

Dobar scintilacioni materijal treba da ima niz karakteristika. On treba da efikasno konvertuje energiju deponovanu od strane naelektrisanih čestica ili fotona u detektibilnu svetlost. Efikasnost scintilatora se definiše kao deo deponovane energije koja se transformiše u vidljivu svetlost. Najveća efikasnost se dobija sa NaI, i iznosi oko 13%. Dobri scintilatori treba da imaju linearan odgovor, tj konstanta proporcionalnosti između svetlostnog prinosa i deponovane energije treba da je nezavisna od energije fotona ili čestica. Luminiscencija treba da je brza, tako da se impuls generiše brzo i da se time omogući visoka brzina brojanja. Scintilator takođe treba da je transparentan za svoju sopstvenu svetlost koju emituje. Potrebno je da ima dobar optički kvalitet za spajanje sa svetlosnom cevi fotomultiplikatora. Izbor pojedinačnog scintilatora predstavlja balans ovih faktora za datu aplikaciju.

Dva tipa scintilatora se koriste u detekciji zračenja, organski i neorganski. Luminiscentni mehanizam je različit u njima.

Organski scintilatori

Fluorescencija u organskim materijalima potiče od prelaza u pojedinim molekulima. Incidentno zračenje izaziva ekscitaciju elektrona molekula u diskretno stanje, koje se raspada emisijom fotona. Pošto je proces molekularan, fluorescencija se može pojaviti sa organskim scintilatorima u čvrstom, tečnom ili gasovitom stanju. Fluorescencija u neorganskim kristalima, na drugoj strani, zavisi od postojanja regulare kristalne rešetke, što je opisano kasnije.

Organski scintilatori se mogu naći u različitim formama. Antracen i stilben su najpoznatiji organski kristali, antracen ima najveću efikasnost od svih organskih kristala. Organski kristali se mogu polimerizovati u plastiku. Tečni scintilatori (ksilen, tulen) se često koriste i praktični su kada su potrebne velike zapremine. Radioaktivni izvori se mogu rastvoriti u njima ili suspendovani u njih radi dobijanja visoko efikasnog brojanja. Tečni scintilatori su naročito pogodni za merenje mekog beta zračenja kao što emituju ^{14}C ili ^3H . Elementi sa visokim Z (Pb) se ponekada dodaju radi dobijanja veće fotoelektrične konverzije, ali to izaziva smanjenje efikasnosti.

U poređenju sa neorganskim kristalima, organski kristali imaju mnogo brži odgovor, ali manji svetlosni prinos. Zbog toga što se sastoje od elemenata sa malim Z, fotoelektrični pik je mali ili ga i nema. Organski kristali se najviše koriste za merenje alfa i beta zračenja i za detekciju brzih neutrona preko uzmaknutih jezgara.

Neorganski scintilatori

Neorganski kristali se prave sa malim dodacima aktivacione nečistoće da bi se pojačala fluorescentna efikasnost i da bi se proizveli fotoni u vidljivoj oblasti. Kao što je prikazano na slici 9.22 kristal se karakteriše valentnom i provodnom zonom. Aktivator obezbeđuje energetske nivoe elektrona u zabranjenoj zoni čistog kristala. Kada naelektrisane čestice interaguju sa kristalom, elektroni se prebace iz valentne u provodnu zonu, i istovremeno se stvori pozitivna šupljina u valentnoj zoni. Šupljina driftuje do aktivacionog

mesta i jonizuje ga. Elektron može pasti na jonizovano mesto i nagraditi ekscitovan neutralni kompleks nečistoće, koji se zatim raspada u vidljivi foton. Pošto je energija fotona manja od širine zabranjene zone kristal ga ne apsorbuje.

Alkalni halidi su dobri kristali. Dodatno tome, natrijum jodid, dopingovan talijumom NaI(Tl) ima skoro linearan odgovor (energetski). Može se proizvesti u različite oblike i veličine. Nedostatak mu je da je higroskopan i lako lomljiv. NaI je postao standardni scintilacioni material za gama spektroskopiju. ScI(Na), CsI(Tl) i LiI(Eu) su primeri drugih neorganskih scintilatora. ZnS(AG) se takođe široko primenjuje. Na raspolaganju je kao polikristalni prah, od koga se prave tanki filmovi ili ekrani. Korišćenje ZnS je zato ograničeno na detekciju teških naelektrisanih čestica. Stakleni scintilatori se takođe mnogo koriste.

Slika 9.23 prikazuje dva primera scintilatora koji se koriste za detekciju zračenja. Scintilaciona glava se obično sastoji iz scintilatora i fotomultiplikatora, i spremna je za priključivanje na elektronske pojačavače i uređaje za procesiranje podataka.

Specijalni scintilatori se mogu praviti za posebne svrhe. Jedan primer je fosvich (fosfor sendvič) detektor, koji se može koristiti za brojanje beta čestica ili nisko energetskih fotona u prisustvu visoko energetskih fotona. Sastoji se od tankog NaI(Tl) kristala spojenog sa velikim scintilatorom od drugog materijala, često CsI(Tl), koji ima različito vreme fluorescencije. Signal koji dolazi sa fotomultiplikatora se može elektronski razdvojiti na osnovu različitog vremena dva fosfora da bi se dobila informacija da li svetlost dolazi samo od tankog kristala ili od oba kristala. Na ovaj način niskoenergetsko zračenje se može brojati u prisustvu visokoenergetskog.

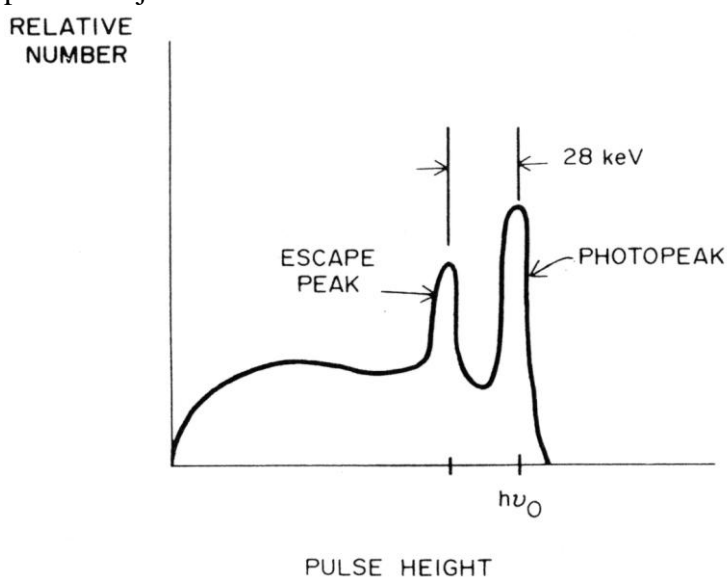
Korišćenje nekoliko instrumenata za monitoring zračenja emitovanog od izotopa unutar tela je prikazano na Slici 9.24. U ovom WBC, fosvič detektor je ispred HPGe detektora, oba smeštena iznad grudi da bi mogli da detektuju niskoenergetske fotone, kao što je x i gama zračenje emitovano od actinida Pu i Am. Veliki NaI(Tl) kristal ispod table meri fotone u opsegu od 200 keV do 3 MeV, kao što su oni emitovani od ^{60}Co ili ^{137}Cs i fisionih produkata.

Slika 9.25 prikazuje spektar impulsa po visinama meren 4x4 inčnim NaI(Tl) scintilatorom koji je izložen gama zracima ^{137}Cs od 662 keV. Može se zapaziti nekoliko osobina. Samo fotoni koji gube svu svoju energiju u kristalu doprinose piku, koji se naziva fotopik. Ovo uključuje incidentne fotone koji proizvode fotoelektrone direktno ali i one koji doživljavaju jedan ili više Komptonovih rasejanja i zatim proizvode fotoelektron. U ovom zadnjem slučaju, svetlost proizvedena komptonovskim elektronima i proizvedena zadnjim fotoelektronom se sabira što stvara jednostruki scintilacioni impuls oko 662 keV. (Svetlost proizvedena Augerovim elektronima i karakterističnim x zračenjem apsorbovanim u kristalu se takođe uključuju u isti impuls; ovi procesi se odigravaju brzo). Drugi fotoni napuštaju kristal posle jednog ili više komptonovskih rasejanja i ne deponuju svu svoju energiju za proizvodnju scintilacije. Ovi fotoni daju neprekidnu Komptonovu raspodelu na nižim visinama impulsa kao što je prikazano na slici. Komptonova raspodela ima kraj na 478 keV i to je maksimalna kinetička energija elektrona uzmaknutih u komptonovom efektu, T_{max} , dato jednačinom 7.20. Impulsi koji imaju veličinu veću od T_{max} dolaze od više Komptonovski stvorenih elektrona proizvedenih fotonom pre nego što je napustio kristal. Na slici se opaža i pik od fotona rasejanih od okolnih materijala natrag u kristal. Energija unatrag rasejanog fotona za 180° je $662 - T_{\text{max}} = 662 - 478 = 184 \text{ keV}$. Backscatterd pik je na slici nešto iznad ove vrednosti energije.

Relativni odnos površina ispod foto pika i Komptonove raspodele zavisi od veličine kristala. Ako je kristal vrlo veliki onda malo fotona može da izađe iz kristala. Najviše impulsa pada oko 662 keV. Ako je kristal mali, tada su samo jednostruke interakcije verovetne, i Komptonova raspodela je velika. Količnik površina ispod fotopika i Komptonove raspodele za male detektore je jednak količniku efikasnih preseka fotofekta i Komptonovog efekta u materijalu kristala. Zbog male veličine, poluprovodni detektori mogu imati intenzivni Komptonov kontinuum koji može ugušiti niskointenzivne fotopikove.

Postoje tzv. "escape" pikovi i pojačani su u malim detektorima. Događaju se kada sekundarni foton napusti kristal. Na primer, pozitron se u kristalu uspori, a zatim se anihilira, pri čemu se stvore dva fotona od po 511 keV. Ako oba napuste kristal energija deponovana u kristalu je 1.022 MeV manja od energije fotopika. Ako jedan napusti kristal to je onda 511 keV. Postoje i drugi "escap" pikovi. Na primer, u NaI kada dođe do fotoefekta stvori se šupljina u elektronskom omotaču u K ljusci. Popunjavanjem ove šupljine sa L ljuske emituje se X foton od 28 keV. On može da napusti kristal. Tako se stvara "escape" pik na energiji 28 keV manje od energije fotopika, što je prikazano na slici 9.26. Ovaj fotopik u Germanijumu je 11 keV ispod fotopika.

Na slici 9.27 je prikazano poređenje spektara merenih NaI i Ge(Li). Evidentna je superiornost u energetskej rezoluciji Ge(Li) detektora. Rezolucija detektora zavisi od više faktora, kao što je efikasnost sakupljanja naelektrisanja ili svetlosti, i elektronskog šuma i dr. Takođe zavisi i od statističkog širenja u broju elektrona koji iniciraju elektronski impuls koji se meri. Sa druge strane, na ovaj broj utiče veličina srednje energije koju zračenje utroši da proizvede jedan elektron.



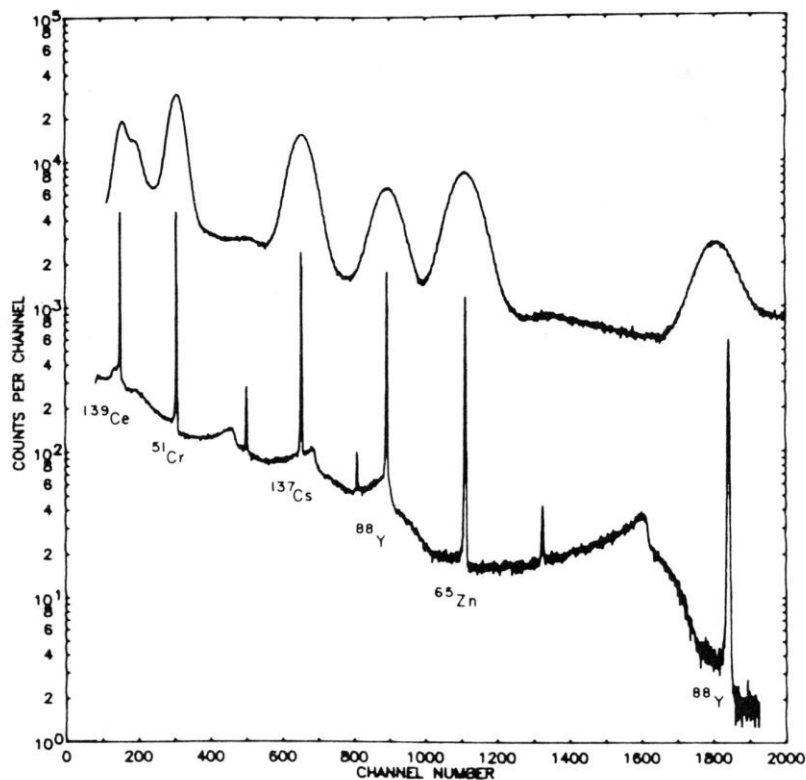
Slika 9.26. Kada karakteristični X zrak joda napusti NaI scintilator, pojavi se pik 28 keV ispod fotopika

9.4 OSTALI METODI

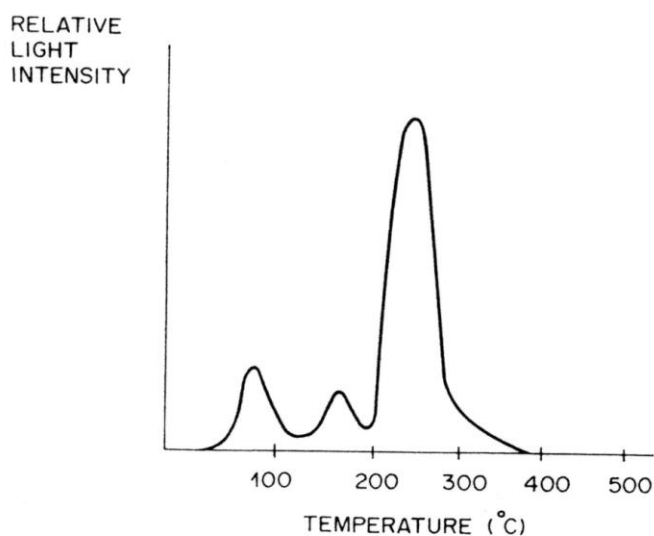
Termoluminiscencija

U prethodnoj sekciji u vezi sa Sl.9.22, opisali smo kako jonizujuće zračenje može proizvesti par elektron-šupljina u neorganskom kristalu. Ovo vodi do formiranja ekscitovanih stanja sa energijama koje leže u zabranjenoj zoni ako su dodate aktivacione nečistoće. U scintilacionim detektorima poželjno je da se ekscitovana stanja raspadnu brzo u osnovno stanje pri čemu ih prati promptna fluorescencija. U drugom slučaju neorganskih kristala, nazvanih termoluminiscenčni dozimetar, TLD, kristal i nečistoća su izabrani tako da se elektroni i šupljine zadržavaju u trapu na mestu aktivatora na sobnoj temperaturi. Smešten u polju zračenja, TLD služi kao integracioni detektor, u kojem je broj trapiranih elektrona i šupljina zavisano od radijacione istorije detektora.

Posle ekspozicije, TLD materijal se greje. Kako temperatura raste, trapirani elektroni i šupljine migriraju i rekombinuju se, što prati emisija fotona sa energijama od nekoliko keV. Neki od emitovanih fotona prodiru u fotomultiplikator i izazivaju strujni impuls. Dozimetri se obično obrađuju u tzv. TLD čitačima, koji automatski greju detektor, mere svetlost u zavisnosti od temperature i snimaju informacije u obliku krive svetljenja, koja je prikazana na slici 9.28. Obično se nekoliko pikova pojavljuje, jer se prazni više trapova na različitim dubinama. Ukupni svetlosni izlaz, ili površina ispod krive svetljenja se može porediti sa



Slika 9.27. Poređenje gama spectra dobijenih NaI(Tl) i Ge(Li) detektorom.



Slika 9.28. Tipična kriva svetljenja TLD.

kalibracionom površinom da bi se dobila doza zračenja. Svi trapovi se mogu isprazniti grejanjem do dovoljne temperature i kristal se može ponovo koristiti. Mnogobrojni TLD materijali se koriste. $\text{CaSO}_4:\text{Mn}$ je dovoljno osetljiv da može da meri doze od nekoliko desetih rad. Njegovi trapovi su plitki i ima nedostatak značajnog fadanga u toku 24 sata (fading=gubljenje informacije sa vremenom). $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$ je bolji. Drugi popularni TLD je LiF, koji je inherentno defektan i nečist, tako da mu je dodavanje nečistoće nije ni potrebno. Zanimljiv mu je fading i blizak je tkivu po atomskom sastavu. Može se koristiti za merenje gama zračenja u opsegu od 0.01 do 1000 rad. Prisustvo ^6Li koji ima visoki presek na termalnim energijama za neutrone omogućuje da se koristi u detekciji sporih neutrona. Drugi TLD materijali uključuju $\text{CaF}_2:\text{Mn}$, $\text{CaF}_2:\text{Dy}$ i $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Mn}$.

Registracija tragova

Veći broj metoda je razvijen za direktno opažanje tragova pojedinačnih naelektrisanih čestica. Slika 4.1 prikazuje kao primer tragove alfa i beta čestica u fotografskom filmu. U mehurastoj komori, vlaga zasićene pare se kondenzuje na jonima ostavljenim na tragu kojim je čestica prošla, čineći trag vidljivim. U "buble" komorama, mali mehurići se formiraju kao pregrejana tečnost duž traga čestice. Drugi uređaji, kao na primer spark komora (varnična-iskričasta komora) koriste potencijalnu razliku između ploča da izazovu pražnjenje duž traga čestice koja prolazi između ploča.

Nagrivanje tragova je moguće u nekim organskim polimerima i u nekoliko vrsta stakala. Naelektrisane čestice izazivaju radijaciono oštećenje duž svoje putanje u materijalu. Kada se takav materijal tretira hemijski ili elektrohemijski oštećena mesta se nagrizeju većom brzinom, i tragovi postaju vidljivi bilo pod mikroskopom bilo pomoću golog oka. Nagrivanje tragova je moguće samo za čestice sa visokim LET-om. Tehnika se koristi u neutronske dozimetriji (CR-39 detektori). Iako neutralne čestice ne stvaraju tragove, one stvaraju uzmaknute čestice koje mogu da proizvedu tragove i da se registruju ovom tehnikom.

Hemijski dozimetri

Zračenje izaziva hemijske promene. Jedan od najviše studiranih hemijskih dozimetara je Fricke-ov dozimetar u kome Fe joni u sulfatnom rastvoru oksidiraju usled dejstva zračenja. Kao i u svim tečnim dozimetrima, zračenje interaguje sa vodom i proizvodi radikale (H, i OH) koji su vrlo reaktivni. OH radikali mogu oksidovati gvožđe direktno: $\text{Fe}^{2+} + \text{OH} = \text{Fe}^{3+} + \text{OH}^-$. Posle ozračivanja tečni hemijski dozimetar može bit analiziran titracijom ili apsorpcijom svetlosti. Koristan opseg Fricke ovog dozimetra je od 4 krad do 40 krad. Merene doze su tačne i apsolutne. Tečni sistem aproksimira meko tkivo.

Ostali sistemi zasnovani na hemijskim dozimetrima su zasnovani na kombinaciji drugih sulfata i kiselina i dr. Doze reda 10 rada se mogu meriti hemijskim dozimetrima sa zasnovanim na hloroformu. Više doze rezultuju u promeni vidljivih boja.

Kalorimetrija

Energija koju zračenje preda materiji se obično efikasno konvertuje u toplotu. Ako je absorber termalno izolovan, onda porast temperature može da služi kao mera absolutne apsorbovane doze. Relativno veliki izn os zračenja je potreban za kalorimetrijsko merenje. Apsorbovana energija od $4.18 \cdot 10^7 \text{ erg/g}$, u vodi podiže temperaturu smo za 1°C . Zbog ove relativne neosetljivosti kalorimetrijska metoda u dozimetriji se koristi za merenje visoko intenzivnih snopova zračenja u radioterapiji. Ova metoda se koristi za apsolutnu kalibraciju radioaktivnih izvora.

Cerenkoov detektor

Kada naelektrisana čestica putuje kroz materijal brzinom većom od brzine svetlosti u tom materijalu, emituje vidljivu svetlost, analogno udarnom talasu, koji se proizvodi u

vazduhu na supersoničnim bzinama. Brzina svetlosti u medijumu indeksa prelamanja n je data sa c/n , gde je c brzina svetlosti u vakuumu. Označimo sa $v=\beta c$ brzinu čestice onda se uslov za nastajanje Čerenkovljevog zračenja može napisati $\beta c > c/n$, ili

$$\beta n > 1 \quad (9.8)$$

Svetlost se uglavnom emituje u pravcu u kome se kreće čestica i gradi konus sa uglom $\cos \theta = 1/\beta n$. Iz jednače (9.8) sledi da je energija praga za emisiju Čerenkovljevog zračenja od strane čestice mase M data sa:

$$T = Mc^2 \left(\sqrt{1 + 1/(n^2 - 1)} - 1 \right) \quad (9.9)$$

Čerenkovljevi detektori se koriste da bi se opazila visoko energetske čestice. Emitovano zračenje se takođe može koristiti za merenje aktivnosti visokoenergetskih beta čestica u tečnim uzorcima.

9.5 DETEKCIJA NEUTRONA

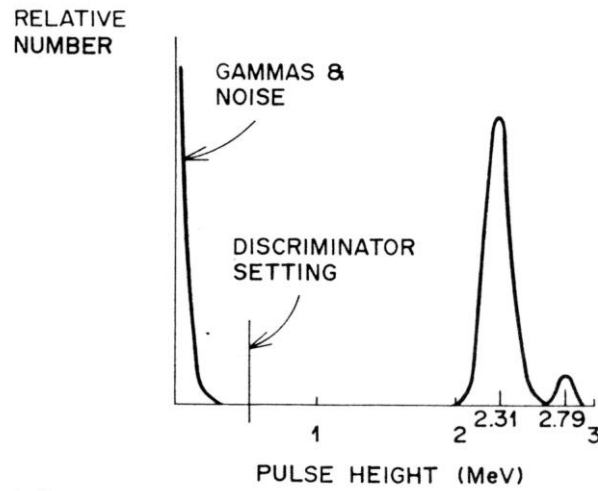
Neutroni se detektuju preko naelektrisanih čestica koje oni proizvode u nuklearnim reakcijama, elastičnim i neelastičnim. U nekim aplikacijama, impulsi od naelektrisanih čestica se jednostavno registruju u cilju dobijanja informacije o prisustvu neutrona. U drugim situacijama traži se neutronske spektr i impulsi se moraju dalje analizirati. Za spore neutrone (kinetičke energije $T < 0.5 \text{ eV}$) obično se zahteva samo detekcija. Za intermedijarne ($0.5 \text{ eV} < T < 0.1 \text{ MeV}$) i brze neutrone ($T > 0.1 \text{ MeV}$), često su potrebna merenja spektra. Prvo ćemo diskutovati detekciju sporih neutrona.

Tabela 9.2 daje listu tri navažnije nuklearne reakcije za detekciju sporih neutrona; data je proizvedena kinetička energija i efikasni presek za zahvat termalnih neutrona ($E = 0.025 \text{ eV}$). Kako je incidentna kinetička energija termalnih neutrona zanemarljiva, suma kinetičkih energija produkata reakcije je jednaka Q vrednosti reakcije. Za dato Q , jednačine analogne 3.18 i 3.19 se mogu iskoristiti za računanje diskretnih energija ovih produkata, što dovodi do vrednosti datih u Tabeli 9.2. Sada ćemo da opišemo detekciju sporih neutrona preko ovih reakcija i onda ćemo ukratko diskutovati detekciju preko fisionih reakcija i aktivacije folija.

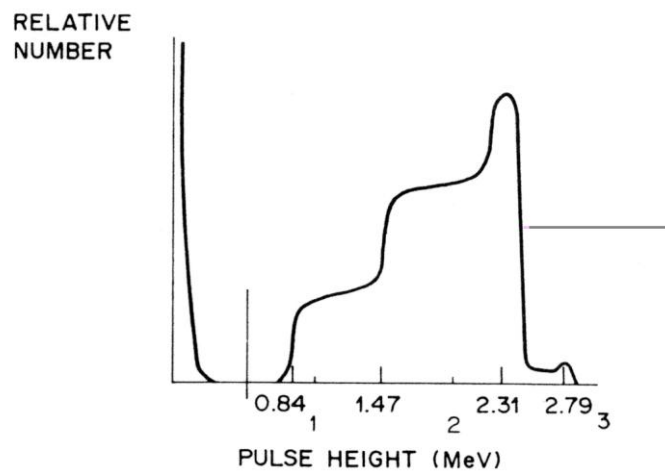
$^{10}\text{B}(n,\alpha)$

Jedan od najviše korišćenih detektora sporih neutrona je proporcionalni brojač koji koristi bor trifluorid (BF_3) gas. Za povećanje osetljivosti, bor se obično obogaćuje sa ^{10}B iznad 19.8 % prirodne izotopske obilnosti. Ako su dimenzije cevi velike u poređenju sa dometom produkata proizvedenih u reakciji, onda se trebaju opaziti pikovi koji odgovaraju Q vrednostima 2.31 i 2.79 MeV u odnosu 96:4 kao što je prikazano na slici 9.29(a). Za praktične veličine, međutim, značajan broj Li jezgara i alfa čestica prodire u zid cevi, i izgubljena energija se ne registruje. Pošto se oba produkta proizvode istovremeno i razleću se u suprotnim pravcima radi održanja impulsa, onda kada jedan udari u zid, drugi je usmeren od zida. Ovaj "wall efekat" proizvodi kontinuum levo od pikova. Kao što je naznačeno na Slici 9.29(b) jedan pik opadne, a zatim je skoro ravan do 1.47 MeV . (Sličan kontinuum se opaža i za drugi mali pik na 22.79 MeV). Preko ovog intervala energije (1.47 MeV) alfa čestice se apsorbuju u gasu dok se samo deo energije Li apsorbuje ovde, ostatak odlazi u zid. Ispod 1.47 MeV spektar ponovo pada i skoro je ravan do energije 0.84 MeV , što je energija uzmarka Li jezgra. Impulsi koji se ovde događaju su proizvedeni zaustavljanjem Li jezgra u gasu dok alfa prodire u zid.

BF_3 proporcionalni brojač može izvršiti diskriminaciju gama zračenja koje obično prati neutrone i koje proizvodi sekundarne elektrone koji jonizuju gas. U poređenju sa produktima neutronske reakcije, elektroni proizvedeni fotonima daju mnogo manje impulse.

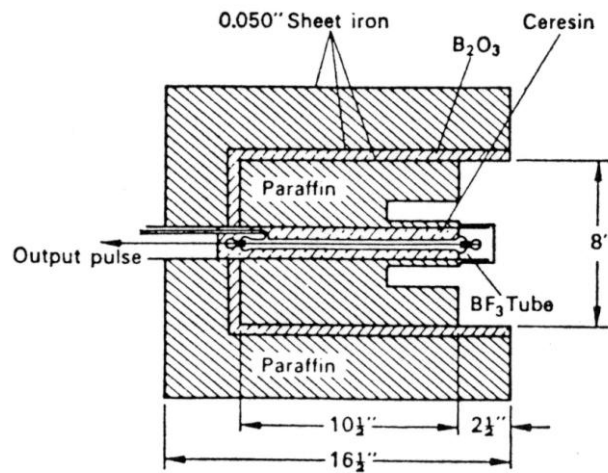


(a)



(b)

Slika 9.29. (a) Idealiziran spektar impulsa od velike BF_3 cevi u kojoj se produkti reakcije potpuno apsorbiraju u gasu. (b) Spektar iz cevi koja pokazuje efekat zidova.



Slika 9.30. Dugi brojač Hansona i McKibbena.

Kao što je naznačeno na slici 9.29(a) amplitudski diskriminator se može koristiti za eliminaciju ovih impulsa kao i elektronskog šuma ako fluks gama zračenja nije isuviše veliki. U intenzivnim poljima gama zračenja, međutim, sabiranje višestrukih impulsa fotona može postati problem.

U drugim dizajnima, B jedinjenja se koriste da se pokriju unutrašnji zidovi cevi u kojima je drugi gas, mnogo povoljniji za brojanje nego BF₃.

Tabela 9.2. Reakcije koje se oriste za detekciju neutrona
(Numerički podaci se primenjuju na zahvat termalnih neutrona)

Reakcija	Q Vrednost (MeV)	Kinetička energija produkata (MeV)	Ef.prese (barn)
$^{10}_5\text{B} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^7_3\text{Li}^* + ^4_2\alpha$ (96%)	2.31	$T_{\text{Li}}=0.84$ $T_{\alpha}=1.47$	3840
$^{10}_5\text{B} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^7_3\text{Li} + ^4_2\alpha$ (4%)	2.79	$T_{\text{Li}}=1.01$ $T_{\alpha}=1.78$	
$^6_3\text{Li} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^3_1\text{H} + ^4_2\alpha$	4.78	$T_{\text{H}}=2.73$ $T_{\alpha}=2.05$	940
$^3_2\text{He} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^3_1\text{H} + ^1_1\text{n}$	0.765	$T_{\text{H}}=0.191$ $T_{\text{p}}=0.574$	5330

$^6\text{Li}(n,\alpha)$

Kao što je prikazano u Tabeli 9.2, ova reakcija dovodi do osnovnog stanja produkata. U poređenju sa $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ ima višu Q vrednost (što omogućuje bolju gama diskriminaciju) ali manji efikasni presek (niža osetljivost). Izotopska obilnost ^6Li je 7.42 % u prirodi, ali se na tržištu može naći i obogaćeni ^6Li .

Litijumski scintilatori se često koriste za detekciju sporih neutrona. Analogno NaI(Tl) može se koristiti LiF(Eu). On se može napraviti velikim u poređenju sa dometom produkata

reakcije, tako da je spektar impulsa bez efekta zida. Međutim, scintilaciona efikasnost je onda uporediva za elektrone i teške čestice, tako da je diskriminacija gama zračenja mnogo slabija nego sa BF_3 gasom.

Litijumska jedinjenja se mogu mešati sa ZnS da bi se napravili mali detektori. Sekundarni elektroni proizvedeni gama zračenjem lako odlaze van, tako da je diskriminacija gama zračenja dobra sa takvim uređajima.

$^3\text{He}(n,p)$

Ova reakcija ima najviši efikasni presek od tri nabrojane u Tab. 9.2. Slično BF_3 , cevi, ^3He pokazuje efekat zidova. Međutim, ^3He je bolji brojački gas i može raditi na višim pritiscima sa boljom detekcionom efikasnošću. Zbog manje Q vrednosti diskriminacija gama zračenja je slabija.

(n,f)

Spori neutroni izazivaju fisiju ^{235}U , ^{233}U i ^{239}Pu i zato se koriste u fisionim brojačima. Q vrednost je velika, oko 200 MeV. Oko 165 MeV ove energije se konvertuje u kinetičku energiju fisionih fragmenata. Fisioni impulsi su vrlo veliki što omogućuje da se niski fluksevi sporih neutrona mere u prisustvu visokog fona. Najčešće se fisioni materijal nanosi na unutrašnju površinu jonizacione komore. Nedostatak fisionih materijala je da su oni alfa emeiteri, a one ponekad mogu da sabiraju svoje impulse.

Aktivacione folije

Spori neutroni zahvaćeni jezgrima izazivaju radioaktivnost mnogih elemenata, koji se mogu napraviti u obliku folija za detekciju neutrona. Iznos indukovane aktivnosti zavisi od više faktora- izabranog elementa, mase folije, energetske spektra neutrona, efikasnog preseka za zahvat, i vremena ozračivanja. Primeri materijala pogodnih za aktivacione folije su Mn, Co, Cu, Ag, In, Dy i Au.

Intermedijarni i brzi neutroni

Nuklearne reakcije su takođe važne za detekciju intermedijarnih i brzih neutrona. Dodatno tome, neutroni ovih brzina mogu, preko elastičnog rasejanja da prenesu znatan iznos kinetičke enerije jezgrima sa kojima se sudare, naročito vodoniku. Energije elastičnog uzmaca za spore neutrone je zanemarljiva. Detektorski sistemi se konvencionalno mogu podeliti u 4 grupe, one zasnovane na usporavanju neutrona, nuklearnim reakcijama, samo elastičnom rasejanju i aktivaciji folija.

Usporavanje neutrona

Dva principijelna sistema ove vrste su razvijena; dugi brojači i moderacione sfere koje okružuju mali detektor termalnih neutrona. Presek cilindričnog dugog brojača je prikazan na Slici 9.30. Ovaj detektor se može konstruisati da daje skoro isti odgovor za neutrone bilo koje energije od 10 keV do 5 MeV. Dugački brojač sadrži BF_3 cev okruženu parafinom kao moderatorom. Instrument je osetljiv na neutrone koji dolaze s desna (vidi sliku). Ostali koji dolaze iz drugih pravaca se ili reflektuju ili termalizuju spoljnjim parafinskim pokrivom da bi se nakon toga apsorbivale u B_2O_3 sloju. Neutroni koji dolaze s desna se usporavaju u unutrašnjem parafinskom moderatoru, što neutroni više energije dostižu veće dubine nego niže energetske. Sa ovakvim uređajem, verovatnoća da usporavajući neutron dospe do BF_3 cevi i bude registrovan ne zavisi jako od početne energije sa kojom je on prodro u brojač. Ovaj brojač ne meri neutronske spektar.

Informacija o neutronske spektru se može dobiti korišćenjem moderatorskih sfera sa polietilenom (Bonner sfere), različitog dijametara, koje okružuju mali litijum jodidni scintilator u centru. Niz od pet ili više sfera u opegu dijametara od 2 do 12 inča se obično

koristi. Različite veličine omogućuju razne stepene moderacije neutrona raznih energija. Odgovor svake sfere je kalibrisan za monoenergetske neutrone od termalnih energija do 10 MeV ili više. Sfere se onda izlože u nepoznatom neutronsom polju i mere se brzine brojanja. Koristi se procedura "otkrivanja" spektra. Metod nije vrlo precizan i nije široko korišćen. Relativno velike sfere imaju odgovor u zavisnosti od funkcije energije neutrona sličan ekvivalentnoj dozi po neutronu. Zato služe kao neutronske *rem metri*. Prikazani su na slici 9.31.

Nuklearne reakcije

${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ i ${}^3\text{He}(n,p)$ reakcije su najvažnije za neutronske spektrometriju. Idealno, incidentni neutron energije T koji doživi reakciju izaziva pik u detektoru na energiji $T+Q$. U praksi mnogo puta pojavljuje se još jedan pik na energiji Q koji potiče od neutrona koji su višestruko rasejani i usporeni u zidu ili materijalima oko detektora. Presek sporih neutrona može biti reda veličine veći nego na višim energijama. Dodatni pik na Q se ponekada naziva epitermalni pik.

Kristali $\text{LiI}(\text{Eu})$ se koriste za neutronske spektroskopiju. Međutim, nelinearnost njihovog odgovora sa energijom proizvoda reakcije (tricijum ili alfa) je ozbiljan hendikep. Koriste se i scintilaciona litijumska stakla, kao detektori sa brzim odgovorom u merenjima vremena leta neutrona. U drugom tipu neutronske spektrometara, tanak LiF list se smešta između dve poluprovodničke diode. Na relativno niskim energijama neutrona T , produkti uzamaka teže da se kreću jedan nasuprot drugom, što daje koincidentne odbroje u oba poluprovodnička brojača sa ukupnom visinom impulsa $Q+T$ odakle se T može izvući.

U ${}^3\text{He}(n,p)$ proporcionalnom brojaču, monoenergetski neutroni energije T proizvode pik na $T+0.765$ MeV, kao na Slici 9.32. Epitermalni pik je takođe prikazan na $Q=0.765$ MeV. Dodatno ovim pikovima, od produkata reakcije, nalazi se i kontinuum impulsa od uzmaknutog ${}^3\text{He}$ jezgra koje je elastično rasejalo incidentni neutron. Sledi iz jednačine (8.3) da maksimalna kinetička energija koju neutron mase $m=1$ i kinetičke enerije T , može da prenese jezgru He, mase $M=3$ je

$$T_{\max} = 4 \frac{mM}{(m+M)^2} = \frac{3}{4} T \quad (9.10)$$

Elastični kontinuum na slici 9.32 tako prevazilazi $0.75 T$. Efekat zidova se može smanjiti u ${}^3\text{He}$ brojačima korišćenjem pritisaka od nekoliko atmosfera i dodavanjem težih gasova.

Elastično rasejanje

Brojni instrumenti su zasnovani samo na elastičnom rasejanju, naročito na vodoniku. Neutroni mogu da izgube svu svoju energiju T u jednom sudaru sa protonom. Takođe, pošto je n-p rasejanje izotropno u sistemu centra masa za neutrone energije do 10 MeV (u lab. sist), srednja predata energija protonima je reda $T/2$.

Organski scintilatori pogodni za neutronske spektroskopiju su raspoloživi u čitavom varijetetu kristala, plastika i tečnih materijala. Ukupna energija uzmaknutog protona se može dokučiti u ovim scintilatorima. Komplikacije pravi nelinearnost odgovora, višestruko rasejanje neutrona, i konkurentne nuklearne reakcije. Za korišćenje u mešanim poljima gama odgovor se može odvojiti elektronski iz neutronske odgovora na osnovu brzih scintilacija.

Proporcionalni brojači su napravljeni sa hidrokarbonatskim gasom, kao što je CH_4 . Oni imaju nižu detekcionu efikasnost, ali otkrivaju mogućnost bolje diskriminacije gama zračenja. Efekat zida može biti značajan. Takođe su napravljeni proporcionalni brojači sa polietilenom ili drugim vodonikovim materijalom koji oskružuje cev. Jedan takav uređaj, zasnovan na Brag Grejevom principu biće diskutovan kasnije.

Teleskop sa uzmaknutim protonima, Slika 9.33 se može koristiti za tačno merenje spektra neutrona u kolimisanom snopu. Na uglu θ , energija T_p uzmaknutog protona sa tanke mete od incidentnog neutrona energije T je data jednačinom (8.5)

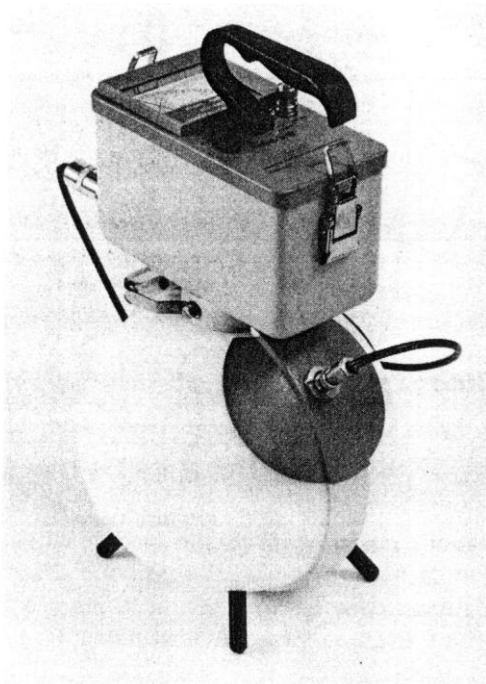
$$T_p = T \cos^2 \theta \quad (9.11)$$

$E(-dE/dx)$ koincidentni identifikator čestica (Slika 9.20) se može koristiti da smanji fon, eliminiše konkurentne događaje i meri T_p .

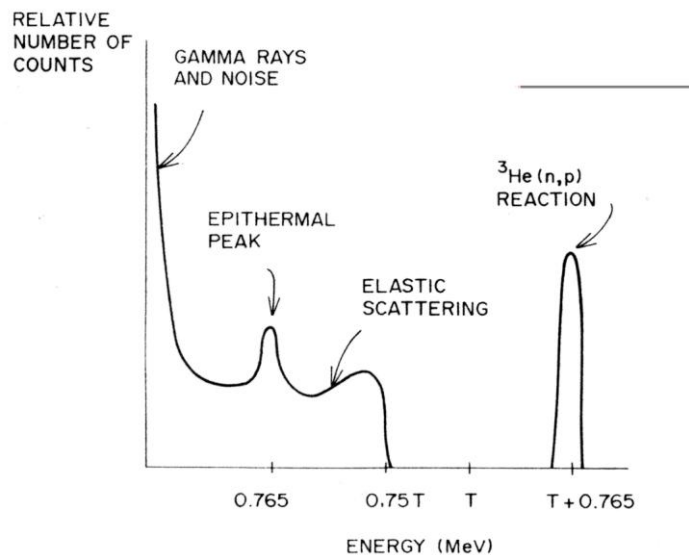
Spektar neutrona se takođe može dobiti iz raspodele tragova dometa uzmaknutih protona u nuklearnim emulzijama. Neutroni sa najmanje nekoliko stotina keV energije su potrebni da proizvedu protone vidljivih tragova.

Aktivacione folije sa pragovima

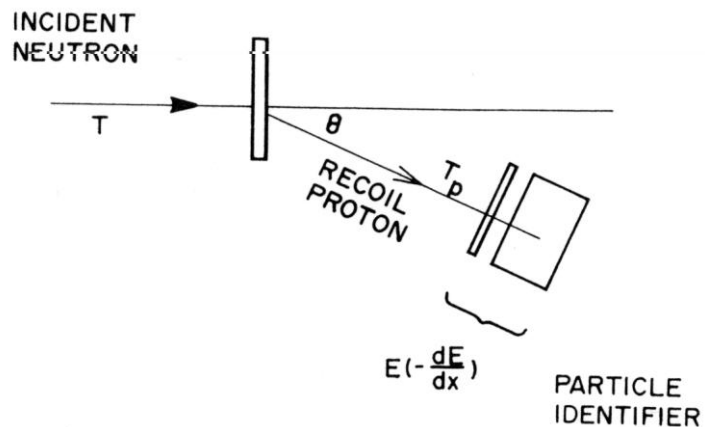
Slično niskoenergetskim neutronima, intermedijarni i brzi neutroni se mogu detektovati preko radioaktivnosti indukovane u raznim elementima. Neki primeri su dati u Tabeli 9.3. Kada se folije nekoliko nuklida istovremeno ozrače u neutronsom polju, razlika u indukovanoj aktivnosti se može koristiti za dobijanje informacija o neutronsom energetskom spektru kao i o fluensu. Da bi se dobila spektralna informacija preko ovakvog sistema, porebno je uzeti u obzir takve faktore kao što su mase pojedinih izotopa u folijama, njihovi neutronske spektri u funkciji energije neutrona, istorija ozračivanja folije i vremena poluraspada indukovanih radioizotopa.



Slika 9.31. BF_3 brojaču centru 9 inčne polietilenske sfere napunjene kadmijumom koja se koristi za merenje ekvivalentne doze. Ova cev omogućuje selekciju gama zračenja.



Slika 9.32. *Spektar visine impulsa od proporcionalnog brojača sa ^3H za monoenergetske neutrone energije T .*



Slika 9.33. *Uređaj za merenje energetskog spektra neutronskega spektra sa teleskopom za uzmaknute protone.*

GLAVA 10

DOZIMetriJA ZRAČENJA

10.1 UVOD

Dozimetrija zračenja je grana nauke koja pokušava da kvantitativno poveže specifična merenja učinjena u polju zračenja sa hemijskim i biološkim promenama koje će zračenje da proizvede u meti. Dozimetrija je bitna za kvantifikovanje pojave različitih bioloških promena kao funkcija iznosa primljenog zračenja (relacija doza efekat), za poređenje različitih eksperimenata, za radijacioni monitoring pojedinaca kao i nadgledanje okoline. U ovoj glavi opisaćemo glavne koncepte na kojima je radijaciona dozimetrija zasnovana i postojeće metode za praktično korišćenje.

Kada zračenje interaguje sa materijom ono proizvodi ekscitovane i jonizovane atome i molekule kao i veliki broj sekundarnih elektrona. Sekundarni elektroni mogu da proizvedu dodatne jonizacije i ekscitacije sve dok, na kraju energije svih elektrona ne padnu ispod praga potrebnog za ekscitovanje medijuma. Kao što ćemo videti kasnije u sledećoj glavi, inicijalni elektronski prelaz, koji stvara hemijski aktivne centre, se završava u vrlo kratkom vremenu, (reda $10^{-15}s$), u lokalnim regionima duž puta kojim čestica prođe. Ove promene, koje zahtevaju direktnu apsorpciju energije od incidentne čestice u meti, predstavljaju inicijalnu fizičku perturbaciju od koje se razvijaju sledeće hemijske i biološke promene. Prirodno, je zbog toga, razmotriti jonizaciju i apsorpciju energije kao osnovu za radijacionu dozimetriju.

10.2 VELIČINE I JEDINICE

Ekspozicija

Ekspozicija je definisana za X i gama zračenje preko iznosa jonizacije koju oni stvore u vazduhu. Jedinica ekspozicije je nazvana rendgen (R) i uvedena je na kongresu radiologa 1928 god u Stokholmu. Prvobitno je definisana kao onaj iznos x ili gama zračenja koji u vazduhu proizvede 1 elektrostatičku jedinicu naelektrisanja (istog znaka) u 0.001293 g

vazduha. Ova masa vazduha zauzima 1 cm^3 na stanardnoj temperaturi i pritisku. Naelektrisanje pomenuto u definiciji rendgena uključuje jone proizvedene direktno incidentnim fotonima kao i jone proizvedene svim sekundarnim elektronima. Od 1926 god. ekspozicija je bila definisana od ICRU kao količnik $\Delta Q/\Delta m$ gde je ΔQ suma svih naelektrisanja jednog znaka proizvedenog u vazduhu kada se svi elektroni oslobođeni fotonima u elementu mase Δm u potpunosti zaustave u vazduhu. Jedinica rendgen je sada definisana kao

$$1R = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg} \quad (10.1)$$

Koncept ekspozicije se primenjuje samo na elektromagnetsko zračenje; naelektrisanje i masa korišćene u njenoj definiciji, kao i u definiciji rendgena odnose se samo na vazduh.

Primer: Pokazati da je 1 esu/cm^3 u normalnim uslovima u vazduhu je ekvivalentno definiciji rendgena u (10.1)

Rešenje: Pošto je gustina vazduha na normalnim uslovima 0.001293 g/cm^3 i $1 \text{ esu} = 3.3410^{-10} \text{ C}$ dobija se:

$$1 \frac{\text{esu}}{\text{cm}^3} = \frac{3.34 \cdot 10^{-10} \text{ C}}{0.001293 \text{ g} \cdot 10^{-3} \text{ kg/g}} = 2.58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{C}}{\text{kg}} \quad (10.2)$$

Kao što je diskutovano u sekciji 9.1 srednja energija W , potrebna da naelektrisana čestica i njeni sekundari stvore jedan jonski par u gasu je nezavisna od energije čestica, sem za vrlo male brzine, gde ta kriva znatno raste. Ova činjenica omogućava da se poveže iznos jonizacije proizvedene u gasu i energije apsorbovane u njemu. Zato možemo naći energiju apsorbovanu po jedinici mase vazduha po jedinici ekspozicije (rendgenu). Pošto je naelektrisanje elektrona $1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, jednačina 10.1 daje za broj jonskih parova proizvedenih po kg vazduha za ekspoziciju od 1 R:

$$1R = \frac{2.58 \cdot 10^{-4} \text{ C}}{\text{kg}} \frac{1}{1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C/jp}} = 1.61 \cdot 10^{15} \text{ jp/kg} \quad (10.3)$$

Pošto je $W=34 \text{ eV/jp}$ za elektrone u vazduhu se može naći

$$1R = 1.61 \cdot 10^{15} \frac{\text{jp}}{\text{kg}} \cdot 34 \frac{\text{eV}}{\text{jp}} \cdot 1.6 \cdot 10^{-12} \frac{\text{erg}}{\text{eV}} = 87.6 \frac{\text{erg}}{\text{g}} \quad (10.4)$$

Tako, kada je ekspozicija 1 R, apsorbovana energija fotona u vazduhu je 87.6 erg/g .

Apsorbovana doza

Koncept ekspozicije i definicija rendgena omogućili su praktičan i merljiv standard za elektromagnetsko zračenje u vazduhu. Međutim, dodatni koncepti su potrebni za primenu na sve vrste zračenja kao i na druge materijale, naročito tkivo. Račun pokazuje da ekspozicija od 1 R proizvodi oko 95 erg/g apsorbovane energije u tkivu. Ova jedinica je nazvana "rep" (fizički ekvivalent rendgena) i korišćena je u zaštiti od zračenja. REP se više ne koristi. Primarna fizička veličina u dozimetriji je apsorbovana doza. Dok se ekspozicija primenjuje samo za elektromagnetsko zračenje u vazduhu, apsorbovana doza se definiše kao energija apsorbovana po jedinici mase bilo koje vrste zračenja u bilo kom materijalu. Tradicionalna

jedinica za apsorbovanu dozu je *rad* i definisan je kao 100 *erg/g*. Novija SI jedinica je 1 *J/kg* naziva se grej (oznaka je *Gy*), (čita se Grej).

$$1\text{Gy} = \frac{1\text{J}}{\text{kg}} = \frac{10^7\text{erg}}{10^3\text{g}} = 100\text{rad} \quad (10.5)$$

Apsorbovana doza se često naziva samo doza.

Ekvivalentna doza

Odavno je shvaćeno da apsorbovana doza potrebna za dostizane datog nivoa biološkog oštećenja (recimo 50% ubijenih ćelija) različita za razne vrste zračenja. Zračenja sa višim LET u principu, više oštećuju biološki sistem po jedinici doze nego zračenja sa niskim LET om.

Da bi se opisala različita biološka efikasnost raznih vrsta zračenja ICRP je uvela koncept ekvivalentne doze za svrhe zaštite od zračenja. Ekvivalentna doza je definisana kao proizvod apsorbovane doze *D* i bezdimenzionog faktora *Q* koji zavisi od LET kao što je dato u Tab 10.1.

$$H = QD \quad (10.6)$$

U principu i drugi multiplikativni faktori se mogu uvesti zajedno sa *Q*, da bi se omogućila dodatna razmatranja, ali se oni obično ne koriste. Za incidentne naelektrisane čestice, LET vrednosti u Tabeli 10.1. odnose se na LET zračenja u vodi, izraženo u *keV/m* puta. Za incidentne neutrone, gama zračenje i druge nenaelektrisane čestice LET je isti kao i za njihove sekundarne naelektrisane čestice u vodi. Kada se apsorbovana doza izrazi u *rad*- ima, onda se ekvivalentna doza dobija u *rem*- ima (rentgen equivalent man). Ako se doza izrazi u *Gy*, SI jedinica za ekvivalentnu dozu je sivert (*Sv*). Sledi da je 1 *Sv*=100 *rem*.

U rutinskom radu sa zračenjem, ekspozicija pojedinaca je ograničena zadatim nivoom ekvivalentne doze nezavisno od tipa zračenja. Takođe, ekvivalente doze raznih vrsta zračenja se mogu sabirati u cilju dobijanja ukupne ekvivalentne doze. Tako, ekvivalentna doza je veličina koja mora biti određena za administrativne i legalne svrhe u monitoringu dozvoljivog izlaganja zračenju.

Tab 10.1. Zavisnost faktora kvaliteta *Q* od LET a zračenja po preporukama ICRP a

LET <i>keV/m</i> u vodi	<i>Q</i>
<3.5	1
3.5-7	1-2
7-23	2-5
23-53	5-10
53-175	10-20
gama, X, e ⁻ , e ⁺	1

Primer: Kolika je apsorbovana doza u vazduhu ako je ekspozicija 1 R. Kolika bi bila apsorbovana doza u tkivu za ekspoziciju od 1 R.

Rešenje: Iz jednačine (10.4) 1 R=87.6 *erg/g* vazduha. Zato je 1 R=0.876 *rad*. Sledi iz diskusije o rep-u da bi apsorbovana doza u tkivu bila 0.95 *rad* ako je ekspozicija iznosila 1 R.

Primer: Radnik primi dozu od 10 mrad od neutrona energije 2 MeV po celom telu. Proceniti ekvivalentnu dozu.

Rešenje: Najveći deo apsorbirane doze potiče od elastičnog rasejanja neutrona na vodonikovim atomima u tkivu. Da bi se učinila gruba procena faktora kvaliteta nađimo prvo Q za 1 MeV-ske protone- što je srednja energija uzmarka protona za 2 MeV-ske neutrone. Iz tabele 4.3 vidi se da je zaustavna moć 1 MeV skih protona u vodi $270 \text{ MeV/cm} = 27 \text{ keV}/\mu\text{m}$. Kako su zaustavna moć i LET isto (Seksija 6.3) iz tabele 10.1. se vidi da je razumna procena za $Q \approx 6$. Uzmaknuta jezgra O, C i N imaju znatno veću Q vrednost, ali ne doprinose dozi tako mnogo kao H. (LET je proporcionalno kvadratu naelektrisanja čestice). Bez ulaženja u mnoge detalje može se uzeti da je celokupni Q faktor $Q \approx 12$ tj. dvostruko veći od Q faktora samo protona. Zato, procena ekvivalentne doze je $H = 12 \cdot 10 = 120$ mrem. Iz detaljnijeg računanja dobija se da je Q vrednost = 10.

10.3 MERENJE EKSPOZICIONE DOZE

Komore otvorene u vazduhu

Na osnovu same definicije, ekspozicija se može meriti otvorenom komorom, ili standardnom jonizacionom komorom prikazanoj na slici 10.1. X zračenje dolazi iz mete T, X zračne cevi i prodire u otvorenu komoru kroz kružni otvor površine A, čime je definisan kružni konus TBC zračenja. Paralelne ploče Q i Q' komore sakupljaju jone proizvedene u zapremini vazduha između njih sa centrom u P'.

Ekspozicija u zapremini DEFG u rendgenima će biti određena direktno ako se ukupna jonizacija proizvedena samo onim jonima koji potiču od interakcije X zračenja u presečenom konusu DEFG može sakupiti i rezultujuće naelektrisanje podeli sa masom vazduha u DEFG. Masa vazduha je data sa $M = \rho A' L$, gde je ρ gustina vazduha, A' je površina poprečnog preseka presečenog konusa u srednoj tački P', i L je dužina kolektorskih ploča. Međutim, ploče sakupljaju svo naelektrisanje između njih, a ne naročito zadato naelektrisanje, koje ulazi u definiciju ekspozicije. Neki elektroni proizvedeni interakcijom X zračenja u DEFG napuste ovu zapreminu i proizvode jone koji se ne mogu sakupiti pločama Q i Q'. Takođe, neki joni proizvedeni elektronima poreklom izvan DEFG se sakupljaju. Tako, samo deo e_1 jonizacije proizvedene u DEFG se sakupi, ali se i deo jonizacije izvana e_2 takođe sakupi. Kada je rastojanje od P do DG dovoljno veliko (recimo 10 cm za 300 keV X zračenje) postiže se elektronska ravnoteža, kada se gubitak jonizacije kompenzuje dolaskom elektrona sa strane. Rastojanje od P do DG ne sme biti suviše veliko da ne bi došlo do znatnog slabljenja zračenja od P do P'. Pod ovim uslovima, kada se naelektrisanje q sakupi, ekspozicija je data sa

$$E_p = \frac{q}{\rho A' L} \quad (10.7)$$

U praksi se često traži poznavanje ekspozicije u tački P a ne u P', tj na mestu gde je ulazni "port". Preko zakona inverznog kvadrata $E_p = (d'/d)^2 E_{p'}$. Pošto je $A = (d'/d)^2 A'$, jednačina (10.7) će dati:

$$E_p = \left(\frac{d'}{d} \right)^2 \frac{q}{\rho A' L} = \frac{q}{\rho A L} \quad (10.8)$$

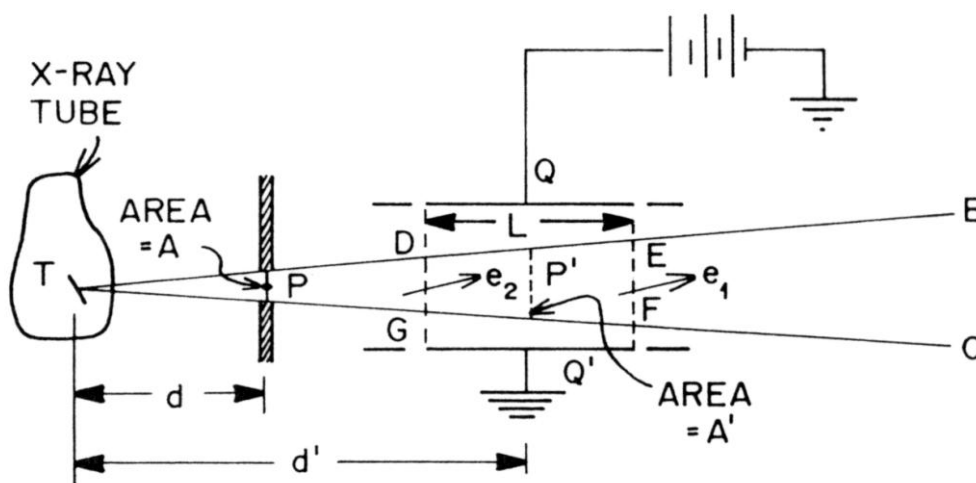
Merenje ekspozicije sa otvorenim komorama zahteva dosta pažnje u detaljima. Na primer, kolektorske ploče Q i Q' se moraju povući izvan aktivne zapremine DEFG ali na rastojanje koje nije manje od dometa elektrona koji su ovde proizvedeni. Već je ranije

pomenuto minimalno i maksimalno ograničenje na rastojanje P do DG. Kada energija fotona raste, minimalno rastojanje potrebno za dostizanje elektronske ravnoteže raste brzo i dimenzije otvorene komore postaju veoma velike za fotone visokih energija. Zbog ovog i drugih razloga, ovakve komore se ne koriste za energije iznad 3 MeV.

Komore sa vazдушnim zidom

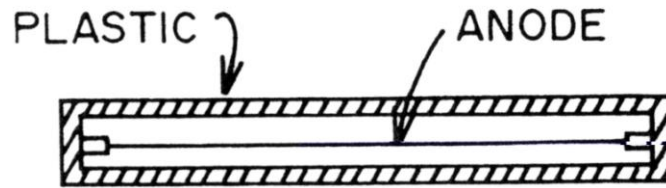
Otvorene jonizacione komore nisu praktični instrumenti za rutinsko merenje ekspozicije. One se mahom koriste kao primarni laboratorijski standardi. Za rutinsku upotrebu, komore moraju biti sagrađene sa zidovima od čvrstih materijala, koji imaju odgovor na fotonско zračenje sličan vazduhu.

Takva "vazduhu ekvivalentna" džepna komora, građena kao kondenzator, je prikazana na Slici 10.2. Centralnoj anodi, koja je izolovana od ostatka komore, je dato inicijalno naelektrisanje od uređaja "charger-reader" i to pre upotrebe (komore). Kada se komora izloži fotonima, sekundarni elektroni oslobođeni u zidovima i okolnom vazduhu teže da neutralizuju naelektrisanje anode i da smanje potencijalnu razliku između nje i zida. Promena razlike potencijala je direktno proporcionalna ukupnoj proizvedenoj jonizaciji i odavde i ekspoziciji. Posle ekspozicije fotonima, merenje promene potencijala od originalne vrednosti može se iskoristiti za nalaženje ekspozicije.



Slika 10.1. Shematski prikaz "free air" jonizacione komore.

U praksi, vazduhu ekvivalentne komore imaju niz kompromisa od idealnog instrumenta da bi ekspoziciju merili tačno. Na primer, ako je zid isuviše tanak, incidentni fotoni će proizvoditi nedovoljnu jonizaciju u komori. Ako je zid isuviše debeo, može znatno da oslabi incidentno zračenje. Optimalna debljina se postiže kada je jonizacija u komori maksimalna. Ova vrednost, nazvana ravnotežna debljina, je jednaka dometu najenergetskijih sekundarnih elektrona proizvedenih u zidu. Dodatno, čvrsti zid može samo približno biti vazduhu ekvivalentan. Ove komore se mogu praviti sa skoro energetski nezavisnim odgovorom od nekoliko stotina keV do oko 2 MeV, tj. u energetske oblasti u kojoj je Komptonovo rasejanje dominantna interakcija u vazduhu i nisko Z zidnim materijalima.

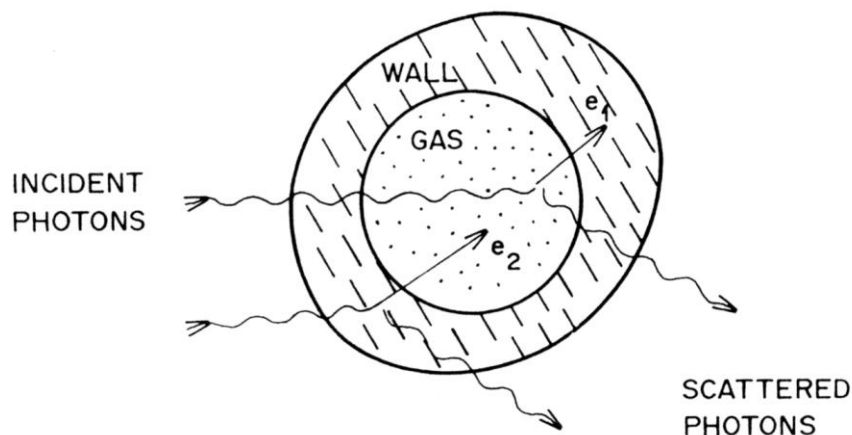


Slika 10.2. Vazdušno ekvivalentna džepna jonizaciona komora, sa plastičnim zidom sa približno istim odgovorom za fotone kao i vazduh.

10.4 MERENJE APSORBOVANE DOZE

Jedan od primarnih ciljeva dozimetrije je određivanje apsorbirane doze u tkivu izloženom zračenju. Bragg Grejev princip daje vezu između jonizacije izmerene u gasu i apsorbirane doze izmerene u nekom pogodnom materijalu od kojeg se dozimetar pravi. Da bi se dobila doza u tkivu, ili se mora koristiti "tkivu ekvivalentan" materijal, ili se količnik apsorbirane doze u materijalu i iste u tkivu dobiti iz drugih informacija, kao što su računanja, ili se moraju obaviti kalibraciona merenja.

Razmotrimo gas zatvoren zidovima koji je ozračen fotonima, kao što je ilustrirano na Slici 10.3. Fotoni gube energiju u gasu proizvodeći sekundarne elektrone, i količnik deponovane energije i mase gasa je apsorbirana doza u gasu. Ova energija je proporcionalna iznosu jonizacije u gasu u slučaju postojanja elektronske ravnoteže između zida i gasa. Tada, elektron označen sa e_1 na slici 10.3 koji je proizveden fotonima u gasu prodre u zid, pre nego što je izgubio svu svoju energiju, kompenzuje se sa drugim elektronom, recimo e_2 koji je proizveden fotonima u zidu i koji se zaustavlja u gasu. Kada zid i gas imaju istu atomsku kompoziciju, tada će energetski spektar elektrona biti isti bez obzira na njihovo poreklo i ostvariće se visoki stepen kompenzacije. Situacija je analogna vazduhu ekvivalentnoj komori diskutovanoj ranije. Elektronska ravnoteža zahteva da zid bude najmanje deo koliki je domet sekundarnih naelektrisanih čestica. Međutim, kao i kod vazdušnih komora, debljina ne treba da je prevelika da se ne bi incidentne čestice znatno apsorbivale.



Slika 10.3. Gas u šupljini zatvoren zidovima kao ilustracija Bragg Gray-evog principa.

Brag Grejev princip tvrdi da ako je gas zatvoren zidom istog atomskog sastava i ako debljina zida zadovoljava gornje uslove tada je energija apsorbovana po jedinici mase gasa jednaka broju proizvedenih jonskih parova tamo proizvedenih puta W vrednost podeljeno sa masom m gasa. Štaviše, apsorbovana doza D_g u gasu je jednaka apsorbovanoj dozi D_w u zidu. Označavajući broj jonskih parova u gasu sa N_g , može se pisati:

$$D_w = D_g = N_g \frac{W}{m} \quad (10.11)$$

Kada su gas i zid različite atomske kompozicije, apsorbovana doza u zidu se još uvek može dobiti preko jonizacije u gasu. U ovom slučaju, veličina šupljine i pritisak gasa moraju biti mali, tako da sekundarne čestice gube samo mali deo svoje energije u gasu. Apсорbovana doza se "skalira" količnikom S_w/S_g masenih zaustavnih moći zida i gasa

$$D_w = \frac{D_g S_w}{S_g} = \frac{N_g W S_w}{m S_g} \quad (10.12)$$

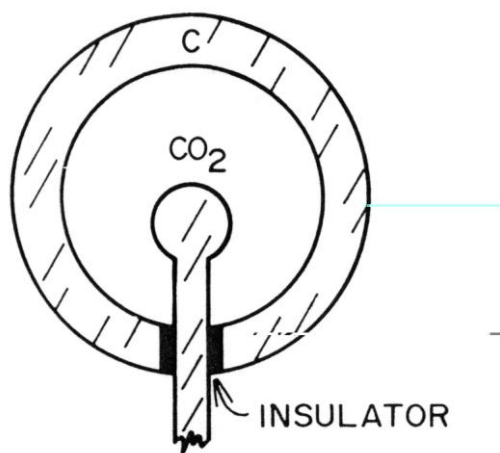
Ako su incidentne čestice neutroni, a ne fotoni, da bi se zadovoljili uslovi Brag Grejevog principa, zid mora biti debeo bar koliki je maksimalni domet bilo koje sekundarne naelektrisane čestice koju neutroni proizvode.

Kao i kod vazdušnih komora kod merenja ekspozicije, komore tipa kondenzatora koje zadovoljavaju Brag Grejev princip se mogu koristiti za merenje apsorbovane doze. Pre ekspozicije komora se naelektriše. Doza se onda dobija iz informacije o smanjenju potencijalne razlike u instrumentu nakon izlaganja zračenju.

Određivanje jačine doze se obično obavlja merenjem struje, koja potiče od jonizacije u komorama, koje zadovoljavaju Brag Grejev princip.

10.5 MERENJE DOZE X I GAMA ZRAČENJA

Slika 10.4. prikazuje sfernu grafitnu komoru u kojoj je gas CO_2 . Komora zadovoljava Brag Grejev princip za fotone širokog energetskeg opsega, tako da se doza D_c u grafitnom zidu može dobiti merenjem jonizacije u CO_2 i preko jednačine 10.12. Pošto je ugljenik glavni konstituent mekog tkiva, doza u zidu je približna dozi u mekom tkivu D_t . Računanja pokazuju da za fotone energije između $0.2 MeV$ i $5 MeV$, $D_t = 1.1 \cdot D_c$ unutar 5 %. Tako se doza u mekom tkivu može meriti grafitnom komorom sa tačnošću od 5 %.

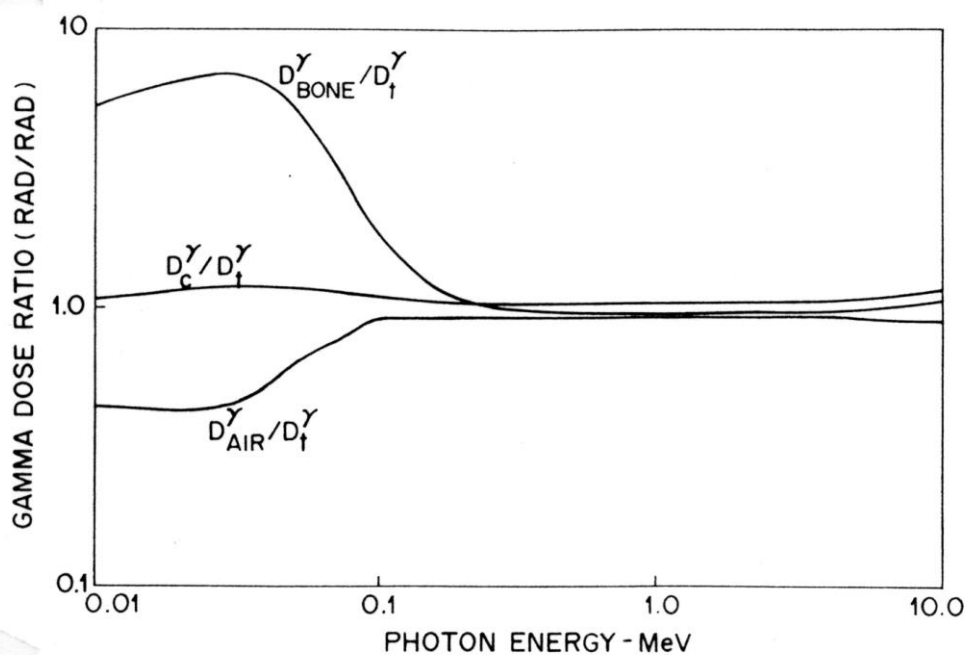


Slika 10.4. Presek CO_2 komore sa grafitnim zidom za merenje doze fotona.

Uopšte, doze u materijalima za niskim rednim brojem Z aproksimiraju dozu u mekom tkivu u širokom energetsom opsegu. Ova činjenica je dovela do široke upotrebe plastike i drugih materijala sa niskim Z za zidove gama dozimetara. Količnik apsorbovane doze u mnogim materijalima u odnosu na meko tkivo je izračunat. Slika 10.5 prikazuje nekoliko važnih slučajeva. Za fotone energije 0.1 MeV do 10 MeV ovaj količnik za sve materijale niskog Z je skoro jedan, zbog toga što dominira Komptonovo rasejanje. Kriva za kosti, za razliku od druge dve, raste na niskim energijama što potiče od većeg efikasnog preseka za fotoelektričnu apsorpciju u težim elementima u kostima (Ca i P).

10.6 NEUTRONSKA DOZIMETRIJA

Jonizacioni uređaj kao na Slici 10.4, koji se koristi za merenje gama zračenja, daće određeni odgovor kada se izloži neutronima. Odgovor potiče od jonizacije stvorene u gasu od naelektrisanih uzmaknutih jezgara pogođenih neutronima u gasu i zidu. Međutim, iznos jonizacije neće biti proporcionalan apsorbovanoj dozi u tkivu ako: 1) zid i gas nisu tkivu ekvivalentni i 2) Brag Grejev princip nije zadovoljen za neutrone. Kao što prikazuje Tabela 10.2, meko tkivo se sastoji uglavnom od vodonika, kiseonika ugljenika i azota, koji imaju različite efikasne preseke u funkciji energije neutrona. Grafitni zid komore na slici 10.4, će odgovoriti sasvim različito od tkiva u polju neutrona mešane energije, jer nema preostala tri glavna elementa tkiva.



Slika 10.5. Količnik apsorbovane doze u kostima, vazduhu u uglju u odnosu na dozu u mekom tkivu D .

Tabela 10.2. Glavni elementi u mekom tkivu jedinične gustine

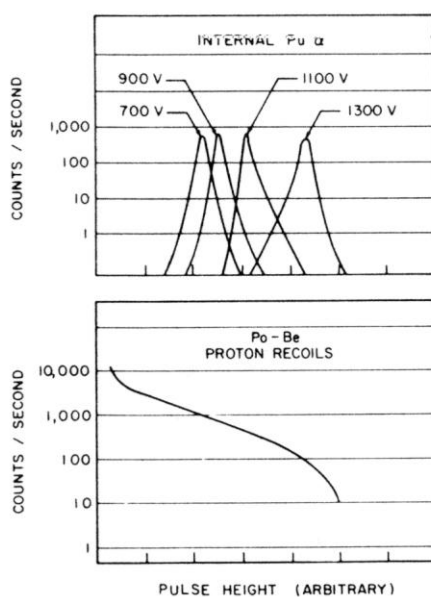
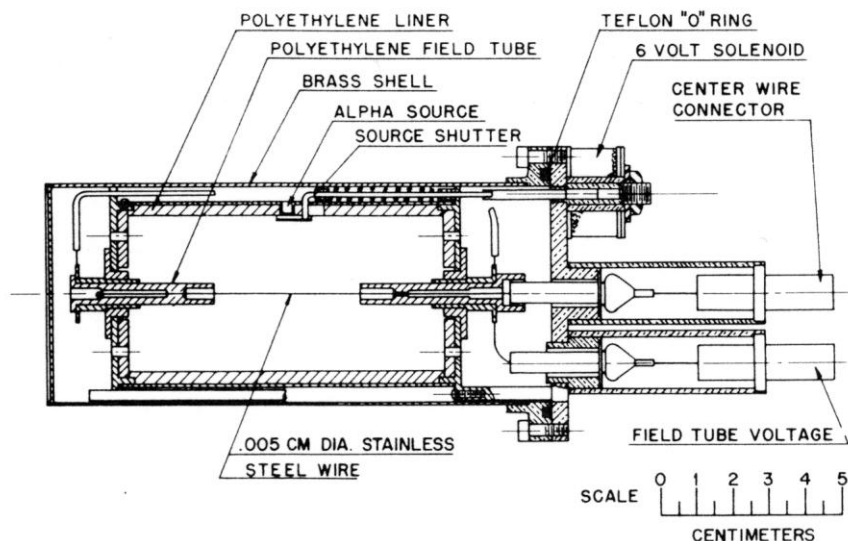
Element	atoma/cm ³
H	5.9810 ²²
O	2.45·10 ²²
C	9.03·10 ²¹
N	1.29·10 ²¹

C-CO₂ komora sa Slike 10.4 i slični uređaji se mogu koristiti za neutrone date energije ako se odgovor komore kalibriše eksperimentalno u funkciji energije neutrona. Tabela 10.3 prikazuje relativne odgovore P(E) komore C-CO₂ na fotone i neutrone date energije i fluensa koji oslobađa 1 rad u mekom tkivu.

Ako je $D_c^n(E)$ apsorbovana doza u ugljenikovom zidu koja potiče od 1 rada doze u tkivu neutrona energije E i ako je D_c^γ apsorbovana doza u zidu od 1 rada gama zračenja onda je približno

$$P(E) = \frac{D_c^n(E)}{D_c^\gamma} \quad (10.14)$$

Tkivu ekvivalentni gasovi i plastike su bili razvijeni za konstrukciju komora za merenje neutronske doze direktno. Ovi materijali se proizvode sa približnom atomskom obilnošću koja je prikazana u Tabeli 10.2. U skladu sa tekstom pomenutim posle jednačine 10.12, zid tkivu ekvivalentne komore za neutrone mora biti najmanje debeo kao domet protona koji imaju maksimalnu energiju neutrona koji se posmatraju.



Slika 10.6. *Hurst-ov proporcionalni brojač neutrona. Unutrašnji alfa izvor u zidu se koristi da bi se obezbedili impulsi poznate amplitude radi kalibracije.*

Tabela 10.3. *Relativni odgovor C-CO₂ komore za neutrone energije E i fotone (jednačina 10.14)*

Neutronska energija (MeV)	P(E)
0.1	0.109
0.5	0.149
1.0	0.149
2.0	0.145
3.0	0.151
4.0	0.247
5.0	0.168
10.	0.341
20.	0.487

Vrlo često, gama zračenje je prisutno u polju neutronskog zračenja. U monitoringu mešanog n-gama zračenja potrebno je poznavati doprinos apsorbiranoj dozi svakog tipa zračenja. Potreba za ovom informacijom proizilazi iz različitog faktora kvaliteta koji je potrebno upotrebiti da bi se dobila ekvivalentna doza. Zbog toga mogu se upotrebiti dve komore jedna C-CO₂ i jedna tkivu ekvivalentna, i odrediti dozu metodom razlike. Odgovor R_T tkivu ekvivalentnog instrumenta daje kombinovanu dozu, $R_T = D_\gamma + D_n$. Očitavanje C-CO₂ komore može se izraziti kao $R_C = D_\gamma + P(E)D_n$, gde je P(E) odgovarajuća srednja vrednost iz Tabele 10.3. za neutronsko polje koje je u pitanju. Pojedinačne doze D_γ i D_n mogu se dobiti iz R_T i R_C.

Vrlo često, spektar neutrona nije poznat i metod difference nije dovoljno tačan.

Kao što je pomenuto u Sekciji 9.5, proporcionalni brojači obezbeđuju direktan metod za merenje neutronske doze i imaju prednost odlične diskriminacije gama zračenja. Visina impulsa proizvedenog naelektrisanom uzmaknutom česticom je proporcionalna energiji koju je ta čestica deponovala u gasu. Hurst-ov proporcionalan brojač za brze neutrone je prikazan na slici 10.6. Da bi se zadovoljio Brag Grejev princip, polietilenski zidovi se prave deblji od dometa 20 MeV-skih protona. Brojački gas može biti bilo etilen (C₂H₄) ili ciklopropan (C₃H₆) koji imaju isti H/C količnik kao i zid. Uzmaknuti proton ili jezgro ugljenika iz zida ili gasa imaju visoko LET. Ukoliko je samo mali deo njegove putanje u gasu on će nataložiti mnogo više energije u gasu nego nisko LET sekundarno proizvedeni elektroni proizvedeni gama zračenjem. Odbacivanje malih gama impulsa može se obaviti elektronskom diskriminacijom. Doza brzih neutrona, vrlo niska kao 0.001 rad/h se može meriti u prisustvu polja gama zračenja od 100 rad/h. U vrlo intenzivnim poljima signali od gama zračenja mogu da se sabiraju i da postanu uporedivi sa veličinom signala od neutrona.

LET spektar uzmaknutih protona, proizvedenih neutronima (i odavde, faktor kvaliteta neutrona) zavise od energije neutrona. Tabela 10.4 daje srednji faktor kvaliteta i jačinu fluensa za monoenergetske neutrone koji daju ekvivalentnu dozu do 100 mrem u toku 40 satne radne nedelje. Faktor kvaliteta je izračunat usrednjavanjem preko LET spektra svih uzmaknutih naelektrisanih jezgara proizvedenih neutronima. Za praktične primene korišćenje Q=3 za neutrone energije ispod 10 kV, i Q=10 za neutrone više energije, neće dovesti do velike greške. Korišćenje Q=10 za sve neutrone je prihvatljivo, ali je do izvesne mere konzervativno. Tako, u monitoringu neutrona, za svrhe zaštite od zračenja, generalno govoreći potrebno je proceniti spektar neutrona po energijama ili LET spektar (tj., LET spektar uzmaknutih čestica). Merenje LET spektra je diskutovano u Sekciji 9.5.

Slika 10.7 prikazuje eksperiment za izlaganje antropomorfnog fantoma koji nosi različite vrste dozimetara, fisionim neutronima. Go reaktor je pozicioniran iznad kruga, nacrtanog na podu, sa interventnim zaštitnim ekranom, smeštenim između reaktora i fantoma udaljenom 3 m.

Srednji i brzi neutroni koji upadaju na telo se usporavaju i mogu se rasejati unatrag do niskih i epitermalnih energija kroz površinu kroz koju prodiru. Ekspozicija ovim neutronima može se meriti nošenjem uređaja kao TLD obogaćenog ⁶Li koji su osetljivi na spore neutrone. Takav uređaj se naziva albedo dozimetar. (Za sredinu A koja sadrži izvor neutrona, i spoljnu sredinu B koja ne sadrži izvor, albedo je definisan u reaktorskoj fizici kao deo neutrona koji prodre u B i koji se reflektuje unatrag u A).

10.7 MERENJE DOZA SNOPOVA NAELEKTRISANIH ČESTICA

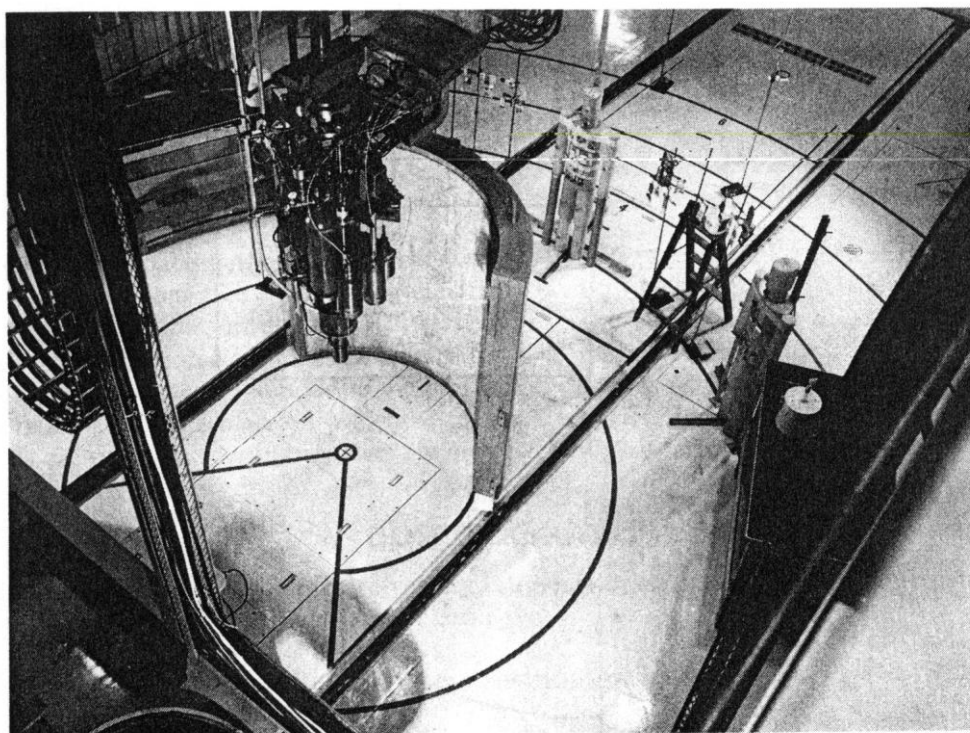
Za radioterapiju i za radiobiološke eksperimente potrebno je meriti jačinu doze snopa naelektrisanih čestica. Ovo se često obavlja merenjem struje jonizacije u jonizacionoj komori sa debelim zidovima, koja je smeštena na različim dubinama u vodenoj meti izloženoj snopu, kao što je ilustrovano na slici 10.8. Jačina doze je proporcionalna struji. Za monoenergetske čestice date vrste (na primer protone) dobijena "depth dose" kriva ima obrnuti oblik od krive za masenu zaustavnu moć (Slika 4.3). Jačina doze je maksimalna u oblasti Bragovog pika,

blizu kraja putanje čestice. U terapijskim primenama, apsorber ili podešavanje energije snopa se koristi tako da se snop zaustavlja u lokaciji gde je tumor ili u drugim tkivima koje se želi ozračiti. Tako, na ovim mestima doza je najveća (kao i LET), dok je međutkivo relativno pošteđeno. Da bi se dalje sačuvalo zdravo tkivo tumor se može zračiti iz više pravaca.

Ako su naelektrisane čestice relativno niske enrgije tada se skoro sva njihova energija utroši na sudare sa elektronima. Kriva 10.8 će onda biti slična po obliku krivi za masenu zaustavnu moć. Protoni viših energija doživljavaju značajne nuklearne reakcije koji usporavaju protone i deponuju energiju preko nuklearnih procesa. Depth dose kriva je onda drugačija nego što je masena zaustavna moć. Ostale čestiec, kao što su naelektrisani pioni trpe jake nuklearne interakcije na svim energijama i depth dose kriva može bit sasvim drugačija.

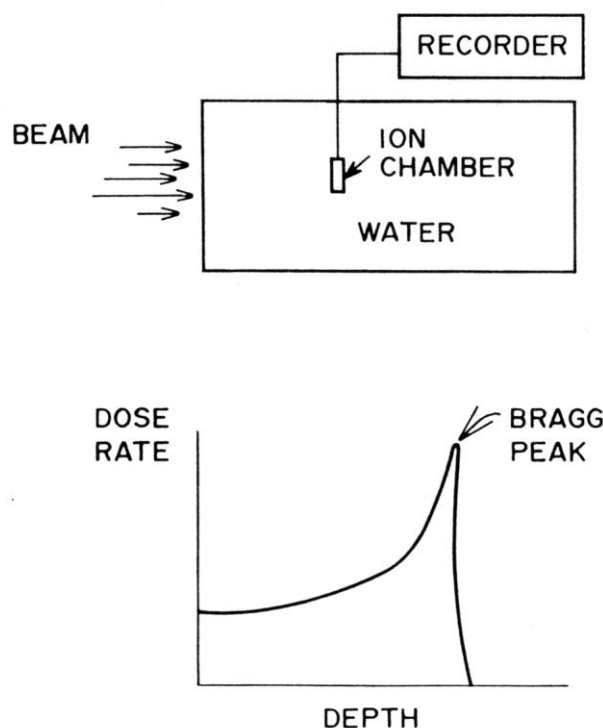
10.8 ODREĐIVANJE LET

Da bi se specificirala ekvivalentna doza, pored absorbovane doze potrebno je znati LET incidentnih naelektrisanih čestica, ili LET uzmaknutih naelektrisanih čestica



Slika 10.7. Antropomorfni fantom nosi najrazličitije dozimetre u raznim pozicijama može se ozračiti neutronima poznatog fluensa i energetskog spektra.

proizvedenih incidentnim neutralnim zračenjem, (neutroni ili gama). Kao što je dato u Tabeli 10.1 potreban faktor kvaliteta se definiše u obliku LET za vodu, što je za svhe radijacione zaštite isto što i zaustavna moć.



Slika 10.8. *Merenje doze ili jačine doze u funkciji dubine u vodi izloženoj snopu naelektrisanih čestica.*

Polje zračenja se češće pojavljuje sa spektrom LET vrednosti. H.H Rosi je razvio metod za određivanje LET spektra direktno iz merenja sa proporcionalnim brojačem. Sferni brojač (obično tkivu ekvivalentni) se koriste i meri se spektar visine impulsa u polju zračenja. Ako je pritisak gasa nizak, tako da naelektrisane čestice iz zida ne gube veliki deo njihove energije pri prolasku kroz gas, onda je veličina impulsa jednaka proizvodu LET i dužine putanja. Raspodela dužina izotropnih putanja u sferi radijusa R je data prostom jednačinom:

$$P(x)dx = \frac{x}{2R^2} dx \quad (10.18)$$

koja daje verovatnoću da putanja ima dužinu između x i $x+dx$. Koristeći analitičke tehnike, u principu, moguće je dobiti spektar LET iz spektra visine impulsa i raspodele dužine putanja kroz sferu. Međutim, raštrkavanje gubitka energije i drugi faktori komplikuju praktičnu primenu ove metode.

Precizno određivanje LET predstavlja težak tehnički problem. Obično se za praktične potrebe zadovoljavaju grubim ocenama faktora kvaliteta zasnovano na konzervativnoj pretpostavci.

10.9 RAČUNANJE DOZE

Apsorbovana doza, LET i ekvivalentna doza se često mogu dobiti i računski. U ovoj sekciji diskutujemo nekoliko primera.

Alfa i niskoenergetski beta emiteri raspoređeni u tkivu

Kada se radionuklidi unesu u telo udisanjem ili gutanjem, oni se rasporede u različitim delovima tela. Oni se onda nazivaju interni emiteri. Obično uneti radionuklidi slede

metabolitičke procese, i budući da su hemijski elementi, traže specifični organ u telu. Na primer, jod se koncentriše u štitnoj žlezdi, radijum i stroncijum traže kosti. Na suprot njima, tricijum i cesijum, teže da se rasporede kroz celo telo. Ako interno nataloženi nuklidi emituju čestice malog dometa, onda će se sva njihova energija nataložiti u organu u kome se nalaze. Takav je slučaj kada se alfa ili niskoenergetski beta emiteri ugnjezde u tkivu. Ako sa C označimo srednju koncentraciju u Ci/cm^3 , radionuklida u tkivu i sa E označimo srednju energiju alfa ili beta čestica u MeV po raspadu tada je enrgija apsorbovana po jedinici zapremine tkiva $3.7 \cdot 10^{10} CE MeV/(cm^3 s)$. Ako je ρ gustina tkiva u g/cm^3 onda je jačina apsorbovane doze

$$\dot{D} = 3.10^{10} CE \frac{MeV}{cm^3 s} \cdot 1.6 \cdot 10^{-6} \frac{erg}{MeV} \cdot \frac{1}{\rho g/cm^3} \cdot \frac{1}{100 erg/(g \cdot rad)} \quad (10.19)$$

ili

$$\dot{D} = 5.92 \frac{CE}{\rho} \frac{rad}{s} \quad (10.20)$$

Zapazi da ova procedura daje srednju jačinu doze u tkivu koje sadrži radionuklide. Ako izvor nije uniformno raspoređen u tkivu onda će pik doze biti jači nego što to predviđa jedna (10.20). Postojanje vrućih tačaka za neuniformno raspoređene interne emitere, može komplikovati organ-doza procenu. Neuniformna raspodela se može dogoditi, na primer kada se udahnuta čestica učvrsti u nekom regionu pluća.

Snopovi naelektrisanih čestica

Slika 10.9 predstavlja uniformni, paralelni snop monoenergetskih naelektrisanih čestica date vrste (tj. protona) koji normalno upadaju na debelu tkivnu ploču sa jačinom fluensa ϕ cm^2/s . Da bi smo izračunali jačinu doze na datoj dubini x u ploči, razmotrimo tanak zapreminski elemenat u obliku diska sa debljinom Δx u pravcu c i površinom A normalno na snop. Jačina depozicije energije u zapreminskom elementu je $\phi \cdot A(-dE/dx)\Delta x$, gde je $-dE/dx$, (sudarna) zaustavna moć snopa čestica kada one prođu rastojanje x u ploči. Jačina doze D se dobija deljenjem sa masom $\rho A \Delta x$ zapreminskog elementa, gde je ρ gustina tkiva.

$$\dot{D} = \frac{\phi A(-dE/dx)\Delta x}{\rho A \Delta x} = \phi \left(-\frac{dE}{\rho dx} \right) \quad (10.22)$$

Sledi da je doza po jediničnom fluensu na bilo kojoj dubini jednaka masenoj zaustavnoj moći za čestice na toj dubini. Ako je, na primer, masena zaustavna moć $3 MeV cm^2/g$, onda je doza po jediničnom fluensu $3 MeV/g$. Ova analiza pretpostavlja da se energija deponuje samo preko elektronskih sudara. Ako se dogode značajne nuklearne interakcije, kao u slučaju visokoenergetskih protona, tačna *depth dose* kriva se ne može izračunati iz jednačine 10.22. Onda se primenjuje Monte Carlo računanje, gde se prati sudbina pojedinačnih incidentih i sekundarnih čestica na osnovu preseka različitih nuklearnih interakcija koje se mogu dogoditi.

Tačkasti izvor gama zračenja

Na dalje dajemo proste formule za računanje jačine doze u vazduhu od tačkastog gama izvora jačine C (u *Kirijima*) koji emituje fotone srednje energije E (MeV po raspadu). Jačina oslobađanja energije u obliku fotona koji napuštaju izvor je:

$$CE(\text{CiMeV}) \cdot 3.7 \cdot 10^{10} \cdot 1.6 \cdot 10^{-6} = 5.92 \cdot 10^4 C \cdot \text{Eerg} / s \quad (10.23)$$

Zanemarujući slabljenje u vazduhu može se napisati za jačinu toka energije po jedinici površine (= intenzitet) kroz površinu sfere radijusa r (cm) koja okružuje izvor:

$$I = \frac{5.29 \cdot 10^4 CE}{4\pi r^2} = \frac{4.71 \cdot 10^3 C \cdot E}{r^2} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{s}} \quad (10.24)$$

Jačina apsorpcije enegije u zapremini vazduha, koji ima jediničnu površinu i debljinu dr na r (Sl 10.10) je data sa $I\mu_A dr$, gde je μ_A srednji koeficijent apsorpcije energije u cm^{-1} za fotone. Ako je gustina vazduha ρ (g/cm^3) tada je masa vazduha u zapreminskom elementu u gramima ρdr . Jačina apsorbovane doze u zapreminskom elementu je:

$$\dot{D} = \frac{I\mu_A dr}{\rho dr} = \frac{4.71 \cdot 10^3 \mu_A}{r^2 \rho} \frac{\text{erg}}{\text{g sec}} \quad (10.25)$$

Na normalnim uslovima, $\rho = 0.001293 \text{ g/cm}^3$, i tako konvertujući u rad-e dobijamo:

$$\dot{D} = \frac{3.64 \cdot 10^4 CE\mu_A}{r^2} \frac{\text{rad}}{\text{s}} \quad (10.26)$$

Ova jednačina vodi do zgodne formule za jačinu gama doze u oblasti Komponovog efekta gde je apsorpcioni koeficijent energije μ_A približno konstantan. Za fotone energije između 60 keV i 2 MeV, maseni koeficijent apsorpcije energije za vazduh je $\mu_A/\rho = 0.027 \text{ cm}^2/\text{g}$, što daje $\mu_A = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$. Zamenjujući to u prethodnu jednačinu dobijamo:

$$\dot{D} \cong \frac{1.27CE}{r^2} \frac{\text{rad}}{\text{s}} \quad (10.27)$$

Na rastojanju od 1 m od izvora, dobija se časovna doza od

$$\dot{D} \cong \frac{1.27CE}{10^4} \frac{\text{rad}}{\text{s}} \cdot 3600 \frac{\text{s}}{\text{h}} = 0.46CE \frac{\text{rad}}{\text{h}} \text{ na 1 m} \quad (10.28)$$

Ovo je pogodna formula za procenu jačine gama doze u vazduhu na rastojanju 1 m od izvora aktivnosti C (u kirijima) kada se fotoni energije E emituju po raspadu. Pošto apsorbovanoj dozi od 0.876 rad u vazduhu odgovara ekspozicija od 1 R može se pisati za jačinu ekspozicije:

$$\dot{X} \cong 0.5 C E R / h \quad (10.29)$$

Neutroni

Kao što je diskutovano u Glavi 8 brzi neutroni uglavnom gube energiju preko elastičnog rasejanja, dok spori i termalni neutroni imaju određenu verovatnoću za zahvat. Dve

glavne reakcije zahvata su ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$, i ${}^{14}\text{N}(n,p){}^{14}\text{C}$. Spori neutroni se brzo termalizuju u tkivu. U prvoj reakciji zahvata oslobađa se 2.22 MeV ski gama kvant, koji može da nataloži deo svoje energije pri izlasku iz tela. Nasuprot, pri zahvatu na azotu oslobađa se 0.626 MeV , koji proton nataloži kao i uzmaknuto jezgro ugljenika u neposrednoj blizini mesta zahvata. Rezultujuća doza od izlaganja termalnim neutronima se može izračunati kao što je ilustrovano sledećim primerom.

Primer: Izračunati dozu u 150 g mekog tkiva izloženog fluensu od 10^7 termalnih neutrona/ cm^2 .

Rešenje: Iz tabele 10.2 gustina atoma azota u tkivu je $N=1.29\cdot 10^{21}\text{ cm}^{-3}$, ${}^{14}\text{N}$ je u obilnosti preko $99,6\%$. Efikasni presek za zahvat termalnih neutrona je $\sigma=1.7\cdot 10^{-24}\text{ cm}^2$. Svaki akt zahvata na azotu rezultuje u deponovanju energije od $E=0.626\text{ MeV}$, koja se apsorbuje u uzorku jedinične gustine ($\rho=1\text{ g/cm}^3$). Broj interakcija po jediničnom fluensu po jedinici zapremine tkiva je $N\sigma$. Doza od fluensa $\phi=10^7\text{ cm}^{-2}$ je zato

$$D = \frac{\phi N \sigma E}{\rho} = 2.2 \cdot 10^{-4} \text{ rad} \quad (10.33)$$

Izvesna dodatna doza će se proizvesti gama zračenjem od ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$ reakcije za koju je presek $3.3 \cdot 10^{-25}\text{ cm}^2$. Međutim u uzorku tkiva od 150 g doprinos ovog gama zračenja je zanemarljiv.

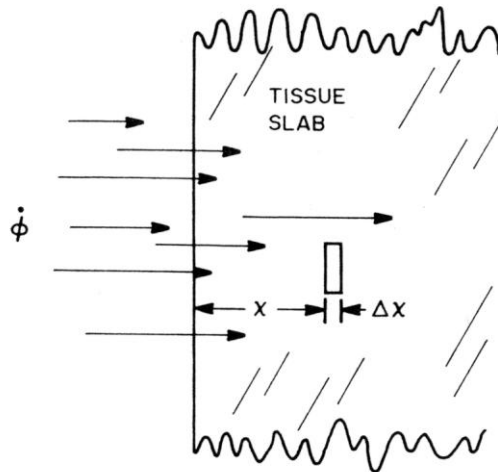
Za brze neutrone, pošto je srednja energija prenetu u sudaru sa jezgrom oko polovine energije neutrona "first collision" dozu je potrebno izračunati. "First collision" doza se oslobodi neutronima koji načine samo jedan sudar u meti. Ova doza je približna stvarnoj dozi kada je srednja putanja neutrona velika u poređenju sa dimenzijama mete. 5 MeV ski neutroni imaju makroskopski efikasni presek u mekom tkivu od 0.051 l/cm , tako da je srednji put jednak $1/0.051 = 20\text{ cm}$. Tako, u meti veličine tela, veliki deo 5 MeV skih neutrona neće doživeti višestruke sudare i "first collision" doza se može koristiti kao približna stvarnoj dozi. First collision doza je jasno, samo donja granica doze. Brzi neutroni deponuju najveći deo njihove energije u tkivu u sudarima sa vodonikom. Zato, računanje "first collision" doze sa vodonikom u tkivu obezbeđuje prostu, procenu donje granice doze brzih neutrona.

Primer: Izračunati dozu prvog sudara sa tkivnim vodonikom po jediničnom fluensu za 5 MeV ske neutrone.

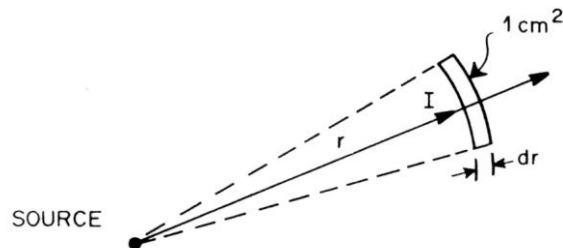
Rešenje: Brojčana gustina vodonikovih atoma u tkivu je $N=5.9810^{22}\text{ cm}^{-3}$ i efikasni presek za rasejanje 5 MeV skih neutrona je $\sigma=1.61\cdot 10^{-24}\text{ cm}^2$. Srednji gubitak energije po sudaru je $E_{sr}=2.5\text{ MeV}$, što je polovina incidentne energije. Doza po jediničnom neutronsom fluensu od sudara sa vodonikom je zato ($\rho=1\text{ g/cm}^3$ za tkivo)

$$D = \frac{N \sigma E_{sr}}{\rho} = 3.85 \cdot 10^{-9} \text{ rad / neutron / cm}^2 \quad (10.34)$$

Zapazi da je jedinica $\text{rad}\cdot\text{cm}^2$.



Slika 10.9. Uniformni, paralelni snop naelektrisanih čestica normalno pada na debelu ploču od tkiva.



Slika 10.10. Brzina apsorpcije energije u vazduhu debljine dr po cm^2 je $I\mu_A$ koeficijent apsorpcije energije (cm^{-1}).

Slično računanje prve sudarne doze 5 MeV skih neutrona sa O, C i N jezgrima u mekom tkivu daće respektivno doprinose od $0.244 \cdot 10^{-9}$, $0.079 \cdot 10^{-9}$ i $0.024 \cdot 10^{-9}$ rad cm^2 , što predstavlja oko 10 % od ukupne doze. Detaljnija analiza pokazuje da uzmaknuti vodonik doprinosi približno oko 85-95 % prve sudarne doze u mekom tkivu za neutrone energije između 10 keV i 10 MeV. Tabela 10.5 prikazuje analizu prve sudarne doze neutrona.

Detaljna računanja višestrukog neutronskeg rasejanja i energije deponovane u ploči i antropomorfnom fantomu, koji sadrže meko tkivo, kosti i pluća obavljaju se Monte Carlo metodom. Na raspolaganju su kompjuterski programi, zasnovani na eksperimentalnim efikasnim preseccima, i teorijskim algoritmima.

Slika 10.11. prikazuje rezultate MMC računanja izvršenog za 5 MeV-ske neutrone koji padaju normalno na 30 cm "ploču" od mekog tkiva, što aproksimira debljinu tela. Kriva označena sa E_T je ukupna doza, E_P je doza od uzmaknutih H jezgara (protona), E_γ je doza od gama zračenja iz ${}^1H(n,\gamma){}^2H$ reakcije zahvata sporih neutrona i E_H je doza od uzmaknutih teških (O,C,N) jezgara. Doza raste u dubini prvih nekoliko cm, a zatim opada kako se smanjuje energija snopa i kako se apsorbuju neutroni. Kriva za protone i kriva za teška uzmaknuta jezgra pokazuju slično ponašanje. Kako neutroni prodiru, oni se usporavaju i dostižu termalne energije. Ovo se reflektuje u porastu gama doze koja ima širok maksimum u

oblasti od 6 do 14 cm. Zapazi da ukupna doza opada za red veličine od prednje do zadnje strane ploče.

10.10 OSTALI DOZIMETRIJSKI KONCEPTI I VELIČINE KERMA

Veličina povezana sa dozom indirektno jonizujućeg zračenja (fotona i neutrona) je inicijalna kinetička energija svih naelektrisanih čestica oslobođenih zračenjem po jedinici mase. Ova veličina koja ima dimenzije apsorbovane doze se naziva kerma, (Kinetic energy released per unit MAsa). Po svojoj definiciji KERMA uključuje energiju koja se može pojaviti usled zakočnog zračenja i Auger-ove elektrone. Apsorbovana doza se formira iza površine ozračene snopom neutralnih čestica do dubine uporedljive sa dometom sekundarnih naelektrisanih čestica stvorenih zračenjem. Sa druge strane KERMA opada konstantno zbog slabljenja primarnog zračenja sa dubinom.

Doza prvog sudara, izračunata za neutrone u prošlom paragrafu, je bolje rečeno prvo sudarna doza. One su identične sve dok se inicijalna kinetička energija uzmaknutih čestica apsorbuje lokalno u meti. Apsorbovana doza i KERMA se mogu bitno razlikovati kada zakočno zračenje napušta metu. Za dodatne informacije vidi ICRU 33.

Mikrodozimetrija

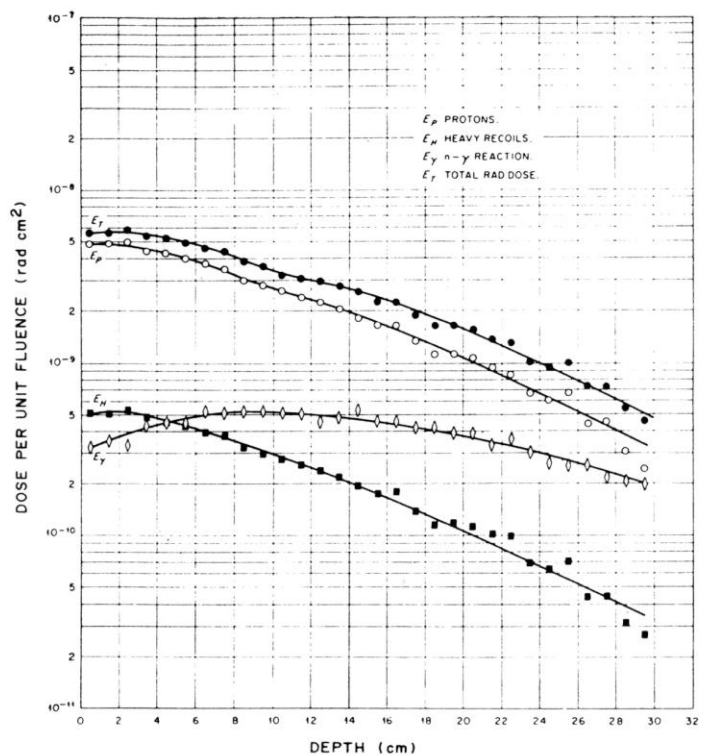
Apsorbovana doza je srednja veličina i , kao takva, ne daje informaciju o stohastičkoj prirodi deponovanja energije od strane zračenja u materiji. Statistički aspekt je naročito značajan kada se razmatra doza u malom regionu ozračene mete, kao što je jezgro ćelije ili druge subćelijske strukture. Mikrodozimetrija radi sa takvim objektima i fenomenima. Razmotrimo, na primer, jezgro ćelije od $5 \mu\text{m}$. Ako celo telo prima uniformnu dozu od 100 mrad nisko LET zračenja onda $2/3$ jezgara neće primiti nikakvo zračenje, a $1/3$ će usrednjeno primiti 300 mrad. Ako, na drugoj strani telo primi 100 mrad doze od fisionih neutrona, onda 99.8% ćelija neće primiti nikakvu dozu, a 0.2 % će primiti oko 50 rad. Razlika potiče od činjenice da neutroni deponuju dozu preko uzmaknutih jezgara koji imaju kratak domet. Protoni koji imaju energiju 500 keV imaju domet $8 \mu\text{m}$ u tkivu, u poređenju sa dometom od 0.174 cm za 50 keV elektrone. Obe čestice deponuju istu energiju u telu. Domet protona je uporediv sa dijametrom ćelije, elektroni putuju usrednjeno oko 350 dijametara ćelija.

Specifična energija

Kada čestica ili foton interaguje sa elementom zapremine tkiva, posmatrajmo interakciju kao događaj deponovanja energije. Energija nataložena u zapremini od strane incidentne čestice i svih sekundarnih elektrona se naziva predata energija. Zbog statističke prirode interakcije zračenja sa materijom, predata energija je stohastička veličina. Specifična predata energija zapremini mase m , je definisana kao

$$z = \frac{\varepsilon}{m} \quad (10.35)$$

Ona ima dimenzije apsorbovane doze. Pri ozračivanju neke zapremine, ona doživljava brojne događaje deponovanja energije koji se mogu okarakterisati raspodelom veličine z . Srednja apsorbovana doza u zapremini od brojnih događaja je srednja vrednost z . Proučavanje raspodele z od različitih zračenja u malim elementima zapremine tkiva je predmet mikrodozimetrije.



Slika 10.11. Depth-dose kriva za 5 MeV ske neutrone koji padaju normalno na tkivnu ploču. Ordinata daje dozu po jediničnom fluensu na raznim dubinama datim na apscisi.