



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ  
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

ПРИМЉЕНО:	11 ЈУН 2007
ОРГАНИЗ.ЈЕД.	БРОЈ
0603	9/497

# Kosmičkim zračenjem indukovane linije u gama spektrima

- diplomski rad -

Mentor:  
Dr Nataša Žikić-Todorović

Kandidat:  
Dragan Salak

Novi Sad, 2007

# Sadržaj

1. Uvod.....	3
2. Radioaktivnost .....	3
2.1. Osnovne definicije .....	3
2.2. Vrste raspada. Nastanak nuklearnog zračenja.....	4
2.3. Radionuklidi u prirodi .....	5
3. Interakcija zračenja sa materijom .....	8
4. Kosmičko zračenje na površini zemlje .....	11
5. Niskofonska gama spektrometrija .....	15
5.1. Spektri gama zraka. Fon .....	15
5.2. Poluprovodnički detektori. Ge spektrometri .....	21
6. Gama linije u spektru Ge detektora indukovane kosmičkim zračenjem .....	23
6.1. Uvod.....	23
6.2. Eksperiment .....	23
6.3. Podešavanje sistema.....	24
6.4. Rezultati i analiza.....	25
6.5. Smanjenje brzine brojanja sa uzorkom.....	27
6.6. Kosmičkim zračenjem indukovani neutronski fon .....	27
6.7. Diskusija i zaključak .....	29
Reference .....	30
Izvod/Abstract.....	31
Biografija .....	32



# 1. Uvod

Kosmičko zračenje neprestano stupa u interakciju sa atmosferom Zemlje. Primarno kosmičko zračenje koje se sastoji uglavnom od protona, ali i jezgara He i težih elemenata, elektrona i fotona u velikoj meri se atenuira u gornjim slojevima atmosfere. U tom procesu nastaje sekundarno kosmičko zračenje, velik broj različitih čestica od kojih su najprodorniji mioni i neutrini. Kako je efikasni presek za interakciju neutrina sa materijom na Zemlji veoma mali, jedino mioni su čestice čiji fluks može bez problema da se detektuje na površini, metodama gama spektrometrije. Uz pomoć poluprovodničkih Ge detektora mogu se snimiti fonski spektri i identifikovati gama linije koje vode poreklo od kosmičkih miona. Kako se aktivnom zaštitom fluks miona može značajno redukovati (redukcija anihilacione linije za faktor 7 uz upotrebu aktivne zaštite), najintenzivnije kosmičke linije su one nastale aktivacijom jezgara u Ge kristalu. Raspadom miona nastaju brzi neutroni koji stvaraju radioizotope Ge, čiji izomerni raspad indukuje lako uočljive gama linije, pojačane termalizacijom neutrona u aktivnoj zaštiti.

## 2. Radioaktivnost

### 2.1. Osnovne definicije

Fenomen zacrnjenja fotografске ploče i ionizacije gasa od strane uranovih soli, koji je 1896. godine Bekerel primetio, Marija i Pjer Kiri nazvali su *radioaktivnost*. Među prvima koji su pružili objašnjenje ovog fenomena bili su Raderford i Sodi: radioaktivnost je proces transmutacije jezgara nestabilnih izotopa određenih hemijskih elemenata u jezgra drugih elementata, uz emitovanje zračenja. Ustanovljeno je da se to zračenje može podeliti u tri tipa: *alfa*, *beta* i *gama*. U prirodi postoji tri radioaktivna niza, koji se obično nazivaju *uranijum-radijumski* (rodonačelnik  $^{238}\text{U}$ ), *torijumski* ( $^{232}\text{Th}$ ) i *uranijum-aktinijumski* ( $^{235}\text{U}$ ). Postoji i četvrti niz, *neptunijumski* ( $^{241}\text{Pu}$ ), ali njegovi članovi nisu pronađeni u prirodi osim stabilnog finalnog produkta  $^{209}\text{Bi}$ . Ovi izotopi se, kroz radioaktivni raspad, transformišu u druge elemente dok se ne dobiju stabilni izotopi olova. Prema tome, *radioaktivni raspad* je proces transformacije jezgra iz jednog energetskog stanja u drugo. Pri tome se iz jezgra u vidu viška energije emituje čestica, koja može biti jezgro helijuma (alfa zračenje), elektron ili pozitron (beta zračenje) ili kvant elektromagnetskog zračenja visoke energije (gama kvant). U slučaju alfa i beta zračenja, novonastalo jezgro više nije isti hemijski element kao pre raspada. Postoje, naravno, i radionuklidi koji ne pripadaju navedenim nizovima.

Eksperimentalno je utvrđeno da na radioaktivnost jezgra ne utiču spoljašnji činioci kao što su temperatura ili pritisak. Kada će se neko jezgro raspasti ne može pouzdano da se zna, jer je radioaktivnost statistički proces, ali može da se izračuna broj jezgara koja se u određenom vremenskom intervalu raspadi. Jedan od najznačajnijih zakona u nuklearnoj fizici je *zakon radioaktivnog raspada*, koji kaže da je promena broja neraspadnutih jezgara u toku vremena  $-dN/dt$  proporcionalna ukupnom, početnom broju jezgara  $N$  i konstanti radioaktivnog raspada  $\lambda$ , kao verovatnoći raspada datog radioizotopa

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (2.1)$$

Negativni predznak znači da se broj neraspadnutih jezgara vremenom smanjuje. Integraljenjem jednačine (2.1) dobija se

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

gde je  $N_0$  broj neraspadnutih jezgara za  $t = 0$ .

Konstanta radioaktivnog raspada je veličina koja se kreće između 0 i 1. Ona ima stalnu vrednost za određeni radioizotop i predstavlja njegovu karakteristiku. Ukoliko u početnom trenutku imamo 1000 atoma nekog radioizotopa u određenoj zapremini, i  $\lambda = 0.5$ , to znači da će se za jednu sekundu raspasti 500 atoma. U narednoj sekundi raspašće se 50% od ostatka, odnosno 250, itd. Međutim, raspadi pojedinačnih jezgara su potpuno nezavisni od npr. broja jezgara koja su se prethodno raspala ili vremena koje je prošlo od početnog momenta.

Definisaćemo i *period poluraspara* ( $T_{1/2}$ ) kao vreme potrebno da jedna polovina od ukupnog broja jezgara doživi radioaktivni raspad:

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \quad (2.3)$$

odakle se dobija veza između perioda poluraspada i konstante raspada:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2.4)$$

ili

$$\lambda = \frac{0.693}{T_{1/2}} \quad (2.5)$$

Recipročna vrednost konstante raspada iz (2.5) naziva se *srednji život*  $\tau$ :

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = 1.44 T_{1/2} \quad (2.6)$$

Ako je  $dN$  broj jezgara koja se raspadnu za vremene  $dt$ , aktivnost radioaktivnog elementa jednaka je proizvodu konstante raspada i broja neraspadnutih jezgara

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N \quad (2.7)$$

Jedinica za aktivnost u SI sistemu je 1 Bq (1 bekerel), koji odgovara jednom raspodu u jednoj sekundi. Stara jedinica je 1 Ci (1 kiri), koji je jednak  $3.7 \cdot 10^{10}$  raspada u sekundi ili  $2.22 \cdot 10^{12}$  raspada u minutu, što odgovara aktivnosti jednog grama  $^{226}\text{Ra}$ . Koncentracija aktivnosti (specifična aktivnost) je aktivnost radionuklida po jedinici mase  $A_s = A/m$  [Bg/kg]. Zavisnost aktivnosti od vremena dobija se množenjem (2.2) sa konstantom raspada:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2.8)$$

odakle se vidi se da aktivnost radioaktivnog uzorka eksponencijalno opada s vremenom.

U slučaju velikih radioaktivnih nizova, vidimo da su često potomci raspadnutih jezgara takođe radioaktivni. Ako je predak relativno dugoživeći radionuklid, a potomak kratkoživeći, vremenom može da se uspostavi tzv. radioaktivna ravnoteža. To je dinamička ravnoteža kada za dve susedne generacije A i B u radioaktivnom nizu važe sledeće relacije

$$\frac{dN_A}{dt} = \frac{dN_B}{dt}, \quad \frac{N_A}{N_B} = \frac{\lambda_B}{\lambda_A} = \frac{t_A}{t_B} \quad (2.9)$$

Uspostavljanje radioaktivne ravnoteže je veoma značajno za određivanje aktivnosti pojedinih radionuklida posrednim putem, tj. preko njegovih potomaka. To je neophodno kada je određivanje nemoguće odraditi na direktni način (u slučaju vrlo niskog intenziteta linija, veoma dugog ili kratkog perioda poluraspada).

## 2.2. Vrste raspada. Nastanak nuklearnog zračenja

Radioaktivni raspad predstavlja promenu u sastavu ili energetskom stanju jezgra. Ta promena podrazumeva prelazak jezgra na neko od nižih energetskih stanja čime se oslobađa viška energije. Postoji nekoliko procesa kroz koje jezgro može da se oslobodi ovog viška.

*Alfa raspad* je proces u kome radioaktivno jezgro emituje jezgro helijuma (dva protona i dva neutrona), što se vidi u sledećem primeru:



Vidi se da su se promenili redni broj Z i maseni broj A, čime je promenjen i hemijski element. Od  $^{226}\text{Ra}$ , alfa raspadom je nastalo jezgro plemenitog gasa  $^{222}\text{Rn}$ , takođe radioaktivno. Ovaj proces je samo deo velikog niza uranijumskog radioaktivnog raspada.

Radioaktivni raspad se često odvija na više načina. Na primer, alfa raspad iz (2.10) može da se odigra na dva načina. U oko 95% slučajeva emituje se alfa čestica energije 5.78 MeV, a jezgro prelazi u osnovno stanje, dok se u 5% slučajeva emituje alfa čestice 5.54 MeV, pri čemu se emituje i gama foton energije 0.241 MeV, čime se ostvaruje isti bilans.

*Izobarski prelazi* su radioaktivni raspadi do kojih dolazi kada jezgro ima višak protona ili neutrona. Naziv „izobarski“ se koristi stoga što nakon ovih raspada jezgro potomak ne menja maseni broj. Menja se samo broj protona ili neutrona za jedan, pa tako jezgro potomak može biti jedno mesto ispred ili iza u periodnom sistemu elemenata. U slučaju viška neutrona, jezgro emituje elektron (dolazi do transformacije jednog neutrona u proton i elektron), a kada postoji višak protona, emituje se pozitron (transformacija jednog protona u neutron i pozitron) ili dolazi do *elektronskog zahvata*. Emitovani elektroni i pozitroni nazivaju se zajedničkim imenom *beta čestice*. Za razliku od alfa raspada, energija beta čestica ima kontinuiran spektar zbog toga što se pored njih emituje i *neutrino* ili njegova antičestica – *antineutrino*.

Elektronski zahvat je češći kod težih elemenata. S obzirom da elektroni u atomskom omotaču osciluju na putanjama oko jezgra sa diskretnim vrednostima energije, može da se desi da elektron bliži jezgru (npr. sa K ljeske) bude zahvaćen od njega, nakon čega neutrališe jedan proton, uz emisiju neutrina. Prazno mesto u K ljesci popunjava neki elektron sa višeg energetskog nivoa čime se iz atoma emituju karakteristični X-zraci. Ponekad se jezgro nakon elektronskog zahvata i emisije neutrina nade u pobuđenom stanju, nakon čega vrlo brzo prelazi u niže ili osnovno stanje emisijom gama zračenja.

*Izomerni raspadi* nazivaju se procesi u kojima jezgro prelazi u osnovno stanje uz emisiju gama fotona, pri čemu ostaju isti maseni i atomski broj. Kao primer može se uzeti tehnicijum  $^{99m}\text{Tc}$ . On nastaje beta raspadom  $^{99}\text{Mo}$  ( $T_{1/2} = 65.9$  h), pri čemu je 82% dobijenih jezgara  $^{99m}\text{Tc}$  na pobuđenom stanju energije 0.142 MeV. Sa periodom poluraspada od oko 6 časova, ovo pobuđeno jezgro se dezintegriše na dva načina. U 98.6% slučajeva odigrava se u dva poteza uz emisiju dva gama fotona energija 2 i 140 keV. U preostalih 1.4% slučajeva emituje se jedan foton energije 142 keV.

Alternativni način oslobađanja viška energije u odnosu na gama zračenje je *unutrašnja konverzija*. U ovom procesu jezgro predaje deo energije jednom elektronu iz atomskog omotača, nakon čega elektron napušta atom sa kinetičkom energijom kao razlikom između energije koju mu je predalo jezgro (energija ekscitacije jezgra) i energije veze elektrona. Kod spomenutog tehnicijuma, energija koju primi konverzionalni elektron sa K ljeske je  $142 \text{ keV} - 21 \text{ keV} = 121 \text{ keV}$  za prvi i  $140 \text{ keV} - 21 \text{ keV} = 119 \text{ keV}$  za drugi proces. Upravnjeno mesto ubrzo popunjava neki drugi elektron sa višeg nivoa nakon čega se emituje karakteristično X-zračenje ili Ožeovi elektroni. Vidimo da je energija konverzionog elektrona diskretna, dok energija kod beta čestica ima kontinuirani spektar.

U ovom radu akcenat je stavljen na gama emitere, odnosno na detekciju gama kvanata. Iako većina radioaktivnih izotopa emituje gama zračenje, emisija alfa i beta zračenja ovde nije od velikog značaja jer je korišćena aparatura isključivo za niskofonsku gama spektrometriju. O tome će biti više reči u narednim poglavljima.

## 2.3. Radionuklidi u prirodi

Nuklearno zračenje, koje nastaje prilikom radioaktivnog raspada, može značajno da utiče na životnu sredinu. Ovde se pre svega misli na *jonizujuće zračenje* čije dejstvo i domet zavise od energije i tipa zračenja. U kontekstu izučavanja uticaja ionizujućeg zračenja na život ljudi, koristi se jedinica sivert (Sv), kao mera za štetno dejstvo ovog zračenja na čoveka (ekvivalentna doza). Jedan Sv je količina zračenja koja prouzrokuje radijacioni rizik kod oko 4000 na ukupno 1.000.000 ljudi izloženih zračenju. U savremenom svetu, čovek je izložen godišnjoj ekvivalentnoj dozi od oko 3 mSv. Od toga oko 0.3 mSv vodi poreklo do kosmičkog zračenja, 0.5 mSv od medicinske primene nuklearnog zračenja, a ostatak od primordijalnih i antropogenih radionuklida.

Prisutnost radioaktivnosti na Zemlji vodi poreklo još od nastanka Sunčevog sistema i naše planete. Radionuklide koji se mogu naći u prirodi nazivamo NORM<sup>1</sup> i delimo u tri grupe, prema načinu postanka (njihovom poreklu) na: (1) primordijalne, (2) kosmogene i (3) antropogene. Ovde će biti ukratko opisani najznačajniji nuklidi iz svake grupe i način na koji se gama spektrometrijom mogu detektovati.

<sup>1</sup> NORM – Naturally Occurring Radioactive Materials.

**(1) Primordialni radionuklidi** su oni čiji poluživot je uporediv sa starošću Zemlje, Sunčevog sistema i čitavog kosmosa. To su članovi velikih radioaktivnih nizova sa izotopima  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ , i  $^{232}\text{Th}$  kao rodonačelnicima. Sva tri izotopa imaju period poluraspada reda veličine  $10^9$ , pa njihovo prisustvo na Zemlji vodi poreklo još od vremena stvaranja strukture Sunčevog sistema. Uranijumov niz završava se stabilnim izotopom  $^{206}\text{Pb}$ , uranijum-aktinijumov niz izotopom  $^{207}\text{Pb}$ , a torijumov niz izotopom  $^{208}\text{Pb}$ .

*Uranijum-238.* Kao rodonačelnik uranijumskog (tj. uranijum-radijumskog niza),  $^{238}\text{U}$  je u prirodi zastupljen sa oko 99.27% u odnosu na ostale izotope istog hemijskog elementa. Period poluraspada je oko  $4.5 \cdot 10^9$  godina što odgovara procenama za starost planete Zemlje. Ima ga praktično u svim stenama, uglju, zemljištu, veštačkom đubriva, okeanima, itd. U prosečnom, „referentnom čoveku“ (težine 70 kg) nalazi se između 100 i 120  $\mu\text{g}$  uranijuma, sa dnevnim unošenjem i iznošenjem od oko 1  $\mu\text{g}$ . Od toga najviše dolazi iz hrane (riba, sveže povrće) i oko 10% iz pijaće vode. Efektivna ekvivalentna doza za celo telo iznosi oko 5  $\mu\text{Sv}$ .[19] Direktna gama spektrometrijska analiza koncentracije  $^{238}\text{U}$  je praktično nemoguća zbog niskog intenziteta linija. Uranijumove linije su relativno neupotrebljive: intenziteta samo 0.078% na 163 keV (linija koja rezultira pobuđenim jezgrom  $^{234}\text{Th}$ ) i 0.064% na 49.5 keV uz emisiju alfa čestice.

Moguće je iskoristiti linije uranijumskih članova niza, potomaka  $^{234}\text{Th}$  i  $^{234m}\text{Pa}$ . Torijumova linija intenziteta 4.8% nalazi se na 63.29 keV što je oblast sa vrlo intenzivnim fonom poteklim od X-zračenja, ali tu je i linija na 92.6 keV sa intenzitetom od 5.58%. Međutim, korišćenje ovih linija je moguće ako su  $^{238}\text{U}$  i njegov potomak  $^{234}\text{Th}$  u radioaktivnoj ravnoteži, što je potvrđeno ispitivanjem opisanim u [20]. Kako je period poluraspada ovog torijumovog izotopa 24.1 dan, ukoliko ravnoteža nije uspostavljena onda bi se morao sačekati period od desetak perioda poluraspada, što dovodi u pitanje ekonomičnost postupka. Zato se ponekad koriste i linije još nekih predaka, kao što su  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{214}\text{Pb}$ ,  $^{214}\text{Bi}$  i  $^{210}\text{Pb}$  za određivanje koncentracije izotopa  $^{238}\text{U}$ .

*Uranijum-235.* Ovaj izotop je rodonačelnik tzv. uranijum-aktinijumovog niza, a zastupljen je sa svega 0.72% u prirodi u odnosu na  $^{238}\text{U}$ , sa periodom poluraspada od  $7.04 \cdot 10^8$  godina. Postao je poznat i značajan zbog upotrebe u nuklearnim elektranama i oružju. Gama spektrometrija ovog izotopa je moguća na više načina.  $^{235}\text{U}$  ima dve intenzivne linije na 143.76 keV (10.96%) i 163.36 keV (5.08%) u relativno povoljnem delu spektra ali mala zastupljenost u uzorcima koji se analiziraju utiče da određivanje koncentracije bude veoma nepouzdano. Koristi se i najintenzivnija linija na 185.71 keV, sa intenzitetom od čak 57.2% ali je problem u tome što čini dublet sa linijom  $^{226}\text{Ra}$  na 186.21 keV (3.59%).

Jedan od važnijih potomaka  $^{238}\text{U}$  je  $^{222}\text{Rn}$ , gasoviti element sa periodom poluraspada od 3.82 dana, radionuklid koji se nalazi praktično svuda: u vodi, vazduhu, građevinskom materijalu, zemljištu, itd. Takođe radon, često pod imenom *toron* zbog mesta u torijumovom nizu, prisutan je i  $^{220}\text{Rn}$  ali je njegov period poluraspada samo 55.6 s. Interesantno je, međutim, da je njegovo prisustvo u stenama, zemljištu i građevinskom materijalu veće u odnosu na  $^{222}\text{Rn}$ , ali je zato manje kada je reč o vazduhu. Osim toga, zbog kratkog poluživota, ovaj izotop ne može da se proširi na velikom prostoru. Njihova koncentracija u vazduhu generalno zavisi od koncentracije predaka  $^{232}\text{Th}$  i  $^{226}\text{Ra}$  u zemljištu.

*Torijum-232.* Sa izuzetno dugim periodom poluraspada od  $1.4 \cdot 10^{10}$  godina, uporedivim sa starošću čitavog svemira,  $^{232}\text{Th}$  je prvi član u torijumskom nizu. U odnosu na ostale izotope torijuma u prirodi dominira sa skoro 100%, mada su pronađeni i drugi izotopi kao što je  $^{230}\text{Th}$ . U zemljištu može da ga bude u većim količinama, naročito uz veću koncentraciju retkog minerala monazita, u čiji sastav torijum doprinosi sa čak 10% po masi<sup>2</sup>. Nema mnogo intenzivnih gama linija pa se koncentracija njegove aktivnosti može odrediti pomoću sledećih izotopa:  $^{228}\text{Ac}$ ,  $^{224}\text{Ra}$ ,  $^{212}\text{Pb}$  i  $^{212}\text{Bi}$ .

*Radijum-226.* Kao član uranijum-radijumskog niza na čelu sa  $^{238}\text{U}$ , ovaj radijumov izotop ima nešto kraći period poluraspada od 1600 godina. Nema mnogo gama linija, a najintenzivnija je na energiji od 186.21 keV (3.58%). Ostale linije su izuzetno slabe, a ova linija, kao što je ranije rečeno, čini dublet sa linijom 185.71 keV izotopa  $^{235}\text{U}$ . Aktivnost  $^{226}\text{Ra}$  se, pored spomenute linije, određuje i preko izotopa  $^{214}\text{Pb}$ ,  $^{214}\text{Bi}$  i  $^{210}\text{Pb}$ . To je moguće zbog toga što su izotopi  $^{214}\text{Pb}$ ,  $^{214}\text{Bi}$  i plemeniti gas  $^{222}\text{Rn}$  potomci radijuma, pa daju pouzdanu informaciju o njegovoj aktivnosti kada se nalaze u radioaktivnoj ravnoteži. To se obično ostvaruje tako što se uzorci hermetički zatvore i čuvaju oko 10 perioda poluraspada radona, što je oko 40 dana ( $T_{1/2}(^{222}\text{Rn}) = 3.82$  d), pa se onda izvrši snimanje i analiza spektra. Radijum je posebno značajan pri analizi prirodne radioaktivnosti upravo zbog potomka  $^{222}\text{Rn}$ , koji može izazvati vrlo štetno dejstvo po zdravlje čoveka i teško se odstranjuje iz ljudskog organizma.

<sup>2</sup> U pojedinim lokacijama u Brazilu, Kini i Indiji detektovane su veće količine monazita.[19]

**Kalijum-40.** Jedna od najintenzivnijih gama linija izmerenih u prirodnim uzorcima potiče od radioaktivnog kalijumovog izotopa  $^{40}\text{K}$ , koji ne pripada nijednom radioaktivnom nizu, sa periodom poluraspada  $1.25 \cdot 10^9$  godina. Zastupljen sa samo 0.0118% među jezgrima prirodnog kalijuma i uz samo 11% raspada koji su propraćeni gama kvantom, nakon elektronskog zahvata se emituje jedina linija<sup>3</sup> na 1460.83 keV visokog intenziteta od 99.53%. Relativno visoka aktivnost koja se detektuje posledica je velike masene zastupljenosti kalijuma na Zemlji, koja prevazilazi torijum i uranijum oko  $10^4$  puta, a specifična aktivnost prirodnog kalijuma iznosi 31.4 Bq/g [19].

U „referentnom čoveku“ nalazi se oko 140 g kalijuma, uglavnom u mišićima, što odgovara 4.4 kBq od  $^{40}\text{K}$  u telu [19]. Koncentracija K u čoveku raste do oko dvadesete godina nakon čega približno linearno opada.

U svakom ljudskom organizmu, pored ostalih, nalazi se i izvesna količina radioaktivnih izotopa  $^{14}\text{C}$ ,  $^{40}\text{P}$ ,  $^{87}\text{Rb}^4$  ali je rizik od njihovog dejstva mnogo manji. Primera radi, godišnja efektivna ekvivalentna doza od  $^{87}\text{Rb}$  računajući celo ljudsko telo je oko 6  $\mu\text{Sv}$ . Kod  $^{40}\text{K}$  ide i do 270  $\mu\text{Sv}$ , kod nekih vrsta kostiju, što kod  $^{87}\text{Rb}$  iznosi 14  $\mu\text{Sv}$  [19].

**(2) Kosmogeni radionuklidi.** Kosmogeni radionuklidi nastaju prilikom interakcija kosmičkog zračenja sa atmosferom Zemlje (vidi poglavljje 4). Primarno kosmičko zračenje sastoji se uglavnom od teških čestica kao što su protoni, jezgra helijuma, berilijuma i dr. elemenata, visoke energije, a najznačajniji radionuklidi koji se stvaraju su  $^7\text{Be}$ ,  $^{14}\text{C}$  i  $^3\text{H}$ , s tim što  $^{14}\text{C}$  i  $^3\text{H}$  emituju samo beta čestice pa ne spadaju u domen gama spektroskopije.

**Berilijum-7** je interesantan zbog svog kretanja u atmosferi do njenog najnižeg sloja, a pomoću padavina može da dospe u površinske vode. Nastaje u interakciji čestica iz kosmičkog zračenja sa jezgrima azota i kiseonika u stratosferi i gornjim slojevima troposfere i najčešće se nalazi u jedinjenjima BeO i  $\text{Be}(\text{OH})_2$ . Iz svog osnovnog stanja, elektronskim zahvatom se jezgro  $^7\text{Be}$  raspada u  $^7\text{Li}$ , emitujući gama zračenje na samo jednoj energiji od 477.60 keV, relativno visokog intenziteta (10.52%). Period poluraspada je oko 53 dana.

**(3) Veštački radionuklidi.** Napredak nuklearne fizike omogućio je utilizaciju radioaktivnih nuklida u energetske i vojne svrhe. Upotreba atomske bombe (Hirošima i Nagasaki, 1945.), mnogobrojne nuklearne probe koje su vršene u drugoj polovini dvadesetog veka, izgradnja akceleratora i nuklearnih elektrana i katastrofa u Černobilu 1986. godine uticali su da se na površini Zemlje (doduše ne puno) izmeni količina radioaktivnog materijala. Neki od značajnijih veštačkih radionuklida kada je u pitanju zdravlje čoveka su:  $^{32}\text{P}$ ,  $^{59}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{99m}\text{Tc}$ ,  $^{131}\text{I}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ .

**Cezijum-137.** Ovaj izotop, čiji period poluraspada je 30.2 godine je jedan od najznačajnijih veštačkih radionuklida, koji je dospeo u životnu sredinu nakon nuklearnih proba šezdesetih godina i incidenta u Černobilu 1986. godine, kao fisioni produkt. Te godine, njegova koncentracija u vodi Dunava povećana je za faktor 100, a u algama za 80 [21]. Zbog relativno dugog perioda poluraspada, još uvek se može detektovati aktivnost ovog izotopa u gotovo svim vrstama merenja iz prirodne sredine, u različitim uzorcima, a to se lako ostvaruje preko jedne intenzivne linije na 661 keV. Njegova distribucija je, međutim, različita na površini Zemlje, što zavisi od konfiguracije padavina iz vremena kada je oslobođen u atmosferu.

### 3. Interakcija zračenja sa materijom

U nuklearnoj fizici se pod zračenjem najčešće podrazumevaju čestice koje su proizvedene u radioaktivnim raspadima atomskih jezgara (alfa, beta i gama zračenje). Njihova interakcija sa materijalom (sredinom) kroz koji prolaze najčešće se odvija u procesima ekscitacije i ionizacije atoma i molekula. Upadna čestica (nastala u radioaktivnom raspadu) može da preda deo energije okolnim atomima krećući se kroz neku sredinu, čime postepeno gubi energiju, dok okolni atomi mogu da pređu u pobuđeno stanje ili da

<sup>3</sup> Karakteristična linija na 1460.83 keV može da posluži i za kalibraciju spektrometra zbog prisustva u gotovo svakom prirodnom uzorku.

<sup>4</sup> Kao i  $^{40}\text{K}$  ne pripada nijednom radioaktivnom nizu.

budu ionizovani. Vraćanjem u osnovno stanje, atomi emituju fotone (obično X-zrake) ili Ožeove elektrone, a ionizacijom nastaju jonski parovi. Oni su značajni za detekciju radioaktivnog zračenja. Gubitak energije tokom prolaska čestice kroz sredinu naziva se *apsorpcija zračenja*, a rastojanje do maksimalne udaljenosti koju čestica pređe je *domet čestice*.

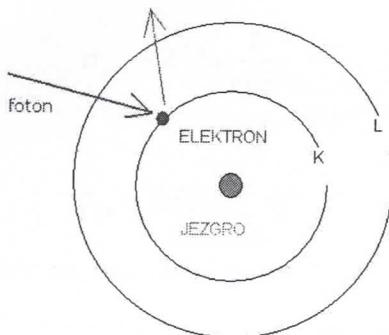
**Fotoni.** Na svom putu kroz materijal, fotoni doživljavaju interakciju sa atomima u celini, pojedinačnim jezgrima i elektronima. Mogu da budu apsorbovani ili da promene pravac kretanja.

Proces u kome se fotoni u potpunosti apsorbuju – predaju energiju orbitalnom (vezanom) elektronu – naziva se *fotoelektrični efekat (fotoefekat)* (Sl.3.1.). Tom prilikom foton fizički iščezava ali se njegova energija predaje elektronu koji napušta atom sa kinetičkom energijom

$$T_e = E_\gamma - E_b \quad (3.1)$$

tj. razlikom između energije fotona i energije veze elektrona. Na njegovo mesto silazi drugi elektron sa višeg energetskog nivoa i emituje se karakteristično X-zračenje ili Ožeov elektron.

Verovatnoća da se dogodi fotoefekat (efikasni presek  $\sigma_{fe}$ )<sup>5</sup> zavisi od energije upadnog fotona i energije veze određenog elektrona. Ukoliko je ona manja od energije veze elektrona, veoma je mala verovatnoća da se proces odigra. Da bi došlo do ekscitacije nekog elektrona foton, dakle, treba da ima energiju koja je jednaka ili veća energiji veze tog elektrona. Ako, pak, ima mnogo veću energiju, opet je mala verovatnoća da dođe do ekscitacije jer je za visokoenergijski foton ovakav elektron slabo vezan. Za  $E_\gamma \gg E_b$  efikasni presek fotoefekta je  $\sigma_{fe} \sim E_\gamma^{-1}$ , dok je za neznatno više energije od  $E_b$ ,  $\sigma_{fe} \sim E_\gamma^{-7/2}$ . S obzirom da su energije veze veće u težim elementima, logično bi bilo zaključiti da efikasni presek za fotoefekat treba da raste sa povećanjem rednog broja atoma. Pokazano je da je proporcionalan sa  $Z^5$ .



**Slika 3.1.** Ilustracija fotoelektričnog efekta.

Fotoefekat se objašnjava činjenicom da svetlost ima dualnu prirodu (talasnu i korpuskularnu). Kada foton nađe na vezani elektron dolazi do interakcije pri kojoj foton nestaje, atom preuzima deo energije, a elektron biva eksitovan.

Proces u kom foton predaje deo energije orbitalnom elektronu i nastavlja kretanje u drugom pravcu naziva se *Komptonov efekat (Komptonovo rasejanje)*. Energija rasejanog fotona je

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (3.2)$$

gde je  $\phi$  ugao pod kojim se foton rasejao,  $E_\gamma$  njegova pređašnja energija,  $m_e c^2$  energija mirovanja elektrona. U ovom procesu elektron dobija energiju, koja se može izraziti sledećom relacijom

<sup>5</sup> Verovatnoća za određenu interakciju, izražena u jedinicama  $\text{cm}^2$ . Predstavlja površinu u čijem centru je bombardovana čestica, a kroz koju ako prođe upadna čestica dolazi do interakcije.

$$E_e = E_\gamma \frac{\frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (3.3)$$

Na osnovu (3.3) može se pokazati da je maksimalna moguća energija koju elektron može da primi kada se foton raseja pod uglom od  $180^\circ$ . Kada je  $E_\gamma \gg m_e c^2$ , to je

$$E_e \approx E_\gamma - \frac{m_e c^2}{2} = E_\gamma - 0.255 \text{ MeV} \quad (3.4)$$

Relacija koja povezuje efikasni presek za Komptonovo rasejanje, redni broj atoma i energiju upadnog zračenja ima oblik  $\sigma_k \sim Z / E_\gamma$ .

Prilikom prolaska visokoenergetskog fotona (energije koja mora biti veća ili jednaka od dvostrukih mase mirovanja elektrona,  $E_\gamma \geq 2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ ) u blizini atomskog jezgra može doći do *stvaranja parova (par-efekat)*. To je anihilacija fotona u kojoj nastaju dve čestice – elektron i pozitron, koje napuštaju atom. Tako se energija fotona preraspodeljuje na kinetičke energije ovih čestica:

$$E_\gamma = 2m_e c^2 + T_{e^-} + T_{e^+} \quad (3.5)$$

Pozitron ne prelazi dug put i ubrzo u kombinaciji sa novim elektronom doživljava anihilaciju uz emisiju dva gama fotona. Efikasni presek za par-efekat je veoma složena funkcija pa se može podeliti za različite energetske intervale. Za interval od praga interakcije do oko 1000 masa mirovanja elektrona zavisnost je

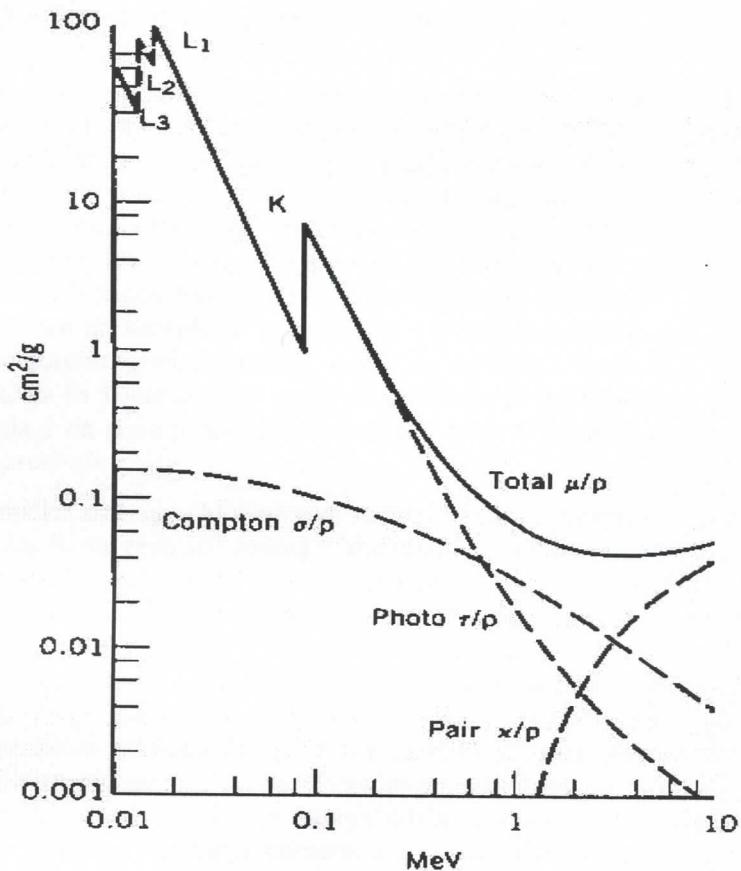
$$\sigma_{pe} \sim Z^2 \ln \frac{E}{m_e c^2} \quad (3.6)$$

dok je kod većih energija

$$\sigma_{pe} \approx 0.08 \cdot Z^2 \cdot r_e^2 \quad (3.7)$$

gde je  $r_e$  tzv. klasični radijus elektrona, koji iznosi  $r_e = e^2 / m_e c^2 = 2.8 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ .

Na slici 3.2. vidi se da povećanjem energije upadnih gama fotona totalni efikasni presek za interakciju fotona sa materijom uglavnom opada, naročito kod nižih energija. Kod niskih energija dominira fotoelektrični efekat, koji, međutim, relativno brzo opada. Mnogo sporije opada presek za Komptonovo rasejanje, koje iznad oko 0.9 MeV postaje najdominantniji efekat. Od 1.022 MeV počinje stvaranje parova, koje logaritamski raste i na visokim energijama, od recimo 10 MeV i više postaje skoro jedini način da se vrši atenuacija zračenja.



**Slika 3.2.** Efikasni presek za fotoefekat, Komptonov efekat, stvaranje parova i ukupni efikasni presek za sve procese.

**Intenzitet zračenja.** Pri prolasku kroz neku sredinu gama zračenje se eksponencijalno apsorbuje. U zavisnosti od apsorbera i energije zračenja, atenuacija će biti više ili manje efikasnija. Ako je  $I_0$  intenzitet zračenja, tada je

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.9)$$

intenzitet zračenja koje je prošlo kroz apsorber debljine  $x$  i linearog koeficijenta atenuacije  $\mu$ . On zavisi od energije zračenja i gustine apsorbujuće supstance.

Debljina apsorbera koja smanjuje intenzitet upadnog zračenja za 50% naziva se poludebljina apsorpcije i iz (3.9) se dobija da je

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (3.10)$$

Koristi se i *maseni koeficijent apsorpcije*,  $\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$ , u jedinicama m<sup>2</sup>/kg.

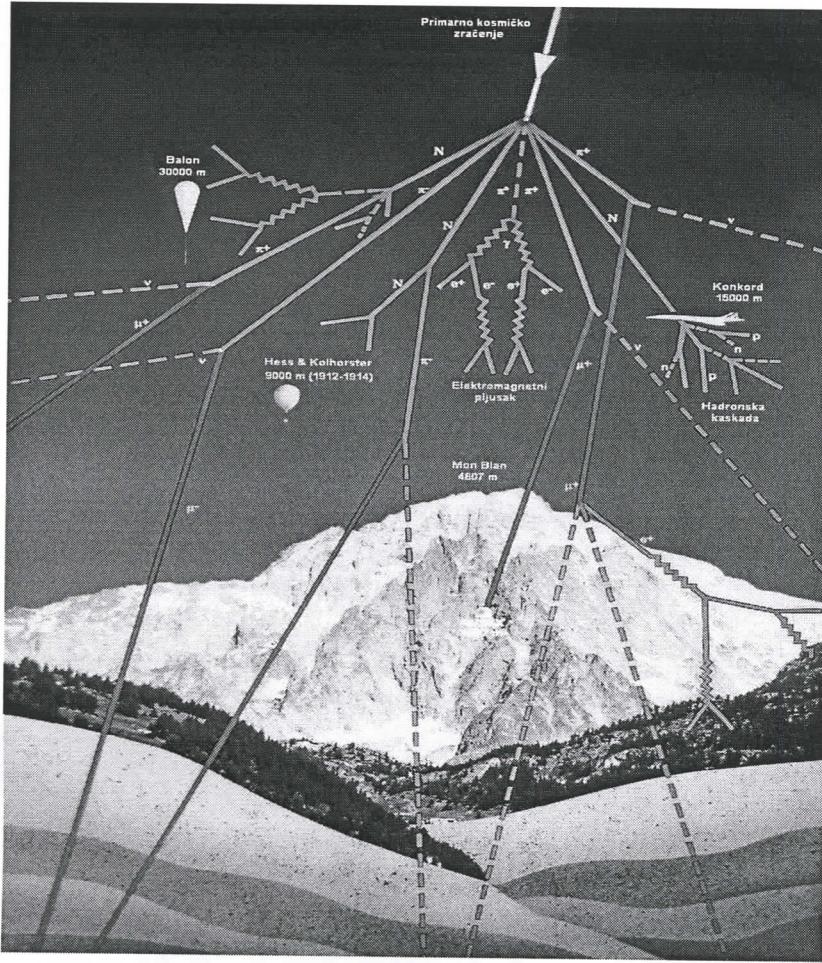
## 4. Kosmičko zračenje na površini Zemlje

Proučavanja radioaktivnih materijala u periodu od 1898. do 1912. godine bila su od velikog interesa, jer su davala direktni uvid u prirodu atoma, čija struktura je bila još uvek nepoznata. Za merenja veoma malog fluksa čestica koje potiču od radioaktivnih materijala korišćen je često elektrometar. Godine 1900. Wilson, Gajtel i Elster otkrili su da elektrometar održava pražnjenje i kada je smešten u mraku, veoma udaljen od izvora prirodne radioaktivnosti. Ovo nepoznato zračenje nazvano je tamna struja. U početku se smatralo da je jedan mogući izvor ovog radioaktivnog zračenja preostala radioaktivnost u Zemljinoj kori. Međutim, eksperimentima pomoću balona 1912. i 1913. godine, koje su izveli V. F. Hess i V. Kolherster, opovrgнутa je prepostavku da kompletan prirodnji fon zračenja potiče od radionuklida koji ulaze u sastav stena i minerala. Dvadesetih godina prošlog veka, A. Miliken, izvršio je niz merenja na različitim nadmorskim visinama, da bi konačno bilo usvojeno mišljenje da se atmosfera ponaša kao velika količina apsorbujućeg materijala i da postoji kosmičko zračenje. Ono se može podeliti u dve grupe: *primarno* i *sekundarno kosmičko zračenje*.

Primarno kosmičko zračenje uključuje sve stabilne čestice i jezgra (od vodonikovih, pa sve do teških elemenata) sa vremenom života reda  $10^6$  godina ili dužim, koje su nastale i ubrzane u astrofizičkim izvorima. Ustanovljeno je da kosmičko zračenje najvećim svojim delom dolazi podjednako iz svih pravaca. Mali deo primarnog kosmičkog zračenja su gama kvanti (manje od 1%). Oni, kao i pioni mogu nastati prilikom interakcija protona na atomima međuzvezdanog gasa. Naelektrisane čestice mogu biti skrenute u magnetnim poljima nebeskih tela, dok se fotonima to ne dešava. Tako se na osnovu pravca odakle dolaze fotonii može verodostojnije utvrditi izvor kosmičkog zračenja. Analizom anizitropnosti pravaca visokoenergetskog kosmičkog zračenja, može se zaključiti da su izvori kosmičkog zračenja supernove, pulsari, kvazari, crne rupe, aktivna galaktička jezgra, radiogalaksije. Po svom poreklu primarno kosmičko zračenje može da bude intergalaktičko, galaktičko i solarno. Udeo intergalaktičkog kosmičkog zračenja koje dolazi na gornju granicu atmosfere je zanemarljiv. Energija primarnog kosmičkog zračenja koja potiče od Sunca zanatno je manja od energije izmerene u galaktičkom zračenju. Solarana komponenta kosmičkog zračenja veoma je promenljiva i pokazuje česte fluktuacije. Komponenta kosmičkog zračenja koja do nas dospeva iz galaksije, odlikuje se nešto višom stabilnošću, mada je i ona uslovljena Sunčevom aktivnošću. Svakih 11 godina snažni procesi u heliosferi znatno utiču na Sunčeve magnetne polje, što kao posledicu ima varijacije intenziteta galaktičkog kosmičkog zračenja.

Primarno kosmičko zračenje koje dolazi u Zemljinu atmosferu čine ogoljena atomska jezgra - oko 98% i elektroni - oko 2%. Od jezgara, najviše ima jezgara lakih atoma sa vrlo visokom energijom, pretežno vodonikovih jezgara (protona) - oko 86%, zatim helijumovih jezgara - oko 12.7%, a mali deo čine teža jezgra - 1.3% i zastupljeni su skoro svi elementi periodnog sistema elemenata. Energije čestica u rasponu su od nekoliko hiljada eV do preko  $10^{20}$  eV! Ove čestice nemaju privilegovani pravac u svemiru. Priroda i poreklo čestica najviših energija još su zagonetni, kao i načini na koje se te čestice ubrzaju na tako velike brzine. Osim nanelektrisanih čestica, na Zemlju dolaze i neutralne čestice: elektromagnetsko zračenje različitih energija i neutrini. Najveći deo elektronskih neutrina koji iz svemira dolaze na površinu Zemlje su Sunčevog porekla. Atmosferski tokovi neutrina i antineutrina rezultat su raspada piona, kaona i miona. Na Zemlju mogu dopreti i neutrini koji nastaju pri pojavi supernova kao i neutrini nastali interakcijom kosmičkog zračenja sa međuzvezdanom materijom. Čestice primarnog kosmičkog zračenja ne uspevaju da se probiju duboko u atmosferu. Srednji slobodni put visokoenergetskog protona u odnosu na interakciju sa jezgrom je oko 1/13 dela ukupne debljine atmosfere. To znači da primarno kosmičko zračenje, kao i svi nukleoni i teže nanelektrisane čestice koje odlikuju snažne interakcije sa jezgrima veoma retko uspevaju da stignu do nižih slojeva atmosfere. Do nivoa mora dospevaju uglavnom lakše čestice, pretežno mioni i elektroni.

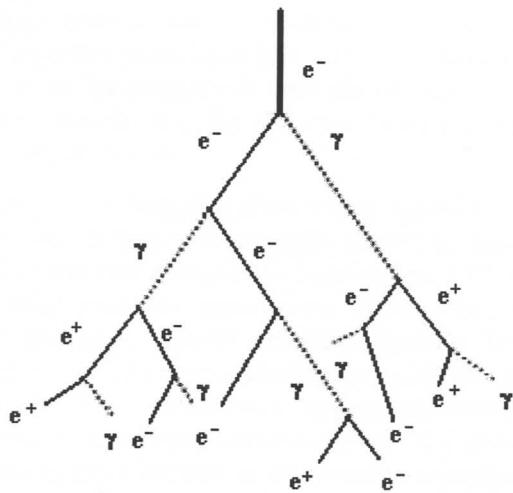
Sekundarno kosmičko zračenje nastaje u interakciji čestica primarnog kosmičkog zračenja energija većih od 1 GeV sa jezgrima atoma vazduha (Slika 4.1). Tom prilikom stvaraju se sve nama poznate elementarne čestice, koje na razne načine mogu da stupaju u nove reakcije, pa se na taj način stvara sledeća generacija čestica. Po načinu kako čestice sekundarnog kosmičkog zračenja interaguju mogu se podeliti u tri grupe: *nuklearno aktivnu, tvrdi i meki*.



**Slika 4.1.** Nastanak sekundarnog kosmičkog zračenja u atmosferi i gornjim slojevima Zemljine kore.

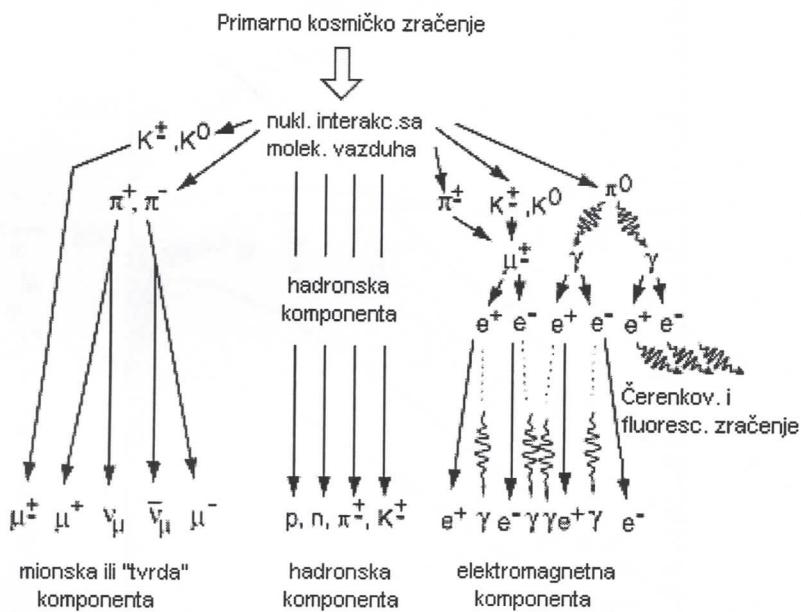
Nuklearno aktivna grupa sastoje se iz hadrona. Primarana čestica (najčešće proton) transformiše se u neke druge čestice putem jake interakcije, dok se jezgro cepa na sastavne nukleone. U tim procesima stvaraju se intenzivno  $\pi$  mezoni (tzv. pioni), a u manjem broju nastaju kaoni (20% od ukupnog broja stvorenih čestica). Naelektrisani  $\pi$  mezoni, kao i nukleoni nazivaju se nuklearno aktivnom komponentom sekundarnog kosmičkog zračenja pošto u interakcijama koje slede mogu takođe da stvore nove hadrone. Visokoenergetski proton prilikom interakcije sa nekim jezgrom može da dovede do njegovog cepanja i tom prilikom potroši od 20% od 50% od svoje početne energije. Nakon toga doživljava ponovo interakciju sa jezgrom gde mu se energija ponovo umanji. Kada mu se energija spusti ispod 100 MeV, on više nije u stanju da stupa u nuklearne interakcije, već svoju energiju gubi prvenstveno putem ionizacije. Neutroni mogu da učestvuju u nuklearnim reakcijama sa jezgrima do veoma niskih vrednosti energija. Naelektrisani pioni, pre nego što se raspadnu na mione i neutrine, takođe stupaju u reakcije sa jezgrima i stvaraju nove hadrone. Ukoliko im je energija veća od 200 GeV, na osnovu relativističkih efekata im se srednji život dovoljno produži, tako da imaju vremena da putem reakcija sa jezgrom umnože broj hadrona. Konačno se pioni u 99.99% slučajeva raspadaju na mione putem reakcija  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ . Na nivou mora, od ukupnog sekundarnog kosmičkog zračenja, manje od 1% sačinjavaju nuklearno aktivne čestice.

Simultano sa generisanjem nukleonske komponete stvara se meka ili elektromagnetna komponenta i tvrda ili mionska komponenta. Glavni izvor meke komponente su neutralni pioni. Oni imaju vrlo kratak život ( $1.8 \cdot 10^{-16}$ s) nakon čega se raspadaju u dva gama kvanta, koji mogu u procesu sudara sa atomskim jezgrima stvoriti par elektron-pozitron koji opet emituju zakočno i anihilaciono zračenje. Srednja dužina koju pređe foton skoro je ista kao radiaciona dužina elektrona. Ponavljanje kombinovanog efekta ova dva procesa visokoenergijskih fotona i elektrona proizvodi elektromagnetne pljuskove ili kaskade (Slika 4.2). Fotoni i elektroni u pljusku emituju se uglavnom u istom pravcu u kojem dolaze čestice preci, usled čega se prostiru u dosta uskom konusu.



**Slika 4.2.** Šematski prikaz razvoja elektromagnetskog pljuska.

Šematski prikaz nastajanja najvažnijih porodica čestica iz interakcije primarnog kosmičkog zračenja sa atmosferom prikazan je na Slici 4.3. Proces se nastavlja sve dok energija elektrona i pozitrona ne padne ispod izvesne energije.



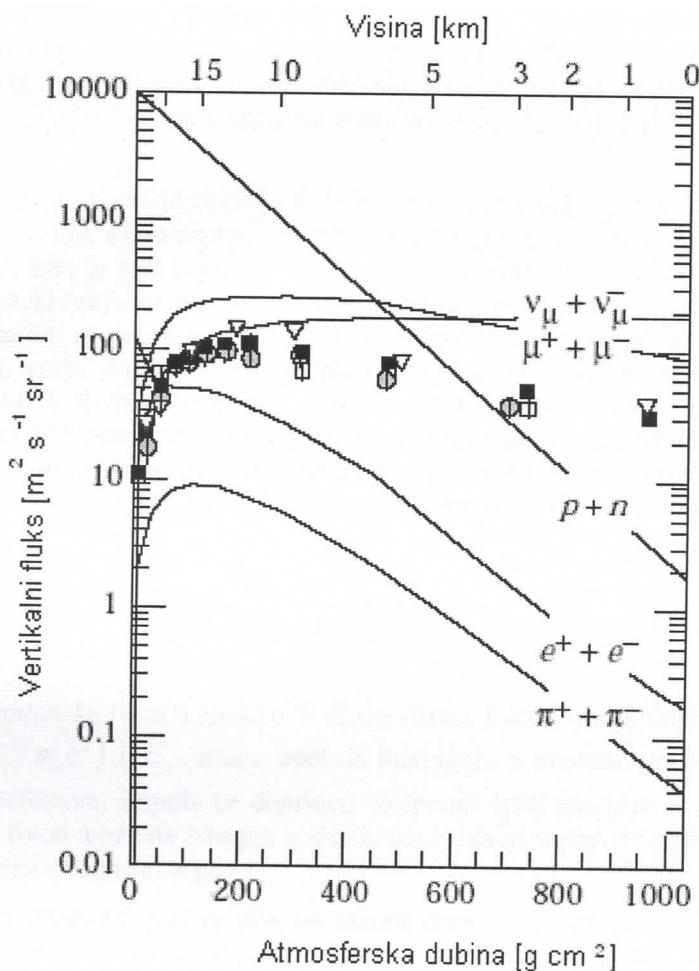
**Slika 4.3.** Šematski prikaz nastajanja čestica iz interakcije primarnog kosmičkog zračenja.[22]

Tvrda komponenta kosmičkog zračenja sastoji se uglavnom od visokoenergetskih miona, koji nastaju prvenstveno raspadom nanelektrisanih piona. Mioni u proseku primaju oko 80% energije piona i imaju približno isti pravac kao njihovi preci. Oni su vrlo prodorni, pošto je presek za njihovu interakciju samo oko  $2 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$ , ili oko  $10 \mu\text{barn}$  ( $1\text{barn}=10^{-28} \text{ m}^2$ ). Zbog relativističke dilatacije vremena mioni dovoljno velike energije mogu doći do površine Zemlje iako im je vreme raspada  $\sim 2.2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ . Na visini od  $\sim 15 \text{ km}$  počinju da se generišu, a na visini od  $10 \text{ km}$  već je formirano oko 90% ukupnog broja miona koji se formira u atmosferi. Spektar miona se pri prolazu kroz atmosferu modifikuje zbog jonizacionih gubitaka, raspada i zahvata suprotno nanelektrisanim mionima, i razlikuje se od spektra piona, sa kojim je skoro isti na mestu njihovog stvaranja. Znatan broj miona se u letu raspada na elektron (pozitron) i neutrino (antineutrino), pri čemu elektron odnosi  $1/3$  kinetičke energije miona, dok neutrini odnose ostatak energije.

Na opisani način energija protona kao dominantne primarne čestice, podeli se na veliki broj sekundarnih čestica. Procena je da jedan proton energije  $10^8$  MeV, nakon interakcije na jezgru na visini od 20 do 25 kilometara stvara putem elektromagnetskih kaskada ukupno  $10^9$  čestica, da bi se na nivou mora rasporedile od nekoliko kvadratnih kilometara. Do površine Zemlje stiže samo tvrda i meka komponenta kosmičkog zračenja tj. mioni, elektroni i fotoni.

U sredinama kao što je atmosfera Zemlje, većina miona izgubi svu svoju energiju pre raspada putem ionizacije. Elektroni i neutrini, u tom slučaju, dele energiju mirovanja miona od 105.7 MeV. Iako se veliki deo miona raspada u atmosferi, znatan deo dostigne nivo mora, i to, 20% od onih sa energijom 1 GeV i 80% od onih sa 10 GeV.[22] Zbog velike prodrorne moći miona, njihov fluks opada mnogo sporije sa dubinom atmosfere nego fluks njihovih predaka, protona. Elektromagnetna komponenta dominira na velikim visinama, ali zbog jake atenuacije, na površini mora predstavlja manji deo zračenja. Nukleonska komponenta zbog intenzivne interakcije sa okolnom atmosferom gotovo isčezava na površini mora. Neutroni iz nukleonske komponente odgovorni su za stvaranje radioaktivnog  $^{14}\text{C}$  (zahvatom neutrona jezgrima N) i  $^3\text{H}$  u atmosferi. Spektar neutrona na nivou mora proteže se od termalne energije do 1 GeV, a u vertikalnom sloju atmosfere njihov fluks iznosi  $6.2 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .[22]

Najbrojnije nanelektrisane čestice na površini mora su mioni. Mioni se generišu od  $\sim 15$  km, a na površini Zemlje stižu sa srednjom energijom od  $\sim 4$  GeV. Intenzitet miona proporcionalan je sa  $\cos^2\theta$ , gde je  $\theta$  ugao upada u detektor u odnosu na vertikalu. Fluks miona u atmosferi opada znatno sporije od fluksa čestica predaka, protona (Slika 4.4).



**Slika 4.4.** Vertikalni fluks kosmičkih čestica u atmosferi Zemlje. Primećuje se slabo opadanje fluksa miona dok fluks neutrina ostaje isti (čak malo raste).[22]

## 5. Niskofonska gama spektrometrija

Spektrometrijsko merenje niskih aktivnosti danas je jedna od najčešće korišćenih tehnika u primeni nuklearne fizike. Počev od sredine XX veka kada je V.F. Libi vršio pionirska merenja sa koncentracijom ugljenikovog izotopa  $^{14}\text{C}$ , preko razvoja detektorskih sistema, do danas, ovom tehnikom se rešava niz problema od zaštite životne sredine do fundamentalnih istraživanja u astrofizici [1]. Obzirom na intenzivirano povećanje radioaktivnosti usled antropogenih faktora u poslednjih pedeset godina, nastala je potreba za usavršavanjem detektora i samih tehnika merenja, kako bi se mogle pratiti i najmanje promene u aktivnosti radionuklida u životnoj sredini. Veliki napredak ostvaren je pronalaskom scintilacionih, a potom i poluprovodničkih detektora. U modernoj tehnici niskofonske gama spektrometrije najviše su zastupljeni Ge poluprovodnički i Na(Tl) scintilacioni detektori. U ovom radu korišćeni su germanijumski detektori, pa će o toj vrsti ovde biti više reči.

### 5.1. Spektri gama zraka. Fon

Metode u gama spektroskopiji baziraju se na snimanju i analizi određenih spektara. Kao što smo videli u odeljku 2.2. gama zraci nastaju prelaskom jezgra sa višeg na niže energetsko stanje. Tom prilikom emituje se foton energije koja odgovara razlici između energija višeg i nižeg stanja. Kako su u jezgrima atoma ta stanja strogo određena, snimljeni spektar se mora sastojati od diskretnih linija, pri čemu se istaknuti vrhovi nazivaju *vrhovi totalne apsorpcije (vrhovi ukupne energije)*. Intenzitet pojedine spektralne linije predstavlja broj fotona određene energije koji se detektuje u jedinici vremena. Međutim, iako se nazivaju linijama, one su u suštini površine čiji oblik je određen Gausovom krivom. U svakom snimljenom spektru postoji i određeni broj detekcija koje najčešće nemaju direktne veze sa ispitivanim uzorkom. Ta komponenta spektra naziva se *kontinuum* i predstavlja svojevrsnu smetnju identifikaciji diskretnih gama linija koje su od značaja.

Prema [1] fon predstavlja spektar dobijen bez ispitivanog izvora, odnosno spektar zračenja koje potiče izvan izvora. To nije samo zračenje okoline nego *de facto* sve što na jednom spektru ne pripada vrhu linije. U odeljku 2.3. bilo je reči o primordijalnim, kosmogenim i veštačkim radionuklidima u prirodi. Svi radionuklidi, čije poreklo nije vezano za ispitivani uzorak a prisutni su praktično svuda, predstavljaju izvor fona. Dakle, to može biti svojevrsna radioaktivna kontaminacija, ali i električne smetnje iz samog detektor-a. Visina kontinuuma može da bude velika kada fotoelektroni, nastali nakon fotoelektričnog efekta u detektorskem kristalu, ili X-zraci, poreklom od preuređivanja atomskih omotača nakon fotoefekta, „izbegnu“ iz aktivne zapremine detektora, odnosno ne budu apsorbovani u njoj. Kod Ge detektora, na energijama od 150 keV do 9 MeV dominira Komptonov efekat, pa oni komptonski elektroni čija se energija apsorbuje u kristalu detektora, na osnovu relacije (3.3), doprinose kontinuumu od nulte do energije

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2 E_\gamma}} \quad (5.1)$$

koja predstavlja *komptonsku ivicu* u spektru. S druge strane, fotoni, koji prema (3.2) mogu da imaju energiju između  $E_\gamma / (1 + 2E_\gamma / m_e c^2)$  i  $E_\gamma$ , mogu opet da interaguju u kristalu, pri čemu postoje dve mogućnosti. Ako interaguju fotoefektom, impuls će doprineti ukupnom vrhu energije, a ako interaguju Komptonovim rasejanjem, rasejani foton može da izbegne iz detektora i tada se u spektru pojavljuje signal na proizvoljnom mestu, manjem od vrha ukupne energije.

Što se efekta stvaranja parova tiče, on takođe doprinosi kontinuumu, naročito ukoliko dva fotona, nastala anihilacijom elektrona i pozitrona, izbegnu iz kristala. Tada se pojavljuje vrh dvostrukog izbegavanja. Ukoliko jedan foton interaguje, a drugi izbegne, nastaje vrh jednostrukog izbegavanja, a apsorpcija oba fotona doprinosi vrhu pune energije.[1]

Izgled merenog spektra zavisi i od interakcije tzv. sekundarnih fotona sa detektorom. Oni nastaju u okolini detektora, u njegovoj oblozi, zaštiti, i mogu imati različite pravce i energije.

**Komponente fona.** Snimljeni spektri pokazuju nam da na formiranje kontinuma utiče više faktora. Najistaknutije komponente fona potiču od: radioaktivnosti materijala izvan glavne zaštite detektora, kontaminacije zaštite i materijala unutar nje, radona i njegovih potomaka, sekundarnih fotona i elektrona, neutrona, proizvedenih mionima i protonima (tvrdi komponenti sekundarnog kosmičkog zračenja) u materijalu štitna.<sup>[1]</sup>

Fon niskofonskih  $\gamma$  spektrometarskih sistema potiče delimično od zračenja proizvedenog mionima iz kosmičkog zračenja. Upravo nam ta činjenica omogućuje praćenje intenziteta sekundarnog kosmičkog zračenja, kao i njegove varijacije, koje se pripisuju zemaljskim, solarnim i galaktičkim uslovima. Ovakvi eksperimenti zahtevaju specijalnu detektorsku opremu velike osetljivosti, koja nam omogućuje da razlikujemo događaje izazvane kosmičkim zračenjem od događaja indukovanih drugim zračenjem iz okoline. Sekundarno kosmičko zračenje, koje se na nivou mora sastoji pretežno od visokoenergijskih miona, prolazeći kroz detektor gubi deo svoje energije i proizvodi deo kontinuma u spektru. Niskoenergijski deo ovog kontinuma, ispod oko 3 MeV, kombinovan je sa zračenjima iz okoline, dok visokoenergijski deo praktično sav potiče od kosmičkih zraka. Uz specijalne detektore u niskofonskim laboratorijama možemo sa velikom tačnošću izdvojiti visokoenergijski od ostalog dela spektra, odnosno od zračenja koje dolazi iz okoline. Na taj način mogu da se ispituju karakteristike kosmičkog zračenja, kao što su npr. energija i fluks miona na nivou mora, kao i mnogi detalji vezani za interakciju kosmičkog zračenja sa detektorskim materijalom. Kada materijal detektora ima veliku gustinu, tj. kada je u tečnom ili čvratom stanju, kao plastični (polistiren, polietilen) i tečni scintilatori (NaI) ili Ge, većina impulsa koji potiču od miona velika je u odnosu na one koji se uobičajeno registruju u  $\gamma$  spektrometriji (ispod 2.6 MeV). Impulsi niskoenergijskog širokog mionskog fluksa, koji nastaju kada mioni prolaze kroz ivice detektora, su od malog značaja u uobičajenom energetskom prozoru  $\gamma$  spektrometrije.

Mioni sa materijom interaguju praktično najviše preko elektromagnetne interakcije. Zbog izuzetno visoke energije imaju veliku prodornu moć, tako da mogu prodreti duboko ispod površine Zemlje. Procesi koji preovlađuju su jonizacija i ekscitacija, ali takođe dolazi i do sudara sa izbijanjem elektrona, i, u manjoj meri, do zakočnog zračenja, i stvaranja parova. Zaustavljeni negativni mioni upadaju u klopku atomske orbita, koje su, zbog mnogo veće mase miona, mnogo bliže jezgru nego atomske orbite elektrona u materijalima velikog  $Z$  i formiraju mionske atome. Pri tome se emituje mionsko X zračenje. Spori pozitivni mioni mogu da formiraju mionijum, koji je analogan sa pozitronijumom. U oba sistema javlja se normalni raspod miona ( $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$  i  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ ). Negativni mion može takođe da veže dva atoma i da formira mionski molekul. Postoji verovatnoća i da jezgra zahvate negativni mion sa nižih orbita mionskih atoma. Raspodu miona sada konkuriše novi proces, to je zahvat protona iz jezgra, koji se može predstaviti putem reakcije:



Raspad je verovatniji u materijalima malog rednog broja, dok zahvat preovlađuje u jezgrima visokog rednog broja. Pri zahvatu otpušta se masa mirovanja miona i jezgro ostaje u visoko pobuđenom stanju. Ono se deeksituje emitovanjem jednog ili više neutrona. Broj neutrona emitovanih po jednom mionu zavisi od masenog broja jezgra. Ovi brzi neutroni generišu fotone posredstvom neutron-neutron reakcija u materijalima sa velikim  $Z$ . Pri raspodu miona proizvode se pljuskovi elektromagnetskog zračenja. Ovaj proces umnožavanja nastavlja se dok se ne dostigne kritična energija  $E_{pc}$  posle koje elektroni gube više energije ionizacijom nego radijacijom, a fotoni gube više energije Komptonovim rasejanjem nego proizvodnjom parova. Umnožavanje u elektromagnetskom pljusku tada prestaje. Elektronsko-fotonske kaskade u laboratoriji mogu dolaziti i od spolja i od građevinskih materijala. Kod malih debljinu prekrivnog sloja detektora, mioni proizvode oko 2/3 elektronskog fluksa, dok 1/3 potiče od protona.

Kao što je već pomenuto, mioni, sa energijom  $E_\mu < E_{pc}$ , u interakciji sa materijalom gube svoju energiju, uglavnom putem ionizacije. Srednja procena gubitka energije (ili zaustavne moći) miona na ionizaciju, može se dati pomoću Bethe-Bloha<sup>6</sup> formule:

$$-\frac{dE}{dX} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 \right] \quad (5.3)$$

<sup>6</sup> Hans Bethe, Felix Bloch (1930.)

U praksi su, međutim, dodate dve korekcije: efekat gustine  $\delta$  i efekat ljudske  $C$ , tako da prethodni obrazac tada glasi:

$$-\frac{dE}{dX} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (5.4)$$

gde su:

- $r_e$  - klasični elektronski radijus =  $2.817 \cdot 10^{-13}$  m
- $\rho$  - gustina apsorbujućeg materijala
- $m_e$  - masa elektrona
- $N_a$  - Avogadrovo broj  $6.022 \cdot 10^{23}$  mol<sup>-1</sup>
- $z$  - nanelektrisanje upadne čestice (e)
- $Z$  - atomski broj apsorbujućeg materijala
- $A$  - atomska težina apsorbujućeg materijala
- $I$  - srednji ionizacioni potencijal
- $W_{\max}$  - maksimalna energija prenosa po jednom sudaru
- $\beta = v/c$  upadne čestice
- $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

Za upadnu česticu mase  $M$ , maksimalni energetski transfer, odnosno maksimalna kinetička energija koja može biti predata slobodnom elektronu po jednom sudaru,  $W_{\max}$ , data je prema relaciji:

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1+\eta^2} + s^2} \quad (5.5)$$

gde je  $s = m_e/M$  i  $\eta = \beta\gamma$ .

Uobičajeno je da se pravi aproksimacija za niskoenergetske čestice, teže od elektrona,  $M \gg m_e$ :

$$W_{\max} \approx 2m_e c^2 \eta^2 \quad (5.6)$$

Srednji ionizacioni potencijal je glavni parametar Bethe-Bloha formule i u suštini predstavlja proizvod prosečne kružne frekvencije i Plankove konstante,  $\hbar\bar{v}$ . To je teoretski logaritamska prosečna vrednost od v otežana tzv. oscilatorna snaga atomskih nivoa. U praksi, ovo je za proračun veoma složena veličina, budući da je oscilatorna snaga nepoznata za većinu materijala. Umesto toga, vrednosti za  $I$  utvrđene su na osnovu stvarnih merenja za  $dE/dX$  i semi-empirijske formule  $I/Z$ . Jedna takva formula je:

$$\begin{aligned} \frac{I}{Z} &= 12 + \frac{7}{Z} \text{ eV} & Z < 13 \\ \frac{I}{Z} &= 9.76 + 58.8 Z^{-1.19} \text{ eV} & Z \geq 13 \end{aligned}$$

Funkcija  $\delta$  ili efekat gustine je korekcija Bethe-Bloha formule koja postaje značajna na visokim energijama. Efekat gustine proizilazi iz činjenice da električno polje čestice takođe nastoji da polarizuje atome duž njihovih putanja. Usled polarizacije, elektroni koji se nalaze na velikoj udaljenosti od putanje čestice su zaštićeni od potpunog uticaja intenziteta električnog polja. Sudari sa tako udaljenim elektronima doprinosiće manje ukupnom gubitku energije nego onim predviđenim Bethe-Blohem formulom. Efekat postaje značajniji sa porastom energije čestice, tako da doprinos u jednačini udaljenih sudara raste kao  $\ln\beta\gamma$ . Očigledno je da ovaj efekat zavisi od gustine materijala, budući da će indukovana polarizacija biti veća u kondenzovanim materijalima nego u lakšim, kao što su gasovi.

Funkcija efekta gustine obično se izračunava upotrebom Šternhajmer-ove parametrizacije:

$$\delta = \begin{cases} 0 & X < X_0 \\ 4.6052 X + C_0 + a(X_1 - X)^m & X_0 < X < X_1 \\ 4.6052 X + C_0 & X > X_1 \end{cases} \quad (5.7)$$

gde je  $X = \log_{10} \eta = \log_{10}(\beta\gamma) = \ln(\gamma^2 \beta^2)$ .

Veličine  $X_0, X_1, C_0, a$  i  $m$  zavise od apsorbujućeg materijala. Parametar  $C_0$  definisan je kao:

$$C_0 = -\left( 2 \ln \frac{I}{h\nu_p} + 1 \right) \quad (5.8)$$

gde je  $h\nu_p$  tzv. plazma frekvencija materijala, tj.

$$V = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\pi m_e}} = \sqrt{80.617 \times 10^6 \text{ cm}^3 N_e} \text{ Hz} \quad (5.9)$$

gde je  $N_e = N_a \rho Z / A$ .

Parametri  $a$  i  $X_a$  definisani su na sledeći način:

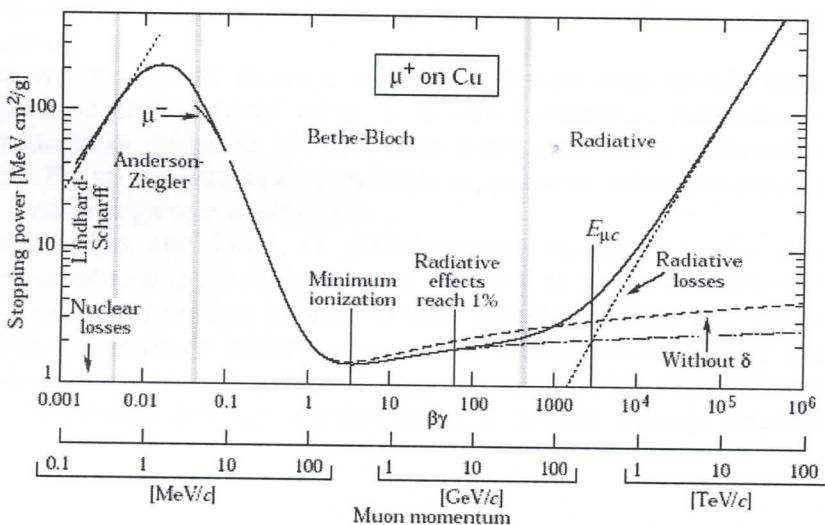
$$\begin{aligned} a &= 4.6052 (X_a - X_0) / (X_1 - X_0)^m \\ X_a &= C / 4.6052 \end{aligned} \quad (5.10)$$

**Korekcija Ijuske.** Ova korekcija uračunava efekte u slučaju kada je brzina upadne čestice uporediva ili manja od orbitalne brzine pobuđenog elektrona. Na ovakvim energijama, prepostavka da je elektron stacionaran u odnosu na upadnu česticu nije primenljiva i Bete-Blosh formula više ne važi. Ovde je data empirijska formula za ovu korekciju, koja važi za  $\eta \geq 0.1$ :

$$\begin{aligned} C(I, \eta) &= (0.422377 \eta^{-2} + 0.0304043 \eta^{-4} - 0.00038106 \eta^{-6}) \times 10^{-6} I^2 \\ &\quad + (3.850190 \eta^{-2} - 0.1667989 \eta^{-4} + 0.00157955 \eta^{-6}) \times 10^{-9} I^3 \end{aligned}$$

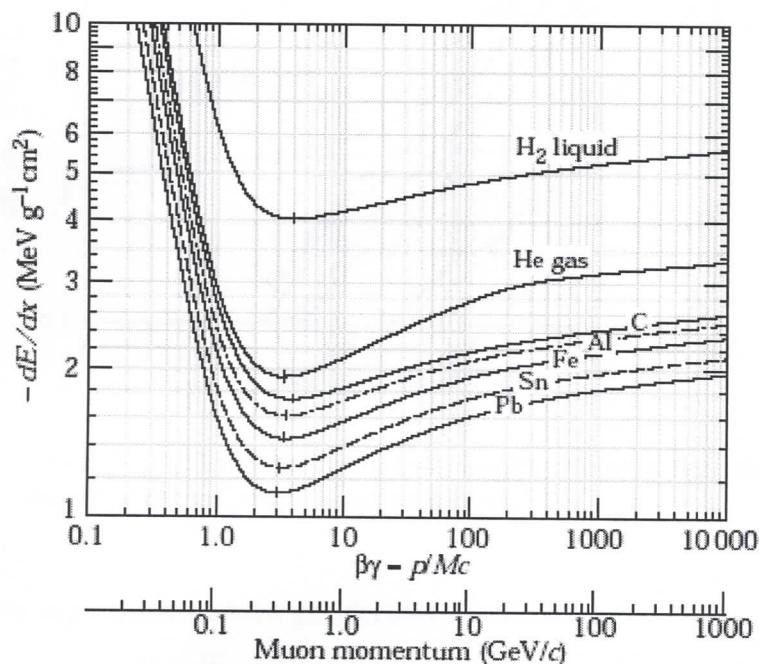
gde je  $\eta = \beta\gamma$ , a  $I$  je srednji jonizacioni potencijal u eV.

Na Slici 5.1.1 prikazana je zaustavna moć pozitivnih miona u bakru u funkciji energije upadnih miona, kako u niskoenergijskim, tako i u visokoenergijskim intervalima energije.



**Slika 5.1.1.** Zaustavna moć ( $dE/dX$ ) pozitivnih miona u bakru u funkciji od impulsa miona.

Normiranje energetskih gubitaka u različitim materijalima dobija se uvođenjem tzv. površinske gustine (efektivne debljine) koja je izražena u  $[g/cm^2]$ . Efektivna debljina je proizvod dužine puta i gustine materijala  $\rho$ . U slučaju kada čestice prelaze velike efektivne debljine (npr. čestice kosmičkog zračenja), vrednost iste izražava se u metrima vodenog ekvivalenta [mwe]. Na Slici 5.1.2 prikazan je srednji energetski gubitak upadnih miona u različitim materijalima.

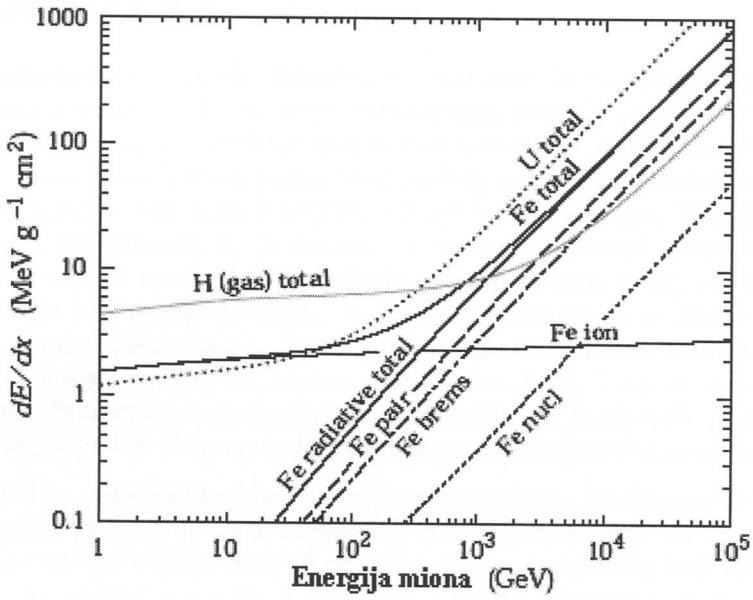


**Slika 5.1.2.** Srednji gubitak energije čestica u nekim materijalima.

Za nerelativističke čestice,  $dE/dX$  je funkcija opšteg faktora  $1/\beta^2$  i opada sa porastom brzine čestice sve do  $v=0.96c$ , gde je dostignut minimum, a vrednost za  $\beta\gamma$  je 3 do 4. Čestice u toj tački imaju minimalni ionizacioni potencijal. Kako energija, posle ove tačke, počinje da raste, član  $1/\beta^2$  postaje skoro konstantan i  $dE/dX$  ponovo raste usled logaritamske zavisnosti, dostižući najzad konačnu vrednost - Fermijev plato. Numerička vrednost minimuma ionizacije (minimalnog gubitka energije) iznosi 2 MeV  $cm^2/g$ . Gubitak energije putem ionizacije statistički je raspoređen oko njegove srednje vrednosti, zbog statističkih fluktuacija koje se dešavaju pri pretrpljenim sudarima i prenošenju energije pri svakom sudaru. Raspodela, koja se u literaturi obično spominje kao energetsko rasipanje, približno je Gausova za deblje absorbere, ali sa smanjivanjem debljine razvija asimetriju i «rep» prema višim energijama. Za veoma tanke apsorbere, raspodela je Landauova.

Minimalana vrednost  $dE/dX$  skoro je ista za sve čestice istog naielktrisanja. Za energije ispod minimalne ionizacione vrednosti,  $dE/dX$  kriva je, u većini slučajeva, jedinstvena za svaki tip čestica ponaosob. Ova karakteristika obično se koristi u fizici čestica kao način za identifikaciju čestica u ovom energetskom opsegu. Pri malim brzinama uporedivim sa brzinama orbitalnih elektrona materijala,  $dE/dX$  dostiže maksimum, i nakon toga opet naglo opada.

Na dovoljno visokim energijama, na gubitak energije miona značajnije utiču radijacioni procesi (proizvodnja parova, zakočno zračenje, fotonuklearne reakcije), za razliku od nižih energija gde preovlađuju procesi ionizacije. Radijacione procese karakterišu mali poprečni preseci, tvrd spektar, velike energetske fluktuacije i udruženo generisanje elektromagnetskih (u slučaju fotonuklearnih reakcija) i hadronskih pljuskova. Kao posledica toga, tretman gubitka energije kao uniformnog i neprekidnog procesa je u mnoge svrhe neadekvatan. Za procese radijacije karakterističan je gubitak energije iznad nekoliko stotina GeV (Slika 5.1.3).



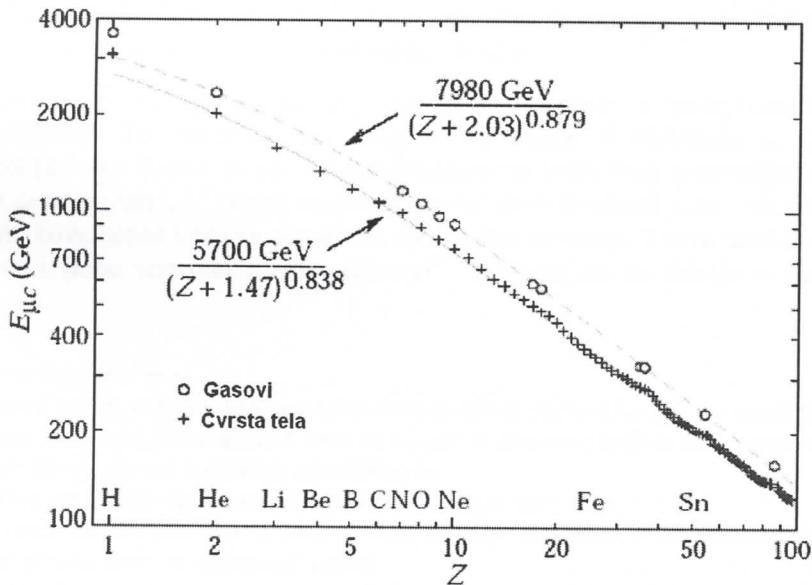
**Slika 5.1.3.** Prosečan gubitak energije miona u raznim materijalima u funkciji energije miona.

Uobičajeno je da se piše za prosečnu vrednost gubitka energije miona:

$$\frac{dE}{dX} = a(E) + b(E)E \quad (5.11)$$

gde je  $a(E)$  gubitak energije čestica na jonizaciju datu Bethe-Bloch formulom, a  $b(E)$  je zbir doprinosa od proizvodnje parova, zakočnog zračenja i fotonuklearne reakcije.

Mionska kritična energija  $E_{\mu c}$  (Slika 5.1.4) može se definisati kao energija gde su radijacioni i ionizacioni gubici jednaki. Ispod kritične energije dominiraju ionizacioni, a iznad radijacioni procesi. Kritična energija može se definisati kao  $E_{\mu c} = a/b$ . Pošto je  $a(E) \approx 0.002 \text{ GeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ ,  $b(E)E$  dominira kada su energetski gubici iznad nekoliko stotina GeV, gde je  $b(E)$  približno konstantno.



**Slika 5.1.4.** Kritična energija miona za razne hemijske elemente.

## 5.2. Poluprovodnički detektori. Ge spektrometri

Da bi se radioaktivnost mogla detektovati, potrebno je da nuklearno zračenje interaguje sa materijom. U tom smislu detekcija se ostvaruje pretvaranjem energije radioaktivnog zračenja u neki drugi oblik energije koji se može izmeriti. Detektori nuklearnog zračenja se mogu podeliti prema medijumu u kom se odvija interakcija (gasni, tečni, čvrsti), prema vrsti fizičkog procesa koji se dešava (ekscitacija, ionizacija), prema registrovanom signalu (električni i optički) i drugim kriterijumima. U električne detektore spadaju gasni, proporcionalni i scintilacioni. U zavisnosti od namene detektori mogu biti dozimetri, brojači ili spektrometri. Dozimetrima se meri ukupna radioaktivnost u nekom prostoru (materijalu), brojačima se registruje broj interakcija koje uređaj detektuje, sa ili bez mogućnosti da se odredi energija vrsta i zračenja, što se može postići pomoću spektrometara. Primer gasnog detektora kojim se meri broj dogadaja je Gajger-Milerov brojač, obično ispunjen gasom argona i alkoholne pare, i on se često koristi za utvrđivanje kontaminacije okoline. Pronalaskom *poluprovodničkih detektora*, šezdesetih godina XX veka, veoma je povećana efikasnost detektorskih sistema u odnosu na gasne, zahvaljujući visokoj energijskoj rezoluciji.

Poluprovodnici su materijali koji se po svojim provodničkim osobinama nalaze između provodnika i izolatora. Iz teorije zona poznato je da u kristalnim strukturama postoje valentna i provodna zona. Kod metala (provodnika) se one preklapaju pa uvek postoji veliki broj elektrona koji mogu slobodno da se kreću pod dejstvom spoljašnjeg električnog polja. Kod izolatora postoji određeni razmak između ovih zona, od oko 6 eV, dok je ona kod poluprovodničnih materijala reda veličine 1 eV. To znači da je potrebno dovesti energiju tog reda veličine da bi neki elektron prešao iz valentne u provodnu zonu, odnosno napustio kovalentnu vezu. Na taj način se povećava provodljivost, a stvaraju se i šupljine. Popunjavanjem šupljina od strane drugih elektrona praktično se u kristalu omogućava kretanje jednog pozitivnog jediničnog naelektrisanja.

Poluprovodnici predstavljaju idealan radni materijal za detektore zračenja iz dva važna razloga. Prvo, zračenje mora relativno lako da izbacuje elektrone iz matičnih atoma; drugo, spoljašnje električno polje ne sme da pokreće nikakvo drugo naelektrisanje osim onoga koje je stvoreno efektom jonizacije od strane ispitivanog zračenja. Na taj način prikupljeno naelektrisanje može da pruži direktne podatke o vrsti i energiji zračenja. Prvi uslov ispunjavaju metali, a drugi izolatori. Oba uslova ispunjena su upotrebom poluprovodnika. To je bilo izuzetno otkriće, a najčešće korišćeni poluprovodnici su od Ge i Si. U praksi, dva poluprovodnička materijala se spajaju u formu oblika koja podseća na sendvič. Jedan materijal je p-tipa<sup>7</sup>, a drugi n-tipa<sup>8</sup>, a izolovan su elektroneutralni. Spajajući ih u ovakvu formaciju dobija se *p-n spoj*, formirajući električno polje, a višak elektrona se neko vreme sa n-komponente kreće ka p-komponenti, a šupljine obrnuto<sup>9</sup>. Treba napomenuti da se elektroni, odnosno šupljine, ne rekombinuju u potpunosti pri spajanju ova dva sloja. Oni u međuvremenu formiraju električno polje u međusloju koji sprečava njihovu dalju difuziju. Ovo polje je pozitivno kod n-sloja, a negativno kod p-sloja<sup>10</sup> i zajedno sa barijerom se ponaša kao dioda, tj. elektroni mogu da se kreću lako od n ka p-sloju, ali obrnuto mnogo teže. Dobijanje poluprovodničkih materijala n i p-tipa ostvaruje se tzv. dopiranjem (eng. *doping*).

Germanijum, koji se uveliko koristi kao radni materijal u poluprovodničkim detektorima, je četvorivalentni element. To znači da, od ukupno 32, sadrži 4 elektrona na poslednjem, valentnom energijskom nivou ( $n = 4$ ). Preko svojih valentnih elektrona velik broj germanijumskih atoma učestvuje u stvaranju kristala germanijuma. U takvoj uređenoj, periodičnoj strukturi svaki od četiri valentna elektrona u Ge atomu obrazuje kovalentnu vezu sa susednim, identičnim atomom. Takva struktura je stabilna (minimum energije) ali je vrlo slabe sopstvene provodljivosti<sup>11</sup>. Doprjanjem se dobija znatno veća, tzv. *primesna*

<sup>7</sup> p-tip poluprovodnika sadrži šupljine kao pozitivne kvazinosioce naelektrisanja. To znači da kod trovalentnih atoma čiji valentni elektroni formiraju tri kovalentne veze sa susednim atomima koji su četvorivalentni postoji jedna šupljina koja se može tretirati kao pozitivno jedinično naelektrisanje.

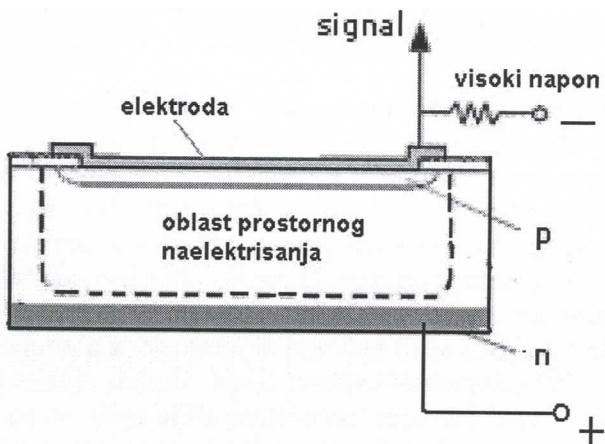
<sup>8</sup> n-tip poluprovodnika sadrži elektrone kao negativne nosioce naelektrisanja.

<sup>9</sup> Kretanje šupljina može se zamisliti ako se uzme u obzir kretanje elektrona. Ako elektroni skaču iz šupljine u šupljinu u jednom smeru, šupljine se kreću u suprotnom smeru.

<sup>10</sup> Ovakva polarizacija je uslovljena promenom položaja elektrona. Naime, kada nevezani elektroni iz n-sloja, pod uticajem dejstva električnog polja, krenu ka p-sloju, u n-sloju se stvara višak protona (u odnosu na elektrone) koji su pozitivno naelektrisani.

<sup>11</sup> Vrste germanijumskih materijala imaju velik raspon specifične provodljivosti od  $10^{-2}$  do čak  $10^6$  S/m što ih svrstava u poluprovodničke materijale.

*provodljivost*. Vrednost širine *zabranjene zone*<sup>12</sup> kod germanijuma iznosi  $W_g = 0.78$  eV, dok se dopiranjem (petovalentnih) donora fosfora (P) ili arsena (As) mogu smanjiti na svega 0.0120 i 0.0127 eV ili (trovalentnih) akceptorima galijuma (Ga) ili bora (B) na 0.0108 i 0.0104 eV.



**Slika 5.2.1.** Poluprovodnički detektor sa inverzno polarisanim diodom. p-n spoj dovodi do stvaranja oblasti prostornog nanelektrisanja, koja se povećava kada se na n-sloj doveđe pozitivni, a na p-sloj negativna elektroda.

Kada ionizujuće zračenje prolazi kroz oblast prostornog nanelektrisanja, nastaju slobodni elektroni i šupljine, koji zbog dejstva električnog polja kreću u suprotnim smerovima. Postavljanjem elektroda na krajeve spoja može se ostaviriti protok električne struje, čime se zračenje detektuje. Kao što smo videli, n-sloj postaje električno pozitivan i ako se na njega priključi pozitivna elektroda, a na p-sloj negativna, sa izvorom napona se dobija inverzno polarisana dioda, u kojoj je električno polje sada mnogo snažnije jer je i oblast prostornog nanelektrisanja veća (Slika 5.2.1).

Efikasnost poluprovodničkih detektora može biti veoma velika, naročito za niske energije. U poređenju sa gasnim detektorima, njihova gustina je više redova veličina veća, pa je samim tim verovatnoća detekcije veća. Da li će se koristiti silicijum ili germanijum, sa primesama, uglavnom zavisi od upadne energije. Za niže energije je dovoljan silicijum, dok je za više energije korisniji germanijum, s obzirom na njegov duplo veći redni broj, čime se povećava efikasnost. Osim toga, energija koja je potrebna za ionizaciju atoma u poluprovodniku je mnogo manja nego u gasu, pa, pošto je energija neke čestice direktno proporcionalna količini nanelektrisanja koje se stvori u zapremini detektora, može se ostvariti velika energijska rezolucija, sa manjom statističkom neodređenošću. Međutim, zbog mogućnosti postojanja velikog šuma, detektori se hlađe do temperature tečnog azota (77 K). Energijska rezolucija je veoma bitna u niskofonskoj gama spektrometriji zbog mogućnosti da se identifikuju dve bliske linije u spektru, čime se pouzdano određuju koncentracije aktivnosti pojedinih radionuklida.

U laboratorijama za merenja niskih aktivnosti, detektori se obično nalaze unutar zaštitnog sloja od materijala velikog rednog broja. To su najčešće Pb i Fe, a kvalitet zaštite koji oni pružaju zavisi od više faktora. Jedan od njih svakako je radiočistoća određenog materijala, odnosno što je moguće manje atoma radioaktivnih izotopa istog hemijskog elementa. Prilikom proizvodnje Pb, tj. njegovog izdvajanja iz ruda, zahvaljujući velikim hemijskim razlikama, vrlo efikasno se odstranjuju radionuklidi kao što su Th i U iz čistog Pb. Međutim, uvek je prisutan određen procenat izotopa  $^{210}\text{Pb}$ , kao i njegovih potomaka  $^{210}\text{Bi}$  i  $^{210}\text{Po}$ . Samo izotop  $^{210}\text{Pb}$  ima poluživot od 22 godine i, zajedno sa ovim potomcima, ne emituje gama zračenje u velikoj meri. Ipak, beta čestice iz  $^{210}\text{Bi}$  (maksimalne energije 1.2 MeV) doprinose zakočnom zračenju i karakterističnom X-zračenju koje može da uveća fon.

<sup>12</sup> *Zabranjene zone* - energijske zone koje ne mogu da budu popunjene elektronima za razliku od valentnih i provodnih koje se zovu *dozvoljene*.

## **6. Gama linije u spektru Ge detektora indukovane kosmičkim zračenjem**

### **6.1. Uvod**

Redukcija fona u Ge detektorima od fundamentalnog je značaja za detekciju retkih nuklearnih procesa kao što su dvostruki beta raspadi bez neutrina [2]. Fonski spektar Ge detektora sastoji se od sledećih komponenti: gama zračenja okoline, radioaktivnosti u materijalu konstrukcije detektora, radionečistoće u zaštitnom materijalu, kosmičkih zraka (nukleona, miona), radona i njegovih potomaka, neutrona iz prirodne radioaktivnosti (fisija i  $(\alpha, n)$  reakcije). Radijacija iz konstrukcije i zaštitnih komponenti može da se smanji rigoroznom selekcijom materijala niske aktivnosti. Čestice sekundarnog kosmičkog zračenja od značaja za ionizaciju detektora su samo mioni i neutroni. Od nukleonske komponente protoni imaju zanemarljiv intenzitet u poređenju sa neutronima. Neutroni iz prirodne fisije i  $(\alpha, n)$  reakcije postaju značajni samo na ekstremno niskom nivou brojanja duboko ispod zemlje. Neutronski fluks je već atenuiran materijalima debljine od 120-150 g/cm<sup>2</sup> pa na njega utiču građevinske strukture iznad štita spektrometra, dok je mionski fluks atenuiran samo pomoću mnogo većih debljina apsorbera. Tercijarni neutroni su proizvedeni u olovu od zahvata miona i fotonuklearnih reakcija brzih miona. Proučavanje gama linija proizvedenih izomernim prelazima u Ge detektorima nudi mogućnost da se proceni neutronski spektar unutar zaštite [3].

Kada kosmički indukovana fon postane dominantan, može se potisnuti instaliranjem spektrometra duboko ispod zemlje [4,5]. S druge strane, metod aktivne zaštite sa anti-detektorima oko pasivnog štita i koincidentna elektronika su samo alternativna tehnika. Glavni cilj tih sistema je da eliminišu (uglavnom kosmičkim mionima indukovani) fon bez gubitka događaja iz ispitivanog uzorka.

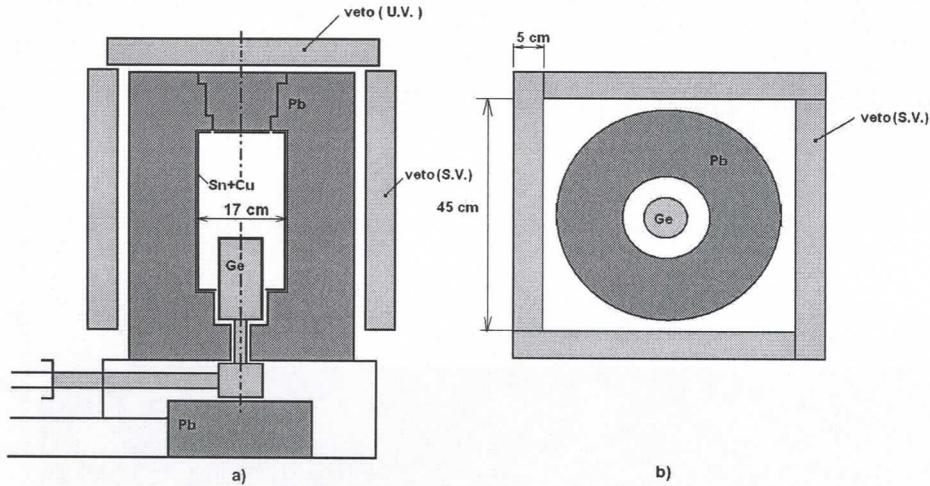
Mnogi istraživači opisali su razne tehnike aktivne zaštite [5,6,7,8], ne spominjajući izazov gubitka brojanja događaja iz uzorka i vremensko podešavanje. Osim toga, za slične eksperimentalne konfiguracije [8,9], prijavljeni su veoma različiti fonski redukcioni faktori (5 i 1.4, respektivno).

Ovde će biti opisan eksperiment sa površinskim, aktivno zaštićenim niskofonskim gama detektorom sa povećanim opsegom.

### **6.2. Eksperiment**

Na Slici 6.2.1 nalazi se šematski prikaz gama spektrometarskog sistema korišćenog u ovom radu. Pasivna zaštita je napravljena od 120 mm debelog olova niske aktivnosti. Cilindrični pasivni štit sa ovom debljinom ima spoljašnji prečnik od 41 cm, što odgovara dimenzijama unutrašnje „kocke“ plastičnih scintilatora. Ova debljina je manja od preporučene od 15 cm [11], ali slična debljini korišćenoj kod [9].

Specifična aktivnost  $^{210}\text{Pb}$  u olovnom štitu je izmerena [12] i iznosi  $25 \pm 5$  Bq/kg. Odrađeni su Monte Karlo proračuni preko „Foton“ koda [13] u želji da se izabere odgovarajući materijal i optimalna debljina za unutrašnji omotač. Pokazalo se da je Sn bolje rešenje od češće korišćenog Cd zbog male verovatnoće neutronskog zahvata.  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$  reakcije rezultuju u značajnom vrhu na 558.2 keV i nešto manjem na 651 keV. Dodatna prednost je to što Sn nije toksični metal. Optimalna debljina za Sn je 3.5 mm. X-zraci od Sn su redukovani pomoću 0.5 mm Cu. Rezultati su potvrđili da je ovo rešenje bolje nego korišćenje debelih omotača od bakra koji povećavaju fonski kontinuum [14].

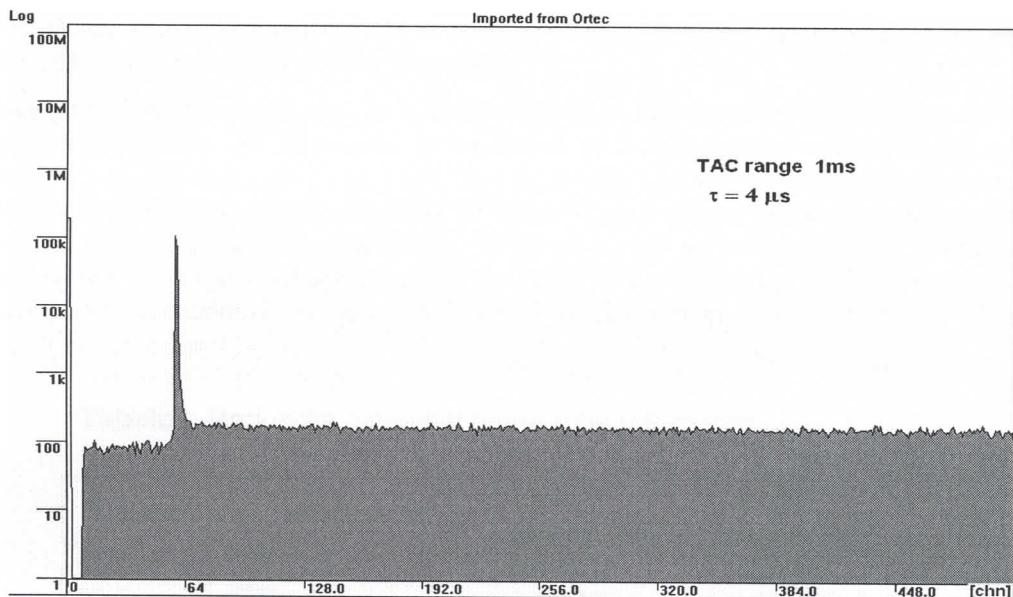


**Slika 6.2.1.** Vertikalni (a) i horizontalni poprečni presek aktivne i pasivne zaštite.

Germanijumski detektor je koaksijalnog p-tipa, povećanog opsega za niskofonska merenja (GMX), napravljen od strane ORTEC-a (SAD) u J-tip kriostatu. Nominalna relativna efikasnost je 36%, a zbog tanke površine mrtvog omotača i Be prozora ima dobru efikasnost čak i na 10 keV. Prostor unutar pasivnog štita je bio izložen azotom koji isparava iz Devar cevi. Integralna stopa brojanja pasivno zaštićenog detektora, u energetskom opsegu od 50-1800 keV, je 0.9 c/s. To je veoma dobra vrednost za pasivnu zaštitu na površini Zemlje. Plastični scintilacioni detektori (tip R500\*50 N 500) napravljeni od SCIONIX (Holandija) namešteni su na gornju površinu (U.V.-upper veto) i četiri strane olovne zaštite (S.V. – side veto). Aktivna zaštitu sastoje se od ukupno 5 plastičnih scintilatora (0.5m x 0.5m x 0.05m). Fotomultiplikatori iz svih anti-detektora imaju spore i brze (spektroskopske) izlaze. Najverovatnija vrednost  $dE/dX$  za kosmičke mione u ovakovom detektoru je oko 10 MeV, što je dovoljno da se izdvoji puls od kosmičkog zračenja i pozadinskog zračenja okoline (koje se završava na oko 2.6 MeV). Kosmički zraci i gama zraci okoline interaguju sa anti-detektorima i Ge detektorom i proizvode koincidentni puls koji će odbiti odgovarajući GMX događaj anti-koincidentnim kolom [3].

### 6.3. Podešavanje sistema

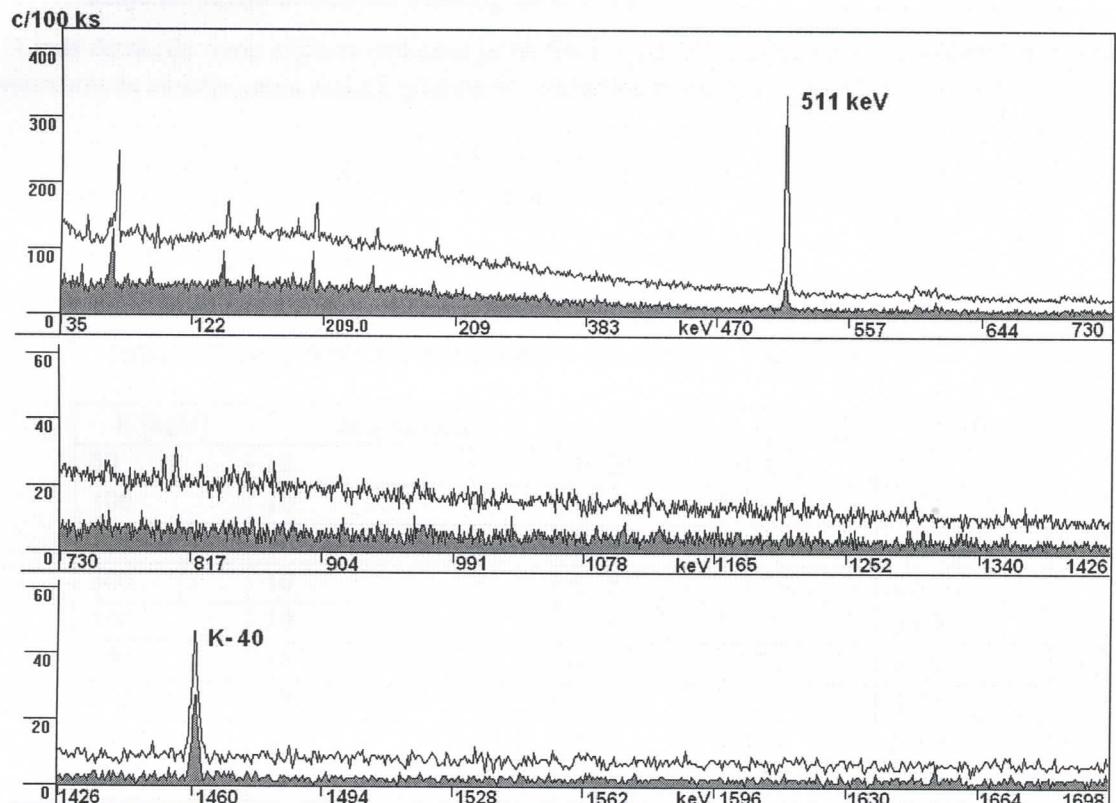
Sistem je podešen za ekstremne uslove rada koji pružaju maksimalan veto efekat i zanemarljiv gubitak brojanja. Naponi na fotomultiplikatorima, SCIONIX ETL 2" tip 9266, bili su 1000 V. Sa operativnim naponom od 1000 V gama linija na 661 keV  $^{137}\text{Cs}$  daje brz izlazni puls sa amplitudom od 20 mV. Prag detekcije za GMX detektor je 10 keV. U namjeri da se dobije odgovarajuća pozicija pravog koincidentnog vrha u vremenskom spektru, signali sa GMX detektora su oduženi za 110  $\mu\text{s}$ , u odnosu na signale iz plastičnog. Šum iz oba detektora je umanjen uspešno, tako da je vremenski spektar bio vrlo čist. Vremenski pozadinski spektar prikazan je na Slici 6.3.1 FWHM (širina na polu-visini linije) pravog koincidentnog vrha ( $2\tau$ ) bila je 8  $\mu\text{s}$ , što je mnogo više nego širina vremenskog vrha merenog pomoću  $^{22}\text{Na}$  izvora. Može se uočiti i asimetrija leve u odnosu na desnu stranu. To zbog velikog broja GMX signala koji kasne od signala sa plastičnog detektora.



Slika 6.3.1. Vremenski spektar fona.

#### 6.4. Rezultati i analiza

Na Slici 6.4.1 upoređen je pozadinski spektar dobijen sa i bez uređaja aktivne zaštite: gornji (beli) – bez aktivne zaštite, donji (sivi) – sa aktivnom zaštitom. Može se primetiti značajno smanjenje linije na 511 keV. Većina anihilacionih događaja koje proizvode mioni može se eliminisati antimionskom zaštitom. Takođe, očigledno je i smanjenje kontinuuma na niskim energijama. Zbog veće efikasnosti Ge detektora na nižim energijama, kontinuum je više smanjen u tom delu spektra nego na višim energijama.



Slika 6.4.1. Spektar sa (sivi) i bez (beli) aktivne zaštite.

U poređenju sa [6] rezultatima, gde je smanjenje ispod 200 keV zanemarljivo, postavka u ovom eksperimentu ima veću prednost na niskim energijama.

U tabeli I prikazan je uticaj aktivne antimionske zaštite na intenzitete glavnih fonskih linija. Većina ovih linija potiče od prirodne radioaktivnosti unutar zaštite, pa aktivna zaštita ne utiče na njihove intenzitete. Veto efekat plastičnih štitova protiv gama zraka okoline je slab. U fonskom spektru dobijenom sa aktivnom zaštitom, intenzitet anihilacione linije je otprilike za faktor 7 manji nego u fonskom spektru bez nje, što jasno ukazuje da je uglavnom proizvedena mionima. Kada se koristi samo gornji veto detektor bez bočnih plastičnih, redukcioni faktor je 3. Ukupna stopa brojanja (50 keV – 3 MeV) je 0.52 c/s, umesto 0.31 c/s kada se koriste svi plastični detektori. To znači da i bočni detektori imaju važnu ulogu u redukciji fonskog zračenja.

**Tabela I. Redukcija osnovnih gama linija u fonskom spektru.**

$E_\gamma$ [keV]	radionuklid	$I_1$ [c/ks] pasivna zaštita	$I_2$ [c/ks] aktivni veto
46.24	$^{210}\text{Pb}$	0.84(21)	0.69(20)
92.6	$^{234}\text{Th}$	0.61(20)	0.51(20)
186.1	$^{226}\text{Ra}$	0.34(17)	0.25(16)
238.7	$^{212}\text{Pb}$	0.63(27)	0.81(27)
511	ANN	13.0(5)	1.90(24)
608.76	$^{214}\text{Bi}$	0.42(11)	0.35(10)
1460.79	$^{40}\text{K}$	1.08(11)	0.87(10)
1764.5	$^{214}\text{Bi}$	0.13(5)	0.15(5)
2614.46	$^{208}\text{Tl}$	0.60(8)	0.44(8)

Efekat aktivne zaštite na kontinuum prikazan je u tabeli II. Region niskoenergetskog kontinuuma je redukovani za faktor 3 od strane aktivne zaštite, dok je veto efekat malo povećan sa energijom. Poslednji red u tabeli II prikazuje redukciju intenziteta totalnog spektra u energetskom opsegu od 50 do 2800 keV.

Limit detekcije ovog sistema prikazan je na Slici 6.4.2. Za uzorke dimenzija  $\Phi=67$  mm,  $h=62$  mm i  $p_\gamma=1$  (verovatnoća emisije gama zraka), granice su izračunate pomoću formule [15]:

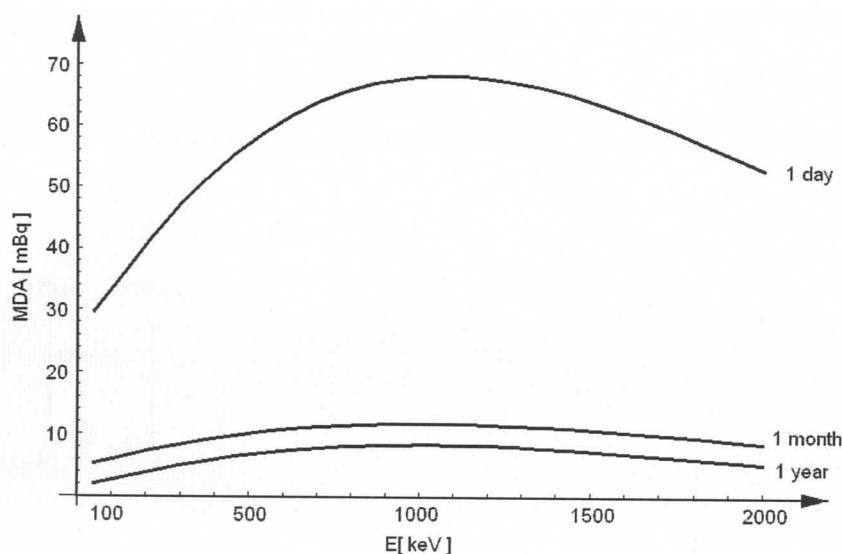
$$A_L = \frac{2.71 + 4.65\sqrt{R_B \cdot t}}{\varepsilon \cdot t} \quad (6.1)$$

gde je  $R_B$  fonska stopa brojanja,  $\varepsilon$  efikasnost detekcije,  $t$  vreme merenja.

**Tabela II. Redukcija kontinuuma. I – bez veta,  $I_V$  – sa vetom.**

$E$ [keV]	broj kanala	$I$ [c/ks]	$I_V$ [c/ks]	$R=I/I_V$
50	10	12.21	4.43	2.75
100	10	12.13	4.60	2.64
200	10	12.96	4.49	2.89
300	10	9.15	3.14	2.91
400	10	5.99	1.95	3.07
500	10	4.55	1.28	3.55
1000	10	1.71	0.54	3.17
1500	10	0.91	0.17	5.35
2000	10	0.56	0.12	4.67
50-2800	4096	959	316	3.03

Limit detekcije je za faktor 2 veći nego u anti-komptonskom sistemu [16], ali anti-komptonski sistem odbacuje i koincidentne događaja iz ispitivanih uzoraka.



Slika 6.4.2. Limiti detekcije izračunati pomoću (Gilmore, Hemingway, 1995).

## 6.5. Smanjenje brzine brojanja sa uzorkom

Testirano je smanjenje brzine brojanja gama spektroskopskog sistema sa cilindričnim uzorkom iz rečnog sedimenta ( $m=172$  g,  $h=31$  mm,  $d=67$  mm) u geometriji sa Ge detektorom. Koncentracija aktivnosti radionuklida iz sedimenta bila je:  $A(^{40}\text{K})=240\pm10$  Bq/kg,  $A(^{232}\text{Th})=12\pm1.2$  Bq/kg,  $A(^{226}\text{Ra})=11.7\pm0.6$  Bq/kg,  $A(^{137}\text{Cs})=3.1\pm0.5$  Bq/kg. Ukupna brzina brojanja sa ovim uzorkom bila je 2200 c/s. Iz aspekta niskofonske gama spektroskopije, ovaj uzorak je prilično jak, pogodan za testiranje smanjenja brzine brojanja za vreme merenja tipičnih uzoraka iz sredine. Poređenje brzine brojanja između Ge gama spektara sa i bez aktivne zaštite prikazano je u tabeli III.

Tabela III. Poređenje brzine brojanja za uzorak sa i bez aktivne zaštite.

Energija [ keV ]	Intenzitet [c/s] $\times 10^{-3}$ (sa aktivnim vetom)	Intenzitet [c/s] $\times 10^{-3}$ (bez aktivnog veta)	Gubitak brojanja [%]
238.6	26.8 $\pm$ 0.6	32.7 $\pm$ 1.7	18
351.9	13.6 $\pm$ 0.5	16.6 $\pm$ 1.3	18
609.3	10.4 $\pm$ 0.4	12.1 $\pm$ 1.2	14
661.7	4.15 $\pm$ 0.35	4.8 $\pm$ 0.9	14
1460.8	28.0 $\pm$ 0.5	35.0 $\pm$ 1.4	20

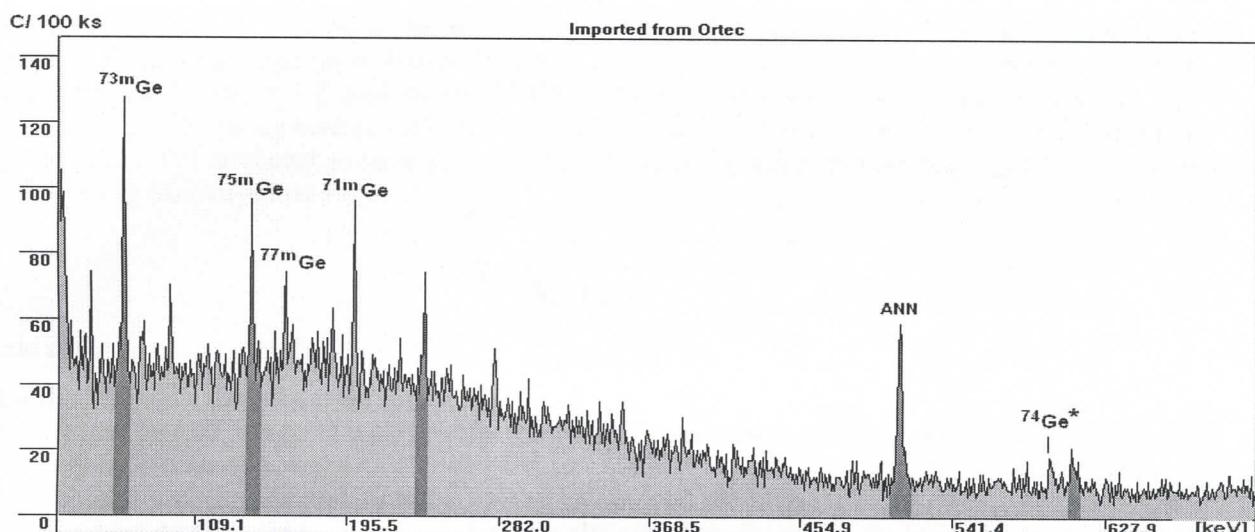
Prema ovim rezultatima, očigledno je da je smanjenje brojanja malo (manje od 20%), ali veće od gubitaka očekivanih do registrovane vrednosti mrtvog vremena (3.9%) Ge spektra dobijenog sa zaštitom.

## 6.6. Kosmičkim zračenjem indukovani neutronski fon

Nuklearne reakcije se odvijaju u dva koraka: (1) formiranje privremenog jezgra na visoko eksitovanom virtuelnom energetskom stanju, i (2) njegova disocijacija koja vodi do stanja visoke eksitacije jezgra potomka. Novonastalo jezgro, koje se raspada promptno elektromagnetskim prelazima, završava u osnovnom stanju ili nekom niskom metastabilnom stanju zvanom izomer. S obzirom da su periodi poluraspada Ge izomere mnogo duži nego ograničeno mrtvo vreme aktivne zaštite, njihove gama linije ne

mogu u potpunosti da se zaustave u zaštiti. Zato su linije proizvedene aktivacijom Ge jezgara najjače u fonskom spektru Ge spektrometara.

Na Slici 6.6.1 prikazan je niskoenergetski deo fonskog spektra (sa aktivnom zaštitom). Sve označene linije su indukovane neutronima u germanijumskom kristalu. S obzirom da je mionska pozadina značajno redukovana, linije indukovane neutronima su dominantne.



**Slika 6.6.1. Niskoenergetski deo pozadinskog spektra (dobijenog sa aktivnom zaštitom)**

Mioni su čestice sa velikom prudicom moći i predstavljaju osnovni izvor brzih neutrona. Ovi brzi neutroni generišu fotone pomoću reakcija neelastičnog rasejanja ( $n,n'$ ) u materijalima sa velikim  $Z$  koji okružuju kristal. Posle usporavanja, proizvode radioizotope kroz neutronski zahvat ( $n,\gamma$ ) uglavnom u Ge kristalu [3]. Intenziteti nekih linija indukovanih neutronima prikazani su u tabeli IV. Intenziteti linija iz ( $n,n'$ ) reakcija, indukovanih brzim neutronima, veoma su male. Na Slici 6.6.1 vidi se samo linija na 595.9 keV. Linije indukovane brzim neutronima na 68.7 keV, 562.8 keV i 691 keV, od  $^{73^*}\text{Ge}$ ,  $^{76^*}\text{Ge}$  i  $^{74^*}\text{Ge}$  [3] ne vide se u fonskom spektru (sa aktivnom zaštitom) posle 180,000s snimanja. Treba spomenuti da spoljašnja plastična zaštita proizvodi povećan intenzitet ( $n,\gamma$ ) linija zbog termalizacije neutrona u plastičnom detektoru.

**Tabela IV.** Intenzitet gama linija indukovanih neutronima.

$E$ [keV]	Reakcija	$T_{1/2}$ [s]	$I_0$ [c/ks] pasivna Pb+Sn zaštita	$I_1$ [c/ks] pasivna zaštita + plastični detektori (bez zatvaranja)	$I_2$ [c/ks] pasivna zaštita + plastični detektori (sa zatvaranjem)
66.7	$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)^{73^*}\text{Ge}$	0.5	$1.55 \pm 0.19$	$1.98 \pm 0.51$	$1.78 \pm 0.29$
139.7	$^{74}\text{Ge}(n,\gamma)^{75^*}\text{Ge}$	47.7	$0.42 \pm 0.19$	$1.32 \pm 0.53$	$1.08 \pm 0.26$
159.5	$^{76}\text{Ge}(n,\gamma)^{77^*}\text{Ge}$	52.9	$0.44 \pm 0.22$	$0.78 \pm 0.48$	$0.54 \pm 0.23$
198.9	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71^*}\text{Ge}$	0.022	$0.55 \pm 0.23$	$1.02 \pm 0.53$	$0.52 \pm 0.27$
595.9	$^{74}\text{Ge}(n,n')^{74^*}\text{Ge}$		$0.49 \pm 0.13$	$<0.44$	$0.24 \pm 0.12$

Intenzitet gama linije na 198.9 keV, najkraće živećeg  $^{71^*}\text{Ge}$ , redukovana je za faktor 2.

## 6.7. Diskusija i zaključak

U radu je korišćen niskofonski Ge spektrometar sa aktivnom i pasivnom zaštitom. Kosmičkim zračenjem indukovani fon značajno je suzbijen specijalnom aparaturom atkvine zaštite, koja se sastoji od niza plastičnih scintilatora i antikoincidentne elektronike. Intenziteti linija iz neelastičnog rasejanja brzih neutrona ( $n,n'$ ) veoma su mali ili se ne mogu videti. Može se primetiti da zaštita od okolnih plastičnih detektora proizvodi povećan intenzitet ( $n,\gamma$ ) linija, zbog termalizacije neutrona. Redukcija neutronske linije aktivnom zaštitom je vrlo mala, pa korišćenje apsorbera neutrona u plastičnom materijalu može da se opravda. Zbog toga mogu da se koriste relativno tanki slojevi materijala sa visokom koncentracijom bora. Dobar primer su samo 3.2 mm debeli FLEX BORON silikonski slojevi, koji sadrže 25% (po masi) uniformno distribuiranog bora sa velikim efikasnim presekom za termalne neutrone. Iz intenziteta linija (peta kolona tabele IV) izračunat je termalni neutronski fluks sa Pb zaštitom okruženom plastičnim detektorima (tabela V) na osnovu jednačine

$$\Phi = \frac{R}{N_i \sigma p \varepsilon} \quad (6.2)$$

Gde su

$R$  – stopa brojanja fotovrha u Ge spektru

$N_i$  – ukupan broj jezgara meta u Ge kristalu (broj jezgara određenog Ge izotopa)

$\sigma$  – vrednost efikasnog preseka

$p$  – absolutna verovatnoća prelaza sa izomernog na osnovno stanje ( $p=1$ )

$\varepsilon$  – efikasnost detekcije za konverzije elektrone (ili gama kvante) unutar Ge kristala

U našem aproksimativnom prilazu je  $\varepsilon \approx 1$ , što je adekvatno za potpuno konvertovan prelaz. Efikasni preseci za prelaze sa metastabilnih stanja u ( $n,\gamma$ ) reakcijama na Ge su preuzeti iz [17].

**Tabela V.** Izračunati neutronski fluks.

Izotop	$\Phi [m^{-2}s^{-1}]$
$^{70}\text{Ge}$	$25 \pm 13$
$^{72}\text{Ge}$	$11 \pm 3$
$^{74}\text{Ge}$	$25 \pm 6$
$^{76}\text{Ge}$	$30 \pm 18$

Za  $^{72}\text{Ge}$  korišćen je ukupni efikasni presek za  $^{73}\text{Ge} + ^{73m}\text{Ge}$  iz (Firestone 1996). Očigledno ovaj efikasni presek daje manju vrednost fluksa. Treća vrednost (izračunata iz  $^{74}\text{Ge}$ ) je identična sa vrednošću koja se može pronaći u izrazu koju je dao Skoro [18].

Korišćeni sistem je veoma sličan postavci sa detektorom p-tipa opisanom u [6]. U ovom radu izostavljen je veliki broj operacionih detalja pa je potpuno poređenje sistema nemoguće. Redukcioni faktor za 511 keV je isti (oko 7) za oba sistema. Totalni redukcion faktor pozadine u spomenutoj referenci je oko 4, nešto veći od naše vrednosti. Ipak, korišćeni GMX detektor sa povećanim opsegom detektuje mnogo više niskoenergetskih gama linija (na primer, zakočno zračenje od  $^{210}\text{Pb}$  u zaštiti) iz zaštitnog materijala nego spomenuti detektor p-tipa, što objašnjava razlike u spomenutim efikasnostima antikoincidentne aktivne zaštite.

Podaci o stopama brojanja iz izvora sa i bez aktivne zaštite objavljeni su samo u sistemu [9]. U toj postavci nema gubitaka brojanja čak i kada se koristi jak izvor, ali je redukcija anihilacione linije veoma mala, samo 20%, što znači da nije najbolje podešeno odbijanje antikoincidentnih događaja. Posle prvih testova, najvažniji zadatak u budućim ispitivanjima biće redukcija gubitaka brojanja do zanemarljivog nivoa i pronalaženje njihovih uzroka. Test u ovom radu pokazao je da stvarni gubici brojanja u merenjima sa aktivnom zaštitom treba da budu provereni uzorcima.

## Reference

- [1] Slivka J., Bikit I., Vesović M., Čonkić Lj., Gama spektrometrija, specijalne metode i primene, Univerzitet u Novom Sadu, Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad 2000.
- [2] Klapdor-Kleingrothaus, H.V., Deitz, A., and Krivosheina, I.V., 2002. Found. of Phys. Vol. **32**, No.8 1181
- [3] Heusser, G., 1994. Background in ionizing radiation detection – illustrated by Ge-spectrometry, Proceedings, World Scientific Singapore, pp. 16-28
- [4] Hamajima,Y., Komura, K., 2004. Appl. Radiat. Isot. **61** 185
- [5] Hamajima,Y., Komura, K., 2004. Appl. Radiat. Isot. **61** 179
- [6] Byun, J.I., Choi,Y.H., Kwak, S. I., Hwang, H. Y., Chung, K. H, Choi, G.S., Park, D. W., Chang, W.L., 2003. Appl. Radiat. Isot. **58** 579
- [7] Povinec,P.P., Commanducci, J-F., Levy-Palomo, I., 2005. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Vol.263 441
- [8] Pointurier, F., Laurec, J., Blanchard, X., Adam,A., 1996. Appl. Radiat. Isot. **47** 1043
- [9] Hurtado, S., Garcia-Leon, M., Garcia-Tenorio, R., 2006. Appl. Radiat. Isot. **64** 1006
- [11] Nunez-Lagos, R., Vitro, A., 1996. Appl. Radiat. Isot. **47** 1011
- [12] Slivka, J., Mrdja, D.,Varga, E. and Vesovic, M. , 2005. *Proceedings of the 49<sup>th</sup> Conference of ETRAN, Budva, Serbia and Montenegro 2005*, edited by Milosevic, M., Jaksic, Z., Bozic, D., and Potkonjak, V. Belgrade 56
- [13] Puzovic, J., Anicin, I., 1998. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **414** 279
- [14] Vojtyla, P., Povinec, P., 2000. Appl. Radiat. Isot. **53** 185
- [15] Gilmore, G., Hemingway, J., 1995. Practical Gamma-Ray Spectrometry , John Wiley & Sons 122, 237
- [16] Bikit, . I., Slivka, J., Krmar, M., Djurcic, Z., Zikic, N., Conkic, Lj., Vesovic, M., Anicin, I., Nucl.Instr.and Meth. In Phys.Res.A 1999. **421** 266
- [17] Firestone, B. R., 1996. Table of Isotopes, CD ROM Edition, Version 1.0 Eighth Edition, John Wiley&Sons
- [18] Skoro, G., Anicin, I., Kukoc,A., Krpotic,Dj., Adzic,P., Vukanovic, R . and Zupancic, M., Nucl.Instr.and Meth. In Phys.Res.A 1992. **316** 333
- [19] Kathren L.R. NORM sources and their origins. Appl. Radiat. Isot. Vol. **49**, No.3 (1998), pp 149-168.
- [20] Bikit I., Mrđa D., Todorović N., Varga E., Forkapić S., Vesović M., Slivka J., Čonkić Lj., Possibility of prompt  $^{238}\text{U}$  activity concentration determination by gamma-ray spectroscopy. Jpn. J. Appl. Phy. **44** (2005), 377-379.
- [21] Čonkić Lj., Ivo M., Lulić S., Košutić K., Simor J., Vancsura P., Slivka J., Bikit I., 1988. The impact of the Chernobyl accident on the radioactivity of the river Danube. International Conference on Water Pollution Control in the Basin of the River Danube.
- [22] Jovin T., Određivanje energije i fluksa kosmičkih miona na nivou mora. Diplomski rad, Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu.

## Izvod

Ispitivan je uticaj kosmičkog zračenja na fon u niskofonskoj gama spektrometriji. Pomoću Ge detektor koaksijalnog p-tipa, povećanog opsega za niskofonska merenja (GMX) snimljen je fonski spektar sa i bez aktivne zaštite, koja se sastoji od plastičnih scintilacionih detektora. Aktivna zaštita je redukovala fon za faktor 3 dok je anihilaciona linija redukovana za faktor 7, čime je potvrđeno da je indukovana uglavnom od miona iz sekundarnog kosmičkog zračenja. U spektru su identifikovane gama linije koje potiču od aktivacije jezgara Ge u kristalu detektora, posredstvom neutrona koji su stvoreni raspadom miona. Intenziteti linija iz neelastičnog rasejanja brzih neutrona ( $n,n'$ ) veoma su mali ili se ne mogu videti. Može se primetiti da zaštita od okolnih plastičnih detektora proizvodi povećan intenzitet ( $n,\gamma$ ) linija, zbog termalizacije neutrona. Izračunat je neutronski fluks.

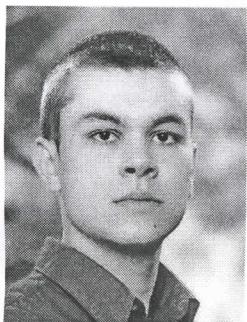
## Abstract

The influence of cosmic radiation on the background spectrum in the low-level background radiation gamma spectrometry is investigated. By means of p-type coaxial Ge detector, with wide range for low-level background measurements (GMX), the background spectrum is measured with and without active shielding composed of plastic scintillator detectors. The active shield reduced the background by factor 3, while the annihilation line was reduced by factor 7, which indicated that it was induced by cosmic muons from the secondary cosmic radiation. In the spectrum, gamma lines were identified which originate from the activation of Ge nuclei in the Ge crystalline, by neutrons created in the muon decays. The line intensities of inelastic fast neutron scattering ( $n,n'$ ) are low or cannot be seen. It can be noticed that the shielding of plastic detectors enhances the ( $n,\gamma$ ) line intensity, because of the thermalization of neutrons. The neutron flux is calculated.

## Biografija

Dragan Salak rođen je 11. oktobra 1983. godine u Sremskoj Mitrovici. Osnovnu školu „Prva vojvodanska brigada“ završio je u Novom Sadu, u kom živi i danas. Od 1998. do 2002. godine bio je učenik gimnazije opštег smera „Svetozar Marković“, nakon čega je upisao Prirodno-matematički fakultet (Univerzitet u Novom Sadu), smer astronomija (sa astrofizikom) na Departmanu za fiziku.

Za vreme studija astronomije, postao je član Astronomskog društva Novi Sad (ADNOS) gde već više od tri godine radi kao demonstrator i predavač u planetarijumu na Petrovaradinskoj tvrđavi. Napisao je i nekoliko članaka za naučno-popularni časopis „Astronomija“. Član je aikido kluba „Vojvodina“ i „Omladinskog kluba“ u Novom Sadu.



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

<i>Redni broj:</i>	RBR
<b>RBR</b>	
<i>Identifikacioni broj:</i>	IBR
<b>IBR</b>	
<i>Tip dokumentacije:</i>	Monografska dokumentacija
<b>TD</b>	
<i>Tip zapisa:</i>	Tekstualni štampani materijal
<b>TZ</b>	
<i>Vrsta rada:</i>	Diplomski rad
<b>VR</b>	
<i>Autor:</i>	Dragan Salak
<b>AU</b>	
<i>Mentor:</i>	dr Nataša Žikić-Todorović
<b>MN</b>	
<i>Naslov rada:</i>	Kosmičkim zračenjem indukovane linije u gama spektrima
<b>NR</b>	
<i>Jezik publikacije:</i>	srpski (latinica)
<b>JP</b>	
<i>Jezik izvoda:</i>	srpski/engleski
<b>JI</b>	
<i>Zemlja publikovanja:</i>	Srbija
<b>ZP</b>	
<i>Uže geografsko područje:</i>	Vojvodina
<b>UGP</b>	
<i>Godina:</i>	2007
<b>GO</b>	
<i>Izdavač:</i>	Autorski reprint
<b>IZ</b>	
<i>Mesto i adresa:</i>	Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
<b>MA</b>	
<i>Fizički opis rada:</i>	6/32/22/5/9/7/0
<b>FO</b>	
<i>Naučna oblast:</i>	Fizika
<b>NO</b>	
<i>Naučna disciplina:</i>	Nuklearna fizika – gama spektroskopija
<b>ND</b>	
<i>Predmetna odrednica/ ključne reči:</i>	Sekundarno kosmiško zračenje, gama spektar, Ge detektor, kosmički indukovani fon
<b>PO</b>	
<b>UDK</b>	
<i>Čuva se:</i>	Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu
<b>ČU</b>	
<i>Važna napomena:</i>	nema
<b>VN</b>	
<i>Izvod:</i>	U gama spektru snimljenom pomoću Ge detektora za niskofonska merenja identifikovane su linije indukovane sekundarnim kosmičkim zračenjem, koje potiče od miona. Izračunat je neutronski fluks, nastao aktivacijom jezgara Ge u detektoru (kristalu Ge).
<b>IZ</b>	
<i>Datum prihvatanja teme od NN veća:</i>	
<b>DP</b>	
<i>Datum odbrane:</i>	13.06.2007.
<b>DO</b>	
<i>Članovi komisije:</i>	
<b>KO</b>	
<i>Predsednik:</i>	dr Radomir Kobilarov, redovni profesor
<i>član:</i>	dr Ištvan Bikit, redovni profesor
<i>član:</i>	dr Nataša Žikić-Todorović, docent

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

<i>Accession number:</i>	ANO
<b>ANO</b>	
<i>Identification number:</i>	INO
<b>INO</b>	
<i>Document type:</i>	Monograph publication
<b>DT</b>	
<i>Type of record:</i>	Textual printed material
<b>TR</b>	
<i>Content code:</i>	Final paper
<b>CC</b>	
<i>Author:</i>	Dragan Salak
<b>AU</b>	
<i>Mentor/comentor:</i>	dr Nataša Žikić-Todorović
<b>MN</b>	
<i>Title:</i>	Gamma spectral lines induced by cosmic radiation
<b>TI</b>	
<i>Language of text:</i>	Serbian (Latin)
<b>LT</b>	
<i>Language of abstract:</i>	Serbian/English
<b>LA</b>	
<i>Country of publication:</i>	Serbia
<b>CP</b>	
<i>Locality of publication:</i>	Vojvodina
<b>LP</b>	
<i>Publication year:</i>	2007
<b>PY</b>	
<i>Publisher:</i>	Author's reprint
<b>PU</b>	
<i>Publication place:</i>	Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
<b>PP</b>	
<i>Physical description:</i>	6/32/22/5/9/7/0
<b>PD</b>	
<i>Scientific field:</i>	Physics
<b>SF</b>	
<i>Scientific discipline:</i>	Nuclear physics – gamma spectroscopy
<b>SD</b>	
<i>Subject/ Key words:</i>	secondary cosmic radiation, gamma spectrum, Ge detector, background of cosmic origin
<b>SKW</b>	
<b>UC</b>	
<i>Holding data:</i>	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
<b>HD</b>	
<i>Note:</i>	none
<b>N</b>	
<i>Abstract:</i>	In the gamma spectra taken by low-level background radiation Ge detector , lines of cosmic muon origin are indentified and discussed. The flux of neutrons created by activation of Ge detector (Ge crystalline) nuclei is calculated.
<b>AB</b>	
<i>Accepted by the Scientific Board:</i>	
<b>ASB</b>	
<i>Defended on:</i>	13.06.2007.
<b>DE</b>	
<i>Thesis defend board:</i>	
<b>DB</b>	
<i>President:</i>	Ph.D Radomir Kobilarov
<i>Member:</i>	Ph.D Istvan Bikit
<i>Member:</i>	Ph.D Nataša Žikić-Todorović

