



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



# Neutronska fluks u okolini germanijumskog detektora

- diplomski rad -

**Mentor:**

dr Dušan Mrđa

**Kandidat:**

Ivana Jakonić

Novi Sad, 2011.

# Sadržaj

Uvod.....	2
1 Osnove niskofonske gama spektrometrije .....	4
1.1 O germanijumskim detektorskim sistemima.....	4
1.2 Fon niskofonskih $\gamma$ -spektrometara.....	5
2 Pojam kosmi kog zra enja.....	6
2.1 Primarno kosmi ko zra enje.....	7
2.2 Sekundarno kosmi ko zra enje.....	9
3 Uticaj kosmil kog zra enja na fon u HPGe detektoru.....	11
3.1 Interakcije i fluks miona.....	12
4 Generisanje neutrona u okruženju detektorskog sistema.....	14
4.1 Kreacija neutrona kosmi kim mionima.....	15
4.1.1 Zahvat negativnog miona.....	15
4.1.2 Nuklearne interakcije brzih miona.....	18
5 O interakcijama neutrona.....	19
5.1 Procesi rasejanja neutrona.....	19
5.2 Apsorpcija neutrona.....	20
5.3 O teoriji neutronskeg fluksa.....	21
6 Odre ivanje fluksa neutrona.....	23
6.1 HPGe detektor korišćen u eksperimentima.....	23
6.2 Mehanizmi nastanka niskoenergetskog dela spektra i neutronima indukovanih linija u HPGe detektoru.....	25
6.2.1 Neelasti na rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma.....	25
6.2.2 Teorija emisije gama zra enje i procesa interne konverzije.....	26
6.2.3 Nuklearni izomerizam i gama aktivnost izomernih stanja izotopa germanijuma.....	27
6.2.4 Promptna gama aktivnost Ge emitovana nakon zahvata neutrona.....	30
6.3 Fonski spektar HPGe detektora u olovnoh zaštiti.....	31
6.4 Rezultati i diskusija.....	34
6.4.1 Odre ivanje neutronskeg fluksa unutar štita germanijumskog detektora.....	34
6.4.1.1 Procene fluksa brzih i termalnih neutrona na osnovu intenziteta linija 691.3 keV i 139.9 keV korišćenjem semiempirijskih relacija.....	34
6.4.1.2 Odre ivanje termalnog neutronskeg fluksa unutar olovne zaštite germanijumskim spektrometrom.....	37
6.4.2 Odre ivanje fluksa termalnih neutrona na osnovu promptne linije 558.3 keV koju emituje $^{114}\text{mCd}$ .....	40
6.4.3 Utvr ivanje neutronskeg fluksa u okruženju Pb štita pomoću spektara Au.....	43
Zaključak.....	48
Literatura.....	50
Kratka biografija.....	51
Dokumentacija.....	52

## Uvod

U mnogim naučnim oblastima, prilikom rešavanja problema u kojima su prisutni događaji sa niskim odbrojem i malom verovatnoćom, niskofonska Ge-spektroskopija visoke rezolucije, pokazala se izuzetno korisnom. Potrebe proučavanja retkih nuklearnih događaja se javljaju u geofizici, nuklearnoj, subnuklearnoj i astročestičnoj fizici, pa se ulažu naporu u povećanje praga detekcije niskih aktivnosti ovih retkih događaja. Osetljivost ovih eksperimenata moguće je poboljšati jedino redukcijom fonskog zračenja, pri čemu je detekcioni limit proporcionalan sa  $1/\sqrt{t}$ , gde je  $t$  vreme merenja. Temeljno razumevanje izvora fona je preduslov njegove efektivne redukcije. Visoka energetska rezolucija, koja odlikuje germanijumske detektore, postavila ih je u središte interesa i potrebe za daljim usavršavanjem, kako bi obezbedili informacije o izvorima fona. Pažnju u ovom radu posvećujemo fonskom zračenju kao posledici kosmičkog zračenja, preciznije, procesima generisanim interakcijama neutrona, čiji su dominantni izvor mionske reakcije. Izučavanje komponente fona produkovane neutronima je neophodno u eksperimentima koji imaju za cilj detekciju raspada protona, tamne materije, neutrinskih oscilacija i dvostrukog beta raspada. Bez redukcije fona koji potiče od neutrona faktički nije moguća detekcija ovih procesa. Potrebno je bilo utvrditi poreklo procesa u kojima se neutronima generiše gama aktivnost, kao i njen nivo, a poseban problem pri suzbijanju neutronske komponente fona predstavlja određivanje prisutnog fluksa neutrona u niskofonskim gama detektorskim sistemima.

U praksi, neutrone identifikujemo pomoću  $\gamma$ -kvanata koji prate neelastična rasejanja i termalne zahvate na germanijumu, dok se mioni mogu identifikovati prema karakterističnim visokoenergetskim pikovima, koji za debljinu od 2cm kristala iznose 16 MeV. Mioni i neutroni, indukovani kosmičkim zračenjem, prouzrokuju aktivacione procese u jezgrima. Niskofonskim detektorima, konstruisanim od pažljivo odabranih materijala niskog stepena radionečistoća, i okruženim pogodnim štitom od gama radijacije koja se javlja u okruženju tog detektora, moguće je izmeriti posledice tih aktivacionih procesa i konačno, dobiti informaciju o fluksu neutrona, što je i krajnji cilj rada. Ova informacija, dalje bi mogla biti korisna u svrhu unapređenja zaštite sistema spektrometara u domenu ispitivanja i analize ultra-niskoenergetskih fonskih gama-spektara. U radu su utvrđeni fluksevi termalnih i brzih neutrona pomoću spektara snimljenih HPGe spektrometrom u olovnoj zaštiti. Račun je zasnovan na merenju aktivacije jezgara u samom detektoru, a zatim i na osnovu snimljenih spektara uzoraka zlata i kadmijuma.

Proučavanje i razumevanje mehanizama interakcija kosmičkih zraka u kojima oni mogu proizvesti merljivu gama aktivnost u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima, posebno najprodornije, mionske komponente, dovodi do poboljšanja niskofonske spektroskopije te su ovim temama posvećena prva tri poglavlja rada. Poglavlje 4 detaljnije govori o karakteristikama procesa u kojima učestvuju neutroni, što je izuzetno bitno prilikom analize gama aktivnosti koju oni mogu produkovati interakcijama sa materijalima niskofonskih gama detektorskih sistema. U poslednjem delu rada su objašnjeni uslovi i postavka eksperimenata, zaključno sa diskusijom dobijenih rezultata.

# 1 Osnove niskofonske gama spektrometrije

## 1.1 O germanijumskim detektorskim sistemima

Poluprovodnički detektorski sistemi su jedna od najvažnijih vrsta detektora koji se koriste u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima. Za poluprovodnike je karakteristična širina zabranjene zone 1 eV, i ona razdvaja valentnu zonu (u kojoj se nalaze nepobuđeni elektroni vezani kovalentnim vezama) od provodne. Princip rada ovih detektora se zasniva na tome da jonizujuće zračenje prilikom prolaska kroz poluprovodničke materijale formira parove elektron-šupljina (prelaskom elektrona iz valentne u provodnu zonu), koji imaju ulogu parova elektrona i jona u gasnim jonizacionim komorama. Ovako nastala naelektrisanja se, uspostavljanjem spoljašnjeg električnog polja, sakupljaju na odgovarajućim elektrodama, i količina ovog naelektrisanja je proporcionalna energiji upadne (detektovane) čestice. S obzirom da je energija potrebna za stvaranje para elektron-šupljina (reda veličine 3 eV), 10 puta manja od energije potrebne za jonizaciju gasa, čestica ili foton određene energije u poluprovodniku stvoriće znatno više nosioca naelektrisanja nego u gasnom ili scintilacionom detektoru, što je razlog visoke energetske rezolucije poluprovodničkih detektora i mogućnosti detekcije zračenja niskog intenziteta. Konverzija sakupljenog naelektrisanja u naponski signal, čiji je intenzitet proporcionalan deponovanoj energiji, vrši se pomoću predpojačavača. Tipičan poluprovodnički detektorski sistem se sastoji od detektora, izvora visokog napona, predpojačavača, analogno-digitalnog pretvarača i multikanalnog analizatora. Pošto poluprovodnički detektori imaju veliku gustinu, njihova zaustavna moć je veća od gasnih detektora, a zbog kompaktnog oblika period vremena odziva ima male vrednosti.

Električne osobine poluprovodnika se menjaju (provodljivost se poboljšava) promenom koncentracije slobodnih nosioca naelektrisanja, tj. ubacivanjem primesa. Germanijumski kristal može biti p-ili n-tipa, što zavisi od vrste primesa atoma donora, odnosno akceptora u kristalu. Da bi se germanijumska dioda povezala sa električnim kolom koje prihvata signale od detektora i obrađuje ih, neophodno je na diodu staviti odgovarajuće električne kontakte. Električni kontakti na kristalu mogu biti ostvareni tankim slojem driftovanog litijuma koji je  $N^+$  kontakt, ili tankim slojem jonskog implantata koji je  $P^+$  kontakt. U slučaju poluprovodnika p-tipa, upotrebljava se tanak litijumom driftovan kontakt na spoljašnjoj površini kristala i tanak jonski implantatski kontakt u unutrašnjoj šupljini kristala koja služi za povezivanje sa elektrodom; dok se za materijale n-tipa koriste obrnuti kontakti. Svi tipovi germanijumskih detektora u suštini predstavljaju velike inverzno polarizovane diode (pn spoj).

U pn spoju, zbog razlike u koncentraciji slobodnih nosilaca naelektrisanja, elektroni prelaze iz n- u p-deo; šupljine se kreću u suprotnom smeru. Njihovom rekombinacijom se stvara sloj prostornog naelektrisanja između ova dva tipa poluprovodnika, n-deo je pozitivan, a p- negativan. Formirano električno polje sprečava dalju difuziju elektrona i šupljina, i stvara se kontaktni potencijal ( $\approx 1V$ ). Inverzna polarizacija pn spoja (dovođenjem p-dela na negativan potencijal, a n- na pozitivan), povećava sloj prostornog naelektrisanja, i kroz njega može teći samo saturaciona struja (reda veličine nA ili pA). Prilikom prolaska upadne čestice ili fotona kroz sloj prostornog naelektrisanja, kreiraju se parovi elektron-šupljina i usmeravaju na odgovarajuće elektrode.

Germanijumski detektori su poluprovodnički detektori najpogodniji za detekciju  $\gamma$ -zraka (jer im je zbog većeg atomskog broja u odnosu na silicijum, presek za fotoefekat oko 60 puta veći), imaju veliku efikasnost, dobru linearnost, visoku energetska rezoluciju u opsegu od nekoliko keV do 10 MeV, i relativno brzo vreme odziva. Nedostatak im je rad na niskim temperaturama, što je obavezno, u cilju sprečavanja pobuđivanja elektrona iz valentne zone termičkim kretanjem u kom slučaju bi imali dovoljno energije da preskoče zabranjenu zonu. Zato hlađenje osigurava da svi detektovani pobuđeni elektroni potiču od gama zraka koje treba registrovati. Metodama prečišćavanja kristala Ge, konstruisani su HPGe (High-Purity Germanium crystals) detektori, kojima je hlađenje potrebno samo za vreme rada, a koncentracija nečistoća im je manja od  $10^{10}$  atoma/cm<sup>3</sup>.

## 1.2 Fon niskofonskih $\gamma$ -spektrometara

Izvori fona (odnosno, svih vrsta događaja, prirodnih ili veštačkih, koje detektor prikuplja, a koji nisu relevantni za merenje) u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima su: prirodna radioaktivnost od radionuklida iz okruženja detektorskih sistema; kosmičko zračenje; aktivnost radona i njegovih potomaka; radioaktivna kontaminacija materijala od kog su izrađeni detektorski sistem i štit; kao i eventualne električne smetnje.

Primordijalna prirodna radioaktivnost vezana je za elemente <sup>40</sup>K, <sup>238</sup>U, <sup>235</sup>U i <sup>232</sup>Th, od kojih neki svojim raspadom formiraju nova radioaktivna jezgra. Sekundarno nastala jezgra mogu se takođe dalje raspadati, čime se formiraju tri radioaktivna niza u prirodi koji potiču od <sup>238</sup>U, <sup>235</sup>U i <sup>232</sup>Th. Dugoživeći sekundarni radionuklidi su <sup>234</sup>U, <sup>230</sup>Th, <sup>231</sup>Pa i <sup>226</sup>Ra. Svi ostali radionuklidi su kratkoživeći. Prirodna radioaktivnost predstavlja i najjači izvor fona, jer intenzitet kosmičkog zračenja iznosi svega 1% intenziteta prirodnog. Na nivou mora, srednja vrednost fluksa zračenja od radionuklida iz okruženja, sa energijama većim od 50 keV na 1m iznad podloge je  $10^5$  fotona/m<sup>2</sup>s. Smanjivanje nivoa fona od radionuklida prisutnih u okruženju gama spektroskopskog sistema, vrši se pomoću glavnog štita detektora, od materijala koji dobro apsorbuju gama zračenje, i pogodnom izgradnjom prostorije u kojoj će biti smešten detektor, na primer, upotrebom materijala čistih od radioaktivne kontaminacije (cement, beton). Na ovaj način se fon iz okruženja može smanjiti i 25 puta.

Smanjenje nivoa fona od radona, jednog od glavnih eksternih izvora fona, može se postići oblaganjem zidova prostorije u kojoj je smešten detektorski sistem, materijalima koji će sprečiti difuziju radona u prostoriju. Radon je nezgodan jer je u gasovitom stanju i može lako da se kreće, a pošto je inertan, teško se vezuje. Eliminacija radona iz spektroskopskog sistema male zapremine može se izvršiti dovođenjem gasovitog azota u unutrašnjost zaštite, koji nastaje ključanjem tečnog azota. Tečni azot se koristi za hlađenje detektora, tako da nije komplikovano dovesti tečni azot do detektora.

Komponenta fona koja potiče od kosmičkog zračenja, nakon izgradnje glavnog štita detektorskog sistema, predstavlja dominantan izvor fona. Uticaj kosmičkih zraka varira u zavisnosti od nadmorske visine mesta detekcije; pa se za spektroskopiju niskih aktivnosti koriste uglavnom podzemne laboratorije, u čijem se pokrovnom sloju apsorbuje kosmičko zračenje (apsorbuje se veći deo kosmičkih protona i smanjuje se fluks miona za 10-15%). Aktivna zaštita podrazumeva situaciju da se glavni detektor okružuje nizom zaštitnih detektora, čija je je svrha

da detektuju čestice iz spoljašnje okoline (99% detekcije za kosmičke mione), koje onda pripadnu fonu. Glavni i zaštitni detektor (koji se naziva i veto, ili antikosmički detektor) su vezani antikoicidentno, pa kada čestica prođe kroz oba detektora, taj signal se ne registruje. Potrebno je detaljno poznavanje karakteristika kosmičkog zračenja i analiza interakcija u kojima oni mogu proizvesti merljivu gama aktivnost u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima. Kosmičko zračenje može proizvoditi fon interakcijom sa materijalima iz okruženja detektorskog sistema, kao i sa samim detektorom, zatim, produkcijom radionuklida i generisanjem sekundarnog zračenja koje svojim interakcijama produkuje fonsko gama zračenje.

Poslednjih 15-20 godina, razvoj Ge spektrometara ultraniske aktivnosti, doveo je do pojave komercijalnih sistema sa malo primordijalnih i antropogenih radionuklida, pa se njihovo prisustvo može konstatovati samo u sistemima koji rade vrlo duboko pod zemljom. U površinskim i plitko ukopanim laboratorijama, fon ovakvih detektora potiče prvenstveno od kosmičkog zračenja: primarnih čestica, i od sekundarnog zračenja koje one indukuju u štitu i u materijalima unutar njega. Srećna slučajnost je činjenica da se isti materijal može iskoristiti i kao izvor i kao detektor. Usavršavanje generacija ovih sistema odvijalo se u smeru smanjenja kontinuuma fona, budući da je ustanovljena potreba za velikim Ge diodama sa redukovanim fonom, radi poboljšanja praga detekcije retkih nuklearnih procesa niske gama aktivnosti. Glavne karakteristike spektara niskofonskih Ge sistema u laboratorijama na površini su:

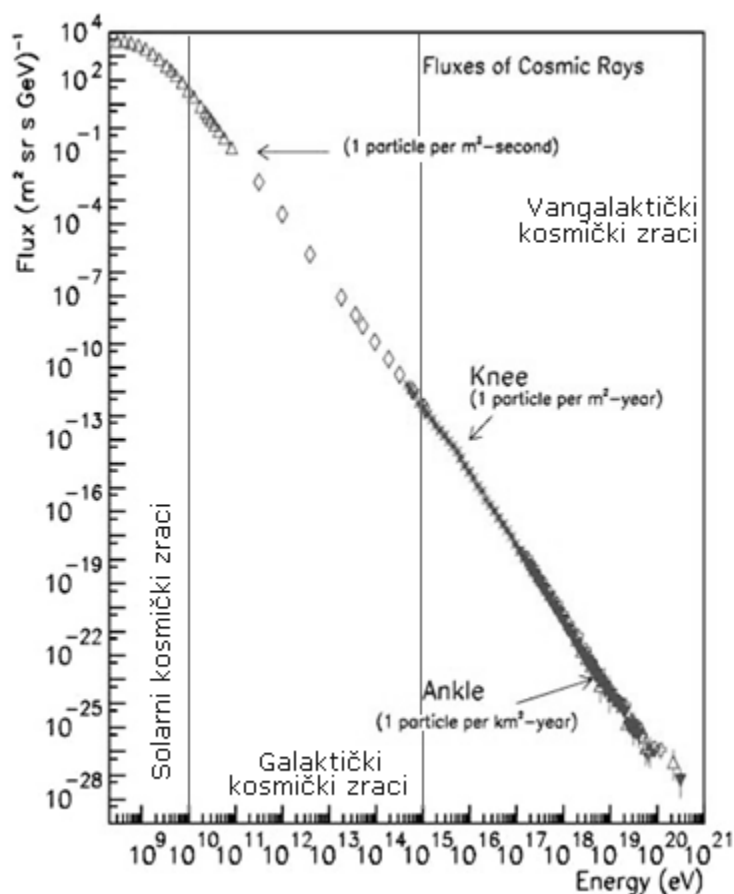
- širok vrh od miona na oko 45 MeV u Ge diodama zapremine  $200 \text{ cm}^3$ ,
- kontinuum proizveden fotonima i elektronima, koji su sekundarno ili tercijarno zračenje miona i protona, koji se proteže od najmanjih do najvećih visina impulsa,
- anihilacioni vrh na 511 keV, koji potiče od rekombinacije pozitrona iz elektromagnetnih mlazeva sa elektronima, čiji intenzitet (kao i intenzitet sekundarnog zračenja) zavisi od unutrašnjih zaštitnih slojeva
- $\gamma$ -vrhovi proizvedeni neutronima preko niza procesa u raznim materijalima, izraženi kod sistema na površini, a skoro nestaju već u plitko ukopanim sistemima sa 5 m v.e.(vodenog ekvivalenta) ili više, gde je nukleonska komponenta kosmičkih zraka uglavnom apsorbovana.

## 2 Pojam kosmičkog zračenja

Termin kosmičkih zraka se odnosi na visokoenergetske relativističke elementarne čestice i jezgra, kao i na elektromagnetno zračenje, koje dolazi do Zemljine atmosfere iz međuzvezdanog prostora. Ovo može da obuhvati i egzotične, kratkoživeće čestice kao što su mioni,  $\pi$ -mezoni ili  $\Lambda$ -barioni. Mali deo ovih čestica ima ultrarelativističke energije koje mogu dostići i  $10^{20}$  eV. Ako razmotrimo činjenicu da je gustina energije kosmičkih zraka  $1 \text{ eV/cm}^3$  – što je red veličine gustine energije elektromagnetnog zračenja u međuzvezdanoj sredini i termičkog kretanja međuzvezdanog gasa, zaključujemo da je kosmičko zračenje jedna od glavnih karakteristika Vasiona. Strogo govoreći, u primarno zračenje spadaju elektroni, protoni, jezgra helijuma, ugljenika, kiseonika, gvožđa i dr. elemenata sintetisanih u zvezdama; a u sekundarne čestice spadaju jezgra litijuma, berilijuma, bora i ostalih, koji nisu finalni produkti nukleosinteze u zvezdama, zatim antiprotoni i pozitroni.

## 2.1 Primarno kosmičko zračenje

U ovu vrstu zračenja ubrajamo relativističke stabilne naelektrisane čestice i jezgra energija  $10^9$ - $10^{20}$  eV, sa vremenom života većim od  $10^6$  god. Poreklo kosmičkih zraka i danas predstavlja polje istraživanja, a neki izvori su aktivna galaktička jezgra, kvazari, pulsari, eksplozije supernovih itd. U energetsom opsegu  $10^{12}$ - $10^{15}$  eV, sastav kosmičkih zraka koji dolaze do ivice Zemljine atmosfere je otprilike: protoni (86%), alfa čestice (11%), teža jezgra (1%) i elektroni (2%), gama zračenje (<0.1%). Preciznim merenjima je utvrđeno da se maksimum zračenja nalazi na 22 km od površine Zemlje, pa zatim opada do oko 60 km visine, odakle nastaje konstantna vrednost.

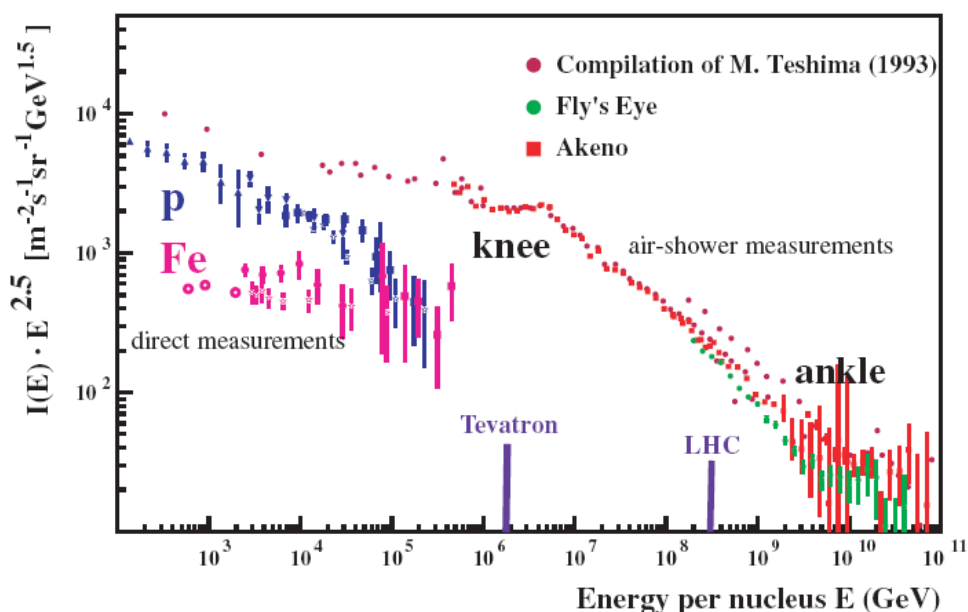


Slika 1. Energetski spektar primarnih kosmičkih zraka<sup>1</sup>

Na prostiranje kosmičkog zračenja utiču elektromagnetna polja Sunca i Zemlje, a na sastav kosmičkog zračenja koje dolazi do Zemlje utiče Sunčeva aktivnost (koja se sastoji od jedanaestogodišnjeg ciklusa). Solarni vetrovi, generisani plazmom sa Sunca, usporavaju i

<sup>1</sup> Spektar se odnosi na sve čestice kosmičkog zračenja, određen je merenjem pljuska čestica koje je izazvalo u vazduhu, pomoću detektorskih sistema prilagođenim detekciji različitih čestica u širokom energetsom opsegu, zbog čega je neophodno izvršiti korekcije na efikasnosti detektora i međusobnu kalibraciju detektora korišćenjem simulacija.

isključuju iz snopa kosmičkog zračenja naelektrisane čestice nižih energija. Postoji izrazita obrnuta zavisnost između Sunčeve aktivnosti i intenziteta kosmičkog zračenja sa energijama ispod 10 GeV (zračenje energije preko 10 GeV je izotropno). Čestice kosmičkog zračenja nižih energija od 1 GeV, podložne su i uticaju geomagnetnog polja Zemlje kroz koje prolaze da bi stigle do atmosfere Zemlje: one interaguju sa Zemljinim magnetnim poljem, pa od njihove energije direktno zavisi i putanja u blizini Zemlje i u njenoj atmosferi. Postojanje magnetnih polova na Zemlji uslovljava postojanje magnetnih linija sila. Ukoliko se čestica kreće duž linije sile, na nju ne deluje dodatna sila; a ako se kreće normalno na pravac ovih linija sila, na nju deluje maksimalna Lorencova sila i dolazi do skretanja putanje. Čestice mogu toliko skrenuti da promaše Zemlju. Minimalna energija kosmičkog protona na polovima iznosi oko 2.5 GeV, dok na ekvatoru iznosi oko 15 GeV. Zbog ovih efekata, intenzitet svih komponenata kosmičkog zračenja zavisi od lokacije na površini Zemlje i trenutka vremena u kom se vrši posmatranje.



Slika 2. Diferencijalni energetski spektar kosmičkog zračenja pomnožen sa  $E^{2.5}$ , [10]. Naznačeni su ekvivalentni energiji snopova u Tevatron-u i Large Hadron Collider-u

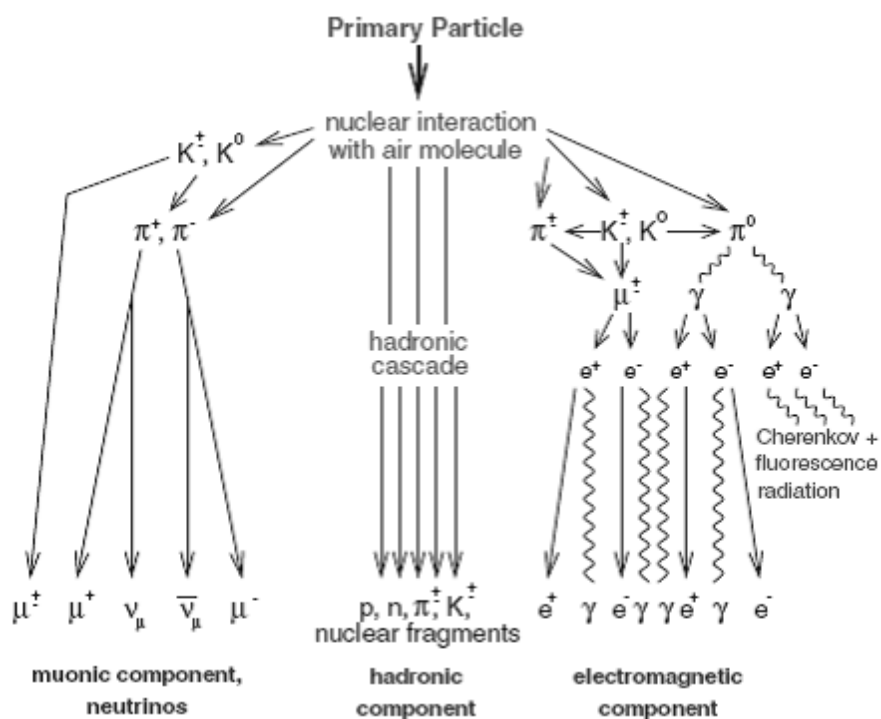
Prokomentarišaćemo zavisnost fluksa od energije čestica primarnog kosmičkog zračenja na slici 1, na kojoj, generalno posmatrano, fluks opada sa energijom:  $\Phi \propto E^{-\gamma}$ , što upućuje na ne-termalni karakter. Na osnovu energije i sastava, primarno kosmičko zračenje možemo deliti na: solarno ( $10^3$ - $10^9$  eV, fluks jako zavisi od solarnih vetrova i faze ciklusa Sunca u momentu merenja), anomalno (oko  $10^6$  eV), galaktičko ( $10^9$ - $10^{15}$  eV, fluks je stepena opadajuća funkcija,  $\gamma = 2.68$ ) i vangalaktičko ( $10^{15}$ - $10^{20}$  eV, veoma mali fluks od 1 visokoenergetske čestice godišnje.). Pretpostavlja se da je deo spektra sa energijama manjim od  $10^{18}$  eV galaktičkog porekla. Region vangalaktičkog kosmičkog zračenja je jasnije predstavljen na slici 2, na kojoj je diferencijalni energetski spektar pomnožen sa  $E^{2.5}$ , kako bi se uočile dva nagla prekida spektra, čije je poreklo i dalje otvoreno pitanje u astrofizici. Prvi, u energetskom regionu  $10^{15}$  eV i  $10^{16}$  eV, naziva se knee (koleno); drugi se nalazi između  $10^{18}$  eV i  $10^{19}$  eV i naziva se anke (članak). U regionu  $10^{15}$ - $10^{19}$  eV, fluks nešto brže opada sa povećanjem energije,  $\gamma = 3.15$ . Postojanje kolena u spektru kosmičkog zračenja može biti objašnjeno činjenicom da neki načini ubrzavanja



čestice kosmičkog zračenja mogu ubrzati čestice do određene maksimalne energije, npr. određeni tipovi supernova ne mogu ubrzati čestice na energije više od  $10^{15}$  eV. Zato deo spektra kosmičkog zračenja oko članka interpretiramo pretpostavkom da su čestice koje čine ovaj deo spektra vangelaktičkog porekla. Ovako kosmogeno nastale čestice bi trebalo da imaju maksimum energije na oko  $5 \cdot 10^{19}$  eV, zbog njihove interakcije sa mikrotalasnim pozadinskim zračenjem. Značajno je proučavanje nekoliko događaja za koje se pretpostavlja da predstavljaju čestice sa energijama većim od predviđenog maksimuma, tj. višim od  $10^{20}$  eV. Za ovaj deo spektra važi  $\gamma > 3$ , ali tačna vrednost nije utvrđena zbog malog broja podataka.

## 2.2 Sekundarno kosmičko zračenje

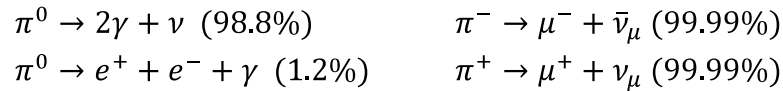
Sekundarno kosmičko zračenje nastaje pri interakciji čestica primarnih kosmičkih zraka sa jezgri elementa koji se nalaze u Zemljinoj atmosferi, a interakcije započinju već na nadmorskim visinama od 15-20 km, tako da praktično nijedna čestica primarnog zračenja ne dolazi do nivoa mora. Pošto sve čestice imaju visoke energije, relativistički efekti utiču na dužinu slobodnog puta, srednji život čestica je produžen zbog dilatacije vremena, što za posledicu ima povećanje prodorne moći čestica. U sekundarno zračenje podrazumevamo: jezgra lakših elemenata, barione, hiperone, leptone, gama zrake itd. Teška jezgra iz kosmičkih zraka (ugljenik, kiseonik) se spalacionim procesima cepaju na lakša (litijum, berilijum, bor), te su mnogo zastupljenija u kosmičkim zracima nego u Vasioni.



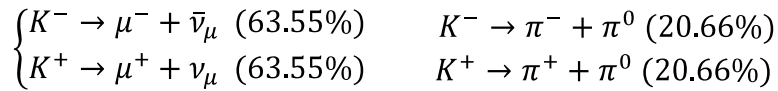
Slika 3. Komponente kosmičkih zraka

Fluks čestica primarnih zraka koji stiže do Zemljine atmosfere je oko 1000 čestica/ $m^2s$ , 85% su protoni, najvećim delom energije  $10^7$ - $10^{10}$  eV. Visokoenergetski protoni gube u sudarima sa jezgri atmosferskog gasa (O, N) oko polovine svoje energije na visini od 15 km, pa se

emituju novi protoni, neutroni ili pioni. U slučaju da je energija protona iznad 1 GeV, najviše se emituju pioni energija od 200 do 500 MeV, a od protona energije ispod 1 GeV uglavnom nastaju kaskadni protoni i neutroni. Novonastale čestice prouzrokuju nove sudare koji izazivaju kaskade, u kojima se sa približno istom verovatnoćom generišu tri vrste piona (neutralni  $\tau = 2.6 \cdot 10^{-8}$ s, naelektrisani  $\tau = 1.8 \cdot 10^{-16}$ s). Kaoni i parovi barion-antibarion nastaju u manjem broju (verovatnoća da nastane kaon je 10% u odnosu na verovatnoću nastanka piona). Neutralni pion se nakon pređenih nekoliko  $\mu$ m raspada u atmosferi na dva visoko energetska fotona, a naelektrisani pioni (srednja dužinom interakcije u vazduhu  $120 \text{ g/cm}^2$ ) se raspadaju prema:



Raspadom kaona ( $\tau = 1.2 \cdot 10^{-8}$ s) se takođe povećava broj miona :

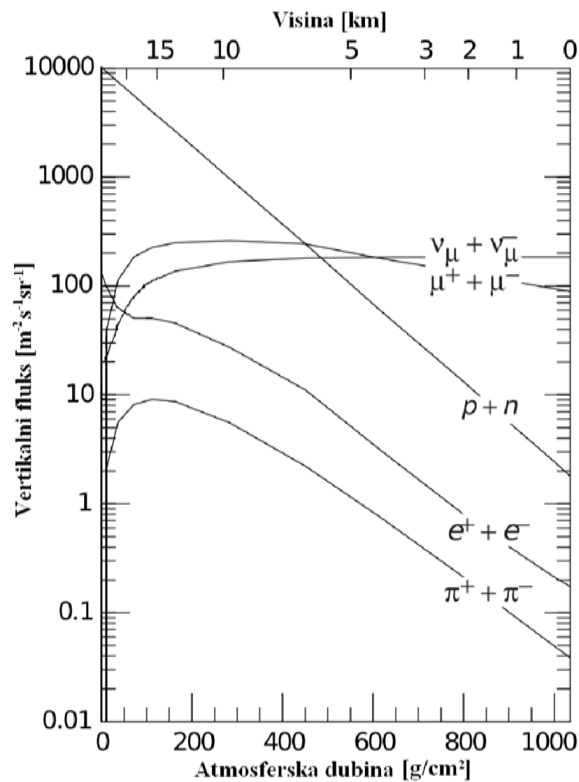


Mioni nastali raspadom piona primaju oko 80% energije piona. Na visini od oko 10 km, što odgovara dubini od  $270 \text{ g/cm}^2$  atmosfere, formira se oko 90% ukupnog broja miona, koji se generišu interakcijama kosmičkog zračenja u atmosferi. Zbog izuzetne prodorne moći, fluks miona opada dosta sporije od fluksa njihovih predaka protona, i čak 20% miona sa energijom od 1 GeV i 80% onih sa energijom od 10 GeV stigne do nivoa mora. Prilikom prostiranja miona, dolazi i do njihovog raspada na elektron, mionski i elektronski neutrino, pri čemu elektroni odnose oko 30% energije miona, dok ostatak energije odnose neutrini. Dakle, raspadom mioni (sa  $E < 1 \text{ GeV}$ ) doprinose mekoj komponenti zračenja. Zbog velike prodorne moći, mioni spadaju u tvrdi komponentu sekundarnog kosmičkog zračenja.

Pljuskovi čestica sekundarnog kosmičkog zračenja u Zemljinoj atmosferi se sastoje, kako se vidi na slici 3, od elektromagnetne (meke komponente), mionske (tvrde komponente) i hadronske komponente (koja nastaje jakim interakcijama primarnih čestica sa atmosferom). Mionska i elektromagnetna komponenta se raspadaju na leptone. Nastale čestice u pljuskovima se prvo umnožavaju sve dok njihov broj ne dostigne određeni maksimum. Zatim im se, u procesima atenuacije, broj počinje smanjivati, jer opada broj čestica koje poseduju energiju veću od praga potrebnog za produkciju novih čestica. Jezgro pljuskova čestica se sastoji od visoko energetskih hadrona koji proizvode elektromagnetnu komponentu pljuskova, koja se primarno sastoji od fotona generisanih u raspadu piona i eta čestica; a visokoenergetski fotoni dalje generišu elektromagnetne kaskade putem produkcije parova  $e^+e^-$  i emisijom zakročnog zračenja. Nastali elektroni i pozitroni su najbrojnije čestice u pljuskovima. Nukleoni i drugi visoko energetski hadroni doprinose hadronskoj komponenti pljuskova čestica u vazduhu. Mionska komponenta pljuskova potiče od raspada piona i kaona. Broj miona u pljuskovima je za red veličine manji od broja nastalih elektrona i pozitrona. Čestice koje iniciraju pljuskove kosmičkog zračenja u vazduhu imaju dovoljnu energiju (oko 100 TeV) da obezbede da do površine Zemlje stigne merljiv broj čestica.

Osobine sekundarnih kosmičkih zraka su prikazanih na slici 4. Protoni i pioni koji stižu do atmosfere se u njoj apsorbuju eksponencijalno (atenuaciona dubina do koje stižu je 120-130

$\text{g/cm}^2$ ), na nivou mora ima 0.008 piona po protonu. Broj neutrona je veći od protona na određenoj dubini atmosfere zbog toga što oni ne gube energiju jonizacijom i imaju duže putanje. Fluks piona u atmosferi opada sa dubinom eksponencijalno, kao i fluks protona. Fluksevi protona i elektrona se slično menjaju sa povećanjem dubine atmosfere, s tim što broj elektrona opada sporije na visini bliskoj nivou mora – zbog dodatnih elektrona koji se proizvode iz visokoenergetskih gama kvanata emitovanih prilikom raspada neutralnih piona i raspadom miona. Fluks miona se skoro ne menja. Primarni nukleoni (protoni i neutroni) su dominantni do oko 9 km u atmosferi, na manjim nadmorskim visinama su dominantni mioni. Zbog malog oreseka za interakciju, neutrina se ne apsorbuju u atmosferi, dolazi do povećanja njihovog fluksa jer se stvaraju raspadom mezona.



Slika 4. Vertikalni diferencijalni fluks glavnih komponenta sekundarnog kosmičkog zračenja u zavisnosti od dubine atmosfere

### 3 Uticaj kosmičkog zračenja na fon u HPGe detektoru

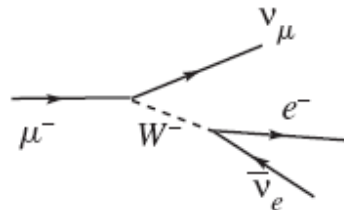
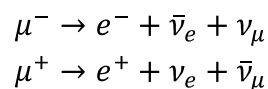
Najznačajniji uticaj kosmičkog zračenja na fon poluprovodničkih detektora potiče od miona i neutrona. Elektroni i fotoni (meka komponenta) se u velikoj meri apsorbuju u materijalu štita (u 10cm pasivne zaštite od olova). Procesi u kojima učestvuju elektroni, pozitroni i fotoni, a koji dovode do fonskog zračenja su: jonizacija i produkcija delta elektrona, zakočno zračenje, anihilacija pozitrona, fotoelektrični efekat, Komptonovo rasejanje, produkcija para elektron-pozitron i Rejljevo rasejanje. Protonska komponenta je zanemarivog intenziteta u poređenju sa neutronsom, pri čemu protoni prilikom interakcije sa materijalom štita prvenstveno dovode do generisanja neutrona. Tvrdna komponenta kosmičkog zračenja, mioni i protoni, unutar zaštite

detektora može prouzrokovati nove elektromagnetne pljuskove i ovo zračenje može biti registrovano. Ovakvo nastalo sekundarno zračenje potiče od neutralnih piona (nastalih interakcijama protona) i miona koji mogu izazvati procese izbijanja elektrona. Kod malih debljina pokrovnog sloja, mioni proizvode oko 2/3, a protoni oko 1/3 elektronskog fluksa. Sa povećanjem pokrovnog sloja, mioni postaju dominantni izvor elektromagnetnih kaskada, zbog toga što njihov fluks sa dubinom opada mnogo sporije od fluksa protona, koji opada eksponencijalno. Na dubini od 5 m v.e. protonska komponenta kosmičkog zračenja opada na beznačajnu vrednost, dok mionska komponenta opada na 55% od svoje vrednosti na površini.

Radi poređenja, fluksevi protona, elektrona, neutrona i miona na nivou mora odnose se respektivno kao 1 : 26 : 37 : 111, pri čemu je protonski fluks  $1.71 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Usled interakcije kosmičkog zračenja sa materijalima štita dolazi do izmena u relativnom odnosu flukseva, obzirom da se novi elektronsko-fotonski pljuskovi, kao i neutroni, proizvode pod uticajem miona. Dakle, kontinualno međudejstvo apsorpcije i kreiranja čestica dovodi do promena relativnog odnosa među fluksevima. Dodatni uticaj na intenzitet kosmičkog zračenja javlja se usled promene nadmorske visine, geografske širine (smanjen je u blizinu ekvatora i raste sa geografskom širinom zbog magnetnog polja Zemlje), ugla u odnosu na pravac ka zenitu ili u zavisnosti od faze Sunčevog ciklusa. U narednom delu rada će biti posvećena pažnja karakterističnim mionskim reakcijama unutar detektora i promenama njihovog fluksa.

### 3.1 Interakcije i fluks miona

Mioni pripadaju drugoj generaciji naelektrisanih leptonu, ne mogu interagovati jakom interakcijom; u materiji interaguju uglavnom elektromagnetnom interakcijom. Mion je nestabilna čestica sa vremenom srednjeg života od  $2.197034(21)\mu\text{s}$ , koje se produžuje putem relativističke dilatacije vremena za visokoenergetske kosmičke mione, a raspad se odvija putem slabe interakcije (slika 5). Raspad miona može dati doprinos fonu u niskofonskim gama spektroskopskim merenjima, jer stvara elektrone i pozitronne visokih energija, te se mogu generisati elektromagnetni pljuskovi.



Slika 5. Raspad miona

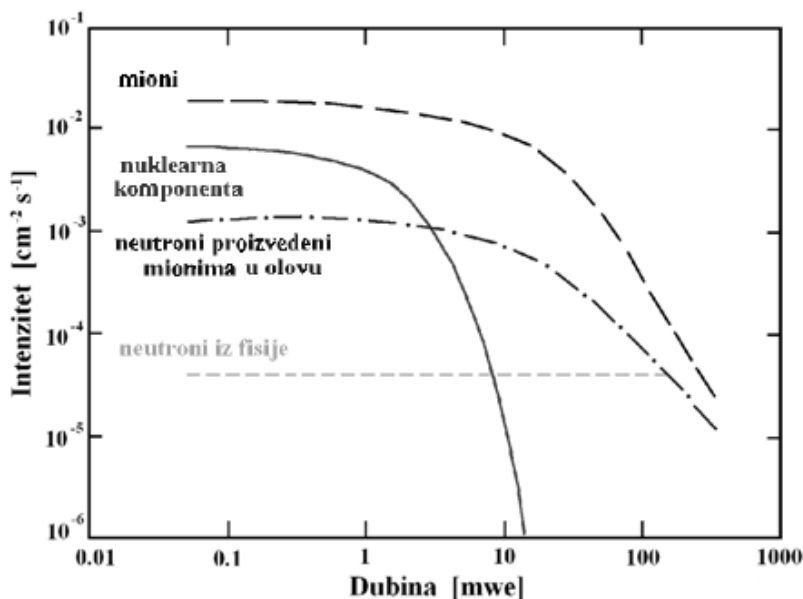
Mioni generisani interakcijama primarnog kosmičkog zračenja u atmosferi imaju veoma veliku prodornu moć. Intenzitet miona je proporcionalan sa  $\cos^2 \theta$ . Većina miona kreiranih raspadom naelektrisanih piona u atmosferi nastane na visini do 15 km i u proseku dobija 80% njihove energije. Kritična energija miona u vazduhu je oko 1.11 TeV; mioni sa energijom većom od kritične gube energiju zračenjem (stvaranjem parova, zakočnim zračenjem ili fotonuklearnom interakcijom), a mioni sa energijama manjim od kritične uglavnom jonizuju ili ekscituju atome sredine. Na putu do površine Zemlje izgube jonizacijom oko 2 GeV svoje energije, 1.8 MeV po  $1 \text{ g/cm}^2$  efektivne debljine (ili površinske gustine) atmosfere. Verovatnoća da će mion stići do površine Zemlje vertikalno prolazeći kroz atmosferu sa visine od 10 km je data kao:

$$P = \exp\left(-\frac{10000}{c \tau_{LS}}\right), \quad \tau_{LS} = 2.2 \cdot 10^{-6} E/m_\mu$$

gde je  $c$  brzina svetlosti,  $\tau_{LS}$  srednje vreme života miona u laboratorijskom sistemu,  $E$  i  $m_\mu$  su energija i masa miona u MeV. Na nivou mora je integralni intenzitet vertikalnog mionskog fluksa približno  $70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ , gde mioni predstavljaju dominantnu komponentu kosmičkog zračenja. Srednja energija miona na površini Zemlje je oko 4 GeV. U eksperimentima rasejanja snopova miona energija od nekoliko MeV na jezgrima, dobijeni su rezultati slični rezultatima rasejanja elektrona. Dakle, prostiranje miona kroz materiju je slično kao i u slučaju elektrona, s tim da su radijativni procesi smanjeni zbog mnogo veće mase miona. Prilikom prostiranja kroz materiju, mioni gube energiju u sledećim procesima: jonizacijom atoma sredine kroz koju prolaze (ovi gubici energije po jedinici pređenog puta su skoro konstantni), procesima zakočnog zračenja, i direktnom produkcijom  $e^+e^-$  para (dominatni kod visokoenergetskih miona, jer je srednji gubitak energije po jedinici pređenog puta proporcionalan energiji miona). Nakon gubitka energije mioni bivaju apsorbovani, što smanjivanjuje vrednost mionskog fluksa. Eksperimentalna zavisnost atenuacije miona u apsorberima može se opisati funkcijom:

$$I = I_0 \cdot 10^{-1.32 \log d - 0.26(\log d)^2},$$

gde je  $I$  - intenzitet miona ispod apsorbera,  $I_0$  - intenzitet miona iznad apsorbera,  $d$  je određeno izrazom  $d = 1 + m/10$ , gde je  $m$  - debljina apsorbera u m v.e. Ova jednačina opisuje fluks miona sa tačnošću od 5% za debljine apsorbera do 100 m v.e, i 10% za debljine do 1000 m v.e. Merenje atenuacije u debelim apsorberima Pb i Fe je pokazalo dobro slaganje sa jednačinom.



Slika 6. Poređenje flukseva sekundarnog kosmičkog zračenja i neutrona produkovanih mionima i prirodnom radioaktivnošću na različitim dubinama u detektorskom štitu od olova. Rezultati su dobijeni Monte Carlo simulacijama i objavljeni u radu [9]

Simulacije na slici 6 pokazuju fluks miona i sekundarnih neutrona (nukleonsku komponentu čine 97% neutroni). Broj neutrona produkovanih aktivnošću radionuklida iz okruženja je konstantan sa porastom dubine, dok broj neutrona produkovanih kosmičkim zračenjem opada na većim dubinama. U materijalima sa visokim  $Z$ , proizvodnja neutrona putem zahvata negativnih miona, fotonuklearnih reakcija, i fotofisijom realnim i virtuelnim fotonima preko brzih miona, znatno se povećava. Tercijalni neutroni su dakle dominantni kod masivnih detektorskih štitova od olova već pri dubini od samo nekoliko m v.e. Neutroni stvoreni fisijom i  $(\alpha, n)$  reakcijama, postaju važni samo ispod nekoliko stotina m.v.e.

Glavni mionski procesi koji su bitni prilikom analize fonskog zračenja u gama spektroskopskim merenjima su jonizacija i produkcija delta elektrona, direktna produkcija para elektron-pozitron, emisija zakočnog zračenja, višestruko rasejanje, raspad miona, zahvat negativnog miona i interakcije brzih miona. Pri elektromagnetnoj interakciji miona (uglavnom pri jonizaciji) u detektoru ostaje veliki deo energije, oko 1-6 MeV po  $g/cm^2$  za germanijumske detektore, što nije od interesa u niskofonskoj gama spektroskopiji (u kojoj je maksimum energije koji je od interesa 2-3 MeV), jer se jonizacioni pik deponovane energije miona nalazi na oko 30 MeV. Mioni glavni doprinos fonu daju elektromagnetnim interakcijama sa atomskim elektronima materijala koji čine zaštitu detektora: pri deekscitaciji atoma se formiraju delta elektroni, čiji energetski spektar ima širok opseg i prostire se od nule do neke maksimalne vrednosti. Zakočno zračenje  $\delta$ -elektrona potom produkuje elektromagnetne pljuskove čestice, što dovodi do produkcije fotona koji mogu biti registrovani u fonskim spektrima. Mioni većih energija doprinos fonu mogu dati i putem direktne produkcije para elektron-pozitron i emisijom zakočnog zračenja. Za mione nižih energija značajni su i procesi raspada i zahvata. Bitan doprinos fonu mioni daju produkcijom neutrona, koji nakon interakcije sa materijalima detektorskih sistema produkuju gama aktivnost (što će se detaljnije opisati u nastavku rada).

## 4 Generisanje neutrona u okruženju detektorskog sistema

Poznavanje mehanizama produkcije neutrona prisutnih u niskofonskom gama spektroskopskom sistemu, bitno je za tačno utvrđivanje energetskog spektra i ukupnog fluksa neutrona u detektorskom sistemu. Neutrone kreiraju dva izvora, prirodni radionuklidi iz okruženja i kosmičko zračenje.

**Aktivnost prirodnih radionuklida** prisutnih u stenama i tlu generiše neutrone spontanom fisijom urana; ili raspadom urana, torijuma i njihovih potomaka, pri čemu nastaju alfa čestice koje interaguju sa materijalima prisutnim oko detektora, tj. lakim jezgrima  $^9\text{Be}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}$  putem  $(\alpha, n)$  reakcija, u kojima se emituje neutron. Neutronske fluks se procenjuje na osnovu izraza :

$$\Phi = r \delta / \mu$$

u kom figuriše  $r$ , brzina produkcije neutrona u oksidnim komponentama stena, gustina stena  $\delta$ , i apsorpcioni koeficijent neutrona  $\mu$ . Produkcija neutrona aktivnošću prirodnih radionuklida iz stena je zanemarljiva u površinskim i plitko ukopanim laboratorijama, gde dominiraju neutroni generisani interakcijama kosmičkog zračenja. Na dubinama većim od 50 m v.e, gde je fluks

kosmičkog zračenja mnogo manji nego na nivou mora i opada sa dubinom, neutroni iz spontane fisije urana su dominantni, i njihov broj je konstantan sa porastom dubine. Na dubini od 3400 m v.e, fluks neutrona koji potiču isključivo od spontane fisije je:  $0.02 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  (za termalne energije),  $0.013 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  (0.05-1 keV) i  $0.026 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  ( $E > 2,5 \text{ MeV}$ ). U nekoliko podzemnih laboratorija utvrđene su vrednosti fluksa neutrona koji potiče od aktivnosti radionuklida iz okruženja u opsegu od  $10^{-2}$  do  $10^{-1} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

**Kosmičko zračenje** produkuje neutrone putem nekoliko različitih mehanizama. Pomenimo najpre da neutroni u atmosferi dominantno nastaju interakcijama primarnog kosmičkog zračenja, tako svaki primarni proton produkuje oko 20 neutrona. Na nivou mora, fluks kosmičkih neutrona je oko  $64 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Od ukupnog broja neutrona koji stižu do Zemljine površine, oko 80% su evaporacioni, a oko 20% su izbijeni neutroni iz atomskih jezgara, interakcijama čestica kosmičkog zračenja. Na dubini od oko 4 m v.e. dve komponente neutrona, od protona i od miona, su jednake, a sa dodatnim povećanjem dubine od još nekoliko m v.e. protonska komponenta postaje zanemarljiva, a građevinski materijal obične zgrade, apsorbuje veći deo fluksa protona, te protonima generisana komponenta neutronskega fluksa postaje zanemarljiva.

U površinskim laboratorijama dominiraju tercijalni neutroni, koji nastaju interakcijama čestica sekundarnog kosmičkog zračenja (prvenstveno protona i miona) sa materijalima iz okruženja detektorskog sistema i samog detektora. Interakcije miona predstavljaju jedan od najznačajnijih izvora neutrona u niskofonskim gama spektrometrima putem nekoliko procesa: pre svega mionskog zahvata, zatim mionima indukovanih spalacionih reakcija, hadronskih kaskada indukovanih mionima preko fotonuklearnih reakcija, elektormagnetne kaskade inicirane mionima i elastičnog rasejanja miona na neutronima vezanim u jezgru.

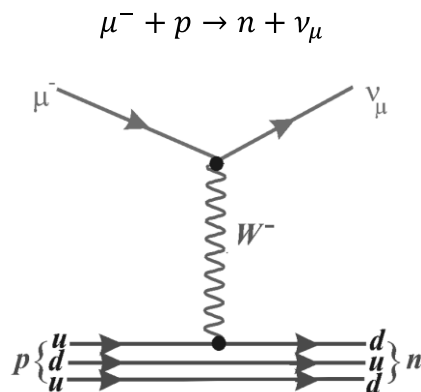
## 4.1 Kreacija neutrona kosmičkim mionima

Mioni, kao tvrda komponenta sekundarnog kosmičkog zračenja, prodiru duboko u Zemljinu koru i mogu generisati neutrone putem više procesa u kojima učestvuju. Osnovne mionske reakcije koje bi trebalo detaljnije razmotriti su zahvat negativnog miona i nuklearne reakcije brzih miona. Na relativno niskim energijama miona dešava se produkcije neutrona putem rezonanci koje imaju maksimum u opsegu od 20-30 MeV. Pri energijama miona većim od 1 GeV, počinju da se odvijaju produkcije piona fotonuklearnim reakcijama, koje vode ka pojavi hadronskih kaskada, kad energetski transfer postane veći od 10 GeV. Ukoliko je transfer energije tokom interakcije jezgra i miona manji od 0.3 GeV, odvijaju se fotonuklearne reakcije izmenom vituelanog fotona, koji opisuje prenos momenta na jezgro.

### 4.1.1 Zahvat negativnog miona

Skoro svi mioni koji prodru u materijal velikog rednog broja  $Z$  bivaju zahvaćeni, npr. za fluks miona  $80 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ , izmeren je fluks neutrona nastalih zahvatom  $1.1 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Zahvat miona je semileptonska reakcija, odvija se putem naelektrisane struje slabe interakcije. U ovom procesu formiranja mionskog atoma, jedan od elektrona se zamenjuje mionom. Nakon zaustavljanja u materijalu, mion brzo biva zahvaćen od strane atoma, i energija zahvata miona u atomu se predaje Augerovim elektronima. Mion prelazi u 1s stanje za vremenski interval reda  $10^{-13}\text{s}$ , pri

čemu se javljaju kaskade X-zračenja. Zbog 207 puta veće mase od elektrona, postoji velika verovatnoća da se putanja miona u stanju  $1s$  nađe unutar jezgra. Kaskade započinju emisijom Augerovih elektrona, ali od atomskog nivoa  $n = 5$ , emisija X-zračenja postaje dominantna. Karakteristike kaskada zavise od hemijskih i fizičkih karakteristika materijala. U gasovima Augerovi elektroni ne mogu biti zamenjeni drugim elektronima; u čvrstim uzorcima se elektroni zamenjuju kako se mion pomera ka nižim energetskim nivoima. Zahvat miona može dovesti do pobude jezgra u energetskom opsegu od 10 MeV do 20 MeV (usled postojanja impulsa protona i nuklearnih efekata), a kako je prosečna vezivna energija neutrona 8 MeV, energija pobude koju dobije jezgro mionskim zahvatom je dovoljna da dovede do emisije jednog, dva ili čak više neutrona. Energija veze miona u teškom jezgru može biti visoka, u olovu je 10.66 MeV. Eksperimentalni podaci su pokazali da se 99% miona zaustavi u olovnoj zaštiti detektorskog sistema, a da od tog broja 97% doživi zahvat. Zahvat negativnog miona od strane protona obično dovodi do stvaranja pobuđenog jezgra koje se deekscituje emisijom neutrona i neutrina,



Slika 7. Fajnmanov dijagram zahvata miona protonom

Postoji mogućnost da se pored neutrona i neutrina emituje i gama kvant (tzv. radijativni mionski zahvat). Brzina radijativnog zahvata miona mnogo je manja (oko  $10^4$  puta) od brzine neradijativnog zahvata miona (kako pokazuje aproksimativna formula Primakoff-a). Mionski zahvat na težim jezgrima može dovesti i do emisije težih čestica, ali pošto tu postoji mnogo više neutrona nego protona, mnogo je teže da se proton transformiše u neutron zbog Paulijevog principa isključenja. Emisija naelektrisanih čestica je umanjena u teškim materijalima zbog Kulonove barijere, pa se u olovu prosečno oslobodi  $1.64 \pm 0.16$  neutrona po zahvaćenom mionu.

Brzina produkcije neutrona zahvatom negativnog miona,  $P_{n,\mu^-}(h)$ , opada sa dubinom [8]:

$$P_{n,\mu^-}(h) = \sum a(Z) f_c(Z) f_D(Z) f_n(Z) R_{\mu^-}(h),$$

$$R_{\mu^-}(h) \approx R_{\mu^-}(0) \exp\left(-\frac{h}{\Lambda_{\mu^-}}\right),$$

$f_n(Z)$  je prinos neutrona nakon nuklearnog zahvata negativnog miona,  $f_c(Z)$  je faktor hemijske složenosti koji se odnosi na hemijski sastav minerala,  $a(Z)$  je procenat prisustva jezgara sa



rednim brojem  $Z$ ,  $f_D(Z)$  je verovatnoća da se mion ne raspadne u K-ljusci pre zahvata. U izrazu za brzinu zaustavljanja negativnog miona  $R_{\mu^-}(h)$  na određenoj dubini  $h$  u litosferi, figurišu parametri  $R_{\mu^-}(0) = 190 \text{ g}^{-1}\text{a}^{-1}$ , a apsorpcioni srednji slobodan put za zaustavljanje negativnih miona iznosi  $\Lambda_{\mu^-} = 15.1 \text{ hg/cm}^2$ . Na većim dubinama, u podzemnim laboratorijama, značajniji su procesi produkcije neutrona interakcijama brzih miona putem mionskih spalacionih reakcija.

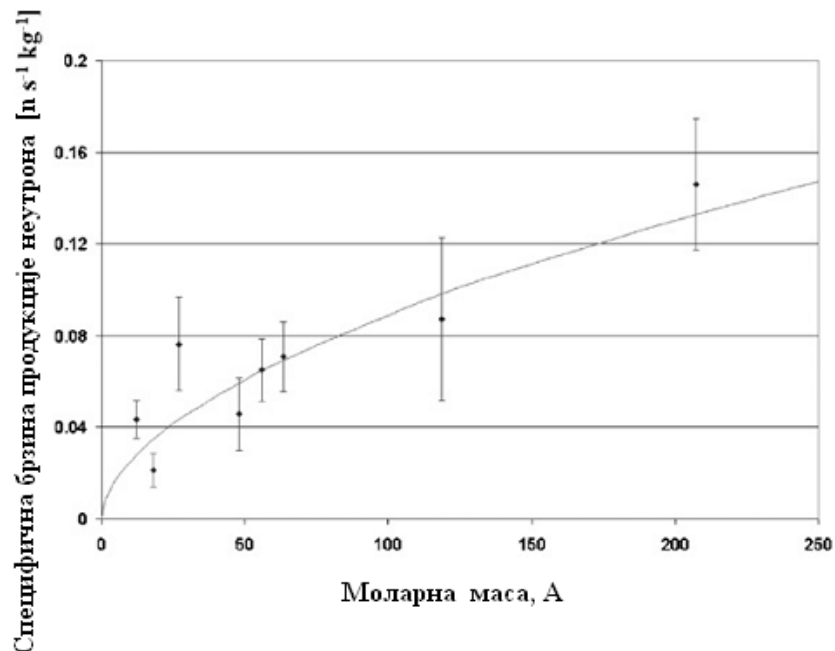
Poznavanje energetskog neutronskeg spektra je bitno prilikom analize generisanja gama aktivnosti neutronskeg interakcijama. Fitovanjem dobijenih podataka iz merenja energetskog spektra neutrona u različitim opsezima energija i za različite mete, došlo se do funkcionalnih zavisnosti fluksa neutrona od energije, pa je spektar evaporacionih neutrona energija 1 - 4 MeV:

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{5/11} \exp\left(-\frac{E}{\theta}\right),$$

gde je  $\theta$  nuklearna temperatura, parametar koji zavisi od vrste jezgra koje zahvata mion. Deo spektra preko 4.5 MeV je eksponencijalna opadajuća funkcija:

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto \exp\left(-\frac{E}{E_d}\right),$$

uz  $E_d = 8 \pm 1 \text{ MeV}$ . Deo neutrona sa energijama između 5-20 MeV čini oko 10% spektra, a za neutrone energija 10-50 MeV je nađeno da je vrednost  $E_d = 8.6 \pm 1.2 \text{ MeV}$ .



Slika 8. Merenja specifične brzine produkcije neutrona u različitim materijalima prisutnim oko Ge detektora (pre svega, materijalima koji grade glavni štit detektora) u površinskoj laboratoriji, u zavisnosti od molarne mase tog materijala u kojem interakcijama kosmičkog zračenja (miona) dolazi do produkcije neutrona

#### 4.1.2 Nuklearne interakcije brzih miona

Nuklearne interakcije brzih miona (energija reda veličine GeV) mogu dovesti do spalacije jezgara sa kojima interaguju (energetski prag miona za pomenute reakcije je između 5 i 10 MeV), pa tako i do oslobađanja velikog broja hadrona. Efikasni presek za odvijanje mionskih spalacionih reakcija dostiže pik u opsegu od 30 do 70 MeV i postaje konstantan za energije miona iznad 1 GeV. Teorijsko objašnjenje procesa produkcije neutrona brzim mionima zasniva se na modeliranju elektromagnetne interakcije brzih miona, time što se virtuelni foton zamenjuje ekvivalentnim realnim fotonom, pri čemu se u računu uzimaju u obzir poznati efikasni preseki za fotonuklearne reakcije. Procene su da polovinu detektovanih neutrona uzrokuju hadronske kaskade izvan detektorskog sistema, tj. interakcije miona sa okolnim stenama. Integralni fluks neutrona generisan interakcijama miona sa stenama gustine  $\rho$  koje okružuju detektor, može se izraziti i preko fluksa miona  $\Phi_\mu$  na sledeći način:

$$\Phi_n = \frac{r_n \rho}{k_n} = 0.11 \rho \Phi_\mu,$$

jer je produkciona brzina neutrona po gramu stene  $r_n = 1.7 \cdot 10^{-3} \Phi_\mu$ , a atenuacioni koeficijent za neutrone stvorene prirodnom radioaktivnošću iznosi  $k_n = 15.3 \text{ m}^{-1}$ .

Lokacija	Energija	Fluks [ $\cdot 10^{-2} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]
3195 m	0.4 eV – 0.1 MeV	38000
	0.1– 1 MeV	19000
	1 – 10 MeV	17000
~1000 m	0.025 – 0.3 eV	1400
	0.3– 500 eV	6900
	0.5 – 10 MeV	5700
Nivo mora	ukupno	4000
	0.4 eV – 0.1 MeV	2900
	0.1– 1 MeV	1600
	1 – 10 MeV	1700
17 m v.e.	ukupno	$81 \pm 6$
	11.5 – 50 MeV	$1.07^{+0.41}_{-0.30}$
3400 m v.e.	termalni	$1.08 \pm 0.02$
	0.05 eV – 1 keV	$1.98 \pm 0.05$
	> 2.5 MeV	$0.23 \pm 0.07$
	0.025 – 0.3 eV	$2.05 \pm 0.06$
	0.3 – 500 eV	$1.28 \pm 0.31$
	1.5 – 10 MeV	$2.56 \pm 0.27$

Tabela 1. Pregled izmerenih vrednosti neutronskega fluksa na različitim visinama u atmosferi i u podzemnim laboratorijama [9]

Prinos neutrona zavisi od dubine ili, ekvivalentno, od srednje energije miona, jer se sa povećanjem dubine usled apsorpcije miona, povećava i srednja energija miona. Iako sa

povećanjem dubine produkcija neutrona kosmičkim mionima raste, fluks kosmičkih miona opada, što dovodi do smanjenja ukupnog broja neutrona generisanih interakcijama brzih neutrona. Na većim dubinama u stenama preovladavaju neutroni nastali ( $\alpha, n$ ) reakcijama i spontanom fisijom urana. Broj generisanih neutrona interakcijama brzih miona raste sa atomskim brojem materijala sa kojim mioni interaguju.

## 5 O interakcijama neutrona

Slobodni neutroni su nestabilne čestice (vreme života im je 885.7(6)s), a usled svoje električne neutralnosti lako prodiru do jezgra, sa kojim isključivo i stupaju u interakcije (reakcije neutron - elektron su malog efikasnog preseka zbog velike razlike u masama između neutrona i elektrona). U detektorskom sistemu u površinskim laboratorijama, glavni doprinos prisustvu neutrona daje zahvat kosmičkih miona, od kojih najveći deo neutrona ima energije do nekoliko MeV. Na ovim energijama, reakcije u kojima učestvuju neutroni se odvijaju putem formiranja složenog pobuđenog jezgra, u koje je neutron uneo svoju kinetičku energiju, a koje se zatim raspada. Ove interakcije delimo uopšteno na procese rasejanja i procese apsorpcije neutrona, koji će biti detaljnije razmatrani u narednom tekstu. Neutronima viših energija dešavaju se direktne nuklearne reakcije, što je karakteristično za neutrone prisutne u podzemnim laboratorijama. Neutroni produkuju gama aktivnost u niskofonskim merenjima prevashodno interakcijom zahvata i neelastičnog rasejanja na jezgrima materijala detektorskog sistema, stoga će se ovim procesima i posvetiti najveća pažnja u narednom tekstu.

### 5.1 Procesi rasejanja neutrona

Ovi procesi obuhvataju elastična (potencijalna i rezonantna<sup>2</sup> rasejanja) i neelastična rasejanja neutrona. Ako neutron interaguje samo sa poljem jezgra, bez direktnog kontakta predaje deo svoje kinetičke energije jezgru i pritom menja svoju putanju - brzinu i pravac, dok dolazi do uzmaka jezgra - radi se o potencijalnom rasejanju. Ostale, realne reakcije, odvijaju se na taj način što neutron prodire u jezgro i u zavisnosti od energije reakcije, opisujemo ih ili preko formiranja složenog jezgra ili putem direktnih nuklearnih reakcija.

---

<sup>2</sup> Do rezonantnih procesa može doći prilikom zahvata i rasejanja neutrona, tj. svih procesa koji se odvijaju preko formiranja složenog jezgra. Ova pojava je uslovljena prvo, strukturom energetskih nivoa novonastalog složenog jezgra nakon interakcije sa neutronom i drugo, energijom koju neutron predaje jezgru prilikom interakcije. Naime, ako je energija ekscitacije koju neutron preda jezgru (zbir vezivne i kinetičke energije neutrona) jednaka upravo energetskoj razlici između osnovnog i nekog od pobuđenih stanja složenog jezgra, efikasni presek za interakciju neutrona i jezgra pri toj vrednosti energije neutrona ima znatno veću vrednost od efikasnog preseka za interakciju pri drugim vrednostima energije. Proces apsorpcije neutrona sa energijom koja odgovara energiji nekog pobuđenog stanja složenog jezgra naziva se rezonantnim. Ako energija pobude nije jednaka tačno određenom nivou složenog jezgra, efikasni preseki za interakciju neutrona i jezgra imaju mnogo manje vrednosti. Usled pojave rezonanci, efikasni presek za interakciju neutrona sa jezgrom određenog elementa može imati velike promene u malom energetskom opsegu, pa se na grafiku zavisnosti efikasnog preseka od energije zapažaju pikovi koji odgovaraju rezonantnim energijama.

Efektivni presek **eleastičnog rasejanja** je zbir preseka oba procesa, potencijalnog i rezonantnog rasejanja (koji su energetske posmatrano, jednaki),  $\sigma_{elas} = \sigma_{pot} + \sigma_{rez}$ . Presek za potencijalno rasejanje je približno konstantan za niže energije neutrona. U rezonantnom rasejanju se formira složeno jezgro, raspada se i emituje neutron različite energije od upadnog neutrona, a jezgro ostaje u prvobitnom stanju. Dakle, oba ova procesa predstavljaju samo promenu kinetičke energije neutrona, dok se energija jezgra ne menja. Presek rezonantnog rasejanja je konstanta za niže energije, a uzima velike vrednosti u oblastima energija u kojima mogu nastati nuklearne rezonance (pobuđena stanja jezgra). Prilikom prostiranja neutrona kroz materijale koji sadrže laka jezgra (kroz moderatore neutrona) neutroni jezgru mogu predati veliki procenat svoje energije i na taj način bivaju efikasno usporeni.

U **neelastičnom rasejanju** se menjaju i energija neutrona i energija jezgra, jer nakon raspada složene jezgra (tj. emisije neutrona), ono ostaje pobuđeno i deekscituje se emisijom gama kvanta. Neutroni gube veći deo energije pri neelastičnom rasejanju nego pri elastičnom. Takođe, još jedna razlika u odnosu na elastično rasejanje - proces neelastičnog rasejanja ima određeni energetske prag, tj. postoji minimalna kinetička energija koju mora posedovati neutron, a ona mora da bude veća od energije prvog pobuđenog nivoa jezgra, i računa se kao:

$$E_{min} = \frac{A + 1}{A} Q ,$$

gde  $Q$  i  $A$  predstavljaju energiju pobude i atomski broj jezgra mete, respektivno. Tako i presek za neelastično rasejanje ima vrednost od nule do neke energije koja odgovara pobuđenom stanju jezgra, a zatim raste. Neelastično rasejanje se lakše odigrava kod teških elemenata, jer su njihovi energetske nivoi gusti, ali i bliži osnovnom nivou, dok je kod lakih elemenata rasejanje moguće samo za visokoenergetske neutrone, jer se njihovi nivoi nalaze na višim energijama. Iz zakona održanja energije i momenta impulsa, sledi izraz za energiju koju poseduje neutron nakon neelastičnog rasejanja i ugao pod kojim se kreće posle interakcije sa jezgrom:

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{\gamma^2 + 1 + 2\gamma \cos \theta}{(A + 1)^2} ,$$

$$\cos \psi = \frac{1 + \gamma \cos \theta}{\sqrt{\gamma^2 + 1 + 2\gamma \cos \theta}} ,$$

$$\gamma = A \sqrt{1 - \frac{(A + 1)Q}{A E_{ni}}} ,$$

gde su  $E_{ni}$  i  $E_{nf}$  energije neutrona pre i nakon rasejanja,  $\psi$  je ugao pod kojim se izvrši rasejanje u laboratorijskom sistemu, a  $\theta$  je ugao rasejanja u sistemu centra mase.

## 5.2 Apsorpcija neutrona

Pod apsorpcijom neutrona se smatraju zahvat neutrona (ili radijativna apsorpcija) i fisija. Karakteristično za zahvat jeste da neutron nakon interakcije ostaje trajno vezan u jezgru, a reakciju zapisujemo kao  $X^A(n, \gamma)Z^{A+1}$ . Verovatnoća određenog kanala raspada pobuđenog složene jezgra ne zavisi od njegove istorije (tj. od mehanizma kojim je nastalo), i ono se može

deekscitovati emisijom gama zračenja ili emisijom čestica ( $p$ ,  $n$ , ili  $\alpha$ ). Materijali posebno poznati po visokim vrednostima efikasnog preseka za zahvat neutrona su boron, kadmijum i gadolinijum. U oblastima nižih energija, izraz za zavisnost preseka od brzine neutrona je  $\sigma(v) = k v^{-1}$ , gde je  $k$  konstanta. Kod viših energija se javljaju rezonantni skokovi za presek (kao što je i slučaj kod elastičnog rasejanja). Ukupan presek za apsorpciju neutrona je zapravo, zbir 4 pojedinačnih efikasnih preseka za radijativni zahvat, za reakcije ( $n, p$ ) i ( $n, \alpha$ ), kao i za fisiju.

Jedan od najjednostavnijih načina da se proizvedu jezgra u pobuđenom stanju je zahvat termalnih neutrona; nakon čega novoformirano jezgro postaje pobuđeno za iznos energije jednak vezivnoj energiji nukleona, koja je oko 7 MeV za jezgra sa masenim brojem  $A \sim 100$ . Nakon toga se jezgro deekscituje na osnovno stanje, emitujući fotone u skladu sa energijskim razlikama pobuđenih stanja. U ovom radu, merenje neutronske fluksa je dobrim delom zasnovano na reakcijama zahvata neutrona na jezgrima germanijuma, procesu svojstvenom termalnim neutronima, koji se u opštem slučaju zapisuju kao:  ${}^A\text{Ge} (n, \gamma) {}^{A+1}\text{Ge}$ , a gama aktivnost generisana zahvatom neutrona može poslužiti kao mera prisustva termalnih neutrona u okruženju detektorskog sistema. Često jezgro germanijuma ostaje u pobuđeno u nekom dugoživećem stanju, pa do deekscitacije dolazi putem izomernih prelaza. Ovaj proces praktično predstavlja otpuštanje konverzionog elektrona umesto gama kvanta, što detekciju čini mnogo efikasnijom, jer konverzioni elektroni bivaju u potpunosti zaustavljeni u aktivnoj zapremini detektora, što sa fotonima nije uvek slučaj. Spektri HPGe detektora sadrže relativno simetrične gama linije koje teorijski odgovaraju Gausovim raspodelama, a koje potiču od interakcija neutrona u samoj aktivnoj zapremini detektora. Linije mogu biti promptne (od deekscitacije pobuđenih jezgara), ili mogu poticati od raspada izomernih stanja. Karakteristične i najintenzivnije linije ovog tipa u fonskim gama spektrima su na energijama 139.9 keV i 198.3 keV i nastaju raspadom izomernih stanja  ${}^{75m}\text{Ge}$  i  ${}^{71m}\text{Ge}$ , a registruju se i gama linije nastale zahvatom neutrona na drugim materijalima ( npr. bakru ) prisutnim u konstrukciji niskofonskih detektorskih sistema.

### 5.3 0 teoriji neutronske fluksa

Proces formiranja neutronske energetske spektra, koji je u kvaziravnoteži sa termičkim kretanjem atoma, naziva se termalizacijom neutrona. Sudarima sa jezgrima (uzastopnim rasejanjem), neutroni se usporavaju do određene granice, koja je određena termičkim kretanjem jezgara atoma. Proces termalizacije neutrona je veoma složen, jer zbog apsorpcije i uzmicanja, neutroni ne mogu dovoljno da se uspore, pa nije moguće da se formira neutronska spektar koji bi tačno odgovarao termalnom spektru čestica sa kojima neutroni interaguju. Tako neutroni imaju spektar sličan Maksvelovom, a pomeren ka višim energijama. Aproksimativno se može smatrati da spektar neutrona jeste Maksvelov, ali na temperaturi višoj od temperature sredine. Razlika neutronske temperature  $T_n$  i temperature sredine  $T$  se približno određuje pomoću relacije:

$$\Delta T = T_n - T = 0.9TA \frac{\overline{\Sigma_a}}{\Sigma_s},$$

gde je  $A$  atomska masa atoma sredine, a  $\Sigma_s$  i  $\Sigma_a$  su ukupni makroskopski efikasni preseki za rasejanje i apsorpciju neutrona.

Na osnovu klasične teorije gasova, razvijena je transportna teorija neutronskeg kretanja, koja posmatra neutronskeg fluksa kao funkciju položaja, energije neutrona, pravca i smera kretanja neutrona i vremena, a zatim se uzimaju u razmatranje svi faktori koji utiču na vrednosti neutronskeg fluksa (usporavanje, apsorpcija). Sredina može biti nehomogena i imati različita svojstva za rasejanje i apsorpciju neutrona u različitim svojim delovima, što utiče na prostornu raspodelu neutronskeg fluksa. Ako posmatramo nestacionarno stanje, fluks neutrona je, naravno, i funkcija vremena, na primer, zbog interakcije neutrona dolazi do promene njihove energije. Ovim razmatranjem se dobija transportna integralno-diferencijalna jednačina neutrona u datoj sredini, nije rešiva u opštem slučaju, već se rešava uvođenjem određenih aproksimacija pri analizi konkretnih slučajeva. Ovo je standardni postupak određivanja fluksa neutrona koji se koristi u reaktorskoj fizici: polazi se od jednačine neutronskeg balansa za energije u opsegu od  $E$  do  $E + dE$ , i uzima se u obzir usporavanje neutrona putem rasejanja. Korišćenjem Fukovog zakona:  $\vec{J}(\vec{r}, E) = -div [D(E) \cdot grad\Phi(\vec{r}, E)]$ , dobija se jednačina na osnovu koje se određuje fluks neutrona u opštem slučaju:

$$div [D(E)grad\Phi(\vec{r}, E)] - [\Sigma_s(E) + \Sigma_a(E)]\Phi(\vec{r}, E) + \int_E^{E/\alpha} \frac{\Sigma_s(E') \Phi(\vec{r}, E')}{(1 - \alpha) E'} dE' + Q(\vec{r}, E) = 0$$

Parametar  $\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$ ,  $Q$  predstavlja vrednost fluksa stvarnog izvora neutrona (fisija, izotropni izvori itd);  $\Sigma_s(E)$  i  $\Sigma_a(E)$  su ukupni makroskopski efikasni preseki za rasejanje i apsorpciju neutrona. U konkretnim izračunavanjima, brojne aproksimacije će zavistiti prvenstveno od karakteristika date sredine kroz koju se neutroni prostiru. Često se vrši podela neutrona na nekoliko energetskeg grupa i prati se kretanje svake grupe, uz činjenicu da interakcije neutrona dovode do prelazaka neutrona iz jedne u drugu grupu.

Primena sličnog postupka za određivanje fluksa kosmičkih neutrona u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima je nešto komplikovanija iz sledećih razloga: nije tačno poznat izgled primarnog spektra neutrona formiran interakcijama kosmičkog zračenja sa materijalima detektorskog sistema, geometrija detektorskog sistema je složena i prisustni su različiti materijali koji utiču na rasejanje i apsorpciju neutrona. Postoje razni metodi kojima se može odrediti eksperimentalnim putem fluks kosmičkih neutrona u niskofonskim gama detektorskim sistemima, od kojih će neki biti opisani i primenjeni u sledećem poglavlju.

Sama detekcija elektroneutralnih čestica poput neutrona direktno preko jonizacionih događaja nije moguća, tako da se ona zasniva na registrovanju sekundarnih događaja koji su generisani različitim nuklearnim reakcijama tipa  $(n, \gamma)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \text{fisija})$ . Detekcijom protona, alfa čestica, gama kvantata indukovanih neutronskeg reakcijama pomoću jonizacionih komora, scintilatora, proporcionalnih brojača i poluprovodnika, dobijaju se informacije o neutronima koji su izazvali te reakcije. Elementi koji se najčešće upotrebljavaju kao konvertori za detekciju neutrona posredstvom neutronskeg interakcija su  $^{10}\text{B}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  i  $^{235}\text{U}$ . Materijal za konverziju je obično ugrađen u sam detektor.

## 6 Određivanje fluksa neutrona

### 6.1 HPGe detektor korišćen u eksperimentima

U cilju određivanja neutronskog fluksa, korišćen je germanijumski spektrometar, HPGe detektor sa olovnom zaštitom, čiji su parametri dati u tabeli 2. Pomenuti detektorski sistem nalazi se u Laboratoriji za gama spektroskopiju Katedre za nuklearnu fiziku, Departmana za fiziku, Prirodno - matematičkog fakulteta u Novom Sadu. Što se tiče samog okruženja detektora, treba napomenuti da je laboratorija izgrađena od čvrstog građevinskog materijala (opeka, beton), nalazi se na nadmorskoj visini od oko 80 metara sa pokrovnim slojem, koji čini standardna betonska ploča debljine oko 0,3 m. Detektor je koaksijalni (close end) n-tipa, sa U-tipom kriostatske konfiguracije. Njegova relativna efikasnost je 100%, a aktivna zapremina oko 380 cm<sup>3</sup>. Detektor je izgrađen od materijala izrazito čistih od radioaktivne kontaminacije. Prednji prozor kućišta detektora je izgrađen od karbon fiber kompozitnog materijala visoke čvrstoće, čija je debljina samo 0,89 mm, te omogućava transparentiju veću od 80% za fotone energije od 15 keV, i skoro 100% za fotone energije od 20 keV, te je na taj način omogućena i detekcija gama zraka niskih energija.



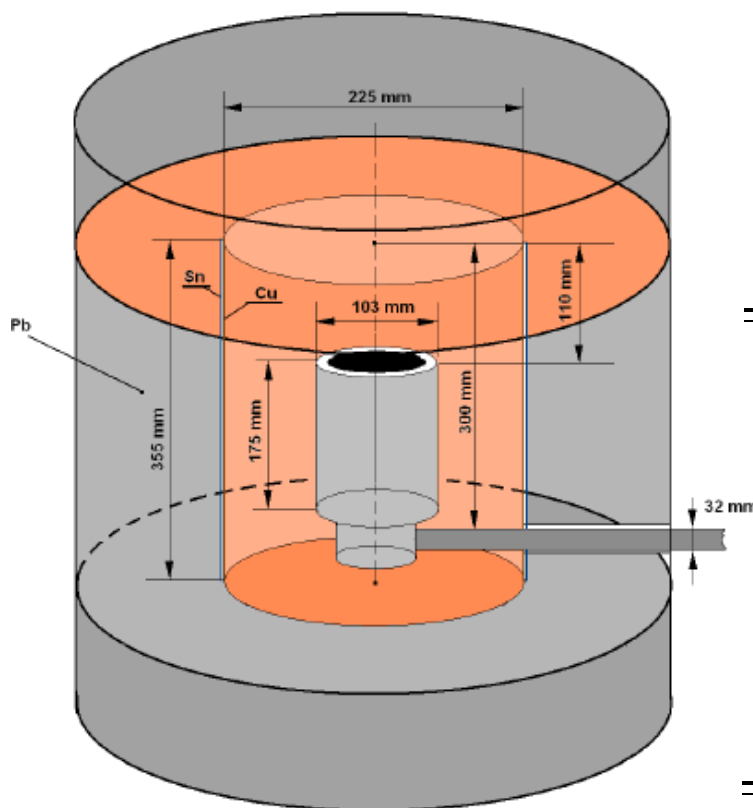
Slika 9. Germanijumski detektor GX10021 u laboratorijskom okruženju

Najpogodniji štit, odnosno materijal koji najbolje apsorbuje gama zračenje, jeste olovo. Dovoljno debelim zidovima štita, eksterno zračenje se može smanjiti na zanemarljivu vrednost. Međutim, optimalna debljina štita je, zbog interakcija kosmičkog zračenja sa materijalima štita, od 10 do 15 cm. Za debljine veće od ove, dominantna komponenta fona postaje zakočno zračenje miona i aktivnost produkovana interakcijama kosmičkih neutrona, a ove komponente fona se ne mogu redukovati povećanjem debljine štita. U glavnom štitu dolazi do atenuacije zračenja putem

apsorpcije i Komptonskog rasejanja. Komptonski rasejani fotoni koji se proizvode u štitu, dominiraju energetskim spektrom sa maksimalnim intenzitetom na oko 150 keV .

Šema pasivne zaštite izgrađene od olova, cilindričnog oblika, u kojoj se nalazi detektor, data je na slici 10. Debljina olovne zaštite čija je ukupna masa 1633 kg, iznosi 15 cm. Spoljašnjih 125 mm zaštite je izrađeno od običnog niskoradioaktivnog olova, dok je unutrašnjih 25 mm izrađeno od posebno selektovanog olova koji sadrži koncentraciju  $^{210}\text{Pb}$  aktivnosti od 20 Bq/kg . Pasivna zaštita detektora sadrži sloj kalaja debljine 1mm i sloj bakra visokog stepena čistoće debljine 1,5 mm, koji služe za zaustavljanje K-serije X-zračenja olova u opsegu energija 75-85 keV. Pomoću bakra se apsorbuje i X-zračenje kalaja (u opsegu energija 25-28 keV). Olovna zaštita ima otvor za ubrizgavanje azota iz Dewar-ovog suda u unutrašnjost zaštite i na taj način se vrši izduvavanje radona, što snižava fon koji potiče od radona i njegovih potomaka .

Produkcija neutrona interakcijama kosmičkih miona zavisi od gustine i rednog broja materijala sa kojim neutroni interaguju, a pokazano je u [5] da je intenzitet neutronskega fluksa red veličine manji u gvozdenoj nego u olovnoj zaštiti (jer je broj interakcija neutrona sa Ge manji u gvozdenoj nego u olovnoj zaštiti, pa je manji i broj emitovanih gama fotona).



Radna temperatura	77 K
Radni napon	4,5 kV
Spoljašnji kontakt	0,3 mm Ge(Li )
Unutrašnji kontakt	0,3 μm(Al)
Ulazni prozor	0,89 mm(Be)
Prečnik kristala	80 mm
Visina kristala	77,5 mm
Poluprečnik jezgra	4,5 mm
Visina jezgra	38,5 mm
Debljina kućišta	1,5 mm Al

Slika 10. Šema olovne zaštite HPGe detektora

Tabela 2. Parametri HPGe detektora



## 6.2 Mehanizmi nastanka niskoenergetskog dela spektra i neutronima indukovanih linija u HPGe detektoru

### 6.2.1 Neelastična rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma

Razmotrićemo od interesa u niskofonskim spektrima HPGe detektora, posebno za potrebe izračunavanja fluksa u ovom radu, predstavljaju se reakcijama  ${}^A\text{Ge}(n, n'\gamma)$  i  ${}^A\text{Ge}(n, n'e)$ , u kojima se jezgro Ge vraća u osnovno stanje emisijom gama kvanta ili internom konverzijom, koje su posebno objašnjene u odeljku 5.2.2. Nakon rasejanja neutrona na jezgrima germanijuma, detektuju se karakteristične energetski asimetrične linije. Takođe, dolazi do uzmaka jezgra (što je posledica zakona održanja energije i impulsa), na kojem kinetička energija biva kontinualno raspodeljena od skoro nulte do maksimalne energije u čeonim sudaru:

$$\frac{E_{max}}{E_n} = 1 - \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2,$$

gde je  $E_n$  energija neutrona pre rasejanja,  $A$  maseni broj uzmaknutog jezgra. Vrh odgovarajuće  $\gamma$  linije je proširen (kao na slici 16, linija 691.3 keV), zbog uzmaka jezgra i zbog činjenice da kosmički neutroni (koji nastaju procesom evaporacije visokopobuđenih jezgara) imaju kontinualnu energijusku raspodelu sa maksimumom na oko 0.6 MeV, a koja se proteže sve do nekoliko MeV. Jezgro posle sudara ostaje u pobuđenom stanju, pri promptnoj deekscitaciji jezgra Ge emituje foton 691 keV, ali se prilikom detekcije gama fotona i konverzionih elektrona, njihova energija u detektoru sabira sa energijom jonizujućeg uzmaknutog atoma  ${}^{72}\text{Ge}$ , jer se procesi deekscitacije i detekcije odvijaju istovremeno u samom detektoru. Na oblik linije utiču 4 faktora: energija upadnog neutrona, verovatnoća za formiranje ekscitovanog stanja jezgra kao funkcija energije neutrona, ukupna energija emitovane čestice koja ostaje u spektru i energija uzmaka jezgra. Energija uzmaka nije diskretna, jezgro Ge prima različite iznose energije, što zavisi od ugla rasejanja i od energije neutrona, pa je distribucija proširena ka višim energijama pika, sve do granice koja bi odgovarala rasejanju upadnih neutrona pod uglom  $180^\circ$ . Ove vrednosti, raspodeljene od najnižih ka najvišim, predaju se detektoru putem jonizacije kristalne rešetke Ge.

Međutim, ukoliko se jezgro Ge na kom se rasejava neutron nalazi blizu iverice detektorskog kristala, emitovani gama kvant diskretne vrednosti napušta kristal pre detekcije, pa se u procesu rasejanja detektuje samo energija uzmaka jezgra, odnosno, kontinualni deo karakteristične asimetrične široke linije. Tada je u fonskom spektru kontinuirana distribucija translirana ka nižim energijama tačno za iznos nedostajuće energije fotona. Zato predata energija uzmaka jezgra doprinosi kontinualnom delu na početku fonskog spektra. Drugi proces, koji doprinosi kontinualnom delu spektra između početka i energije emitovanog fotona nakon neelastičnog rasejanja neutrona, jeste Komptonovo rasejanje fotona kog je emitovalo pobuđeno jezgro Ge. U tom slučaju bi foton predao deo svoje energije elektronu u nekom atomu i potom napustio kristal Ge. Tada detektor registruje energiju uzmaka jezgra i različite delove energije koje bi foton mogao predao elektronu, što opet daje doprinos kontinualnom delu fonskog spektra HPGe detektora.

## 6.2.2 Teorija emisije gama zračenja i procesa interne konverzije

Jezgro iz pobuđenog energetskeg stanja (u koje dospeva putem nuklearnih reakcija, u interakcijama sa naelektrisanim i nanaelektrisanim česticama ili fotonima) prelazi u neko niže ili osnovno energetskeg stanje, u skladu sa kojim dolazi do emisije gama zračenja. Moguće je definisati vreme za koje će polovina jezgara koja se nalaze na nekom pobuđenom stanju preći u niže ili osnovno stanje, kao i kod standardnog radioaktivnog raspada, gde se vremenom smanjuje broj neraspadnutih jezgara. Period poluraspada  $T_{1/2}$  je inverzna vrednost  $\tau$ , srednjeg života nivoa. Verovatnoća prelaza takođe je obrnuto proporcionalna srednjem životu stanja.

Jezgro je dovoljno veliko da orbitalana kretanja nukleona unutar njega, kao i spin pojedinačnih nukleona, stvaraju strujne tokove. Kretanja nukleona mogu da dovedu do oscilacija naelektrisanja unutar jezgra, koja bi dovela do promene električnog polja, nakon kojeg bi posledično došlo i do emisije „električne“ radijacije. Prilikom prelaska jezgra sa višeg na niže energetskeg stanje, može doći do takvog kretanja nukleona, koja mogu da proizvedu promenljive strujne konture. Takođe je moguće da procesi unutar jezgra izazovu promene spinskih i orbitalnih magnetnih momenata. U oba slučaja emituje se takozvana „magnetna“ radijacija, izazvana promenom magnetnog polja jezgra. Radijaciju, pored razlika u električnom (E) ili magnetnom (M) karakteru, razlikujemo i po multipolnosti. Naime, emisija gama zračenja može da dovede i do promene ukupnog momenta impulsa (spina) jezgra. Pravila sabiranja kvantnomehantičkih vektora spina jezgra pre emisije gama zračenja  $\vec{I}_p$ , spina jezgra nakon emisije  $\vec{I}_f$ , i momenta impulsa fotona,  $\vec{L}_\gamma$ , daju nam opseg u kom se može naći intenzitet vektora momenta impulsa koje gama radijacija iznese iz jezgra:

$$\vec{I}_p = \vec{I}_f + \vec{L}_\gamma, \quad |I_p - I_f| < L_\gamma < (I_p + I_f),$$

i oni su posledica zakona održanja momenta impulsa. Razlikujemo dipolnu ( $L_\gamma = 1$ ), kvadrupolnu ( $L_\gamma = 2$ ), oktopolnu ( $L_\gamma = 3$ ) itd. radijaciju. Za električnu dipolnu radijaciju (E1) odgovoran je proces u kome je došlo do stvaranja i oscilacija električnog dipola, kojeg sačinjavaju nukleoni unutar jezgra. Slično tome, promena neke strujne konture koja nastaje usled orbitalnog kretanja nukleona može dovesti do lokalne promene magnetnog dipolnog momenta, što za sobom povlači emisiju magnetne dipolne radijacije (M1) itd.

Kako raste multipolnost zračenja, tako se i njegova verovatnoća značajno redukuje, po nekoliko redova veličine za dve susedne multipolnosti. Da li dolazi do električne dipolne ili magnetne dipolne radijacije na primer, zavisi od parnosti početnog i krajnjeg energetskeg nivoa. Ukoliko prilikom emisije gama zračenja ne dolazi do promene parnosti, tj. oba nivoa imaju ili pozitivnu ili negativnu parnost, emitovana radijacija će imati magnetni dipolni karakter M1. Ukoliko se parnost menja, emitovano zračenje će biti električno dipolno E1. Ukoliko ne dolazi do promene parnosti između početnog i krajnjeg energetskeg stanja, multipolnosti prelaza su M1, E2, M3, E4 itd. Zračenja multipolnosti E1, M2, E3, M4 itd. emituju se kada dolazi do promene parnosti. Poluživot kod svih multipolnih komponenti uniformno opada sa energijom, što svakako znači da verovatnoća prelaza raste sa porastom energije. Što je veća energetska razlika između početnog i krajnjeg energetskeg stanja, emisija gama zračenja ima veću verovatnoću.

Postoji takođe verovatnoća da se energija pobude jezgra direktno preda nekom od orbitalnih elektrona (bez fotona kao posrednika), koji nakon toga napušta atom. Ovaj se proces naziva interna konverzija, a elektroni emitovani na ovaj način su konverzioni elektroni. Kako energetska stanja jezgra pobuđenog do energija manjih od vezivne energije nukleona, imaju striktno diskretan karakter, jasno je da će i spektar ovako emitovanih elektrona biti diskretan. Kratkotrajne promene električnog i magnetnog polja, do kojih dolazi tokom pregrupisanja nukleona u jezgru, prilikom prelaska jezgra sa višeg na niže energetske stanje, ne moraju dakle uvek dovesti do emisije elektromagnetnog zračenja. Ukoliko jezgro emisijom elektrona prelazi sa energetske stanja  $E_p$  na energetske stanje  $E_f$ , elektron će napustiti atom sa energijom  $(E_p - E_f) - E_v$  ( $E_v$  je vezivna energija elektrona). Najverovatnije će jezgro direktno predati energiju najbližem K-elektronu. Ukoliko je energija pobude jezgra manja od energije veze K-elektrona, emitovaće se samo L, M ili elektroni sa viših orbitala.

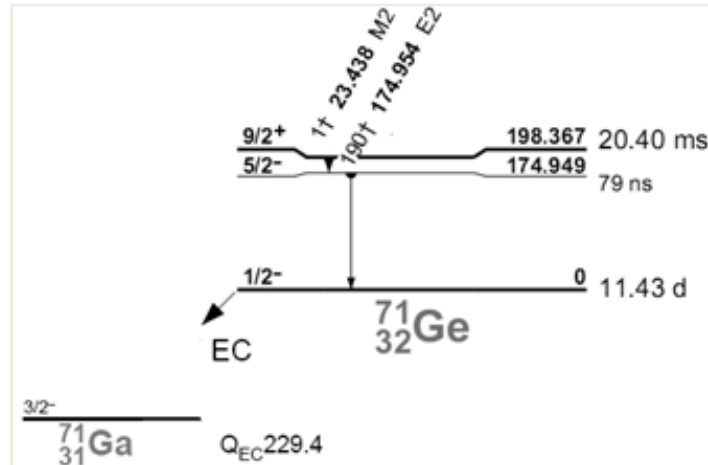
Emisija gama kvanta i konverzionog elektrona su dva procesa koji konkurišu jedan drugome prilikom deekscitacije jezgra. Odnos broja elektrona emitovanih sa odgovarajuće ljuske i broja emitovanih gama fotona  $N_\gamma$  se naziva konverzioni koeficijent. Definišu se parcijalni konverzioni koeficijenti za svaku energetske ljusku, a ukupni konverzioni koeficijent je zbir svih parcijalnih koeficijenata, ili odnos ukupnog broja emitovanih konverzionih elektrona i broja emitovanih gama fotona. Verovatnoća emisije konverzionih elektrona je veličina koja veoma zavisi od atomskog broja, energije prelaza i njegovog karaktera (multipolnosti). Ona veoma brzo opada sa porastom energije prelaza, a raste sa multipolnošću prelaza. Emisija konverzionog elektrona je dominantan proces na malim energijama i prilikom prelaza visoke multipolnosti (između energetske nivoa čiji se spinovi znatno razlikuju), dok će emisija gama zračenja dominirati kod prelaza male multipolnosti i visokih energija.

### 6.2.3 Nuklearni izomerizam i gama aktivnost izomernih stanja izotopa germanijuma

Jezgro u pobuđenom energetske stanju može da postoji kratak interval vremena, obično  $10^{-7}$  do  $10^{-12}$  s, da bi nakon toga emisijom gama fotona ili konverzionog elektrona prešlo na niže ili osnovno energetske stanje. No, u nekim slučajevima je moguće da jezgro u pobuđenom stanju ostane znatno duži interval vremena, satima, pa čak i godinama. Dugoživeće pobuđeno energetske stanje, naziva se metastabilno ili izomerno stanje, a jezgra kod kojih je prelaz sa pobuđenog energetske stanja usporen, zovu se izomeri. Izomer se po svojim hemijskim svojstvima ni po čemu ne razlikuje od jezgra u osnovnom stanju. Razlika u momentima impulsa (spinovima) koje jezgro poseduje na osnovnom i metastabilnom stanju je velika i iznosi nekoliko  $\hbar$  jedinica. Ukoliko zbog velike razlike u vrednostima spinova energetske nivoa koji učestvuju u prelazu, foton iz jezgra treba da iznese veliku vrednost momenta impulsa, raspad je veoma usporen. Zbog velike razlike u spinovima, čest je slučaj da se metastabilni nivo u većoj meri deekscitira emisijom konverzionih elektrona.

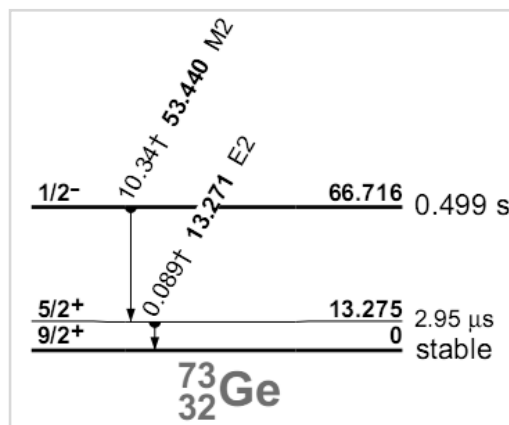
Aktivnost neutrona se može prepoznati po nekim karakterističnim linijama u domenu niskofonske gama spektrometrije. Termalni neutroni daju doprinos fonu u aktivacionim procesima germanijuma, u kojima nastaju izotopi u metastabilnim stanjima unutar aktivne zapremine detektora, ili prilikom zahvata neutrona od strane jezgra ( $n, \gamma$ ). Kroz interakcije sa neutronima, sam kristal germanijuma (zahvat neutrona i neelastično rasejanje na jezgrima) biva aktiviran i emituje gama zračenje ili konverzije elektrone, koji su posledica deekscitacije

izomernih stanja. Pogledajmo zato kako nastaju ovakve linije, odnosno koji izomerni prelazi u germanijumu ih mogu indukovati. Najintenzivnije gama linije indukovane zahvatom neutrona, koje su detektovane u snimljenim spektrima, potiču od raspada izomernih stanja izotopa germanijuma  $^{71m}\text{Ge}$ ,  $^{73m}\text{Ge}$ ,  $^{75m}\text{Ge}$  i  $^{77m}\text{Ge}$ . Slede prikazi energetskih nivoa i izomernih prelaza pomenutih izomera.



Slika 11. Deo šeme energetskih nivoa izotopa  $^{71}\text{Ge}$ , izomernih stanja i karakterističnih prelaza

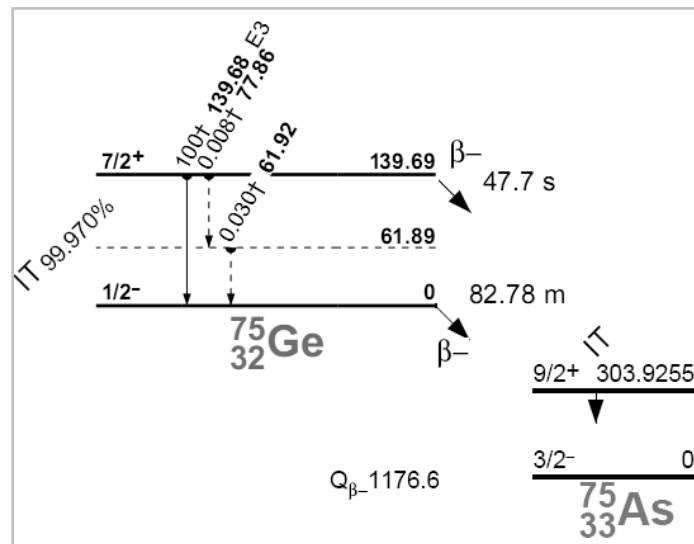
Dva izomerna stanja  $^{71m}\text{Ge}$  (vremena života 22 ms i 73 ns), koja mogu da nastaju zahvatom neutrona na  $^{70}\text{Ge}$ , raspadaju se putem izomernog prelaza (IT), pri kom se mogu emitovati gama fotoni energija 174,9 keV i 23,4 keV, ili konverzioni elektroni. Konverzioni koeficijent za prelaz 23,4 keV je 212.1 a za 174,9 keV je 0.093. Koincidentnim sumiranjem fotona energija 174,9 keV i 23,4 keV ili zbrajanjem naelektrisanja, koje se u germanijumskom kristalu stvori usled interakcija konverzionih elektrona, u snimljenim spektrima nastaje gama linija energije 198.3 keV.



Slika 12. Deo šeme energetskih nivoa i izomernih stanja izotopa  $^{73}\text{Ge}$

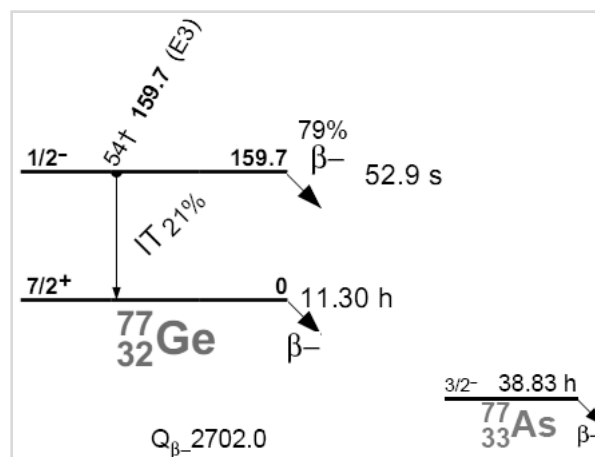
Zahvatom neutrona na jezgru  $^{72}\text{Ge}$ , nastaje  $^{73}\text{Ge}$ , koji ima izomerno stanje  $^{73m}\text{Ge}$ , koje živi 0.499(11)s, a prilikom IT prelaza u osnovno stanje se mogu emitovati gama fotoni od 13.26

keV i 53.44 keV ili konverzioni elektroni. Može biti registrovana gama linija sa energijom od 66,73 keV, koja nastaje koincidentnim sumiranjem ova dva gama fotona ili naelektrisanja generisanog konverzionim elektronima u detektoru.



Slika 13. Deo šeme energetske nivoa izotopa  $^{75}\text{Ge}$ , izomernih stanja i karakterističnih prelaza

Zahvatom neutrona na jezgru  $^{74}\text{Ge}$  nastaje  $^{75}\text{Ge}$ . Raspadom izomernog stanja  $^{75m}\text{Ge}$ , sa vremenom života izomera od 48s, emituju se detektovani gama fotoni energije 139.9 keV ili konverzioni elektroni, pri čemu je konverzioni koeficijent 1.54.



Slika 14. Deo šeme energetske nivoa izotopa  $^{77}\text{Ge}$ , izomernih stanja i karakterističnih prelaza

Izomerno stanje germanijuma  $^{77m}\text{Ge}$  nastaje zahvatom neutrona na  $^{76}\text{Ge}$ , a raspadom na  $^{77}\text{Ge}$ , emituje gama foton energije od 159.7 keV ili konverzije elektrone (koeficijent konverzije je 0.84). Vreme života ovog izomera je 53s.

Pregled zastupljenosti stabilnih izotopa u prirodnom germanijumu, nalazi se u tabeli 3.

${}_{32}\text{Ge}$	Stabilan izotop	Zastupljenost u prirodi [%]
$\rho = 5.323\text{g/cm}^3$	${}^{70}\text{Ge}$	0.2038(18)
	${}^{72}\text{Ge}$	0.2731(26)
	${}^{73}\text{Ge}$	0.0776(8)
	${}^{74}\text{Ge}$	0.3672(15)
	${}^{76}\text{Ge}^3$	0.0783(7)
$A=72.4(1)$		

Tabela 3. Procentualni izotopski sastav  $\text{Ge}^4$

#### 6.2.4 Promptna gama aktivnost Ge emitovana nakon zahvata neutrona

Pored gama linija koje potiču od raspada izomernih stanja, snimljeni spektri sadrže i promptne gama linije, koje se javljaju kao posledica deekscitacije pobuđenih stanja germanijuma nakon zahvata neutrona. Gama fotoni emitovani deekscitacijom pobuđenih stanja, nazivaju se promptni zbog toga što se emituju bez kašnjenja (kao što je slučaj kod raspada izomernih stanja). Poređenjem intenziteta promptnih i gama linija koje potiču od izomernih stanja u snimljenim spektrima, zapaža se da je intenzitet promptnih gama linija za jedan red veličine manji. Promptne gama linije se mogu detektovati samo u slučaju većeg broja termalnih neutrona u germanijumskom kristalu, na primer, u prisustvu materijala koji sadrži elemente sa malim rednim brojem ( $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  ili parafin, koji manje apsorbuje a više termalizuje neutrone) oko HPGe detektora sa olovnom zaštitom. Najintenzivnija detektovana promptna gama linija, koja nastaje deekscitacijom jezgra germanijuma (otprilike, za red veličine veći intenzitet u odnosu na ostale registrovane promptne gama linije) odgovara energiji od 595,7 keV i generiše se reakcijom  ${}^{73}\text{Ge}(n,\gamma){}^{74}\text{Ge}$ . Ovo je posledica činjenice što je  ${}^{73}\text{Ge}$  jedini stabilan izotop germanijuma sa neparnim brojem neutrona, i efikasni preseki za zahvat termalnih neutrona na jezgrima ovog izotopa su veći nego za ostale izotope germanijuma.

<sup>3</sup> Izotop  ${}^{76}\text{Ge}$  je veoma blago radioaktivan, raspada se dvostrukim  $\beta$ -raspadom, sa periodom poluraspada od  $1,78(8)\cdot 10^{21}$  god. (što je  $1,3\cdot 10^{14}$  puta duže od starosti Univerzuma), time je  ${}^{76}\text{Ge}$  i nuklid sa najdužim direktno izmerenim poluživotom.

<sup>4</sup> Ge ima 5 stabilnih izotopa, a poznato je najmanje 27 radioizotopa u intervalu atomskih masa 58-89, među kojima se neki javljaju u više izomernih stanja.

### 6.3 Fonski spektar HPGe detektora u olovnoj zaštiti

Neutroni, produkovani mionima iz kosmičkog zračenja, indukuju dobar deo nuklearnih reakcija, koje se registruju po karakterističnim linijama u domenu niskofonske gama spektrometrije. Neutroni mogu biti zahvaćeni ili doživeti rasejanje na različitim jezgrima materijala koji su prisutni u konstrukciji detektorskog sistema, nakon čega se emituje gama zračenje koje može biti registrovano. Neutroni interaguju sa svim izotopima germanijuma. Koje konkretne linije će biti prisutne u snimljenom spektru, zavisice od štita i materijala unutar štita. Obroji za navedene linije u tabeli 4, razlikuju se kod raznih gama spektrometerskih sistema u zavisnosti od veličine Ge kristala, geometrije i materijala štita, karakteristika pokrovnog sloja, itd. Ipak, njihov relativni odnos odražava varijacije u spektru neutrona. Sa povećanjem debljine pokrovnog sloja, čime na značaju dobijaju neutroni poreklom iz mionskih interakcija, odnos termalni : epitermalni : brzi neutroni pokazuje porast udela neutrona sa većim brzinama.

Analiza gama spektara prikupljenih merenjima, u ovom radu, podrazumevala je identifikaciju linija, tj. prepoznavanje neutronske reakcije u kojima su generisani fotoni koji su doprineli odbroju ispod detektovanih gama pikova, kao i utvrđivanje njihovih intenziteta. Za prikupljanje i obradu spektara korišćen je programski paket APTEC. Svi rezultati površina pikova su prikazani sa mernim nesigurnostima koje su računane na nivou dve standardne devijacije i predstavljeni su prema načinu objašnjenom u [3]. Analiza podataka je pokazala da dominantna merna nesigurnost potiče od statističke greške merenja intenziteta gama linija. Određivanje porekla i intenziteta detektovanih gama linija, posebno onih generisanih interakcijama neutrona sa jezgrima germanijuma (procesu zahvata i rasejanja neutrona na jezgrima izotopa Ge) i olova (jer su ovi materijali najzastupljeniji u konstrukciji gama spektrometara), jeste osnova za računanje fluksa neutrona unutar i van zaštite detektora. Niskofonski gama detektorski sistemi zahtevaju dugotrajna merenja, da bi sakupljeni podaci bili dobijeni sa zadovoljavajućom statistikom potrebnom za obradu podataka. U ovom radu su snimani spektri tokom relativno dugog perioda merenja ( $\sim 10^6$ s), čijom analizom su dobijene informacije o neutronsom fluksu.

Tabela 4 daje pregled svih identifikovanih linija u fonskom spektru snimljenom germanijumskim detektorom u vremenskom periodu od 17.4 dana. Izotopi sa oznakom *m* predstavljaju različita izomerna stanja jednog izotopa (koji se razlikuju po periodu poluživota), koja nastaju usled različitih mogućih načina grupisanja neutrona i protona u jezgru. U koloni naznačenoj kao mod, mogućnosti emisije su P (prompt, promptna emisija  $\gamma$ -kvanta) i D (delayed, odložena ili zakasnela emisija  $\gamma$ -kvanta). Ovde su predstavljeni podaci o gama aktivnosti koja može biti indukovana interakcijama neutrona sa materijalima konstrukcije niskofonskih gama detektorskih sistema - izotopima germanijuma, gvožđa, olova, kadmijuma, bakra. U tabeli 4 se nalaze vrednosti energije gama fotona (u opsegu do 2500 keV), koje su generisane procesima u kojima učestvuju neutroni, a takođe i reakcije iz kojih ti fotoni potiču.

Energija [keV]	Izotop – – izvor	Proces	Mod	T <sub>1/2</sub> [s]	Odbroj R[s <sup>-1</sup> ]
13.3	<sup>73m</sup> Ge	<sup>72</sup> Ge(n,γ) <sup>73m</sup> Ge, <sup>74</sup> Ge(n,2n) <sup>73m</sup> Ge	D	0.5	0.0007(3)
23.4	<sup>71m</sup> Ge	<sup>70</sup> Ge(n,γ) <sup>71m</sup> Ge, <sup>72</sup> Ge(n,2n) <sup>71m</sup> Ge	P		0.00046(18)
53.4	<sup>73m</sup> Ge	<sup>72</sup> Ge(n,γ) <sup>73m</sup> Ge, <sup>74</sup> Ge(n,2n) <sup>73m</sup> Ge	D	0.5	0.00156(16)
66.7	<sup>73m</sup> Ge <sup>5</sup>	<sup>72</sup> Ge(n,γ) <sup>73m</sup> Ge, <sup>74</sup> Ge(n,2n) <sup>73m</sup> Ge	D	0.5	0.00321(23)
139.9	<sup>75m</sup> Ge	<sup>74</sup> Ge(n,γ) <sup>75m</sup> Ge, <sup>76</sup> Ge(n,2n) <sup>75m</sup> Ge	D	47.7	0.00169(20)
159.5	<sup>77m</sup> Ge	<sup>76</sup> Ge(n,γ) <sup>77m</sup> Ge	D	52.9	0.00060(17)
174.9	<sup>71m</sup> Ge	<sup>70</sup> Ge(n,γ) <sup>71m</sup> Ge, <sup>72</sup> Ge(n,2n) <sup>71m</sup> Ge	D	0.022	0.00031(16)
186.0	<sup>66</sup> Cu	<sup>65</sup> Cu(n,γ) <sup>66</sup> Cu	P		0.00050(17)
198.3	<sup>71m</sup> Ge <sup>6</sup>	<sup>70</sup> Ge(n,γ) <sup>71m</sup> Ge, <sup>72</sup> Ge(n,2n) <sup>71m</sup> Ge	D	0.022	0.00211(18)
278.3	<sup>63</sup> Cu	<sup>63</sup> Cu(n,γ) <sup>64</sup> Cu, <sup>65</sup> Cu(n,2n) <sup>64</sup> Cu	P		0.00048(15)
511.1	ANN <sup>7</sup>				0.0311(4)
558.3	<sup>114*</sup> Cd	<sup>113</sup> Cd (n,γ) <sup>114*</sup> Cd	P		-
569.7	<sup>207*</sup> Pb	<sup>207</sup> Pb(n,n') <sup>207*</sup> Pb	P		0.00082 (13)
595.7	<sup>74*</sup> Ge	<sup>74</sup> Ge(n,n') <sup>74*</sup> Ge, <sup>73</sup> Ge(n,γ) <sup>74</sup> Ge	P		0.0092(4)
609.3	<sup>214</sup> Bi	<sup>214</sup> Bi (β <sup>-</sup> ) <sup>214</sup> Po (pripada nizu <sup>238</sup> U)		1194	0.00056(15)
669.6	<sup>63*</sup> Cu	<sup>63</sup> Cu(n,n') <sup>63*</sup> Cu	P		0.00067(14)
691.3	<sup>72*</sup> Ge <sup>8</sup>	<sup>72</sup> Ge(n,n') <sup>72*</sup> Ge	P		0.0063(3)
803.2	<sup>206*</sup> Pb	<sup>206</sup> Pb(n,n') <sup>206*</sup> Pb	P		0.00121(12)
834.0	<sup>72*</sup> Ge	<sup>72</sup> Ge(n,n') <sup>72*</sup> Ge	P		0.0035(3)
962.1	<sup>63*</sup> Cu	<sup>63</sup> Cu(n,n') <sup>63*</sup> Cu	P		0.00081(13)
1063.3	<sup>207*</sup> Pb	<sup>207</sup> Pb(n,n') <sup>207*</sup> Pb	P		0.00052(12)
1115.1	<sup>65*</sup> Cu	<sup>65</sup> Cu(n,n') <sup>65*</sup> Cu	P		0.00038(10)
1327.0	<sup>63*</sup> Cu	<sup>63</sup> Cu(n,n') <sup>63*</sup> Cu	P		0.00014(7)
1460.8	<sup>40</sup> K	<sup>40</sup> K (β <sup>+</sup> + EC)		1.277·10 <sup>9</sup> g.	0.000458(9)
2614.8	<sup>208</sup> Tl	<sup>208</sup> Tl (β <sup>-</sup> ) <sup>208</sup> Pb (pripada nizu <sup>232</sup> Th)		184.2	0.00087(8)

Tabela 4. Linije fonskog spektra HPGe detektora sa pasivnim Pb štitom –kompletan prikaz, identifikacija i intenziteti linija proizvedenih kosmičkim zracima

<sup>5</sup> suma pikova na energijama 13.3 keV + 53.4 keV

<sup>6</sup> suma pikova na energijama 23.4 keV + 174.9 keV

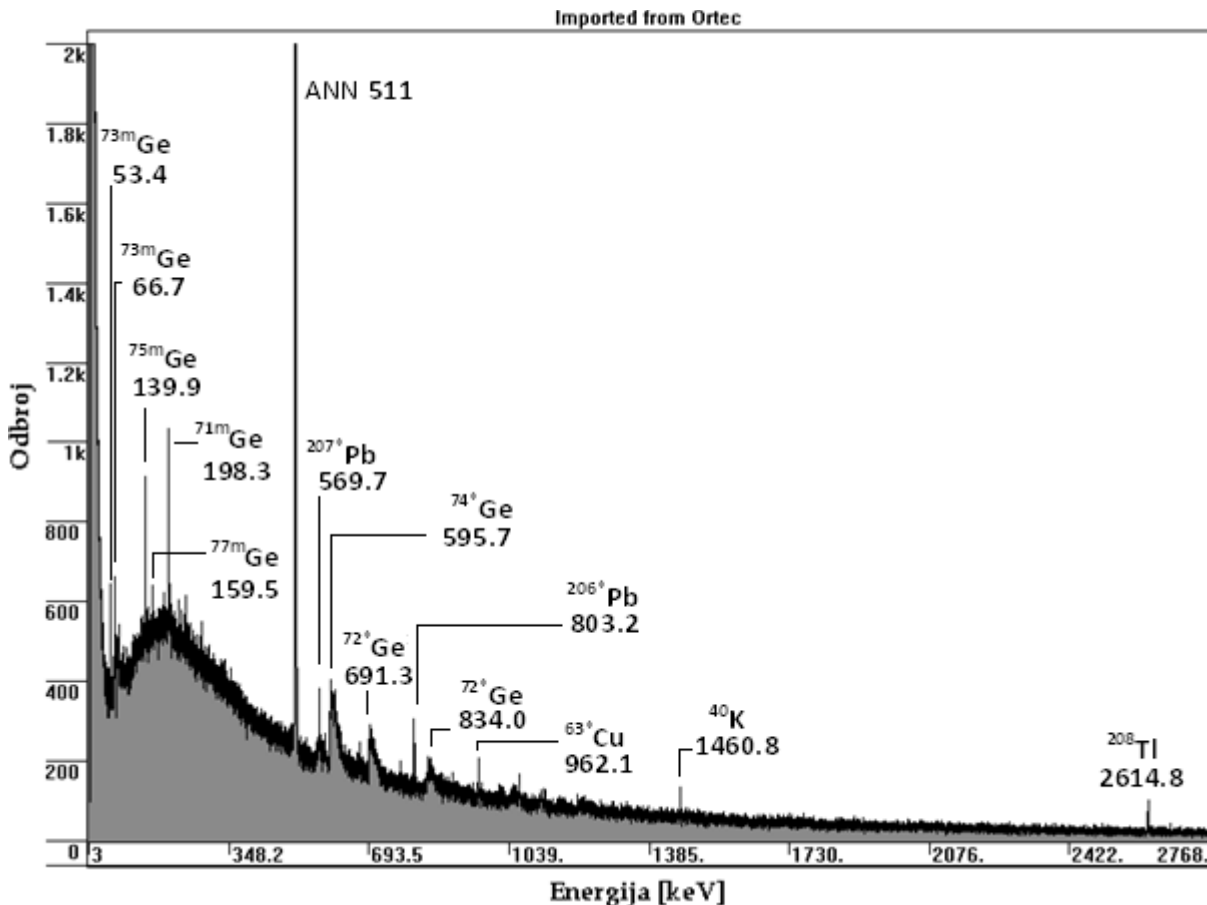
<sup>7</sup> mioni prouzrokuju nastanak pozitrona koji pri rekombinaciji sa elektronima stvaraju anihilacioni vrh

<sup>8</sup> Linija je nastala pri prelazu 0<sup>+</sup>- 0<sup>+</sup> (internoj konverziji elektrona, a prelazi između električnih monopola su strogo zabranjeni). Asimetričnost linije je posledica nepotpune transformacije energije uzmarka jezgra germanijuma (energija deekscitovanog fotona se sabira sa energijom jonizujućeg uzmarknutog jezgra u detektoru).



Pri analiziranju fonskog spektra sa slike 15, uočavaju se najintenzivnije linije, kako je i bilo pomenuto, koje odgovaraju prelazima izotopa  $^{75m}\text{Ge}$  i  $^{71m}\text{Ge}$ , na energijama 139.9 keV i 198.3 keV, respektivno, koje u zapremini Ge detektora od  $190\text{ cm}^3$  (mase 1 kg) dostižu i do 200 odbroja po jednom danu. Treba zapaziti i karakteristične linije koje potiču od prirodne radioaktivnosti, neke od ovih su navedene i u tabeli 4 (ovde gama zračenje biva emitovano od strane članova radioaktivnih nizova i dugoživećih nukleotida nakon raspada), npr. treba prepoznati linije  $^{214}\text{Pb}$ ,  $^{212}\text{Pb}$ ,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{214}\text{Bi}$ ,  $^{208}\text{Tl}$  itd.

Prilikom analize snimljenog spektra, može se uočiti da su linije koje su posledica neelastičnog rasejanja brzih neutrona na jezgrima, u notaciji  $(n, n')$ , proširene i asimetrične (sa desne strane, odnosno na delu koji odgovara višim energijama imaju blaži nagib), što je efekat uzmarka jezgra germanijuma prilikom rasejanja, o čemu je i bilo reči u odeljku 5.2.1. Uspon vrha na nižoj energiji karakteriše proces deekscitacije jezgra Ge. Deekscitacija je koincidentna u vremenu (u integrisanom vremenu sa sistemom pojačavača) sa uzmarkom atoma Ge, tako da su visine impulsa date kao suma: parova elektron-šupljina proizvedenih u kristalu Ge od strane 596 ili 691 keV, i parova elektron-šupljina prouzrokovanih od strane uzmarka atoma. Prema navedenom, energija uzmarka bombardovanih atoma Ge, sabira se na energiju oslobođenu elektromagnetnom deekscitacijom jezgra. Intenziteti linija iz  $(n, n')$  reakcija generisanih brzim neutronima su vrlo slabi, tako da u fonskom spektru za dato vreme prikupljanja podataka nisu opservabilne mnoge karakteristične  $(n, n')$  linije navedene u naučnoj literaturi.



Slika 15. Niskofonski spektar sniman 17.4 dana HPGe detektorom u Pb zaštiti

Kontinualni deo fonskog spektra sa slike 15, o čemu je već i bilo reči u prethodnim poglavljima, je posledica sledećih procesa: zakočnog zračenja elektrona nastalih  $\beta$ -raspadom (usporavanjem elektrona u polju nekog jezgra), interakcija miona (elektromagnetnim procesima poput jonizacije atoma sredine kroz koju se prostiru, zakočnim zračenjem itd.), i komptonskih rasejanja gama fotona ili fotona zakočnog zračenja. U ovom trećem slučaju, upadni foton interaguje i razmenjuje energiju sa slobodnim ili slabo vezanim elektronom u aktivnoj zapremini Ge detektora, i to u zavisnosti od upadnog ugla i od energije upadnog fotona. Elektron od upadnog fotona prima neku vrednost energije od nulte do maksimalne (koju nazivamo Komptonovom ivicom), a energija rasejanih fotona je kontinualno raspoređena između energije upadnog fotona i minimalne vrednosti. Foton dakle, u zavisnosti od ugla rasejanja, doprinosi kontinuiranom delu gama spektra, jer ostavlja detektoru energije od nulte pa sve do Komptonove ivice.

## 6.4 Rezultati i diskusija

### 6.4.1 Određivanje neutronskog fluksa unutar štita germanijumskog detektora

#### 6.4.1.1 Procene fluksa brzih i termalnih neutrona na osnovu intenziteta linija 691.3 keV i 139.9 keV korišćenjem semiempirijskih relacija

Neutroni u okruženju generišu karakteristične spektralne strukture u fonskom zračenju snimljenom niskofonskim germanijumskim detektorom, a one se stvaraju uglavnom putem interakcija kosmičkih zraka, pretežno u reakcijama  $(\mu, n)$ . Neutronski doprinosi fonskom zračenju proističu prevashodno od interakcija neutrona sa germanijumom. Gama zračenje na energiji 139.9 keV-a je posledica zahvata termalnog neutrona od strane izotopa germanijuma  $^{74}\text{Ge}$ ; dok je široka enegetski asimetrična linija na 691.3 keV-a rezultat neelastičnog rasejanja na jezgru  $^{72}\text{Ge}$ . U ovom odeljku ispituje se fluks termalnih i brzih neutrona na osnovu dve prethodno pomenute linije. Procene su izvršene prema rezultatima i zaključcima istraživanja navedenog u korišćenoj literaturi [1] na kraju rada.

U naučnoj literaturi se mogu zapaziti značajne razlike u empirijskim izrazima prema kojima se procenjuje fluks brzih neutrona, što je takođe motivacija za sprovođenje ovakvih eksperimenata i dalje istraživanje. Semiempirijski standardni izraz za određivanje integralnog fluksa brzih neutrona, na mestu kristala germanijuma, koji imaju energije veće od 691.3 keV, računa se na osnovu linije 691.3 keV-a, koja je posledica reakcije  $^{72}\text{Ge}(n, n')^{72*}\text{Ge}$ , i kako je uzeto u [1], [5], glasi:

$$\Phi_f = k \frac{I_{691.3}}{V}, \quad (1)$$

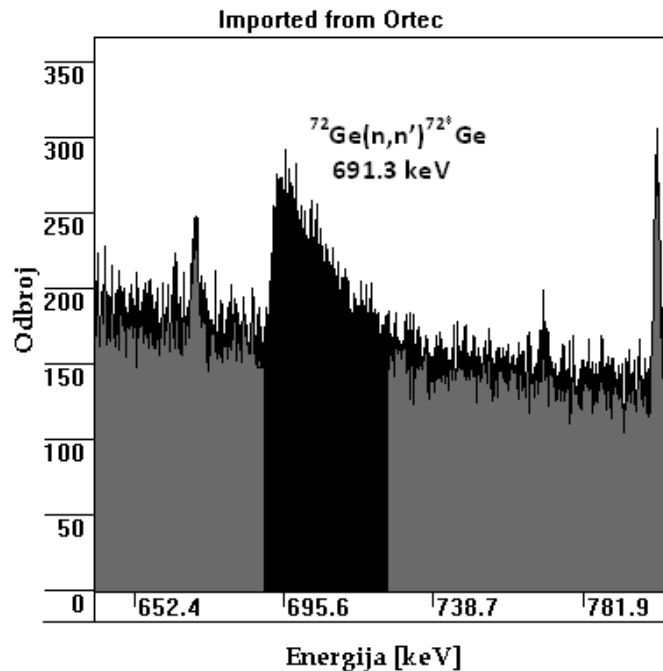
gde bi se  $I_{691.3}[\text{s}^{-1}]$  odnosilo na spektralni intenzitet spektralne strukture na 691.3 keV-a,  $V[\text{cm}^3]$  je zapremina detektora, a  $k[\text{cm}]$  predstavlja parametar koji treba da uključuje konvoluciju dvaju funkcija, nepoznatog efikasnog preseka za neelastično rasejanje neutrona i nepoznatu spektralnu distribuciju neutrona. Linija 691.3 keV-a je odabrana upravo jer predstavlja  $0^+ - 0^+$  prelaz, a efikasnost detekcije konverzionih elektrona je praktično 100%.

U većini objavljenih studija, vrednost  $k$  se navodi u intervalu 300-1000 cm. Analize istraživanja [1] ukazuju na vrednost 900 cm, što je u daljem računu, prilikom procene fluksa u ovom radu, i prihvaćeno.

Navedimo da je procedura određivanja ove vrednosti u radu [1] bila sledeća: analizirana je spektralna linija 691.3 keV-a, indukovana neutronske fluksom čiji je izvor bio tačkasti uzorak  $^{252}\text{Cf}$ , a fluks je zatim određen izrazom:

$$\Phi = n_f n_n n_t n_s \frac{\Omega}{S},$$

gde je  $n_f$  – prosečan broj fisija u sekundi za izvor  $^{252}\text{Cf}$ ,  $n_n$ - prosečan broj neutrona po aktu fisije izvora  $^{252}\text{Cf}$ ,  $n_t$ - deo neutrona emitovanih iz izvora  $^{252}\text{Cf}$  sa energijama iznad praga za neelastično rasejanje,  $n_s$  – deo neutrona transmitovanih kroz 2 cm olova,  $\Omega$  i  $S$  su ugao i prednja površina germanijumskog detektora. Iz poznatih vrednosti fluksa, zapremine detektora i intenziteta spektralne linije, rezultat [1] je vrednost koeficijenta  $k = 900 \pm 150$  cm.



Slika 16. Izgled linije 691.3 keV

Uzevši u obzir analizu fonskog spektra (tabela 4 i slika 16), kao i činjenicu da je snimljen detektorom zapremine  $385\text{cm}^3$ , prema obrascu (1), fluks brzih neutrona unutar olovne zaštite detektora iznosi

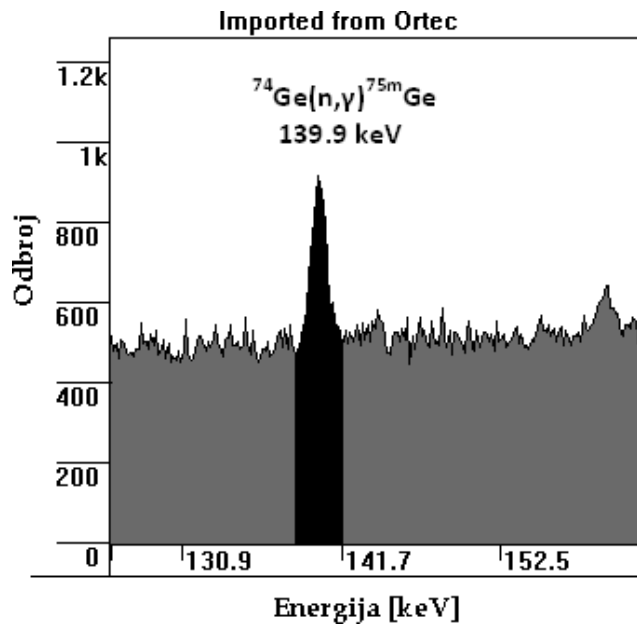
$$\Phi_f = 147(32) \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1},$$

te se zaključuje da je saglasan sa rezultatima istraživanja [1].

Informacija o spektralnoj liniji 139.9 keV-a može se iskoristiti za izračunavanje fonskog termalnog neutronskeg fluksa na osnovu izraza:

$$\Phi_{th} = \frac{I_{139.9}}{N(^{74}\text{Ge}) \frac{\varepsilon_{139.9}^{\gamma} + \alpha_{TOT}}{1 + \alpha_{TOT}} \sigma_{th}(^{75}\text{Ge})},$$

$I_{139.9}$  je spektralni intenzitet linije 139.9 keV-a,  $N(^{74}\text{Ge})$  broj centara interakcije izotopa  $^{74}\text{Ge}$  u detektorskoj zapremini,  $\alpha_{TOT}$  je ukupni koeficijent unutrašnje konverzije,  $\sigma_{th}(^{75}\text{Ge})$  se odnosi na efikasni presek zahvata termalnog neutronskeg, a  $\varepsilon_{139.9}^{\gamma}$  je sopstvena efikasnost detekcije gama zraka od 139.9 keV. Praktično, najveći problem predstavlja procena vrednosti  $\varepsilon_{139.9}^{\gamma}$ . Procedura prihvaćena u [1] prati sledeće korake: koristi se linearni model izvor-detektor; detektor je aproksimiran kockom identične zapremine sa čijim su stranicama paralelni pravci zračenja; preko ukupnog koeficijenta apsorpcije računa se verovatnoća apsorbovanja fotona 139.9 keV-a (koja je jednaka efikasnosti modela izvor-detektor); a radi bolje procene se kocka razdeljuje i uzimaju se u obzir efekti neaktivnog jezgra. Egzaktna Monte Carlo simulacija za detektor bez neaktivnog jezgra potvrđuje da ovaj grub model daje rezultat u okviru tačnosti od 10%.



Slika 17. Izgled linije 139.9 keV

Iz ovog jednostavnog modela dobija se izraz tačan do na 30%, što je povoljno za brzu procenu termalnog neutronskeg fluksa:

$$\Phi_{th} \left[ \frac{\text{n}}{\text{cm}^2\text{s}} \right] = \frac{980 I_{139.9}[\text{cps}]}{(\varepsilon_{139.9}^{\gamma} + 1.6) V[\text{cm}^3]} \quad (2)$$

gde je

$$\varepsilon_{139.9}^{\gamma} \approx 1 - \frac{1 - \exp(-V^{1/3})}{V^{1/3}} \quad (3)$$

a  $V$  je zapremina detektora (apsorpcioni koeficijent je numerički uključen).

Analiziran je fonski spektar (tabela 4 i slika 17), iz izraza (3) dobijamo da se radi o efikasnosti  $\varepsilon_{139,9}^{\gamma} = 0.863$ , a prema (2) fluks termalnih neutrona unutar detektora iznosi

$$\Phi_{th} = 17.5(21) \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1},$$

što predstavlja vrednost nižu za 40-50%, ali i dalje reda veličine kao rezultat [1]. Rezultat je konzistentan sa intervalom vrednosti dobijenim u istraživanju [2].

Mnogo veći broj brzih nego termalnih neutrona se može objasniti time da se interakcijama kosmičkih miona generišu brzi neutroni, tako da je za veći broj termalnih neutrona u detektorskom sistemu neophodno prisustvo materijala koji dobro termalizuje neutrone. U slučaju kada su oko detektora prisutni parafin ili  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ , fluks termalnih i brzih neutrona je približno istih vrednosti usled usporavanja i termalizacije neutrona u ovim materijalima, kako su potvrdili i eksperimenti [5].

#### 6.4.1.2 Određivanje termalnog neutronskog fluksa unutar olovne zaštite germanijumskim spektrometrom

Posmatrane su gama linije koje se javljaju usled deekscitacije jezgra germanijuma nakon zahvata termalnih neutrona, budući da je detektovani intenzitet ovih gama linija mera prisustva termalnih neutrona u samom detektoru. Najintenzivnije detektovane gama linije indukovane zahvatom termalnih neutrona potiču od raspada izomernih stanja izotopa germanijuma  $^{71\text{m}}\text{Ge}$ ,  $^{73\text{m}}\text{Ge}$ ,  $^{75\text{m}}\text{Ge}$  i  $^{77\text{m}}\text{Ge}$ , nakon zahvata na jezgrima  $^{70}\text{Ge}$ ,  $^{72}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Ge}$  i  $^{76}\text{Ge}$ , respektivno (tabela 14, slike 11-14). Zbog relativno dugog života izomera germanijuma, linije indukovane neutronima karakterišu se zakasnelim impulsima (signali koji nisu istovremeni sa signalima uzrokovanim interakcijom kosmičkih miona i Ge detektora).

Podaci o intenzitetu gama linija generisanih neutronske interakcijama, koriste se u svrhu standardne procene fluksa termalnih neutrona unutar štita detektora na osnovu relacije

$$\Phi = \frac{R}{N_t \sigma p \varepsilon}, \quad (4)$$

$R$  – brzina brojanja u fotopiku u Ge spektru

$\sigma$  – presek za prelaz u metastabilno stanje usled zahvata termalnog neutrona

$p$  – apsolutna verovatnoća prelaza izomer  $\rightarrow$  osnovno stanje ( $p = 1$ )

$\varepsilon$  – detekciona efikasnost za konverzije elektrone (ili gama kvante) unutar Ge kristala. Za račun je korišćen aproksimativni pristup:  $\varepsilon \approx 1$ , što odgovara totalno konvertovanim prelazima.

$N_t$  – ukupan broj jezgara-meta u Ge kristalu (broj jezgara određenog Ge izotopa), računa se kao proizvod broja centara interakcije određenog izotopa u jedinici zapremine ( $N'$ ) koji dobijamo uz pomoć procentualnog udela tog izotopa u prirodnom germanijumu (označenog sa  $k$ , i ovi podaci su izneti u tabeli 5), i zapremine germanijumskog detektora:

$$N_t = N' V = \frac{N_A}{M} \rho \kappa V$$

Relacija (4) izvedena je iz dva izraza, prvi označava ukupan broj zahvata neutrona po jedinici vremena,  $R_{uk} = \Phi N_t \sigma$ , koji je preko efikasnosti detekcije u vezi sa  $R$ , brojem događaja po jedinici vremena (drugim rečima, sa brzinom brojanja) u spektru,  $\varepsilon = R/R_{uk} p$ . Efikasnost se odnosi na detekciju ne samo  $\gamma$ -kvanata već izomernih prelaza, kao i veličina  $R$ , koja sadrži i događaje interne konverzije.

Efikasni presek za zahvat neutrona je najveći u termalnom opsegu energija. Poznavanjem efikasnih preseka za zahvat neutrona na jezgrima posmatranih elemenata, i poznavanjem efikasnosti detekcije gama fotona, može se odrediti fluks upadnih termalnih neutrona. Podaci za vrednosti efikasnog preseka za zahvat neutrona na izotopima Ge, tj. za prelaze u metastabilna stanja pri  $(n, \gamma)$  reakcijama na Ge, kao i vrednosti za verovatnoću prelaza određene energije, preuzeti su iz [12]<sup>9</sup>.

Izotop	$k$ [%]	$E_\gamma$ [keV]	$\sigma$ [barn]	$R$ [ $s^{-1}$ ]	$N_t$ [ $\cdot 10^{23}$ ]	$\Phi_{th}$ [ $m^{-2}s^{-1}$ ]	$\Phi_{th}^{10}$ [ $m^{-2}s^{-1}$ ]
<sup>70</sup> Ge	20.38	198.3	0.28	0.00211(18)	34.65	21.7(19)	25(13)
<sup>72</sup> Ge	27.31	66.7	0.98	0.00321(23)	46.44	7.1(5)	11(3)
<sup>74</sup> Ge	36.72	140.0	0.17	0.00169(20)	62.44	15.9(19)	25(6)
<sup>76</sup> Ge	7.83	159.6 <sup>11</sup>	0.10	0.00060(17)	13.31	9.4(27) <sup>12</sup>	30(18)

Tabela 5. Izračunate vrednosti fluksa termalnih neutrona na mestu germanijumskog detektora

Za izotop <sup>72</sup>Ge je naveden samo ukupan presek za produkciju <sup>73</sup>Ge+<sup>73m</sup>Ge, odnosno nije posebno specificirana vrednost preseka za produkciju <sup>73m</sup>Ge. Očigledno je da ovaj ukupan presek daje nižu vrednost neutronskega fluksa, kako pokazuju rezultati i u ovom radu i u studiji [6].

Treba prokomentarisati opravdanost aproksimacije  $\varepsilon \approx 1$  kada su u pitanju konkretni proračuni ove četiri linije indukovane interakcijama neutrona sa germanijumom. Prvo, verovatnoća za detekciju konverzonih elektrona generisanih u kristalu germanijuma je praktično 100%, dok je efikasnost detekcije emitovanih gama fotona od strane izomera germanijuma

<sup>9</sup> Efikasni preseki dati u ovom izvoru, sračunati su na osnovu analize spektra reaktorskih neutrona, tako da ostaje diskutabilno pitanje u kojoj meri se te vrednosti poklapaju sa efikasnim prescima koji korespondiraju reakcijama jezgara Ge sa raspodelom kosmičkih neutrona

<sup>10</sup> Vrednosti fluksa izračunate u studiji [6]

<sup>11</sup> Prema zaključku studije [5], poželjno je izuzeti gama liniju 159.7 keV prilikom izračunavanja  $\Phi_{th}$ , jer je dominantan mehanizam njenog nastanka u germanijumskom detektoru u olovnoj zaštiti - zahvat neutrona od strane jezgra bakra, <sup>63</sup>Cu (n,  $\gamma$ ) <sup>64</sup>Cu, pri kojem se emituje gama linija od 159.3 keV iz sloja bakra koji je postavljen u unutrašnjosti olovne zaštite, i ona se sumira na liniju 159.7 keV. Ovom metodom je bila dobijena veća vrednost  $\Phi_{th}$  od vrednosti fluksa dobijenih pomoću drugih linija, koje se npr. zasnivaju na korišćenju detektovanog intenziteta gama linije od 139.9 keV.

<sup>12</sup> Ova vrednost fluksa je dobijena nakon množenja faktorom 0.21, pošto je verovatnoća izomernog prelaza 21 % (slika 14)

takođe visoka, kao što pokazuju rezultati studije [5]<sup>13</sup>, dobijeni Monte Carlo simulacijama korišćenjem programskog paketa GEANT4, a pomenuti rezultati su prikazani u tabeli 6. S obzirom da izraz (4) podrazumeva objedinjenu efikasnost detekcije fotona i konverzionog elektrona unutar kristala Ge, zaključujemo da je aproksimacija  $\varepsilon \approx 1$  sasvim korektna da bi se koristila kod vršenja relativno pouzdanih procena termalnog neutronskog fluksa.

Energija [keV]	$\varepsilon$
66.7	0.98
139.9	0.86
159.7	0.81
198.3	0.72

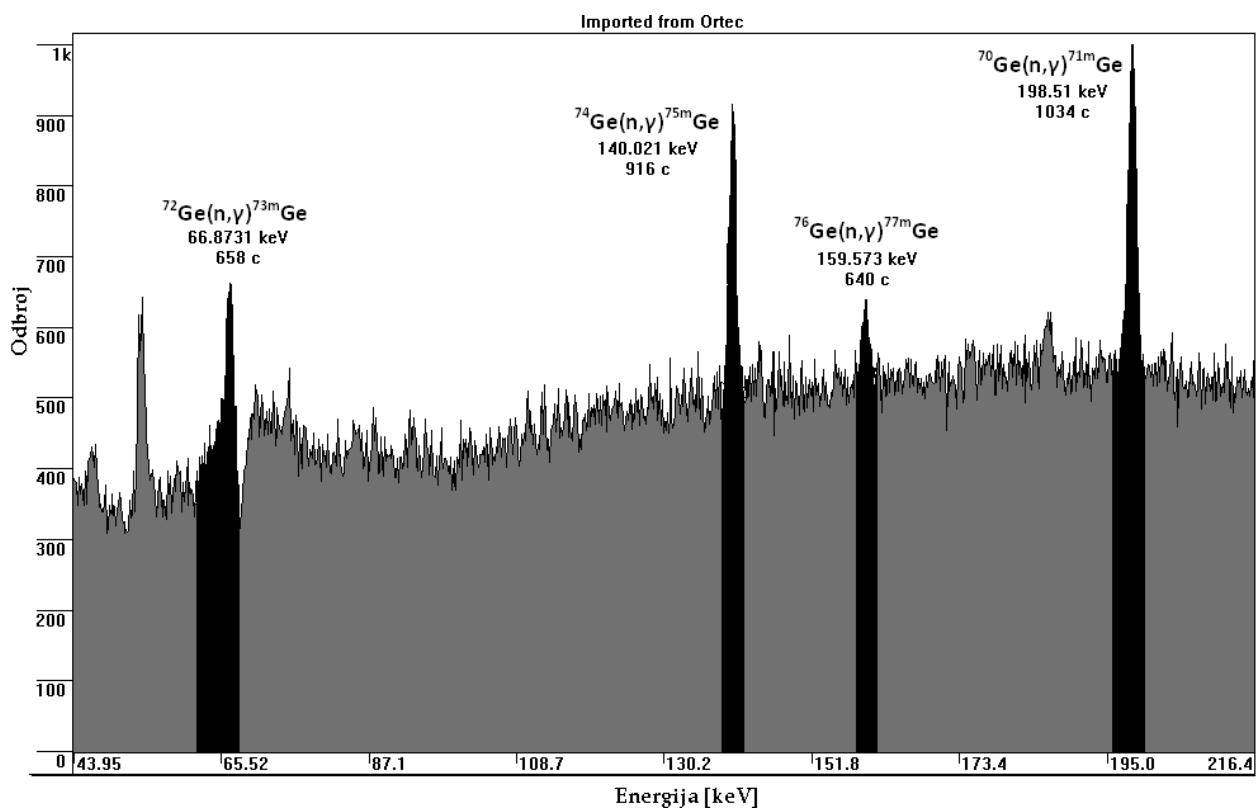
**Tabela 6. Dobijene efikasnosti  $\gamma$ -kvanata karakterističnih energija. Procedura Monte Carlo simulacija detaljno je opisana u [5].**

Mogli bismo još razmotriti problem 198.3 keV linije iz najkraće živećeg metastabilnog stanja <sup>71m</sup>Ge, za koji je dobijena najmanja efikasnost detekcije fotona. Šema energetskih nivoa i izomernih prelaza pomenutog izotopa nalazi se na slici 11, uz komentare o mehanizmu nastanka linije u odeljku 5.2.3. Pre svega, u izrazu (4) figuriše  $p$ , apsolutna verovatnoća IT - prelaza iz izomernog u osnovno stanje - koja je egzaktno jednaka jedinici, jer obuhvata i  $p_\gamma$ , verovatnoću emisije  $\gamma$ -kvanta, i  $p_e$ , verovatnoću da će se emitovati konverzioni elektron, koja je za ostale korišćene linije dosta visoka, izuzev ove, linije koja odgovara energiji 198.3 keV. Pogledajmo mehanizam nastanka linije kao sume pikova (174.9 + 23.4) keV. Poznato je da je verovatnoća emitovanja  $\gamma$ -kvanta energije 174.9 keV jednaka 91.2%, koja se onda, ukoliko je foton detektovan unutar zapremine kristala (što se odvija sa efikasnošću 0.72, tabela 6), sumira na energiju konverzionog elektrona (23.4 keV). Ova vrednost energije od 23.4 keV sa verovatnoćom 100% ostaje unutar aktivne zapremine detektora. Ukoliko foton “pobegne” iz aktivne zapremine detektora, registruje se samo 23.4 keV, što znači da se detekcija prelaza izotopa <sup>71m</sup>Ge premešta na niže energije i računa kao fon u spektru. Poželjno bi, dakle, bilo sprovesti simulacije radi računanja eventualnih popravki na dobijenu vrednost fluksa na osnovu

<sup>13</sup> Postupak određivanja efikasnosti je u navedenom radu bio sledeći: pre izrade Monte Carlo simulacija izvršeno je snimanje kriva efikasnosti sa tačkastim i cilindričnim izvorima poznate aktivnosti, potom modeliranje detektora i simulacije efikasnosti detekcije za iste takve tačkaste i cilindrične izvore pri istim geometrijama. Podaci dobijeni eksperimentalno i putem simulacija su poređeni, radi promena određenih parametara detektora u simuliranom modelu, dok nije dobijeno dobro slaganje između eksperimentalno i simulacijom određenih vrednosti efikasnosti detektora. Tada zaključujemo da pretpostavljeni model detektora na dobar način odgovara realnom detektoru, i moguće je simulirati efikasnosti detekcije gama fotona koji su od interesa prilikom analize gama aktivnosti generisane neutronima u samoj zapremini detektora. Posle modeliranja geometrije, simulacijom su generisani u aktivnoj zapremini detektora fotoni istih energija koji se pojavljuju nakon interakcija neutrona sa germanijumom (1000000 fotona svake energije i određivana je efikasnost detekcije u piku totalne apsorpcije). Dobijene efikasnosti su prikazane u tabeli 6.

ove linije. Za druge linije je verovatnoća da se prelaz desi putem emisije fotona znatno niža, a efikasnost detekcije viša, tako da sa više sigurnosti možemo tvrditi da energija ostaje unutar kristala i da je sam intenzitet, a prema tome i neutronske fluks, pouzdanije određen.

Može se primetiti da je okruživanje Pb štita plastičnim detektorima u studiji [6], doprinelo porastu intenziteta gama linija iz reakcija, zbog efekta termalizacije neutrona u plasticima, što se, na kraju, ogleda u većim vrednostima fluksa (rezultati takođe prikazani u tabeli 5). Merenja u studiji [6] su bila sprovedena na detektoru u olovnoj zaštiti, obloženoj plastičnim scintilacionim detektorima, a sam detektorski sistem je bio relativne efikasnosti 32 %. Budući da su oba merenja ( studije [6] i ovom radu ) realizovana na detektorima u istoj laboratoriji, uslovi i okruženje detektora se nisu menjali, pouzdano je dakle potvrđeno da samo olovo ne utiče toliko na termalizaciju neutrona, jer je fluks termalnih neutrona veći unutar zaštite sa plastikom.



Slika 18. Niskoenergetski deo fonskog spektra sa gama linijama koje nastaju raspadom izomernih stanja germanijuma, na osnovu čijih odbroja je određen fluks termalnih neutrona dat u tabeli 5

#### 6.4.2 Određivanje fluksa termalnih neutrona na osnovu promptne linije 558.3 keV koju emituje $^{114}\text{Cd}$

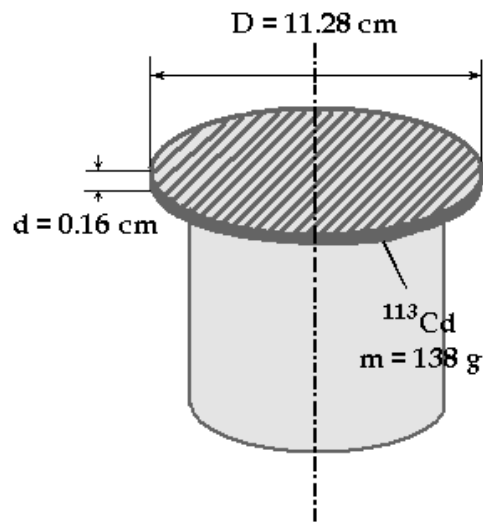
Eksperimentalni postupak sastojao se u postavljanju uzorka Cd (diska skiciranog na slici 19, zapremine  $V = 16 \text{ cm}^3$ ,  $\rho_{Cd} = 8.56 \text{ g/cm}^3$ ,  $M = 112.4 \text{ g/mol}$ ) na HPGe detektor, nakon



čega je 5 dana vršeno snimanje spektra prikazanog na slici 20. Za izotop  $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{14}$  karakteristična je reakcija zahvata termalnog neutrona  $^{113}\text{Cd} (n, \gamma) ^{114*}\text{Cd}$ , a za potrebe određivanja fluksa termalnih neutrona, određujemo intenzitet linije 558.3 keV, koja nastaje deekscitacijom  $^{114*}\text{Cd}$  nakon zahvata termalnog neutrona na jezgrima  $^{113}\text{Cd}$ . Fluks termalnih neutrona dobija se prema relaciji:

$$\Phi = \frac{R}{\varepsilon N \sigma},$$

gde je  $R$  odbroj u fotopiku na energiji 558.3 keV,  $\varepsilon$  efikasnost detekcije fotona 558.3 keV,  $N$  broj jezgara meta Cd u zapremini uzorka, a  $\sigma$  efikasni presek za emisiju fotona 558.3 keV nakon zahvata neutrona na  $^{113}\text{Cd}$  u situaciji  $p_{\gamma} = 1$ . U okviru ove vrednosti efikasnog preseka za emisiju gama kvanta određene energije, već je obuhvaćen udeo izotopa  $^{113}\text{Cd}$  u prirodnom kadmijumu. Prikaz vrednosti navedenih veličina, kao i krajnjeg rezultata, dat je u tabeli 7.



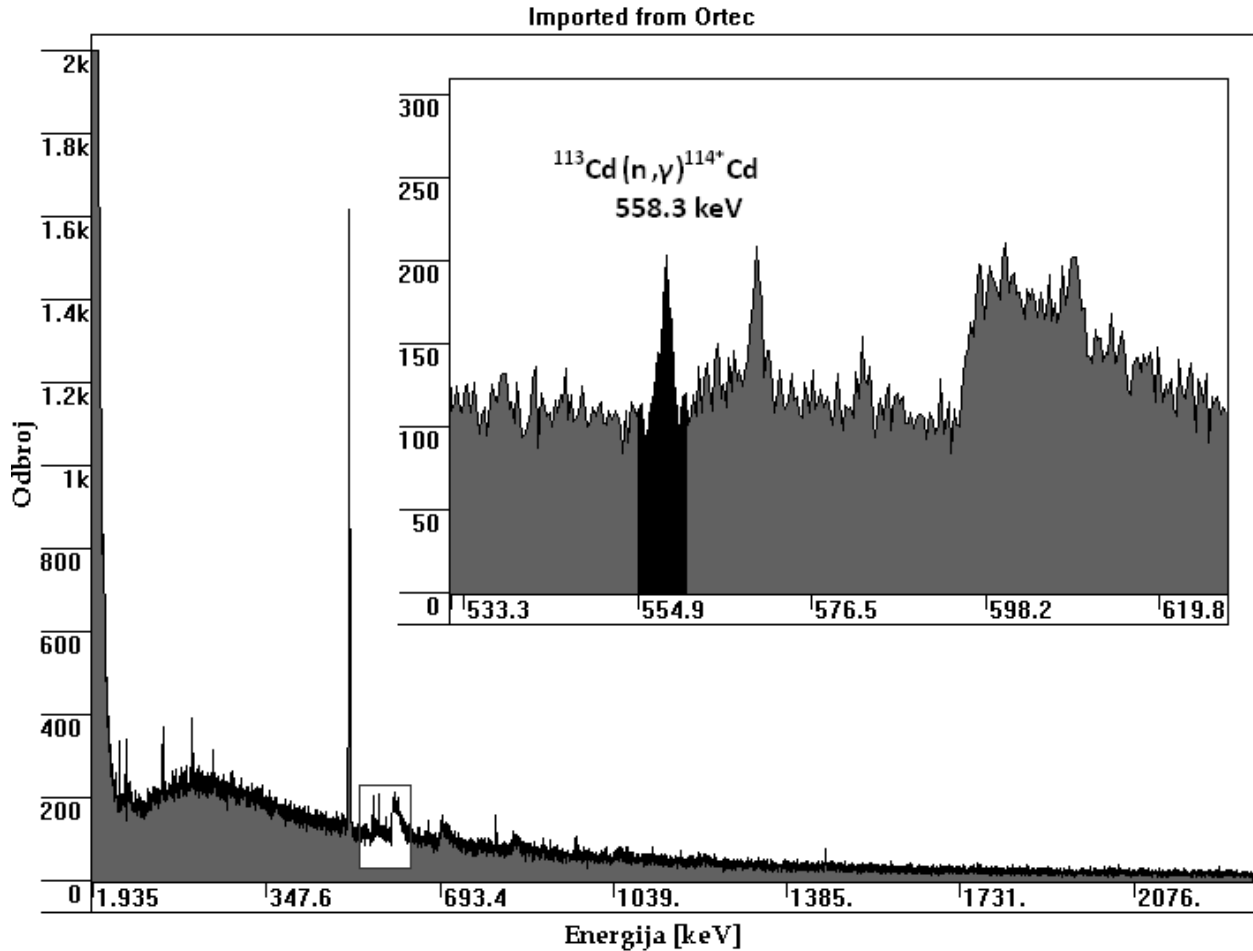
Slika 19. Skica i dimenzije uzorka Cd

Efikasnost detekcije fotona 558.3 keV u slučaju kada je izvor van detektora, određujemo semiempirijskim metodom. Referentna vrednost efikasnosti ove linije, za uzorak poznate aktivnosti, za kutiju zemljišta,  $\varepsilon_{ref}$  (koja je cilindrične geometrije, prečnika 6.7cm i visine 3.1cm) iznosi  $\varepsilon_{ref}(558.3 \text{ keV}) = 0.04$ . Tada računamo efikasnost detekcije fotona 558.3 keV u uzorku Cd pomoću relacije:

$$\frac{\varepsilon_{Cd}(558.3 \text{ keV})}{\varepsilon_{ref}(558.3 \text{ keV})} = \frac{\Omega_{Cd}}{\Omega_{ref}}$$

<sup>14</sup> Radioaktivan izotop  $^{113}\text{Cd}$ , raspada se  $\beta$ -raspadom ( $T_{1/2} = 7.7 \cdot 10^{15} \text{ god.}$ ), a u prirodnom kadmijumu zastupljen je 12.22%, što treba uzeti u obzir prilikom računanja broja centara interakcije u uzorku.

gde su  $\Omega_{Cd} = 1.7272$  i  $\Omega_{ref} = 1.36045$  efektivni prostorni uglovi dobijeni u programu Angle, u kome su uzeti u obzir i apsorpcija fotona unutar kristala Ge. Odnos ovih efektivnih prostornih uglova odražava verovatnoću da se foton energije 558.3 keV registruje u datoj geometriji detektor, a pri eksperimentima na uzorcima kadmijuma i zemljišta.



Slika 20. Spektar HPGe detektora sniman u prisustvu Cd diska, sa detektovanom linijom na energiji 558.3 keV kao posledicom promptne emisije fotona,  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$

$R[\text{s}^{-1}]$	0.00099(15)
$N_{Cd-113}$	$7.4 \cdot 10^{23}$
$\varepsilon_{Cd}$	0.051
$\sigma[\text{barn}]$	$1860(30)^{15}$
$\Phi_{th} [\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}]$	0.141(19)

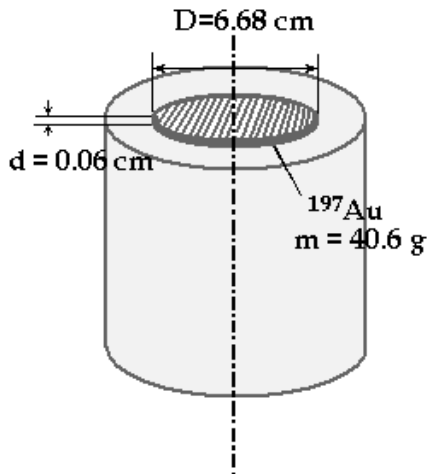
Tabela 7. Izračunata vrednost termalnog neutronskog fluksa i parametri korišćeni u računu

<sup>15</sup> Vrednost je preuzeta iz baze podataka [13]

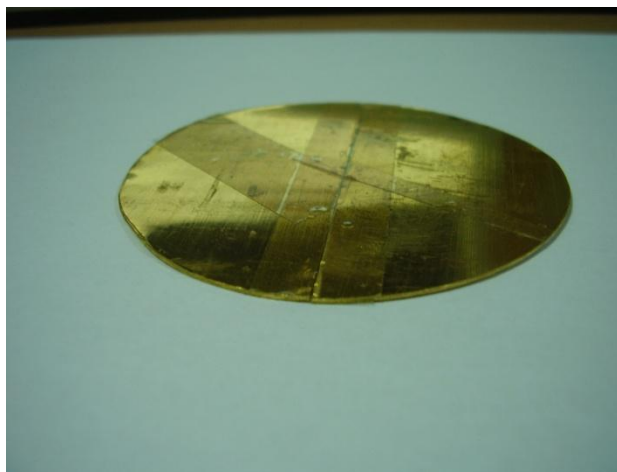
Fluks dobijen ovom metodom očito odstupa i za dva reda veličine od vrednosti neutronskog fluksa dobijenih metodama koje su pretpostavljale interakcije neutrona sa germanijumom (prelaze njegovih izomera), budući da je ovde formirano jezgro u pobuđenom stanju, te dolazi do promptne emisije  $\gamma$ -radijacije. Iz tog razloga i ostaje diskutabilno pitanje korišćene vrednosti efikasnog preseka za emisiju fotona energije 558.3 keV u slučaju kada je  $p_\gamma = 1$ , a samim tim i vrednosti procenjenog fluksa neutrona. Svakako da je nekonzistentnost rezultata fluksa neutrona dobijenog na osnovu reakcije  $^{113}\text{Cd} (n, \gamma) ^{114*}\text{Cd}$ , povod za dalja istraživanja u ovoj oblasti.

### 6.4.3 Utvrđivanje neutronskog fluksa u okruženju Pb štita pomoću spektara Au

Određivanje fluksa termalnih neutrona u okruženju detektora, tj. fluksa van olovne zaštite, sastoji se u analizi spektra dobijenog u slučaju kada je oko germanijumsog detektora prisutan uzorak zlata (slika 22), obzirom na relativno dug period poluraspada izotopa  $^{198}\text{Au}$ , koji iznosi 2.7 dana.



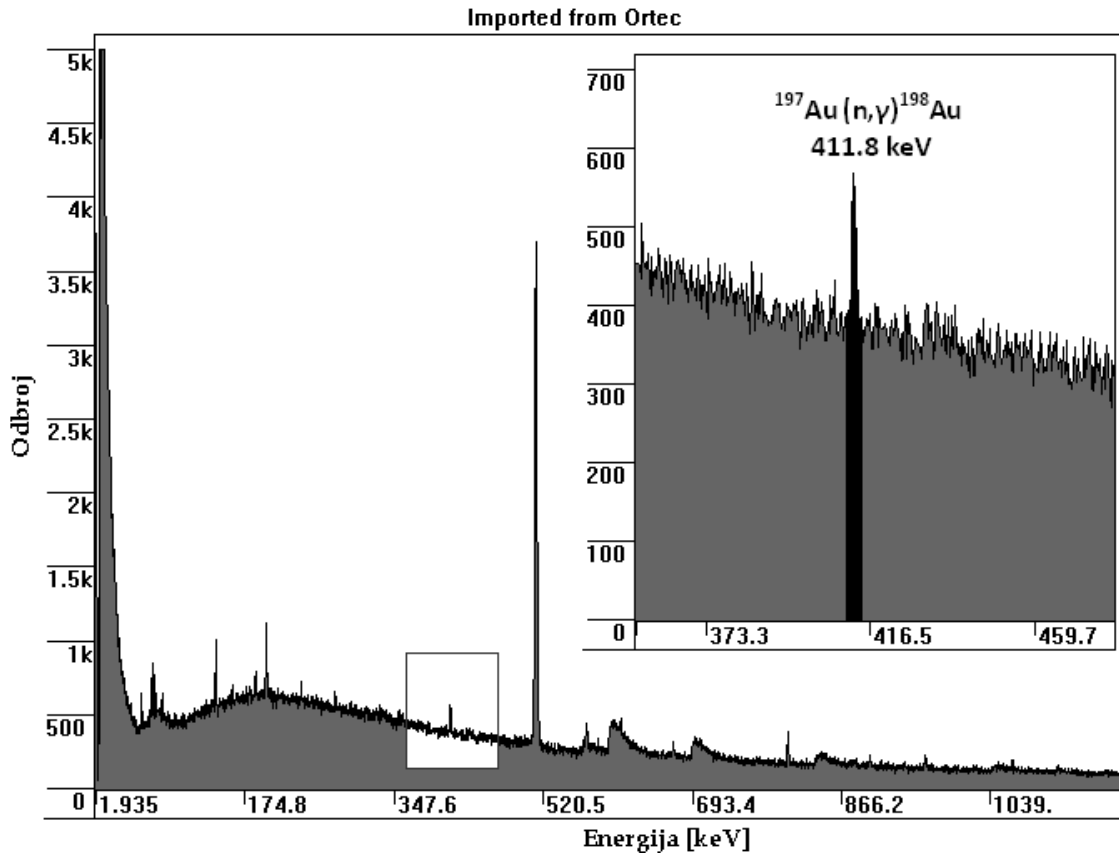
Slika 21. Skica i dimenzije uzorka Au



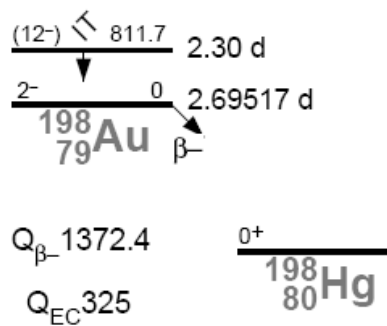
Slika 22. Uzorak Au korišćen u eksperimentu

Eksperimentalni postupak i ciljevi istraživanja su sledeći. Uzorak Au (disk skiciran na slici 21, zapremine  $2.1 \text{ cm}^3$ ,  $\rho_{\text{Au}} = 19.3 \text{ g/cm}^3$ ) je dugo vremena stajao na polici laboratorije i nije bio zamotan u kadmijum, nakon čega je, za vreme od 11 dana, bio sniman spektar koji je prikazan na slici 23. Vreme merenja dakle, nije bilo dugo u tom smislu da nije moglo značajno uticati na promene aktivnosti zlata. Uzorak Au umotan u kadmijumski lim, stajao je na polici laboratorije tokom jednog meseca. Nakon toga je u vremenskom periodu od 4 dana snimljen spektar germanijumskog detektora u prisustvu uzorka Au umotanog Cd lim, slika 25. Analizom spektara prikazanih na slikama 23 i 25, posmatramo efekte aktivacije Au neutronima u reakciji  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ , i u oba slučaja određujemo intenzitet linije 411 keV, koja nastaje emisijom  $\gamma$ -kvanata nakon zahvata termalnog neutrona na jezgrima  $^{197}\text{Au}$  (šema energetskih nivoa novonastalog izotopa  $^{198}\text{Au}$  prikazana je na slici 25). Dakle, povoljna okolnost je da nema promptnih emisija fotona niti prelazaka u metastabilno stanje, već se aktiviraju jezgra Au, a činjenica da su uzorci Au izlagani fluksu neutrona u okruženju u vremenu trajanja koje je nekoliko puta duže od poluživota  $^{198}\text{Au}$  ( $T_{1/2} \approx 2.7$  dana), omogućila je vršenje pouzdane

procene neutronskog fluksa van olovne zaštite. Kako svaki materijal postavljen oko detektora utiče na prisutni fluks neutrona upotrebaljena je aktivaciona folija male zapremine sa ciljem da njeno prisustvo ne promeni znatnije prisutni fluks neutrona.



Slika 23. Spektar uzorka Au sa detektovanom linijom od 411.8 keV-a,  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$



Slika 24. Šema energetske nivoa i prelaza izotopa  $^{198}\text{Au}$

U spektru snimanom u okolini uzorka Au (slika 23), merimo odbroj pod pikom 411.8 keV, ali treba imati u vidu da aktivacija izotopa  $^{197}\text{Au}$  može biti indukovana, pored zahvata termalnim neutronima, i rezonantnim zahvatom, koji je objašnjen u odeljku 4.1. Stoga je izraz za ukupni intenzitet linije dat kao:

$$R_{Au} = N \varepsilon \sigma_{th} \Phi_{th} + N \varepsilon \sigma_{rez} \Phi \quad (5)$$

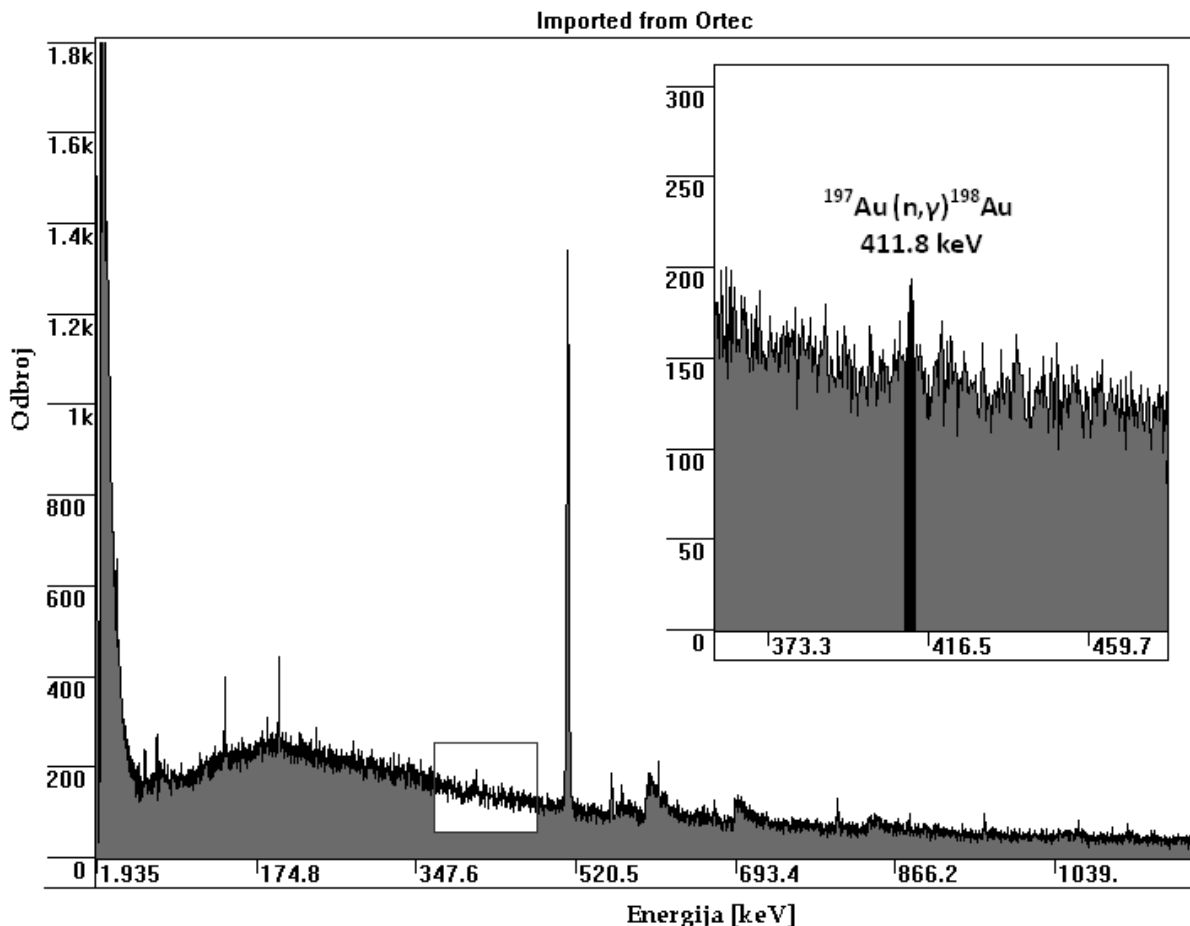
gde se  $N$  odnosi na broj jezgara mete ( $^{197}\text{Au}$ ) u uzorku,  $\sigma_{th}$  i  $\sigma_{rez}$  su efikasni preseki termalnog i rezonantnog zahvata neutrona, a  $\varepsilon \equiv \varepsilon_{Au}(411.8 \text{ keV})$  je efikasnost detekcije linije 411.8 keV. U drugoj situaciji, kada je zlato umotano u kadmijumski lim (slika 25), budući da je poznata činjenica da kadmijum ima izuzetno visok efikasni presek za zahvat termalnih neutrona, prva komponenta u izrazu (5) je praktično zanemarivo mala, što znači da su praktično svi neutroni u odbroju na liniji 411.8 keV generisani rezonantnim zahvatom na  $^{197}\text{Au}$ , pa možemo pisati:

$$R_{Au+Cd} = 0 + N \varepsilon \sigma_{rez} \Phi \quad (6)$$

Ova razlika u odbrojima na liniji 411.8 keV bi mogla praktično biti iskorišćena u svrhu procene fluksa termalnih neutrona, i to prema izrazu dobijenom iz relacija navedenih pod (5) i (6):

$$\Phi_{th} = \frac{R_{Au} - R_{Au+Cd}}{N \varepsilon \sigma_{th}},$$

a dobijeni rezultat neutronskog fluksa opisanim postupkom, kao i parametri korišćeni u računu, prikazani su u tabeli 8.

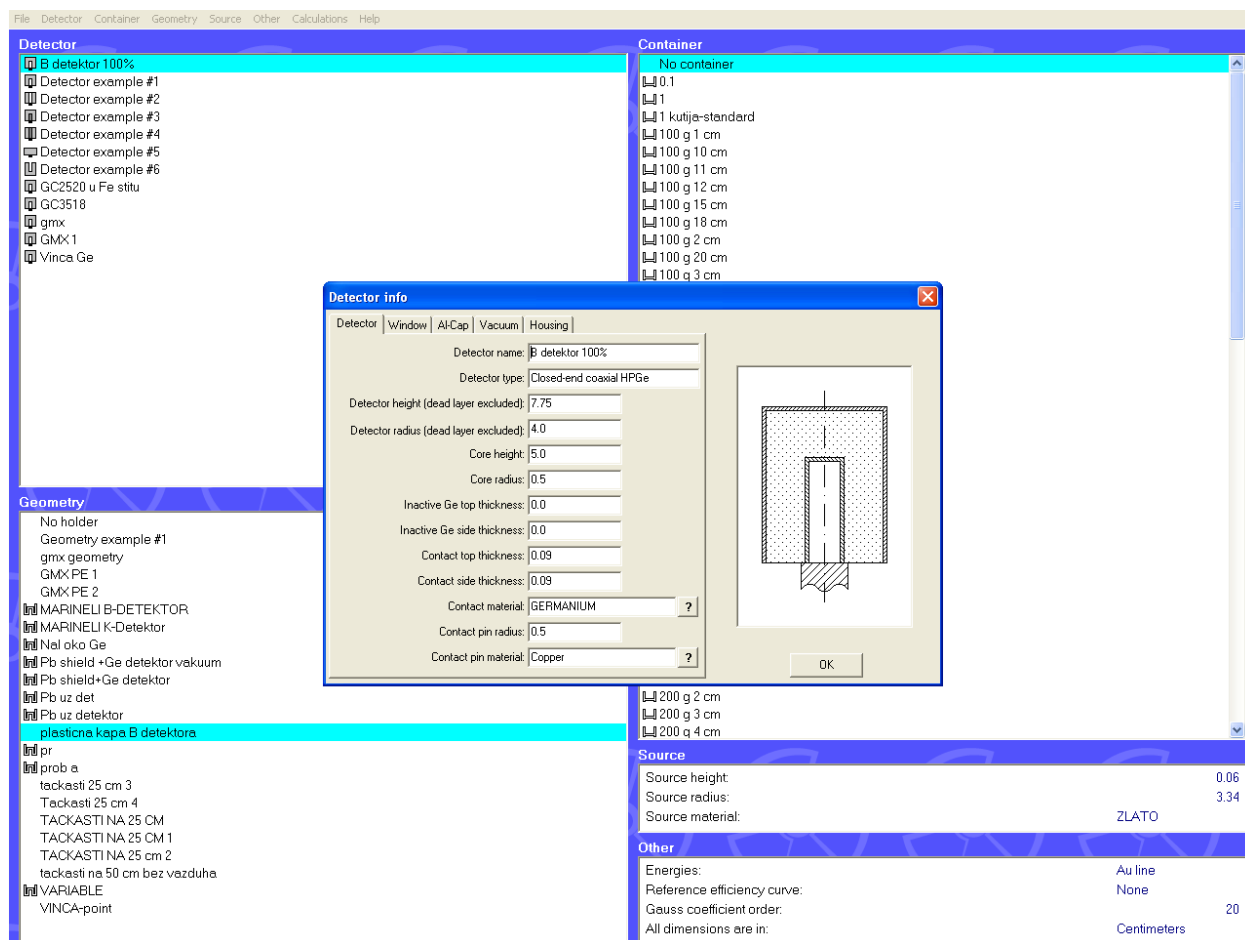


Slika 25. Spektar uzorka Au umotanog u Cd, detektovana linija od 411.8 keV-a  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$

Ponovo, kao i u slučaju kadmijuma, efikasnost detekcije fotona u slučaju kada je izvor van detektora, određujemo programski. Efikasnost detekcije linije 411.8 keV u uzorku Au,  $\varepsilon_{Au}$  (411.8 keV), računamo preko referentne vrednosti efikasnosti te linije  $\varepsilon_{ref}(411.8 \text{ keV}) = 0.05$  u uzorku kutije zemljišta (koja je cilindrične geometrije, prečnika 6.7cm i visine 3.1cm), pomoću relacije:

$$\frac{\varepsilon_{Au}(411.8 \text{ keV})}{\varepsilon_{ref}(411.8 \text{ keV})} = \frac{\Omega_{Au}}{\Omega_{ref}}$$

gde su  $\Omega_{Au} = 2.5006$  i  $\Omega_{ref} = 1.3955$  prostorni uglovi dobijeni programom Angle (slika 26).



Slika 26. Izgled prozora programa ANGLE

Poređenjem intenziteta pikova 411.8 keV na spektrima sa slika 23 i 25, a na osnovu upoznatih i pomenutih mehanizama koji generišu fotone u odbrojima ove linije za dva korišćena uzorka, može se zaključiti iz razlike u odbrojima da je veći doprinos termalnih neutrona njenom intenzitetu.

$R_{Au}[s^{-1}]$	0.00094(11)
$R_{Au+Cd}[s^{-1}]$	0.00044(13)
$N_{Au-197}$	$1.24 \cdot 10^{23}$
$\varepsilon_{Au}$	0.0896
$\Phi_{th} [m^{-2}s^{-1}]$	4.73(16)

**Tabela 8. Rezultati analize spektara Au sa slika**

Ovu vrednost fluksa u okruženju detektora, poredimo sa fluksom neutrona dobijenim unutar pasivne Pb zaštite detektora, na osnovu odbroja gama linija indukovanih neutronske interakcijama sa germanijumom. Neutronske fluks na mestu izloženog uzorka (odnosno, u okolini detektora) manji je nego broj neutrona po jedinici površine u jedinici vremena izmeren unutar olovne zaštite (analizom neutronima indukovanih linija), jer se i samo olovo ponaša kao svojevrsni izvor termalnih neutrona.

## Zaključak

Neutroni, generisani u interakcijama miona iz kosmičkog zračenja, indukuju dobar deo nuklearnih reakcija koje rezultuju pojavom karakterističnih linija u domenu niskofonske gama spektrometrije. Spalacija je proces odgovoran za nastanak brzih neutrona, pre svega u materijalima sa visokim rednim brojem. Ti brzi neutroni se neelastično rasejavaju ( $n, n'$ ) na jezgrima, koja dovode u pobuđeno stanje, nakon čega se ta jezgra vraćaju na osnovno stanje uz emisiju gama kvanata odgovarajuće energije. Dalje, usporavanjem brzih, povećava se fluks termalnih neutrona, koji svoj doprinos fonu daju u aktivacionim procesima, u kojima, prilikom zahvata neutrona od strane jezgra ( $n, \gamma$ ), nastaju izotopi u metastabilnim stanjima unutar aktivne zapremine detektora. Kroz interakcije sa neutronima, kristal germanijuma (zahvat neutrona i neelastično rasejanje na jezgrima) biva aktiviran i emituje gama zračenje, koje je posledica deekscitacije izomernih stanja, ili promptne gama linije usled deekscitacije pobuđenih jezgara. Fluks termalnih neutrona na mestu germanijumskog detektora može biti određen na osnovu intenziteta gama linija koje nastaju deekscitacijom jezgra Ge nakon zahvata neutrona, budući da su intenziteti gama linija generisanih neutronske interakcijama, mera neutronske fluksa u detektorskom okruženju.

U radu je različitim metodama određen fluks brzih i termalnih neutrona - pomoću detektovanih intenziteta gama linija indukovanih neutronske procesima zahvata i rasejanja na jezgrima više izotopa Ge,  $^{197}\text{Au}$  i  $^{113}\text{Cd}$  i rezultata Monte Karlo simulacija efikasnosti detekcije, pa je time fluks neutrona određen bez upotrebe posebnih neutronske detektora. Na ovaj način je fluks termalnih neutrona izračunat pomoću interakcija neutrona sa samim detektorom, merenim uzorkom i aktivacionom folijom.

Fluks neutrona, brzih i sporih, bio je prvo određen unutar pasivne Pb zaštite germanijumskog detektora. Gama linije od 139.9 keV i 691.3 keV, koriste se u standardnoj metodi određivanja fluksa termalnih i brzih neutrona u niskofonskoj gama spektroskopiji, korišćenjem semiempirijskih formula (1), (2) i (3), izvedenih posmatranjem zahvata termalnih neutrona na izotopima germanijuma, i emisijama karakterističnih  $\gamma$ -kvanata prilikom izomernih prelaza, što je najpre urađeno i u ovom radu. S druge strane, relacija (4) se zasniva na klasičnom pristupu određivanja fluksa korišćenjem efikasne preseka za odvijanje neutronske reakcija zahvata na germanijumskim izotopima. Vrednosti fluksa neutrona unutar olovne zaštite detektora, može se zaključiti, ipak se u okviru greške slažu sa rezultatima prve metode.

Dalje, upotrebljene su i druge metode, izazivanje reakcija zahvata neutrona na jezgrima zlata (aktivacijom jezgra  $^{197}\text{Au}$ ) i kadmijuma (iniciranjem promptnih emisija gama radijacije), koje bi pružile informaciju o fluksu neutrona u okolini detektora, a koji je upoređen sa vrednostima dobijenog fluksa unutar detektora određenim preko neutronske interakcija sa jezgrima germanijuma. Fluks van olovne zaštite, pokazalo se na osnovu eksperimenta sa aktivacionom Au folijom, može imati i za red veličine manju vrednost od fluksa unutar olovnog štita, što bi značilo da je i samo olovo izvor određenog procenta termalnih neutrona. Ostaje potreba da se ispita validnost upotrebljenih vrednosti efikasne preseka za zahvate neutrona na jezgrima (naročito u slučaju  $^{113}\text{Cd}$ ), s obzirom da su one važeće kada je u pitanju raspodela reaktorske neutrona. S druge strane, istraživanja u ovom radu bila su usmerena u pravcu merenja fluksa neutrona kreiranih u interakcijama kosmičkih zraka, tako da bi bilo korisno



ispitati u kojoj meri te razlike utiču na rasipanja dobijenih rezultata neutronskega fluksa. Fluks izračunat na osnovu reakcije  $^{113}\text{Cd} (n, \gamma) ^{114*}\text{Cd}$  očito odstupa i za dva reda veličine od vrednosti neutronskega fluksa dobijenih metodama koje su pretpostavljale interakcije neutrona sa germanijumom (prelaze njegovih izomera) ili aktivaciju atoma  $^{197}\text{Au}$  (deekscitaciju novonastalog izotopa  $^{198}\text{Au}$ ), budući da je ovde formirano jezgro u pobuđenom stanju, te dolazi do promptne emisije  $\gamma$ -radijacije. Iz tog razloga i ostaje diskutabilno pitanje korišćene vrednosti efikasnog preseka za emisiju fotona energije 558.3 keV u slučaju kada je  $p_\gamma = 1$ , a samim tim i vrednosti procenjenog fluksa neutrona. Otvorena pitanja povodom ove metode u cilju određivanja fluksa neutrona, nameću potrebu za daljim istraživanjima neutronima generisane aktivnosti u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima; budući da se dobijeni rezultati neutronskega fluksa mogu iskoristiti u cilju usavršavanja niskofonskih spektroskopskih sistema.

## Literatura

- [1] G.P.Skoro, I.V.Anicin, A.H.Kukoc, Dj.M.Krmpotic, P.R.Adzic, R.B.Vukanovic and M.T.Zupancic, "Environmental Neutrons as Seen by a Germanium Gamma-Ray Spectrometer", *Nucl.Instr. and Meth.*, A316 (1992)333
- [2] Wordel R., Mouchel D., Altitzoglou T., Heusser G., Quintana Arnes B., Meynendonckx P. "Study of neutron and muon background in low-level germanium gamma-ray spectrometry", *Nucl. Instr. and Meth*, A 369 (1996) 557
- [3] J . Slivka, I . Bikit, M . Vesković, LJ . Čonkić, Gama spektroskopija (specijalne metode i primene), Novi Sad , Prirodno - matematički fakultet , (2000), 8649900747
- [4] W. R. Leo, „Techniques for Nuclear and Particle Physics“ Experiment Berlin, Springer-Verlag, (1994), 3540572805
- [5] N. Jovančević, „Analiza neutronima generisane aktivnosti u niskofonskim gama spektroskopskim sistemima“, doktorska disertacija, Novi Sad, 2010.
- [6] D.Mrđa , I.Bikit, M.Vesković , S. Forkapić , N.Todorović , S.Harissopulus “First tests of the big volume ultra low background gamma spectrometer”, *Journal of Research in Physics* 2007, vol. 31, br. 2, str. 157-162
- [7] M.Krmar, skripta sa predavanja, Eksperimentalna fizika 3
- [8] Heisinger, B., Lal, D., Jull, A.J.T., Kubik, P., Ivy-Ochs, S., Knie, K., Nolte, E., 2002a. Production of selected cosmogenic radionuclides by muons: 2. Capture of negative muons. *Earth and Planetary Science Letters* 200, 357-369
- [9] G. Heusser, “Low radioactivity background techniques”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci*, (1995), 45, 543
- [10] Andreas Haungs, Heinigerd Rebel1 and Markus Roth,“Energy spectrum and mass composition of high-energy cosmic rays”, *Rep. Prog. Phys.* 66 (2003) 1145–1206
- [11] D.Mrđa, „Analiza metoda redukcije fona germanijumskih spektrometara“, doktorska disertacija, Novi Sad, 2010.
- [12] Richard B. Firestone, *Table of Isotopes*, version 1.0, Wiley-Interscience Publication, 1996.
- [13] Database of prompt gamma rays from slow neutron capture for elemental analysis, IAEA, Vienna, 2007.
- [14] I.S.Bikit, D.S.Mrdja, I.V.Anicin, J.M.Slivka, J.J.Hansman, N.M.Zikic-Todorovic, E.Z.Varga, S.M.Curcic, J.M.Puzovic „High Performance Low-Level Gamma Spectrometer”
- [15] P. Reuss, *Neutron Physics*, Les Ulis Cedex, France, EDP Sciences, 2008.

## Kratka biografija



Ivana Jakonić je rođena u Kikindi, 28. januara 1988. godine. Osnovnu školu i Gimnaziju “Dušan Vasiljev”, opšti smer, završila je u rodnom mestu. Godine 2006. upisuje studije fizike, smer fizičar-istraživač, na Prirodno-matematičkom fakultetu, Univerziteta u Novom Sadu. Godine 2010. upisuje master studije na katedri za nuklearnu fiziku.

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

*Redni broj:*

**RBR**

*Identifikacioni broj:*

**IBR**

*Tip dokumentacije:*

Monografska dokumentacija

**TD**

*Tip zapisa:*

Tekstualni štampani materijal

**TZ**

*Vrsta rada:*

Diplomski-master rad

**VR**

*Autor:*

Ivana Jakonić, br.dos. 26m/10

**AU**

*Mentor:*

dr Dušan Mrđa, docent, PMF , Novi Sad

**MN**

*Naslov rada:*

Neutronska fluks u okolini germanijumskog detektora

**NR**

*Jezik publikacije:*

srpski (latinica)

**JP**

*Jezik izvoda:*

srpski/engleski

**JI**

*Zemlja publikovanja:*

Srbija

**ZP**

*Uže geografsko područje:*

Vojvodina

**UGP**

*Godina:*

2011

**GO**

*Izdavač:*

Autorski reprint

**IZ**

*Mesto i adresa:*

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

**MA**

*Fizički opis rada:*

**FO**

*Naučna oblast:*

Fizika

**NO**

*Naučna disciplina:*

Nuklearna fizika

**ND**

*Predmetna odrednica/ ključne reči:*

Niskofonska gama spektroskopija, HPGe detektor , kosmičko zračenje, zahvat i neelastično rasejanje neutrona, fluks brzih i termalnih neutrona,

**PO**

**UDK**

*Čuva se:*

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

**ČU**

*Važna napomena:*

nema

**VN**

*Izvod:*

Kosmičko zračenje indukuje neutrone koji dalje izazivaju aktivaciju jezgara. Pomoću niskofonskih detektora, može se izmeriti posledica aktivacije i dobiti informacija o fluksu neutrona. U radu je različitim metodama određen fluks brzih i termalnih neutrona - pomoću detektovanih intenziteta gama linija indukovanih neutronske procesima zahvata i rasejanja na jezgrima nekoliko izotopa Ge, <sup>197</sup>Au i <sup>113</sup>Cd

**IZ**

*Datum prihvatanja teme od NN veća:*  
**DP** decembar, 2011.

*Datum odbrane:*  
**DO** 04.12.2011.

*Članovi komisije:*  
**KO**

*Predsednik:* dr Ištvan Bikit, redovni profesor , PMF , Novi Sad

*član:* dr Dušan Mrđa, docent, PMF , Novi Sad

*član:* dr Radomir Kobilarov, redovni profesor , PMF , Novi Sad

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

*Accession number:*

**ANO**

*Identification number:*

**INO**

*Document type:*

Monograph publication

**DT**

*Type of record:*

Textual printed material

**TR**

*Content code:*

Final paper

**CC**

*Author:*

Ivana Jakonić, number 26m/10

**AU**

*Mentor/comentor:*

Dušan Mrđa, PhD, associate professor, Faculty of sciences, Novi Sad

**MN**

*Title:*

Neutron flux in the vicinity of germanium detector

**TI**

*Language of text:*

Serbian (Latin)

**LT**

*Language of abstract:*

English

**LA**

*Country of publication:*

Serbia

**CP**

*Locality of publication:*

Vojvodina

**LP**

*Publication year:*

2011

**PY**

*Publisher:*

Author's reprint

**PU**

*Publication place:*

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

**PP**

*Physical description:*

5/182/32/0/71/0/3

**PD**

*Scientific field:*

Physics

**SF**

*Scientific discipline:*

Nuclear physics

**SD**

*Subject/ Key words:*

Low background gamma spectroscopy, HPGe detector, cosmic rays, neutron capture and inelastic scattering of neutrons, fast and thermal neutron flux

**SKW**

**UC**

*Holding data:*

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

**HD**

*Note:*

none

**N**

*Abstract:*

Cosmic ray induced neutrons cause activation of nuclei. Using low-background detectors, one can measure the activation products and deduce information about the flux of neutrons. In this paper, various methods were used to determine the flux of fast and thermal neutrons - using the intensity of the detected gamma lines induced by thermal capture or neutron scattering processes on a few isotopes of Ge, <sup>197</sup>Au and <sup>113</sup>Cd.

**AB**

*Accepted by the Scientific Board:*

december, 2011

**ASB**

*Defended on:*

04.12.2011.

**DE**

*Thesis defend board:*

**DB**

*President:*

Ištvan Bikit, PhD, full professor, Faculty of sciences, Novi Sad

*Member:*

Dušan Mrđa, PhD, associate professor, Faculty of sciences, Novi Sad

*Member:*

Radomir Kobilarov, PhD, full professor, Faculty of sciences, Novi Sad